

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ имени П. Л. КАПИЦЫ

на правах рукописи

Холин Дмитрий Игоревич

**МЕЖСЛОЙНОЕ МАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
В МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМАХ Fe/Cr/Fe**

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

Москва — 2005

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Межслойное взаимодействие в многослойных магнитных системах	7
§ 1.1. Устройство образцов, общие представления об изучаемой системе.....	7
§ 1.2. Основные принципы выращивания многослойных магнитных структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии	8
§ 1.3. История вопроса.....	9
Глава 2. Исследование сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ методом ферромагнитного резонанса.....	16
§ 2.1. Устройство образцов, общие представления об изучаемой системе.....	16
§ 2.2. Экспериментальные результаты	17
§ 2.3. Анализ экспериментальных результатов	21
2.3.1. Аналитический анализ кривых намагничивания и спектров.....	21
2.3.2. Численный расчет статических и динамических свойств сверхрешетки с конечным количеством слоев.....	26
§ 2.4. Выводы.....	31
Глава 3. Исследования межслойного обмена в трехслойных образцах $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ с прослойкой в форме клина при комнатной температуре.....	32
§ 3.1. Методика получения образцов.....	32
§ 3.2. Методика измерений.....	36
3.2.1. Измерение кривых намагничивания образцов при комнатной температуре с помощью меридионального эффекта Керра.....	37
3.2.2. Измерение спектров спиновых волн методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света.....	40
§ 3.3. Экспериментальные результаты	42
§ 3.4. Численный расчет кривых намагничивания и спектров МБРС трехслойных образцов.....	46
3.4.1. Методика расчета с учетом деформации магнитной структуры ферромагнитных слоев в приложенном магнитном поле	46
3.4.2. Результаты численных расчетов.....	49
§ 3.5. Анализ экспериментальных результатов	51
§ 3.6. Сопоставление магнитометрических данных с данными туннельной микроскопии	56
§ 3.7. Выводы.....	61
Глава 4. Исследование зависимости межслойного обмена от температуры	63
§ 4.1. Введение.....	63
§ 4.2. Методика измерений.....	65
§ 4.3. Экспериментальные результаты	66
§ 4.4. Температурная зависимость билинейного обмена.....	67
§ 4.5. Температурная зависимость биквадратичного обмена.....	69
§ 4.6. Выводы.....	71
Заключение	72
Приложение: расчет частоты спиновых волн в трехслойной структуре $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ с учетом неоднородной намагниченности железных слоев	74
Список литературы	77

Введение

Заметный всплеск интереса к изучению многослойных магнитных структур начался около 20 лет назад и был связан с существенным прогрессом в технологии получения сверхтонких металлических пленок [1, 2]. Метод молекулярно-лучевой эпитаксии позволил создавать монокристаллические многослойные образцы с достаточно гладкими границами раздела слоев. В течение нескольких лет в этих структурах были обнаружены крайне интересные как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения явления: антипараллельное упорядочение ферромагнитных слоев [3, 4], гигантское магнитосопротивление [5], длинноволновые [6] и коротковолновые [7] осцилляции межслойного обмена как функции толщины прослойки, а несколько позднее — неколлинеарное межслойное упорядочение ферромагнитных слоев [8, 9].

Практически все перечисленные выше явления впервые были обнаружены в системе Fe/Cr/Fe. Однако в дальнейшем они наблюдались и в большом количестве других систем как с антиферромагнитной прослойкой (в первую очередь Mn), так и с прослойками из немагнитных металлов (Cu, Au, Ag и т.д.). Поскольку обнаруженные эффекты сулили огромные возможности для приложений в области высоких технологий, в течение полутора десятков лет количество публикаций на эту тему было весьма значительно.

В объемном хrome температура Нееля составляет 311 К, а при толщине слоя около 200 Å начинает быстро падать и обращается в ноль ниже приблизительно 40 Å [10]. Поэтому прослойка хрома при толщине менее 40 Å, а для комнатных температур и при большей толщине, считалась долгое время немагнитной. Позднее было обнаружено, что именно в системах Fe/Cr/Fe антиферромагнитный порядок в хrome сохраняется и при температурах существенно выше точки разрушения обычного, объемного антиферромагнитного упорядочения [11, 12]. Существование этой особой антиферромагнитной фазы авторы работы [13] связывают с перераспределением зарядовой и спиновой плотности вблизи границы раздела железа и хрома. Благодаря существованию этой фазы температура разрушения антиферромагнетизма в хромовой прослойке увеличивается с уменьшением ее толщины и при толщинах около 10 Å достигает 600–700 К [11, 12].

Был предложен ряд теоретических моделей, объясняющих механизм межслойного взаимодействия через немагнитоупорядоченную прослойку в рамках взаимодействия через газ свободных электронов [14–16]. Эффекты неколлинеарного магнитного упорядочения объяснялись при этом шероховатостью межслойных границ [17] либо присутствием в прослойке парамагнитных примесей [18] (см. также обзор [19]). Для случая взаимодействия через антиферромагнитную прослойку также был развит ряд моделей, в которых неколлинеарное магнитное упорядочение объяснялось шероховатостью межслойных границ и связанной с ней фрустрацией обмена на границе железо-хром [20, 21, 22, 23].

Для феноменологического описания межслойного взаимодействия двух ферромагнитных слоев через неферромагнитную прослойку была предложена так называемая модель биквадратичного обмена [8, 24]. Эта модель нашла микроскопическое обоснование как для случая немагнитной прослойки [17, 18, 16], так и для систем с антиферромагнитной прослойкой в случае большой шероховатости межслойных границ [13, 21, 23].

Для случая антиферромагнитной прослойки и достаточно гладких границ раздела были предложены также другие формы записи энергии межслойного обмена: так называемая

модель "магнитной близости" [20] и модель "половинного угла", возникающая при слабом обмене на границе железо-хром [21, 22].

Модель биквадратичного обмена была успешно использована многими авторами для описания экспериментальных результатов, полученных для систем с немагнитоупорядоченными прослойками (см. обзор [19]). Модель магнитной близости, в свою очередь, нашла подтверждение для прослоек марганца [25, 26].

Ситуация с хромом оказалась более сложной. Для описания экспериментальных данных для этой системы все авторы использовали только модель биквадратичного обмена, хотя получающиеся при этом соотношения обменных констант часто выходили за теоретически обоснованные границы. В то же время попытки использовать для описания систем Fe/Cr/Fe другие модели заканчивались неудачей [26,55]. При этом предсказываемый теорией переход от модели биквадратичного обмена к моделям магнитной близости или половинного угла, который должен иметь место при достижении достаточной гладкости межслойных границ раздела, никогда экспериментально не наблюдался.

Таким образом, к моменту постановки настоящей работы вопрос о механизме межслойного обмена в системе железо-хром оставался открытым. Экспериментальные данные, которые бы однозначно связывали природу межслойного обмена в этой системе с антиферромагнитным упорядочением хромовой прослойки, фактически отсутствовали. Вопрос о механизме межслойного взаимодействия в самой популярной и, казалось бы, наиболее изученной системе Fe/Cr/Fe так и оставался нерешенным. Между тем поток экспериментальных публикаций по данной тематике практически иссяк, и чтобы все же ответить на поставленный вопрос, необходимы были новые систематические экспериментальные исследования межслойного обмена в этой системе.

Цель работы

Целью данной работы было подтвердить либо опровергнуть сложившуюся в последнее время точку зрения, что межслойное взаимодействие в системе Fe/Cr/Fe связано с антиферромагнитным упорядочением хромовой прослойки. Для этого было проведено подробное экспериментальное исследование межслойного обмена в наиболее интересном с прикладной точки зрения диапазоне толщин хрома от 0 до 40 Å при различной шероховатости границ раздела и в достаточно широком интервале температур.

Положения, выносимые на защиту

1. В серии сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ методом ФМР, помимо акустической и оптической резонансных мод, обнаружены промежуточные моды колебаний, соответствующие сдвигу фаз прецессии намагниченности в соседних ферромагнитных слоях, отличному от 0 и π .
2. Магнитооптическими методами исследований на трехслойных образцах экспериментально продемонстрировано, что при достаточно гладких межслойных границах модель биквадратичного обмена, широко использовавшаяся для описания системы Fe/Cr/Fe ранее, утрачивает свою применимость.
3. Экспериментально получены температурные зависимости межслойного обмена, которые подтверждают, что механизм обмена в системе Fe/Cr/Fe связан с зарядово-индуцированной волной спиновой плотности в хромовой прослойке.

Научная новизна и ценность работы

В данной работе были проведены систематические исследования межслойного обмена в системе Fe/Cr/Fe как на образцах типа "сверхрешетка" (с большим количеством чередующихся слоев железа и хрома), так и в трехслойных образцах с контролируемой шероховатостью межслойных границ. Исследования были проведены в диапазоне толщин хромовой прослойки от 0 до 40 Å и при температурах от 77 до 473 К. Для повышения надежности полученных результатов были использованы одновременно несколько экспериментальных методик, дающих информацию как о статических (измерение кривых намагничивания), так и о динамических (ФМР и мандельштам-бриллюэновское рассеяние света) свойствах изучаемой системы.

Впервые было экспериментально продемонстрировано, что при достигнутом нами на ряде образцов высоком качестве межслойных границ модель биквадратичного обмена, как и предсказывается существующими теориями, утрачивает свою применимость. Экспериментально достигнутая граница области применимости этой модели находится в хорошем соответствии с оценками, основывающимися на наличии у хромовой прослойки собственной магнитной жесткости.

Анализ полученных температурных зависимостей показывает, что наши данные находятся в хорошем соответствии с известной из нейтронографических исследований [12] магнитной фазовой диаграммой тонких слоев хрома, граничащих со слоями железа.

Полученные в работе результаты подтверждают, что межслойный обмен в системе Fe/Cr/Fe действительно связан с антиферромагнетизмом тонких слоев хрома. Данные результаты являются новыми и вносят существенный вклад в наши представления о межслойном взаимодействии 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 механизма межслойного обмена именно в системе Fe/Cr/Fe 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 11 статей в реферируемых научных журналах [23, 27–36], из них 6 — в отечественных.

Содержание работы

Диссертационная работа состоит из данного введения, четырех глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы.

Глава 1 носит обзорный характер. В ней излагаются некоторые принципиальные моменты, касающиеся устройства изучаемых образцов, а также дается обзор наиболее существенных экспериментальных и теоретических результатов, известных на момент написания данной работы.

В главе 2 собраны экспериментальные данные, полученные автором на серии сверхрешеток Fe/Cr/Fe с различной толщиной хрома методом ферромагнитного резонанса. При обсуждении используются также кривые намагничивания образцов, измеренные с помощью вибрационного магнетометра. Описана методика расчета кривых намагничивания и частот ФМР для многослойных систем с большим, но конечным числом ферромагнитных слоев.

В главе 3 представлены результаты, полученные на серии трехслойных образцов типа "сэндвич" с клинообразной прослойкой хрома и контролируемой шероховатостью границ раздела слоев. Подробно описана методика выращивания образцов. Методами керровской магнитометрии и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света при комнатной температуре исследовано межслойное взаимодействие в зависимости от толщины прослойки и морфологии межслойных границ. Экспериментально продемонстрировано, что при достаточно гладких межслойных границах модель биквадратичного обмена утрачивает свою применимость.

В главе 4 методом керровской магнитометрии исследовано межслойное взаимодействие для трехслойных образцов Fe/Cr/Fe с различной шероховатостью межслойных границ в диапазоне температур 77–473 К. Анализ температурных зависимостей межслойного обмена показывает, что его природа непосредственно связана с антиферромагнитным упорядочением хромовой прослойки.

В Заключение сформулированы основные результаты диссертации.

В Приложении собраны громоздкие формулы, с помощью которых проводилась обработка спектров мандельштам-бриллюэновского рассеяния света в главе 3.

Глава 1. Межслойное взаимодействие в многослойных магнитных системах

§ 1.1. Устройство образцов, общие представления об изучаемой системе

Прежде чем приступать к основному изложению, следует пояснить, что представляют собой исследуемые многослойные магнитные системы.

Простейший образец состоит из двух пленок ферромагнетика (ФМ), разделенных прослойкой неферромагнитного материала (НМ) (рис. 1.1 *a*). Пленки имеют толщину от десятков до сотен ангстрем. Подбором технологических параметров удастся получить весьма гладкие и резкие границы раздела слоев, так что вертикальный масштаб шероховатости не превышает нескольких межатомных расстояний.

При правильном подборе пар материалов, из которых изготавливается образец, кристаллические решетки слоев хорошо соответствуют друг другу, так что образец оказывается монокристаллическим по всей своей толщине.

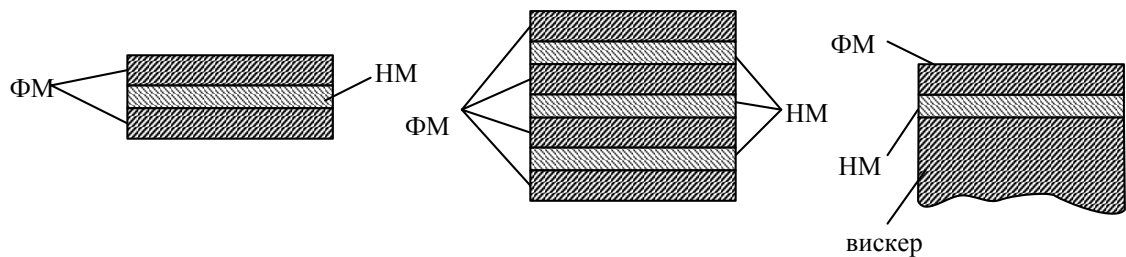


Рис. 1.1. Основные типы образцов, используемые для исследования межслойного обмена в многослойных магнитных структурах: *a* — сэндвич, *b* — сверхрешетка, *c* — образец на основе железного вискера.

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.

Вариант системы, показанный на рис. 1.1*a*, называют "сэндвичем". Для исследований межслойного обмена используют также и другие конфигурации образцов. Так называемые "сверхрешетки" (рис. 1.1*b*) состоят из большого количества чередующихся ферромагнитных и неферромагнитных слоев. Такие образцы имеют ряд достоинств по сравнению с сэндвичами. Благодаря тому, что 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.

Третий тип образцов вошел в обиход благодаря относительно простой, но крайне эффективной технологии получения так называемых железных "вискеров". Вискеры представляют собой полученные электролитическим методом монокристаллы железа

длиной несколько миллиметров, шириной и толщиной от 0.1 мм до миллиметра. Удивительной особенностью этих объектов является практически идеально гладкая боковая поверхность, имеющая кристаллографическую ориентацию [100]. Размер атомно-гладких террас на такой поверхности может достигать нескольких микрон. Рис. 1.16 иллюстрирует образец, изготовленный на основе вискера. Роль нижнего слоя железа выполняет в нем железный вискер. Прослойка хрома и второй, тонкий слой железа напыляются на него, как на подложку. С одной стороны, такие образцы имеют самые гладкие границы раздела слоев. С другой стороны, из-за большой (порядка миллиметра) толщины вискера интерпретация ряда экспериментальных данных заметно затруднена. К недостаткам вискеро-образцов можно отнести также их малые размеры (ширина образца не превышает, как правило, нескольких десятых миллиметра).

В данной диссертационной работе были использованы образцы типа "сэндвич" и образцы типа "сверхрешетка". Для получения таких образцов используются в основном две методики: метод молекулярно-лучевой эпитаксии (в дальнейшем МБЭ) и, реже, магнетронное напыление. Метод МБЭ позволяет получать образцы наивысшего качества с точки зрения гладкости границ раздела слоев и кристаллографического совершенства получающихся пленок, поэтому именно этот метод использовался нами в данной работе. Поскольку вопросы технологии носят принципиально важное значение в исследовании многослойных магнитных структур, в следующем параграфе будут описаны основы метода молекулярно-лучевой эпитаксии.

§ 1.2. Основные принципы выращивания многослойных магнитных структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Методика МБЭ позволяет получать пленки, являющиеся, с кристаллографической точки зрения, хорошими монокристаллами. Она основана на медленном напылении вещества на подложку в условиях сверхвысокого вакуума. Давление остаточного газа составляет при этом от 10^{-8} до 10^{-12} мбар.

Осаждаемое вещество испаряется из тигля на расстоянии порядка нескольких десятков сантиметров от подложки. Отдельные атомы вещества с тепловой скоростью летят на подложку и осаждаются на ней. Характерная скорость напыления образцов составляет от 0.01 до 1 Å/с. Благодаря поверхностной диффузии атомов при определенных условиях удается достичь послойного, так называемого "эпитаксиального" роста пленки, когда атомные слои заполняются один за другим. Такой режим роста позволяет получать пленки с чрезвычайно гладкими поверхностями, размеры атомно-гладких участков на которых достигают сотен нанометров [37].

Важным вопросом при выращивании образцов является кристаллографическое совершенство получающихся структур. Для этого материалы подложки и напыляемых на нее материалов подбирают так, чтобы их кристаллические структуры соответствовали друг другу без значительных деформаций решетки. Примером идеальной пары являются в этом отношении железо и хром, постоянные решетки которых совпадают с точностью 0.3%. Более подробно вопрос соответствия решеток обсуждается в § 3.1, в котором подробно описана технология изготовления изучавшихся нами образцов.

§ 1.3. История вопроса

Проблема межслойного обмена в многослойных магнитных структурах, как уже отмечалось, привлекала к себе огромный интерес исследователей в течение приблизительно полутора последних десятилетий двадцатого века. 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. Полноценный обзор данной тематики потребовал бы объема, который никак не соответствует данной диссертации. На настоящий момент существует несколько обзоров проблемы межслойного обмена в многослойных магнитных системах [20,19,37,49], но ни один из них нельзя, пожалуй, назвать исчерпывающим.

В данном разделе мы не будем пытаться перечислить все известные экспериментальные и теоретические работы, опубликованные на настоящий момент. Вместо этого мы дадим канву основных результатов, определивших развитие данной тематики, и перечислим результаты, имеющие наиболее близкое отношение к представленным в данной 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 [3]. 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 мандельштамбриллюэновского 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 [4]. 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 Бабича с соавторами [5] в сверхрешетках Fe/Cr/Fe 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 тех-

нологии 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 [6] 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 \AA для рутения и от 18 до 21 \AA 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 коротковолновых осцилляций межслойного обмена. В работе [7] методом сканирующей электронной микроскопии с анализом поляризации (SEMPA) исследовались образцы, выращенные на железном вискере. Прослойки хрома, отделяющие вискер от верхнего тонкого слоя железа, были выполнены в виде клина с толщиной от 0 до 200 \AA . 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 \AA , величина обмена через хромовую прослойку осциллирует также с периодом, близким к 2 моноатомным слоям хрома, то есть около 2.88 \AA . 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.

Первая попытка построить теорию межслойного обмена в многослойных металлических магнитных структурах была предпринята в работе [14]. Авторы развивали идеологию косвенного взаимодействия ферромагнитных слоев через электроны проводимости прослойки в духе модели РККУ [38]. По аналогии с эффектом де Гааза–ван Альфена им удалось объяснить знакопеременные осцилляции межслойного обмена и значительное дальное действие этого взаимодействия.

Вслед за этим вышли работы [15, 39], 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. 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, для которых наблюдается так называемое явление "нестинга", то есть близкого совпадения формы различных участков ферми-поверхности. Тем не менее, вычисленная величина обмена оказа-

лась существенно меньше, чем наблюдаемая в эксперименте [39]. Также остался нерешенным вопрос о том, не связан ли межслойный обмен в системе Fe/Cr/Fe с антиферромагнитным упорядочением хромовой прослойки.

Дальнейшее усиление интереса к многослойным магнитным структурам было связано с обнаружением в системе Fe/Cr/Fe 90-градусного магнитного упорядочения [8]. 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. Для объяснения этого эффекта авторы предложили записывать энергию взаимодействия ферромагнитных слоев в виде

$$E_C = A_{12} [1 - \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2] + 2B_{12} [1 - (\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2)^2], \quad (1.1)$$

где \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 — вектора намагниченности в пленках железа, A_{12} и B_{12} — феноменологические константы. Первое слагаемое осциллирует и, в зависимости от знака A_{12} , приводит либо к параллельному, либо к антипараллельному упорядочению слоев железа. Второе слагаемое при положительной величине B_{12} делает предпочтительным 90-градусное упорядочение магнитных моментов \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 . Для тех значений толщины прослойки, для которых величина A_{12} меняет знак и, стало быть, мала, второе слагаемое может доминировать и приводить к наблюдаемому 90-градусному упорядочению магнитных слоев.

Аналогичные результаты были получены независимо в работе [24] для трехслойной системы Co/Cu/Co. Полученные для нее кривые намагничивания удалось описать, записывая энергию межслойного взаимодействия в форме, аналогичной (1.1).

Предложенная в этих двух работах модель получила название модели биквадратичного обмена. В дальнейшем энергию межслойного обмена в расчете на единицу площади стали записывать в виде

$$E_{ex} = \frac{J_1}{M_S^2} (\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2) + \frac{J_2}{M_S^4} (\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2)^2. \quad (1.2)$$

Здесь J_1 и J_2 — так называемые константы соответственно билинейного и биквадратичного обмена, M_S — модуль намагниченности в ферромагнитных слоях. Эта модель до сих пор наиболее часто используется при анализе экспериментальных данных в работах, посвященных межслойному обмену в многослойных магнитных структурах.

Как легко видеть, конкуренция первого и второго слагаемого в выражении (1.2) может приводить не только к параллельному, антипараллельному или 90-градусному упорядочению магнитных моментов, но также и к произвольному углу между магнитными моментами в диапазоне от 0 до 180°. В отсутствие внешнего магнитного поля и магнитной анизотропии угол θ между магнитными моментами легко получить минимизацией выражения (1.2):

$$\theta = \arccos\left(-\frac{J_1}{2J_2}\right). \quad (1.3)$$

Впервые упорядочение магнитных моментов под промежуточным углом, 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 [9]. Авторами был зафиксирован угол упорядочения 50° . Позднее в работе [40] была представлена серия сверхрешеток $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ 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, [37]).

Теоретическое объяснение неколлинеарного упорядочения многослойных магнитных систем вызвало большие трудности. Теории, учитывавшие нелинейные поправки к модели РККУ (см. [41, 42, 16] и обзор [19]), давали величину константы J_2 много меньшую, чем J_1 , так что объяснить на их основе неколлинеарное упорядочение не представлялось возможным. В связи с этим возник ряд работ, в которых появление биквадратичного слагаемого связывалось с тем или иным несовершенством образца.

В работе [17] был предложен механизм, основанный на учете моноатомных флуктуаций толщины неферромагнитного слоя. Из-за коротковолновых осцилляций величины J_1 с толщиной прослойки, межслойный обмен в шероховатом образце оказывается фрустрирован, что приводит к небольшим искажениям магнитной структуры ферромагнетика и к появлению биквадратичного слагаемого в выражении (1.2). Величина J_2 задается в рамках этой теории выражением

$$J_{2\text{eff}} = \frac{4L(\Delta J)^2}{\pi^3} A \coth(\pi D/L), \quad (1.4)$$

где ΔJ — скачок билинейного обмена на одной моноатомной ступеньке, L — характерный размер атомно-гладких участков прослойки, D — толщина ферромагнитных обкладок, A — обменная жесткость ферромагнетика. Область применимости данной модели ограничивается, однако, условием $J_{2\text{eff}} \ll \Delta J$, поэтому объяснить с ее помощью скошенное магнитное упорядочение в системе $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ не представляется возможным. Тем не менее, эта теория хорошо работает в системах на основе Cu , Ag и ряда других прослоек.

В работе [18] была предложена так называемая модель свободных спинов (loose spin model), которая приписывает возникновение негейзенберговского слагаемого в выражении для межслойного обмена наличию в прослойке вблизи границы с ферромагнетиком магнитных примесей. Данный механизм может, вообще говоря, давать весьма значительный по величине вклад в межслойный обмен. Он приводит также к очень сильной зависимости биквадратичного обмена от температуры, что наблюдалось в системах, искусственно насыщенных примесями (см. обзор [19]). Однако к интересующей нас в первую очередь системе $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ она оказывается неприменимой.

Следует упомянуть также дипольный механизм биквадратичного взаимодействия, предложенный в работе [43]. Его суть состоит в том, что при наличии шероховатостей на границе раздела ферромагнитного слоя и немагнитной прослойки, оборванные цепочки спинов работают как диполи и создают в прослойке магнитное поле, которое достигает противоположной ферромагнитной обкладки и приводит к дополнительному взаимодействию, которое может быть записано в форме (1.2). Величина такого взаимодействия, однако, оказывается слишком малой для того, что объяснить имеющиеся экспериментальные данные.

В связи с тем, что все предлагавшиеся ранее модели оказались бессильны объяснить наблюдающейся в эксперименте большое негеизенберговское слагаемое в энергии межслойного взаимодействия, в работе [20] был предложен принципиально иной механизм межслойного обмена, основанный на представлении об антиферромагнитно-упорядоченной прослойке. Идея этого механизма состоит в том, что при наличии у прослойки собственной магнитной жесткости такая прослойка будет работать как пружина, соединяющая магнитные моменты ферромагнитных обкладок образца. В зависимости от того, из четного или нечетного количества атомных слоев состоит прослойка, энергия взаимодействия в зависимости от угла θ между направлениями намагниченности в ферромагнитных слоях будет пропорциональна либо θ^2 , либо $(\pi - |\theta|)^2$. При наличии на границах раздела слоев шероховатостей, толщина прослойки будет флуктуировать. В результате усредненная энергия взаимодействия сможет быть записана следующим образом:

$$E = C_+ \theta^2 + C_- (\pi - |\theta|)^2. \quad (1.5)$$

Константы C_+ и C_- зависят от соотношения участков с четным и нечетным количеством атомных слоев в прослойке. Эта модель получила название "модель магнитной близости" (proximity magnetism model). Она успешно применялась для описания магнитной структуры систем с антиферромагнитной прослойкой марганца [25, 26].

Вопрос о том, имеет ли модель магнитной близости какое-то отношение к системам на основе хрома, непосредственно связан с магнитной фазовой диаграммой самого хрома, которая довольно сложна. Объемный 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 [44]. 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 [11, 12] (см. рис. 1.2). Все это делает попытки использовать модель магнитной близости для описания свойств систем с прослойкой хрома вполне правомерными. Однако до сих пор эти попытки заканчивались неудачей [26, 55]. Единственное сообщение об успешном описании с помощью модели (1.5) результатов нейтронографических исследований, полученных на сверхрешетке $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$, представляется не вполне убедительным [9].

Продолжением этого направления теоретических исследований можно считать работу [21], где были подробно рассмотрены случаи границ раздела с различной шероховато-

стью, изучены предельные случаи достаточно гладких и очень шероховатых границ, учтена энергия доменных стенок, возникающих из-за наличия шероховатостей на границах раздела слоев. В частности, для случая достаточно гладких границ раздела и слабого взаимодействия на границе железо-хром по сравнению с обменом в объеме обоих материалов было получено выражение, получившее название "модели половинного угла" [21, 22]:

$$E = J_+ \cos \frac{\theta}{2} + J_- \sin \frac{\theta}{2}. \quad (1.6)$$

Как и для модели (1.5), константы J_+ и J_- зависят от соотношения участков с четным и нечетным количеством атомных слоев в прослойке.

В последнее время появился ряд теоретических работ, рассматривающий взаимодействие через хромовую прослойку намного более детально [13, 22]. Предложенная там теория учитывает эффект перетекания заряда из ферромагнитных обкладок в хромовую прослойку, что приводит к возникновению в хrome ближнего магнитного порядка при температурах выше объемной температуры Нееля. В работах получены формулы для межслойного обмена в системе Fe/Cr/Fe в различных предельных случаях. Эти формулы, в частности, позволяют объяснить и неколлинеарное упорядочение в системе Fe/Cr/Fe в широком диапазоне параметров. До сих пор, однако, попыток использовать модель (1.6) для описания экспериментальных данных не предпринималось.

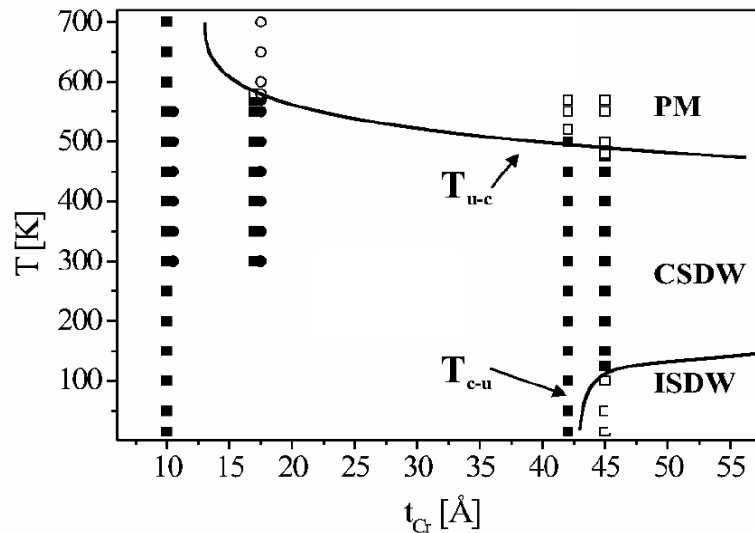


Рис. 1.2. Магнитная фазовая диаграмма тонких слоев хрома, полученная методом дифракции поляризованных нейтронов [11].

Итак, сложившуюся к моменту постановки настоящей работы ситуацию можно кратко описать следующим образом. В большинстве работ, посвященных исследованию системы Fe/Cr/Fe, экспериментальные данные интерпретировались авторами в рамках модели биквадратичного обмена, хотя получающиеся при этом значения обменных констант во многих случаях лежат заведомо вне области применимости этой модели. В то

же время другие теории, способные объяснить сильное неколлинеарное взаимодействие в системе Fe/Cr/Fe, фактически не находили экспериментального подтверждения.

Таким образом, вопрос о механизме межслойного взаимодействия в самой популярной и, казалось бы, наиболее изученной системе Fe/Cr/Fe так и оставался нерешенным. Чтобы ответить на него, необходимы были новые систематические экспериментальные исследования межслойного обмена в этой системе, которым и посвящена настоящая диссертация.

Глава 2. Исследование сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ методом ферромагнитного резонанса

Данная глава посвящена описанию первого этапа наших исследований межслойного обмена в многослойных магнитных системах. Эксперименты проводились методом ферромагнитного резонанса на магнитных сверхрешетках $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ (периодических структурах, состоящих из большого числа одинаковых слоев железа, разделенных прослойками хрома).

§ 2.1. Образцы. Методы их получения и контроля качества

Как уже упоминалось ранее, сверхрешетки обладают некоторыми преимуществами по сравнению с образцами типа "сэндвич". Во-первых, в сверхрешетке каждый слой железа взаимодействует одновременно с двумя своими соседями, поэтому эффекты межслойного обмена в такой структуре, упрощенно говоря, удваиваются и начинают доминировать над эффектами объемной анизотропии. Именно благодаря этому предсказываемое выражением (1.3) скошенное магнитное упорядочение (когда угол между намагниченностями соседних ферромагнитных слоев отличается от 0, 180 и 90°) впервые наблюдалось именно в магнитных сверхрешетках [9].

Вторым важным преимуществом сверхрешетки перед сэндвичем является большая суммарная толщина ферромагнитных пленок. Действительно, толщину каждого слоя ферромагнетика в многослойной магнитной системе нельзя делать слишком большой. Во-первых, межслойное взаимодействие является поверхностным эффектом, поэтому его вклад в свободную энергию единицы объема образца обратно пропорционален толщине ферромагнитного слоя. Во-вторых, интерпретация экспериментальных данных сильно усложняется, если намагниченность ферромагнитного слоя оказывается неоднородной по толщине. В случае железа это фактически ограничивает толщину пленки величиной около 100 Å (подробно этот вопрос рассматривается в Главе 3). Если для одних методов исследования (резонансные и магнитооптические измерения, SEMPA и пр.) столь малого количества вещества оказывается вполне достаточно для получения надежных результатов, то для других (нейтронографических [12], мессбауровских [45], рентгеновских [46], электрометрических [5] измерений и пр.) этот параметр является критическим. Использование в этом случае сверхрешеток, состоящих из десятка и более идентичных ферромагнитных слоев, позволяет многократно повысить точность измерений.

Основные измерения ФМР и магнитоэлектрических свойств проводились на 2-х образцах: $[\text{Cr}(10\text{Å})/\text{Fe}(21\text{Å})]_{12}$ и $[\text{Cr}(8\text{Å})/\text{Fe}(33\text{Å})]_{16}$, выращенных на установке молекулярно-лучевой эпитаксии "Катунь С" в Институте Физики Металлов УрО РАН¹. Толщина прослоек хрома была выбрана на основе литературных данных так, чтобы находиться вблизи максимума антиферромагнитного обмена. В качестве подложек использовались пластины из монокристалла MgO, вырезанные параллельно плоскости (100). В качестве буферного слоя напылялась пленка Cr толщиной около 100 Å. Образцы выращивались при температуре подложки 210–220°C, что позволяло получить достаточно гладкие границы между слоями и одновременно избежать их перемешивания. Контроль качест-

¹ Автор выражает глубокую признательность В.В. Устинову и Л.Н. Ромашеву за предоставленные образцы.

ва образцов, а также определение толщин слоев Fe и Cr, проводились с помощью метода малоугловой рентгеновской дифракции и метода микрорентгеноспектрального анализа. Результаты анализа говорят о том, что полученные образцы имеют монокристаллическую структуру, кристаллографическая ориентация железа и хрома совпадала при этом с ориентацией подложки. На спектре малоугловой рентгеновской дифракции отчетливо наблюдаются три брегговских пика от сверхрешетки $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ (см. рис. 2.1), что свидетельствует о хорошем качестве образца и четких границах раздела слоев.

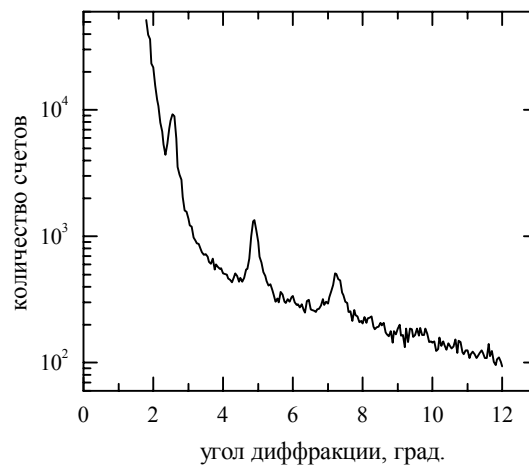


Рис. 2.1. Результаты малоугловой рентгеновской дифракции для образца $[\text{Cr}(8\text{\AA})/\text{Fe}(33\text{\AA})]_{16}$.

§ 2.2. Экспериментальные результаты

Ферромагнитный резонанс изучался нами при комнатной температуре в диапазоне частот от 9.5 до 37 ГГц и полях до 18 кЭ. Схема спектрометра представлена на рис. 2.2. СВЧ колебания возбуждались в медном цилиндрическом резонаторе, на дно которого помещался образец. Высокочастотный сигнал подавался от перестраиваемого клистронного генератора в резонатор по стандартному прямоугольному волноводу. Прошедшая через резонатор мощность поступала на СВЧ-детектор. Для изучения ФМР во всем указанном диапазоне частот использовался набор из шести резонаторов, в которых возбуждались моды H_{011} , H_{012} или H_{013} СВЧ колебаний. Внешнее постоянное магнитное поле прикладывалось в плоскости образца и создавалось резистивным магнитом системы С. П. Капицы с водяным охлаждением медных обмоток. В зависимости от положения образца на дне резонатора осуществлялось либо продольное, либо поперечное возбуждение резонанса (см. рис. 2.3.). Во время измерений частота излучения генератора настраивалась в резонанс с собственной частотой резонатора. Чтобы избежать ухода частоты с вершины резонанса, использовался блок автоматической подстройки частоты.

Для увеличения чувствительности спектрометра использовалась слабая модуляция внешнего магнитного поля и последующее синхронное детектирование прошедшего через резонатор сигнала на частоте этой модуляции. Модуляция осуществлялась с помощью пары модуляционных катушек, ток в которых возбуждался звуковым генератором на частоте около 80 Гц. Сигнал с СВЧ-детектора посылался на синхронный детек-

тор, а сигнал модулирующего звукового генератора использовался в качестве опорного. В результате сигнал на выходе синхронного детектора был пропорционален производной от поглощаемой в образце мощности по магнитному полю. Этот сигнал направлялся в персональный компьютер для записи и последующей обработки.

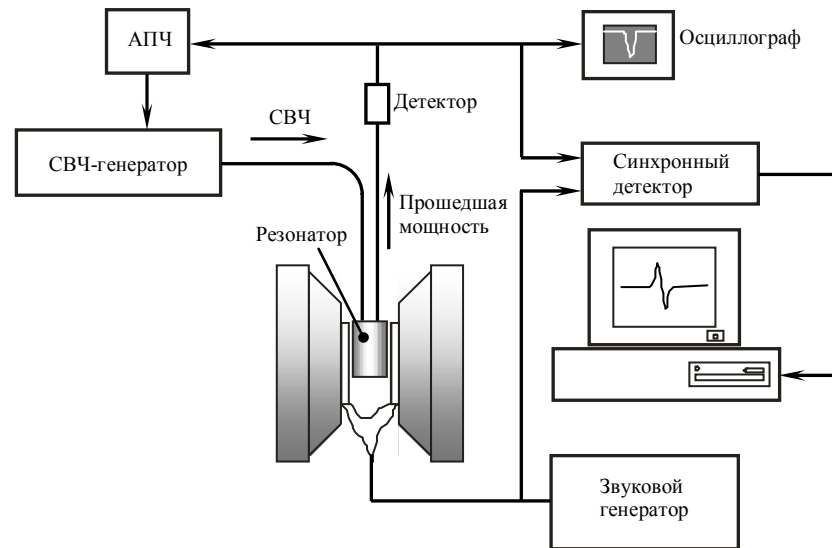


Рис. 2.2. Схема спектрометра

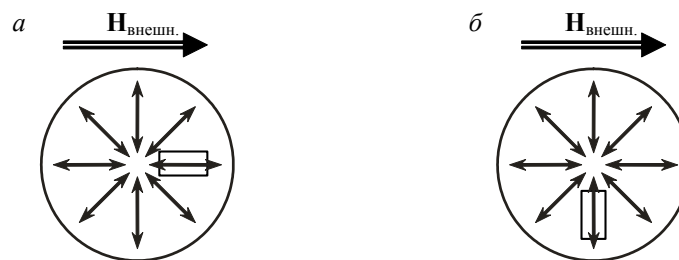


Рис. 2.3. Осуществление продольной (а) и поперечной (б) накачки резонанса в зависимости от положения образца.

На рис. 2.4 представлены примеры экспериментальных записей резонансных линий при двух ориентациях СВЧ поля для образца $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$. При поперечной накачке (кривая 1) 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 (кривая 2) 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.

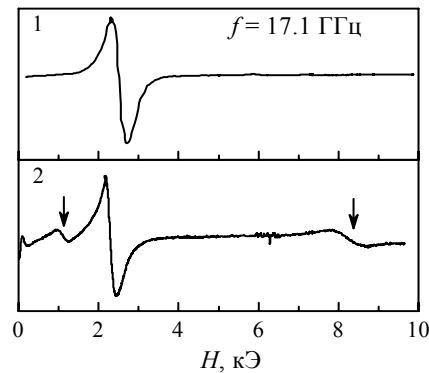


Рис. 2.4. Примеры экспериментальных записей ФМР для поперечного (1) и продольного (2) возбуждения резонанса.

Спектры ФМР для двух образцов представлены на рис. 2.5 и 2.6. Темными кружками показаны частоты линий, наблюдающихся при поперечной накачке, а светлыми — наблюдающихся только при продольной накачке. Величина показанных на графиках "экспериментальных погрешностей" соответствует расстоянию между максимумом и минимумом производной поглощения СВЧ мощности в образце. Точность определения середины линии была в большинстве случаев в несколько раз лучше. Сплошные, штриховые и пунктирные линии, показанные на графиках, демонстрируют результаты аналитического расчета и обсуждаются в следующем параграфе.

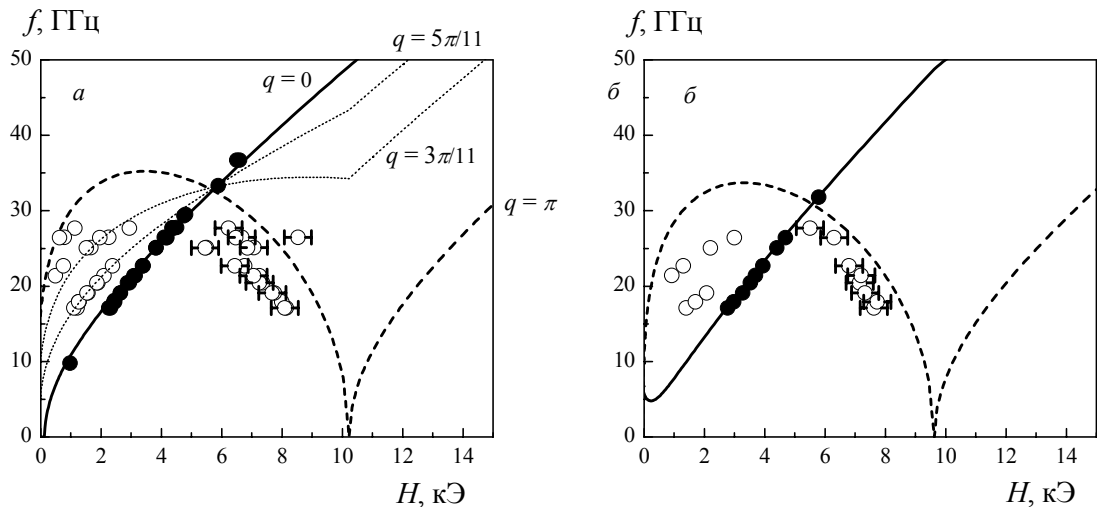


Рис. 2.5. Спектры ферромагнитного резонанса для образца $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$: *a* — поле направлено вдоль трудной оси намагничивания, *б* — вдоль легкой. Точки — экспериментальные данные, кривые — результат аналитического расчета (см. разд. 2.3.1).

Для определения магнитной структуры образцов использовались также их кривые намагничивания². Измерения производились на вибрационном магнитометре при комнатной температуре в поле до 17 кЭ. Поле прикладывалось в плоскости пленки вдоль кри-

² Экспериментальные данные по кривым намагничивания были любезно предоставлены М.А. Милевым (Институт Физики Металлов УрО РАН), за что автор выражает ему свою глубокую признательность.

сталлографической оси $[110]$ структуры, что соответствует трудной оси намагничивания слоев железа.

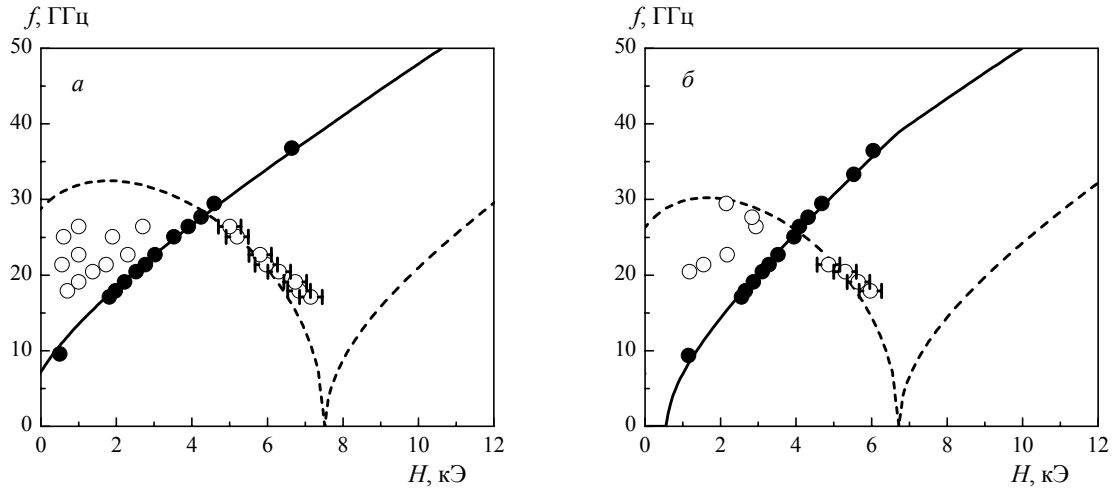


Рис. 2.6. То же, что на рис. 2.5, для образца $[\text{Cr}(8 \text{ \AA})/\text{Fe}(33 \text{ \AA})]_{16}$.

На рис. 2.7 представлены результаты магнитостатических измерений для двух образцов: $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$ и $[\text{Cr}(8 \text{ \AA})/\text{Fe}(33 \text{ \AA})]_{16}$.

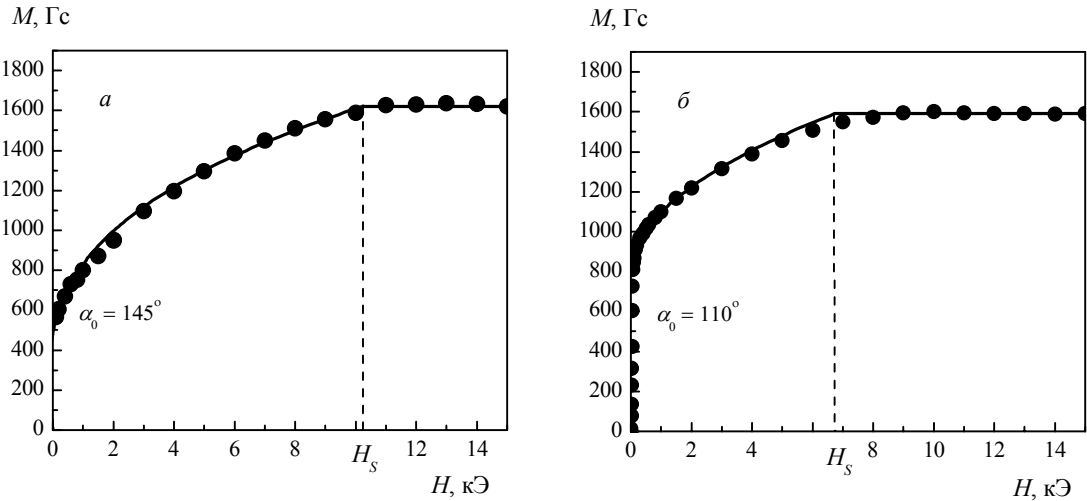


Рис. 2.7. Кривые намагничивания для двух образцов: (а) — $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$; (б) — $[\text{Cr}(8 \text{ \AA})/\text{Fe}(33 \text{ \AA})]_{16}$. Точки — экспериментальные данные, кривые — результаты аналитического расчета.

На графиках показаны зависимости проекции M вектора намагниченности пленки на направление внешнего постоянного поля от напряженности поля H . В отсутствие внешнего магнитного поля намагниченности слоев железа лежат в плоскости пленки, что обеспечивается ее размагничивающим фактором. Характерными чертами кривых намагничивания в поле, параллельном плоскости образца, являются большая величина остаточной намагниченности M_0 и плавный выход кривой на насыщение M_S , что указывает на наличие в наших сверхрешетках неколлинеарного магнитного упорядочения.

Величины углов $\alpha_0 = 2 \arccos(M_0 / M_S)$ начального упорядочения соседних магнитных слоев в двух пленках, полученные из статических измерений, указаны на графиках.

§ 2.3. Анализ экспериментальных результатов

2.3.1. Аналитический анализ кривых намагничивания и спектров

Следуя подходу, традиционному для большинства работ, посвященных межслойному обмену в системе Fe/Cr/Fe, мы предприняли попытку описать полученные нами результаты в рамках модели биквадратичного обмена.

В расчетах предполагалось, что намагниченность каждого слоя железа однородна по объему слоя, равна M_S (намагниченности насыщения железа) независимо от внешнего поля, и магнитный момент каждого слоя может поворачиваться как целое. В этих предположениях магнитную часть энергии многослойной структуры в расчете на единицу площади пленки можно записать следующим образом:

$$E = -d \sum_{j=1}^n (\mathbf{H}, \mathbf{M}_j) + \frac{J_1}{M_S^2} \sum_{j=1}^{n-1} (\mathbf{M}_j, \mathbf{M}_{j+1}) + \frac{J_2}{M_S^4} \sum_{j=1}^{n-1} (\mathbf{M}_j, \mathbf{M}_{j+1})^2 + d \frac{N_{zz}}{2} \sum_{j=1}^n (\mathbf{M}_j, \mathbf{z})^2 - d \frac{K_u}{M_S^2} \sum_{j=1}^n (\mathbf{M}_j, \mathbf{z})^2 - \frac{dH_a}{4M_S^3} \sum_{j=1}^n [(\mathbf{M}_j, \mathbf{x})^4 + (\mathbf{M}_j, \mathbf{y})^4 + (\mathbf{M}_j, \mathbf{z})^4], \quad (2.1)$$

где \mathbf{M}_j — намагниченность j -ого слоя железа, d — толщина каждого слоя железа, n — количество ферромагнитных слоев в образце, N_{zz} — размагничивающий фактор (в нашем случае 4π), K_u описывает одноосную анизотропию, а H_a — анизотропию 4-го порядка с "легкими" осями \mathbf{x} , \mathbf{y} , \mathbf{z} , причем ось \mathbf{z} совпадает с нормалью к плоскости пленки. В дальнейшем для удобства мы везде будем использовать эффективный коэффициент поверхностной анизотропии, включающий в себя как размагничивающий фактор, так и поверхностную анизотропию:

$$K_{eff} = 4\pi - \frac{2K_u}{M_S^2}. \quad (2.2)$$

Поскольку внешнее магнитное поле прикладывалось в плоскости образца, а поле размагничивания для наших образцов существенно превосходит поля поверхностной анизотропии (т.е. $K_{eff} \approx 4\pi$), намагниченности всех слоев железа в равновесии также расположены в плоскости пленки. В этом случае выражение для энергии можно записать в виде:

$$E = -dHM_S \sum_j \cos \varphi_j + J_1 \sum_j \cos(\varphi_j - \varphi_{j+1}) + J_2 \sum_j \cos^2(\varphi_j - \varphi_{j+1}) - \frac{1}{16} dH_a M_S \sum_j \cos 4(\varphi_j + \psi), \quad (2.3)$$

где ψ — угол между легкой осью \mathbf{x} и внешним полем \mathbf{H} , а φ_j — угол между вектором \mathbf{H} и намагниченностью j -го ферромагнитного слоя \mathbf{M}_j . Равновесные значения углов φ_j на-

ходятся, как обычно, из условия минимума энергии (2.3). Интересным является случай такого соотношения констант J_1 и J_2 , при котором минимуму энергии в нулевом внешнем поле соответствует антипараллельная либо скошенная относительно ориентация соседних магнитных моментов. Если внешнее магнитное поле направлено при этом вдоль трудной или вдоль легкой оси анизотропии четвертого порядка и существенно превосходит поле анизотропии в железе (около 500 Э), то в сверхрешетке должно реализовываться двухподрешеточное упорядочение магнитных моментов с симметричным относительно внешнего магнитного поля расположением намагниченностей подрешеток (см. рис. 2.8).

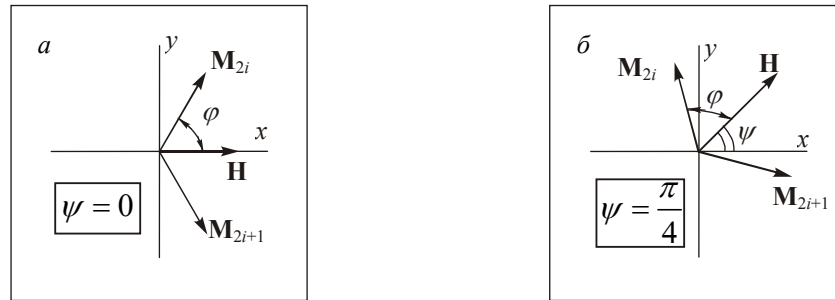


Рис. 2.8. Расположение магнитных моментов железных пленок относительно внешнего поля и осей анизотропии: *a* — поле направлено вдоль легкой оси анизотропии, *б* — вдоль трудной.

Наличие такого двухподрешеточного упорядочения в магнитных сверхрешетках было экспериментально продемонстрировано, например, в работе [9] методом рассеяния поляризованных нейтронов. Выражения для углов φ_j выглядят в этом случае следующим образом:

$$\varphi_j = (-1)^j \varphi, \text{ где } \varphi = \arccos(M/M_S). \quad (2.4)$$

Энергия (2.1) может при этом быть переписана в виде

$$E = -d[(\mathbf{H}, \mathfrak{M}_1) + (\mathbf{H}, \mathfrak{M}_2)] + \frac{2J_1}{M_S^2} (\mathfrak{M}_1, \mathfrak{M}_2) + \frac{2J_2}{M_S^4} (\mathfrak{M}_1, \mathfrak{M}_2)^2 + \quad (2.5)$$

$$+ d \frac{K_{eff}}{2} [(\mathfrak{M}_1, \mathbf{z})^2 + (\mathfrak{M}_2, \mathbf{z})^2] - \frac{dH_a}{4M_S^3} \sum_{i=1}^2 [(\mathfrak{M}_i, \mathbf{x})^4 + (\mathfrak{M}_i, \mathbf{y})^4 + (\mathfrak{M}_i, \mathbf{z})^4],$$

где \mathfrak{M}_1 и \mathfrak{M}_2 — намагниченности первой и второй подрешеток. Получившееся выражение полностью совпадает с выражением для энергии трехслойной структуры типа "сэндвич", только вместо векторов намагниченности верхнего и нижнего ферромагнитного слоя в ней фигурируют намагниченности подрешеток, а константы межслойного взаимодействия J_1 и J_2 входят с коэффициентом 2. Последний факт отражает уже упоминавшееся отличие сверхрешетки от образца типа "сэндвич": каждый ферромагнитный слой в сверхрешетке взаимодействует не с одним, а с двумя своими соседями.

Кривые намагничивания и спектр ферромагнитного резонанса могут в этом случае быть вычислены по тем же формулам, что и для трехслойного образца. Для случая, ко-

гда анизотропией 4-го порядка H_a можно пренебречь, соответствующие формулы были получены в работе [47]. Решение этой задачи с учетом анизотропии в случае, когда внешнее поле \mathbf{H} приложена вдоль легкой ($\psi = 0$) либо вдоль трудной ($\psi = \pi/4$) осей намагничивания железа принадлежит А. Б. Дровосекову [29]. В работе [29] содержится также подробный анализ условий устойчивости симметричной двухподрешеточной магнитной структуры.

В интересующем нас случае $J_2 \geq 0$ минимизация энергии системы по параметру φ приводит к следующим выражениям, определяющим кривую намагничивания системы:

$$H = \left(\frac{4J_1 - 8J_2}{dM_S^2} \pm \frac{H_a}{M_S} \right) M + \left(\frac{16J_2}{dM_S^4} \mp 2 \frac{H_a}{M_S^3} \right) M^3 \text{ при } H < H_S, \quad (2.6)$$

$$M = M_S \text{ при } H \geq H_S.$$

Здесь и далее верхние знаки соответствуют углу $\psi = 0$, нижние — $\psi = \pi/4$. Поле насыщения структуры H_S задается выражением

$$H_S = (4J_1 + 8J_2)/dM_S \mp H_a. \quad (2.7)$$

Условие устойчивости двухподрешеточной магнитной структуры требует также выполнения дополнительного условия $H > H_C \approx H_a$ [29], которое для нашей экспериментальной ситуации выполняется во всем диапазоне полей выше 500 Э.

Спектр ферромагнитного резонанса такой структуры должен состоять из 2 ветвей: акустической, когда магнитные моменты подрешеток прецессируют в фазе, и оптической, когда соседние магнитные моменты прецессируют в противофазе [48, 47, 29]. Первая мода должна наблюдаться в условиях поперечного, а вторая — в условиях продольного возбуждения резонанса. Полученные в работе [29] выражения для этих двух резонансных частот выглядят следующим образом:

$$\frac{\omega_q^2}{\gamma^2} = \left[\left(A + BM^2 \right) \cos^2 \frac{q}{2} + K_{eff} + \frac{3H_a}{4M_S} \pm \frac{H_a}{4M_S^3} (M_S^2 - 4M^2) \right] \times$$

$$\times \left[\left(A + BM^2 \right) M^2 \cos^2 \frac{q}{2} + \left(A + 3BM^2 \right) (M_S^2 - M^2) \sin^2 \frac{q}{2} \pm \right. \quad (2.8)$$

$$\left. \pm \frac{H_a}{M_S^3} (M_S^2 - M^2) (M_S^2 - 6M^2) \right], \text{ при } H_C < H < H_S;$$

$$\frac{\omega_q^2}{\gamma^2} = \left[H - H_S \sin^2 \frac{q}{2} + K_{eff} M_S + \frac{3H_a}{4} \pm H_a \left(\cos^2 \frac{q}{2} - \frac{3}{4} \right) \right] \times$$

$$\times \left(H - H_S \sin^2 \frac{q}{2} \pm H_a \cos^2 \frac{q}{2} \right), \text{ при } H > H_S. \quad (2.9)$$

Здесь для краткости формул введены обозначения

$$A = \frac{4J_1 - 8J_2}{dM_S^2}, \quad B = \frac{16J_2}{dM_S^4}. \quad (2.10)$$

Величину q следует полагать равной нулю для акустической моды и равной π — для оптической.

Сравнение проведенных расчетов с экспериментальными данными проводилось следующим образом. Кривые намагничивания, измеренные на вибромагнитометре в магнитном поле, направленном вдоль трудной оси анизотропии в плоскости образца (рис. 2.7), аппроксимировались формулами (2.6). Получаемые при этом значения констант J_1 , J_2 и M_S использовались при вычислении спектров ФМР. Величины H_a и K_{eff} подбирались так, чтобы наилучшим образом описывать акустическую ветвь резонанса, измеренную вдоль легкой и вдоль трудной осей намагничивания. Описанная процедура была проделана для обоих образцов.

На рис. 2.7 вместе с экспериментальными данными представлены расчетные кривые намагничивания для двух образцов (сплошные линии). Согласие результатов расчета с экспериментом можно признать вполне удовлетворительным. Значения обменных констант, полученные в результате аппроксимации, собраны в табл. 2.1.

Таблица 2.1. Сравнение обменных констант, полученных в данной работе, между собой и с данными других авторов.

Источник	Образец	J_1 , эрг/см ²	J_2 , эрг/см ²
Кривая намагничивания, двухподрешеточная модель	[Cr(10 Å)/Fe(21 Å)] ₁₂	0.40	0.23
Кривая намагничивания, двухподрешеточная модель	[Cr(8 Å)/Fe(33 Å)] ₁₆	0.22	0.36
Кривая намагничивания, численный расчет	[Cr(10 Å)/Fe(21 Å)] ₁₂	0.43	0.24
Спектры ФМР, численный расчет	[Cr(10 Å)/Fe(21 Å)] ₁₂	0.38	0.19
Кривая намагничивания и спектры ФМР, численный расчет	[Cr(8 Å)/Fe(33 Å)] ₁₆	0.28	0.33
В. Heinrich, 1993 [53]	Fe-whisker/Cr(10 Å)/Fe(001)	0.72	0.20
S. M. Rezende et all. [50]	Fe(40 Å)/Cr(11 Å)/Fe(40 Å)	0.55	0.3

На рис. 2.5 и 2.6 сплошными и штриховыми кривыми показаны результаты расчетов соответственно акустической и оптической ветвей ФМР для двух образцов при двух ориентациях магнитного поля. Для расчетов, как уже говорилось, использовались формулы (2.8) и (2.9), куда подставлялись значения обменных констант, полученные при аппроксимации кривых намагничивания.

Для акустической моды колебаний во всех образцах удалось добиться хорошего совпадения теоретического расчета с экспериментом (темные точки на графиках) при обеих ориентациях внешнего магнитного поля. Сравнение же с теорией экспериментальных точек, показанных светлыми кружками, требует более подробного обсуждения.

Прежде всего, отметим, что при продольном возбуждении резонанса, вопреки изложенной теории, наблюдается не одна оптическая мода колебаний, а целая серия резонансных мод. Их форма качественно похожа на форму расчетной оптической моды колебаний. Для образца $[\text{Cr}(8\text{\AA})/\text{Fe}(33\text{\AA})]_{16}$ удалось даже добиться вполне убедительного количественного согласия расчетной оптической моды с экспериментальными данными в области сильных полей. В полях ниже 3 кЭ наблюдается также совпадение оптической моды с верхней из двух резонансных линий, наблюдавшихся в условиях продольной накачки.

Заметно худшее, но с качественной точки зрения удовлетворительное согласие расчетной оптической моды ФМР с экспериментальными точками наблюдается и для образца $[\text{Cr}(10\text{\AA})/\text{Fe}(21\text{\AA})]_{12}$. Однако, природа нескольких дополнительных резонансных линий, частота которых лежит в промежутке между расчетными оптической и акустической линиями резонанса, остается в рамках данного подхода неясной. Отметим также, что ранее такой набор резонансных мод в магнитных сверхрешетках не наблюдался.

Как уже говорилось, обсуждающиеся дополнительные линии ФМР имели совершенно одинаковую частоту и форму на различных кусках одной и той же пленки, а также не зависели от размера и формы образца. Таким образом, объяснить их появление макроскопическими неоднородностями или дефектами, возникшими при выращивании образца, не представляется возможным. Для объяснения их природы необходимо вспомнить о том, что сверхрешетка состоит из большого количества слоев железа. В отличие от сэндвича, где два ферромагнитных момента могут прецессировать либо в фазе, либо в противофазе друг с другом, в сверхрешетке сдвиг фазы прецессии от слоя к слою может быть любым в диапазоне от $-\pi$ до π . Для бесконечной сверхрешетки это будет соответствовать спиновой волне, распространяющейся в направлении нормали к плоскости пленки. Для сверхрешетки, состоящей из конечного числа слоев, граничные условия на поверхности образца должны выделить набор стоячих спиновых волн, которые и наблюдаются в наших экспериментах.

Как уже указывалось, описанный подход был развит аналитически А. Б. Дровосековым и подробно изложен в работе [29]. Промежуточные моды резонанса могут быть вычислены по формулам (2.8)–(2.9) путем подстановки в них произвольного сдвига фазы прецессии q между соседними слоями в диапазоне от 0 до π . Значение $q = 0$ соответствует акустической моде резонанса, а $q = \pi$ — оптической моде. Вопрос о граничных условиях, определяющих величину q для образца с конечным числом слоев, оказывается весьма сложным и, как будет показано в разд. 2.3.2, строго говоря, не вполне корректным. На рис. 2.6а тонкими пунктирными линиями показаны две моды колебаний с промежуточными значениями q . Их ход качественно соответствует дополнительным резонансным линиям, наблюдающимся в эксперименте. Не останавливаясь подробно на этих результатах, мы отошлем читателя к работе [29]. Здесь же будет изложен иной подход к вычислению спектра ФМР магнитной сверхрешетки, основанный на численном моделировании системы из конечного числа взаимодействующих ферромагнитных слоев.

2.3.2. Численный расчет статических и динамических свойств сверхрешетки с конечным количеством слоев

Для того чтобы приблизить используемую модель к реальной экспериментальной ситуации, мы провели численный расчет спектра собственных колебаний магнитной сверхрешетки, состоящей из конечного числа слоев железа. Магнитная часть энергии системы, как и при аналитических вычислениях, записывалась в виде (2.1), где суммы брались по конечному количеству слоев, содержащемуся в реальном образце. Далее эта энергия численно минимизировалась по всем углам φ_j между вектором магнитного момента j -го слоя железа и магнитным полем. Такой подход существенно отличается от рассмотренной двухподрешеточной модели. Отсутствие у самого верхнего и самого нижнего слоев железа одного из соседей приводит к тому, что под действием внешнего поля магнитные моменты этих слоев скашиваются сильнее других, и двухподрешеточное магнитное упорядочение заменяется более сложным. Ясно, что для случая образца типа "сэндвич", то есть при $n = 2$, данный подход дает тот же результат, что и двухподрешеточный (см. разд. 2.3.1).

Обсудим результаты численного расчета более подробно на примере образца $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$. На рис. 2.9 сплошной линией нанесена кривая намагничивания для этого образца, рассчитанная с учетом реально содержащегося в нем числа слоев железа. Величины констант J_1 и J_2 использовались в качестве подгоночных параметров. Их значения для данной кривой указаны в табл. 2.1.

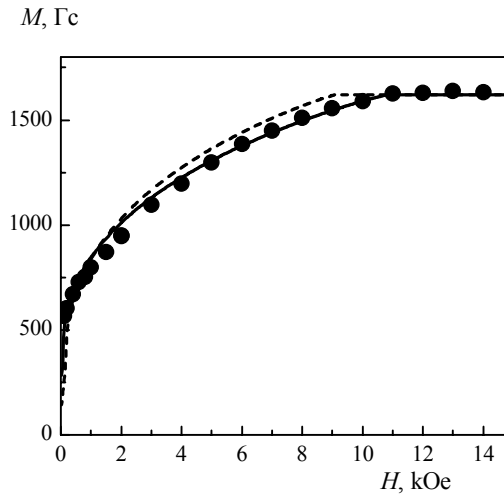


Рис. 2.9. Кривая намагничивания для образца $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$ для случая поля, приложенного вдоль трудной оси намагничивания. Точки — экспериментальные результаты, сплошная и штриховая линии — результаты численных расчетов (подробности см. в тексте).

Отличие данной кривой от той, что была получена аналитически в рамках двухподрешеточного подхода, крайне незначительно. Мы не приводим их на одном графике, поскольку они были бы в масштабе рисунка плохо различимы. Однако магнитная структура образца отличается от двухподрешеточной весьма существенно. На рис. 2.10 представлена зависимость от внешнего поля равновесных значений углов φ_j между вектором намагниченности j -го слоя железа и внешним магнитным полем, приложенным

вдоль трудной оси намагничивания (номера наиболее существенных для обсуждения слоев показаны на рисунке).

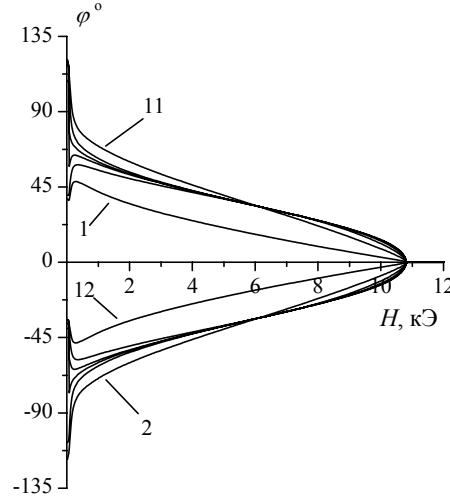


Рис. 2.10. Расчетная зависимость угла между намагниченностью каждого слоя железа и внешним полем от величины приложенного поля.

Видно, что для внешних (в данном случае 1-го и 12-го) слоев эти углы существенно отличаются от остальных. При этом углы φ_j для внутренних слоев железа тоже заметно различаются между собой. Тем не менее, "схлопывание" всех магнитных моментов в ферромагнитную фазу происходит одновременно, и излом на кривой намагничивания в поле H_s сохраняется. В достаточно больших полях результат расчета не зависел от направления изменения поля и предыстории образца, в то время как в более слабых полях (меньше или порядка поля анизотропии H_a) возникали гистерезисы. Заметим, однако, что все наблюдавшиеся нами в эксперименте линии поглощения находились в области полей, где результаты расчета были однозначны.

Для вычисления спектра ферромагнитного резонанса использовалось уравнение Ландау–Лифшица без диссипативного члена:

$$\gamma^{-1}(\partial \mathbf{M}_j / \partial t) = -[\mathbf{M}_j \mathbf{H}_j^{eff}], \quad (2.11)$$

где H_j^{eff} находится дифференцированием энергии (2.1) по \mathbf{M}_j :

$$H_j^{eff} = -(\partial E / \partial \mathbf{M}_j) d^{-1}. \quad (2.12)$$

Для решения уравнений входящая в них намагниченность \mathbf{M}_j записывается в виде суммы статической намагниченности $\mathbf{M}_j^{(0)}$ и малой добавки, описывающей прецессию с частотой ω :

$$\mathbf{M}_j = \mathbf{M}_j^{(0)} + \mathbf{m}_j \exp\{-i\omega t\}. \quad (2.13)$$

Получающиеся уравнения линеаризуются по малому параметру \mathbf{m} , что приводит в ре-

зультате к системе из $2N$ (N — количество ферромагнитных слоев в сверхрешетке) линейных уравнений вида

$$\begin{cases} \frac{i\omega}{\gamma} m_{ix} = \Theta_{ik}^x m_{kz}; \\ \frac{i\omega}{\gamma} m_{kz} = \Theta_{kl}^z m_{lx}, \end{cases} \quad (2.14)$$

где предполагается суммирование по повторяющимся индексам. Явный вид коэффициентов Θ_{ik}^x и Θ_{ik}^z дан ниже. Путем подстановки данную систему легко свести к системе из N уравнений:

$$-\frac{\omega^2}{\gamma^2} m_{ix} = \Theta_{ik}^x \Theta_{kl}^z m_{lx}, \quad (2.15)$$

где снова предполагается суммирование по повторяющимся индексам. Благодаря тому, что взаимодействие существует только между соседними ферромагнитными слоями, вид матриц $\hat{\Theta}$ сильно упрощается, так что ненулевыми в них являются лишь диагональные и примыкающие к ним элементы. Для справки приведем здесь уравнения для вычисления этих элементов, благо они имеют достаточно обзримый вид:

$$\begin{aligned} \Theta_{i,i-1}^x &= A_1; \\ \Theta_{i,i}^x &= -H_i^{\text{eff}0} - K_{\text{eff}} M_S; \\ \Theta_{i,i+1}^x &= A_2; \\ \Theta_{i,i-1}^z &= -A_1 \cos(\varphi_i - \varphi_{i-1}) - B_1; \\ \Theta_{i,i}^z &= H_i^{\text{eff}0} + B_1 + B_2; \\ \Theta_{i,i+1}^z &= -A_2 \cos(\varphi_i - \varphi_{i+1}) - B_2, \end{aligned} \quad (2.16)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} A_1 &= -(J_1 + 2J_2 \cos(\varphi_i - \varphi_{i-1}))/dM_S; \quad A_2 = -(J_1 + 2J_2 \cos(\varphi_i - \varphi_{i+1}))/dM_S; \\ B_1 &= 2 \cdot J_2 \sin^2(\varphi_{i-1} - \varphi_i)/dM_S; \quad B_2 = J_2 \sin^2(\varphi_{i+1} - \varphi_i)/dM_S; \\ H_i^{\text{eff}0} &= H \cos \varphi_i + A_1 \cos(\varphi_i - \varphi_{i-1}) + A_2 \cos(\varphi_i - \varphi_{i+1}) - H_a/2 \cdot \sin^2 2(\varphi_i - \psi). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Углы φ_i , подставляемые в эти выражения, определяются в процессе численной минимизации энергии (2.3). Собственные частоты системы уравнений (2.15) находились путем численной диагонализации матрицы $\Theta_{ik}^x \Theta_{kl}^z$. Количество собственных частот для этой системы уравнений, очевидно, равно количеству магнитных моментов в образце, что снимает проблему выбора волнового числа q , возникающую в аналитическом подходе. Для полноты описания сообщим также, что вычисления проводились на языке программирования C++ с использованием вычислительных библиотек Numerical Recipes. Подробное описание использованных библиотек можно найти на сайте разработчика в интернете [54].

На рис. 2.11 сплошными кривыми представлены результаты численного расчета спектра ФМР для рассматриваемого образца $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$. Значения констант J_1 , J_2 и M_S для этого расчета брались из кривой намагничивания. Прежде всего, отметим качественное сходство этих кривых с результатами аналитического расчета (рис. 2.5). Имеются, однако, и существенные отличия. Первое из них состоит в том, что спадающий участок оптической моды колебаний (самая нижняя кривая на графиках в полях от 4 до 8 кЭ) становится дважды вырожденным и заметно отделяется от более высоко лежащих линий резонанса. Промежуточные резонансные моды, лежащие между оптической и акустической ветвями ФМР, также заметно искажаются по сравнению со случаем бесконечной сверхрешетки. Анализ формы колебаний показывает, что, в отличие от бесконечной сверхрешетки, в конечной структуре не только оптическая и акустическая, но и остальные моды колебаний приводят к колебаниям вектора суммарной намагниченности образца, что позволяет возбуждать эти промежуточные моды однородным СВЧ полем. Тем не менее, восприимчивость этих резонансных линий оказывается весьма малой по сравнению с чисто оптической и чисто акустической модами. Поэтому не удивительно, что в эксперименте наблюдается лишь малая часть этих колебаний.

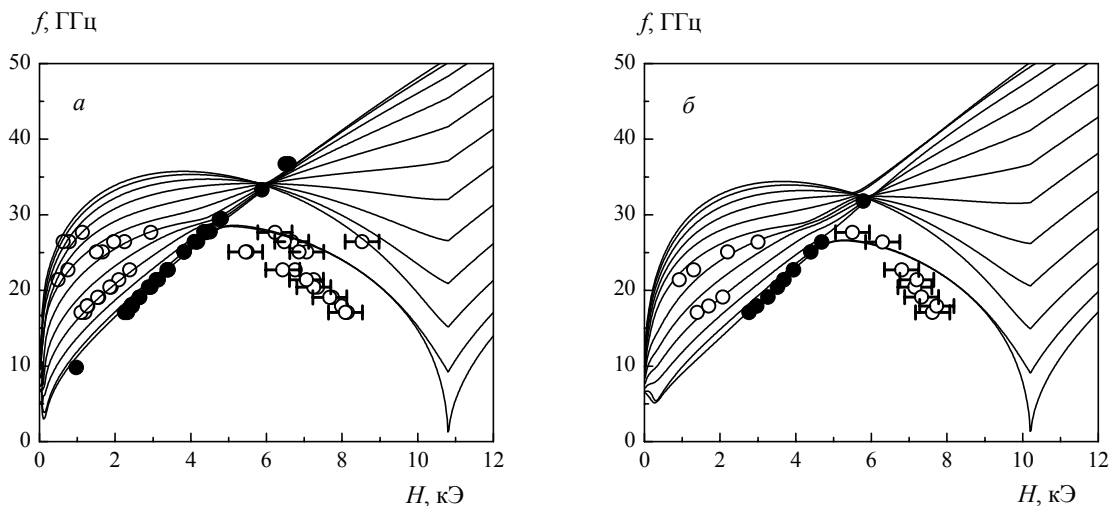


Рис. 2.11. Результаты численного расчета спектров ФМР для образца $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$. *a* — внешнее поле прикладывается вдоль трудной оси, *б* — вдоль легкой. Значения обменных констант, использованные в расчете, получены из обработки кривой намагничивания (см. табл. 2.1).

Проведенный численный расчет позволил существенно улучшить качественное согласие теоретических кривых с экспериментом для образца $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$. Наклон промежуточных ветвей ФМР в области слабых полей стал заметно лучше соответствовать тому, что наблюдается в реальном образце. Картина линий в области полей больше 5 кЭ стала существенно больше походить на экспериментальную ситуацию благодаря отщепившемуся от остальных нисходящему участку оптической ветви. Приходится, однако, отметить, что по-прежнему наблюдается систематическое отклонение расчетных кривых от экспериментальных точек, особенно в области сильных полей. Полученное из кривой намагничивания поле насыщения, в котором на расчетных спектрах наблюдается острый минимум частоты оптической ветви, выглядит завышенным приблизительно на 2 кЭ.

Возникает вопрос, сколь хорошо можно описать экспериментальные спектры, если подбирать магнитные константы исходя только из результатов резонансных измерений. На рис. 2.12 показаны результаты такой подгонки. Значения обменных констант, использованные для построения представленных на этом графике расчетных спектров, показаны в табл. 2.1. Их отличие от соответствующих величин, полученных при аппроксимации кривой намагничивания, составляет приблизительно 20%. Вычисленная с использованием этих констант кривая намагничивания показана на рис. 2.9 штриховой линией. Она демонстрирует систематическое отклонение от экспериментальных точек приблизительно вдвое превышающее предполагаемую нами ошибку измерений.

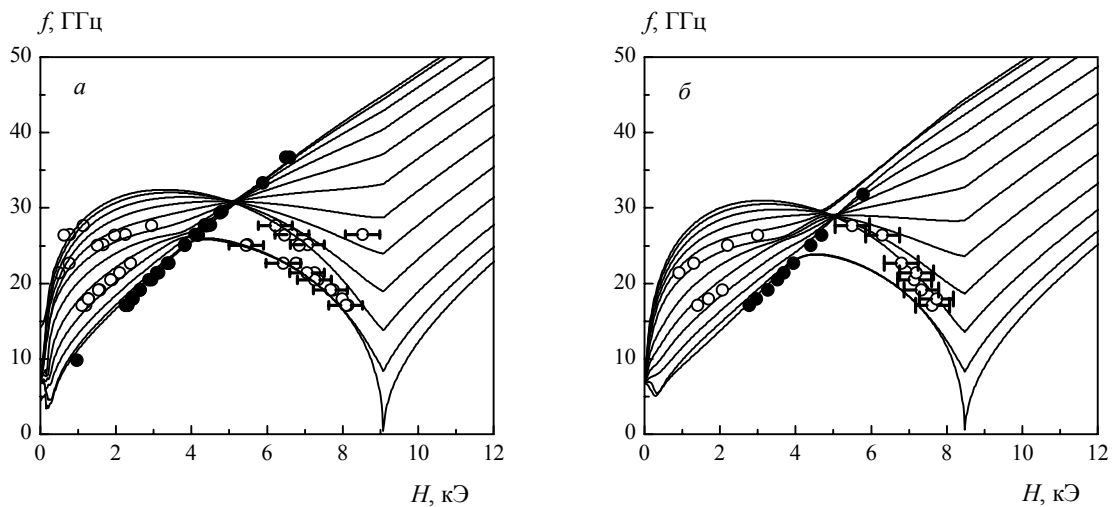


Рис. 2.12. Результаты численного расчета спектров ФМР для образца $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$. Обменные параметры определялись так, чтобы наилучшим образом описать спектр.

Обратимся теперь к образцу $[\text{Cr}(8 \text{ \AA})/\text{Fe}(33 \text{ \AA})]_{16}$. Спектры, построенные для него на основании данных статических измерений, существенно лучше соответствуют экспериментальным, чем для предыдущего образца (рис. 2.13).

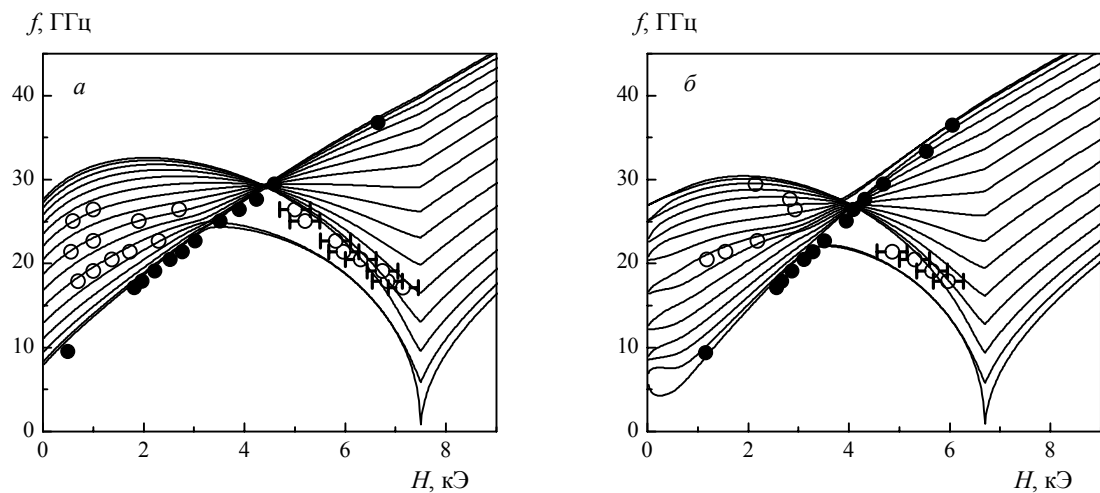


Рис. 2.13. Результаты численного расчета спектров ФМР для образца $[\text{Cr}(8 \text{ \AA})/\text{Fe}(33 \text{ \AA})]_{16}$. Значения обменных констант, использованные в расчете, получены из обработки кривой намагничивания.

В этом случае можно считать, что кривую намагничивания и резонансные характеристики образца удалось описать одними и теми же параметрами вполне успешно. Тем не менее, следует отметить, что, несмотря на отсутствие в численном расчете неопределенности, связанной с выбором величины q , при сравнении его результатов с экспериментом остаются сложности в сопоставлении наблюдаемых резонансных линий конкретным модам расчетного спектра.

§ 2.4. Выводы

В данной главе были проведены подробные исследования ферромагнитного резонанса в магнитных сверхрешетках. Наряду с наблюдавшимися ранее в работах других авторов (см. обзор [49]) акустической и оптической ветвями резонанса, мы впервые наблюдали промежуточные резонансные моды, соответствующие неоднородным колебаниям магнитных моментов в сверхрешетке.

Разработанный нами метод расчета кривых намагничивания и спектров ФМР для многослойных систем с конечным количеством слоев позволил нам достаточно хорошо описать основные статические и резонансные свойства магнитных сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ и добиться вполне убедительного количественного согласия с экспериментом в рамках модели биквадратичного обмена. Несмотря на некоторое расхождение между значениями обменных констант, полученных из статических и динамических экспериментов для образца $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(21 \text{ \AA})]_{12}$, мы делаем вывод, что межслойное взаимодействие в сверхрешетках $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ вполне может быть описано моделью биквадратичного обмена.

В завершение можно провести сопоставление абсолютных величин констант J_1 и J_2 , полученных в наших экспериментах, с результатами других авторов (некоторые из них помещены в табл. 2.1). Значения константы билинейного обмена для наших образцов лежат вблизи максимума зависимости J_1 от толщины прослойки и демонстрируют достаточно хорошее согласие с имеющимися литературными данными [19, 50, 53, 55]. То же самое можно сказать и о полученных нами величинах J_2 [19, 53], хотя разброс имеющихся в литературе величин биквадратичного обмена для одних и тех же толщин хромовой прослойки достаточно велик (см., например, [50]).

Глава 3. Исследования межслойного обмена в трехслойных образцах Fe/Cr/Fe с прослойкой в форме клина при комнатной температуре

Наши исследования магнитных сверхрешеток, описанные в главе 2, выявили ряд сложностей, связанных с использованием для изучения межслойного обмена образцов этого типа. Во-первых, большое количество резонансных мод, не все из которых удастся наблюдать в эксперименте, существенное влияние неравноправности внешних и внутренних слоев железа и другие факторы порой делают интерпретацию экспериментальных данных неоднозначной. Во-вторых, при выращивании большого числа пар Fe/Cr трудно быть уверенным, что скорость напыления, качество вакуума и множество других плохо контролируемых параметров оставались постоянными в течение всего технологического процесса. Кроме того, шероховатость границ раздела ферромагнитных и неферромагнитных слоев может существенно изменяться с увеличением суммарной толщины уже напыленного материала. Таким образом, разные слои железа в сверхрешетке могут неконтролируемым образом отличаться друг от друга, что практически невозможно учесть при обработке экспериментальных данных.

Этой сложности можно избежать, если использовать для работы трехслойные образцы типа "сэндвич". Повторимся еще раз, что такие образцы представляют собой два слоя ферромагнетика, разделенных неферромагнитной прослойкой. Для такого образца можно с намного большей степенью достоверности гарантировать идентичность двух ферромагнитных пленок. Упрощается также интерпретация кривых намагничивания и результатов динамических измерений.

Все эти преимущества трехслойных образцов полностью проявляются при использовании магнитооптических методик измерения. В первую очередь речь идет об исследовании кривых намагничивания с помощью магнитооптического эффекта Керра и об изучении спектра спиновых волн методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света. Оба метода позволяют производить измерения локально в области пленки диаметром порядка 0.1 мм. У экспериментатора возникает благодаря этому возможность отказаться от использования больших серий образцов и выполнять обширный набор измерений на одном образце с переменной толщиной прослойки.

Выращивание образцов и большая часть экспериментальных исследований, изложенных в данной главе, были проведены автором на оборудовании Лаборатории Тонких Магнитных Пленок в Техническом Университете г. Кайзерслаутерна (Германия)³.

§ 3.1. Методика получения образцов

Трехслойные образцы Fe/Cr/Fe выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Как уже упоминалось, Fe и Cr являются практически идеальной парой для изготовления на их основе монокристаллических многослойных структур. Кристаллическая решетка обоих металлов имеет структуру ОЦК. Постоянные решетки составляют для объемных материалов соответственно 2.87 Å для железа и 2.88 Å для хрома. Атомные радиусы составляют 1.26 Å для железа и 1.27 Å для хрома. Благодаря такому сходству атомы обоих веществ легко становятся примесями замещения в кристаллической ре-

³ Автор диссертации выражает глубочайшую признательность Б. Хиллебрандсу и С.О. Демокритову, предоставившим в его распоряжение оборудование высочайшего класса.

шетке друг друга, а слои железа и хрома растут друг на друге без нарушения кристаллографической структуры, так что пленка представляет собой единый монокристалл по всей своей толщине.

Образцы выращивались на подложках монокристаллического MgO, вырезанного в ориентации (100). Подложки были произведены фирмой Crystal, имели квадратную форму 10×10 мм и толщину 0.5 мм. MgO имеет кристаллическую структуру поваренной соли с постоянной решетки 4.21 Å. Решетка железа достаточно хорошо, с точностью 5%, совмещается с ней, будучи повернута на 45° ($4.21/\sqrt{2} = 2.98$). Тем не менее, имеющееся различие не позволяет получать образцы достаточно высокого качества без использования дополнительного буферного слоя.

В качестве такого буфера, который сгладил бы разницу в постоянных решетки между подложкой и основной пленкой Fe/Cr/Fe, мы использовали слой серебра толщиной порядка 1000 Å. Этой толщины оказывалось достаточно как для релаксации напряжений, вызванных различием в постоянных решетки, так и для сглаживания шероховатости подложки, которая, согласно данным производителя, составляла несколько нанометров. Объемное серебро имеет кристаллическую структуру ГЦК с постоянной решетки 4.09 Å, что при повороте на 45° дает прекрасное совпадение с постоянной решетки железа: $4.09/\sqrt{2} = 2.89$. Тонкость состоит, однако, в том, что при напылении серебра непосредственно на MgO серебро начинает расти сразу в нескольких ориентациях, так что монокристаллического образца получить не удастся. Чтобы избежать этого, перед напылением серебра на MgO сначала напылялась "зародышевая" пленка железа толщиной 10 Å.

Толщина напыляемых слоев и скорость напыления измерялись с помощью кварцевой пластины, расположенной в потоке летящего из тигля вещества. Собственная частота колебаний пластины линейно изменялась в зависимости от массы осевших на ней атомов, что после соответствующей калибровки и учета геометрического фактора позволяло измерять толщину напыленной пленки с чувствительностью не хуже 0.1 Å.

Технология получения оптимальной трехслойной пленки Fe/Cr/Fe выглядела в результате следующим образом.

Подложка MgO загружалась через шлюз в вакуумную установку и прогревалась около 15 минут при температуре 170°C для удаления с ее поверхности сорбированной из воздуха воды. После этого подложка помещалась на несколько минут в разреженную кислородную плазму, что позволяло удалить с ее поверхности углерод.

После этих подготовительных процедур на подложку при комнатной температуре со скоростью около 0.05 Å/с напылялся зародышевый слой железа толщиной 10 Å. Поверх него при температуре подложки 140°C напылялся буферный слой серебра толщиной от 800 до 1500 Å со скоростью около 1 Å/с. Затем подложка разогревалась до 400°C и слой серебра подвергался отжигу в течение приблизительно 5 минут для достижения максимально гладкой поверхности. На этом процедура подготовки подложки и буферного слоя заканчивалась.

Картина поверхности отожженного буфера, полученная с помощью сканирующего туннельного микроскопа, показана на рис. 3.1. Более темные участки на рисунке соответствуют более низким, а более светлые — более высоким участкам поверхности. Резкие границы между темными и светлыми областями соответствуют ступеням атомной

высоты. Характерное расстояние между такими ступенями, как это видно из рисунка, составляет порядка тысячи ангстрем. Плавные изменения яркости от ступени к ступени возникают при выравнивании контраста изображения, и особого смысла им придавать не следует.

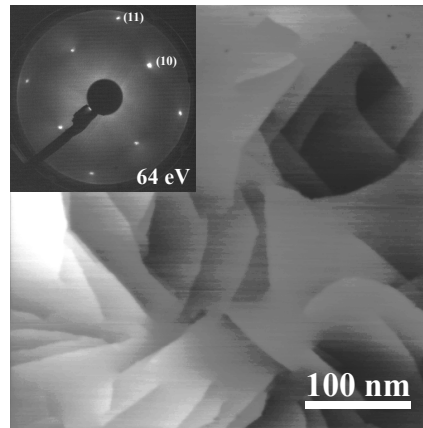


Рис. 3.1. Поверхность серебряного буфера после отжига. На вставке — картина дифракции низкоэнергетичных электронов.

На вставке рис. 3.1 показана картина дифракции низкоэнергетичных электронов на поверхности буферного слоя. Картина демонстрирует острые брегговские пики и симметрию 4-го порядка, что говорит о монокристалличности и высоком кристаллографическом качестве полученной пленки. Не приводимые нами здесь результаты спектроскопии конверсионных электронов (так называемой Оже-спектроскопии) свидетельствовали о фактическом отсутствии на поверхности серебра каких-либо посторонних примесей.

Основная трехслойная пленка Fe/Cr/Fe, которая, собственно, и составляла исследуемый образец, напылялась со скоростью около $0.06 \text{ \AA}/\text{с}$ при температуре подложки 200°C . Эта температура была выбрана как оптимальная с точки зрения гладкости получающихся поверхностей раздела слоев, но достаточно низкая, чтобы избежать существенного перемешивания атомов на границе [45]. Именно температура подложки при напылении образца являлась основным параметром, позволявшим контролировать шероховатость межслойных границ.

Определенную сложность вызывало то, что при высокой температуре подложки атомы серебра с поверхности буферного слоя обменивались местами с напыляемыми поверхних атомами железа, как бы все время всплывая на поверхность образца. Чтобы избежать этого эффекта, мы напыляли первые 25 ангстремов железа при более низкой температуре и с более высокой скоростью (около $0.25 \text{ \AA}/\text{с}$). Результаты Оже-спектроскопии показывали, что проникновение серебра на границу раздела слоев железа и хрома при этом фактически прекращалось.

Готовый образец покрывался сверху слоем хрома толщиной 20 \AA , который, с одной стороны, не препятствовал проведению магнитооптических измерений, а с другой предохранял пленку от окисления под действием атмосферного воздуха.

Говоря о технологии выращивания образцов, следует также пояснить, каким образом были получены слои хрома в виде клина. Для этого поток летящих из тигля на подложку атомов перекрывался подвижным экраном (см. рис. 3.2). После напыления каждых 0.5 \AA хрома экран смещался на 0.2 мм . В результате получался клин с уклоном 5 \AA/мм . Чтобы увеличить исследуемый диапазон толщины прослойки, не увеличивая крутизну клина, на одну подложку напылялось параллельно два клина: первый от 0 до 21 \AA , а второй — от 18 до 39 \AA .

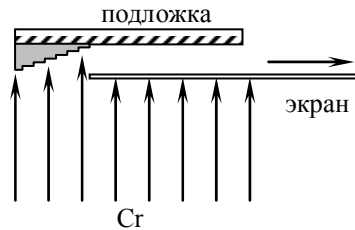


Рис. 3.2. Схема напыления прослойки переменной толщины.

Перечень образцов, на которых проводились измерения в данной работе, представлен в табл. 3.1. С тем чтобы избежать возможной путаницы, мы сочли разумным сохранить в тексте диссертации за этими образцами их рабочие номера.

Таблица 3.1. Список образцов, исследованных в данной работе. В таблице использованы следующие сокращенные обозначения экспериментальных методик:

LEED — рассеяние низкоэнергетичных электронов, STM — сканирующая туннельная микроскопия, RT-МОКЕ — керровская магнитометрия при комнатной температуре, МОКЕ — магнитометрия при температурах от 77 до 473 К , MBLS — мандельштам-бриллюэновское рассеяние света при комнатной температуре.

Образец	Буфер	1-й слой Fe	Cr	2-й слой Fe	In-situ	Ex-situ
010627	Ag 1500 \AA , отжиг 200°C	100 \AA при 200°C	$0\text{--}21 \text{ \AA}$ при 200°C	100 \AA при 200°C	LEED	LT MOKE, BLS
020925	Ag 800 \AA , отжиг 400°C	100 \AA при 200°C	$0\text{--}21 \text{ \AA} + 18\text{--}39 \text{ \AA}$ при 200°C	100 \AA при 200°C	Fe1–STM Cr–STM	LT MOKE, BLS
021007	Ag 800 \AA , отжиг 400°C	100 \AA при 200°C	$0\text{--}21 \text{ \AA} + 18\text{--}39 \text{ \AA}$ при 130°C	100 \AA при 200°C	Cr – STM	MOKE, BLS
021017	Ag 800 \AA , отжиг 400°C	100 \AA при 200°C	$0\text{--}21 \text{ \AA} + 18\text{--}39 \text{ \AA}$ при 60°C	100 \AA при 200°C	Cr – STM	MOKE
021023	Ag 800 \AA , отжиг 400°C	100 \AA при 100°C	$0\text{--}21 \text{ \AA} + 18\text{--}39 \text{ \AA}$ при 200°C	100 \AA при 100°C	Fe1 – STM Cr–STM	MOKE
021027	Ag 800 \AA , отжиг 400°C	100 \AA при 160°C	$0\text{--}21 \text{ \AA} + 18\text{--}39 \text{ \AA}$ при 200°C	100 \AA при 200°C	Fe1 –STM Cr – STM	LT MOKE, BLS

Кратко поясним содержание таблицы. В первой колонке содержится номер образца, который будет использоваться в последующем тексте для ссылок. В следующих четырех колонках содержится существенная информация о технологии напыления слоев, составляющих образец: толщина слоя (или диапазон толщин для слоев в форме клина), температура подложки при его напылении, использование отжига. Последние две колонки содержат информацию о том, какие виды измерений были проведены на данном образце в процессе его напыления (*in-situ*) и после извлечения образца из высоковакуумной установки (*ex-situ*). Для их обозначения в таблице использованы общепринятые английские аббревиатуры, чтобы однозначно сопоставить эти методики соответствующей англоязычной литературе.

При оптимальных условиях, описанных в предыдущем разделе, был выращен образец 020925, номер которого выделен жирным шрифтом. На нем были проведены все имевшиеся в нашем распоряжении виды измерений.

Параметры выращивания, с помощью которых достигалось увеличение шероховатости границ раздела для остальных образцов, выделены в таблице также жирным шрифтом. Среди них следует выделить образцы 010627 и 021027, на которых также был проведен полный набор магнитных измерений. Остальные образцы (в том числе и несколько не приведенных в таблице) были использованы для контроля повторяемости и достоверности полученных результатов.

§ 3.2. Методика измерений

Используемые в данной главе методики измерений разделяются на две группы.

Первая группа — это измерения, проводившиеся в процессе выращивания образца. К этой группе относятся Оже-спектроскопия конверсионных электронов (AES) (этот вид измерений был проведен на нескольких пробных образцах и в табл. 3.1 не показан), дифракция низкоэнергетичных электронов (LEED) и сканирующая туннельная микроскопия (STM) поверхности напыленных слоев до нанесения на нее следующего слоя. Такие измерения необходимо проводить без извлечения образца из высоковакуумного объема, в противном случае это катастрофически нарушит технологию его изготовления. LEED и AES, подробные результаты которых мы здесь не приводим, использовались, чтобы убедиться в монокристалличности образца и отсутствии в нем посторонних примесей. Данные STM⁴ позволили нам получить прямую информацию о морфологии границ раздела в наших образцах и подробно обсуждаются в § 3.7.

Ко второй группе относятся измерения магнитных свойств изготовленных образцов, являющихся основным предметом исследования в настоящей диссертации. Эти измерения проводились на уже готовых образцах и уже после извлечения их из установки для выращивания. К этой группе, на которой мы остановимся подробнее, относятся измерения кривых намагничивания образца с помощью магнитооптического эффекта Керра и исследование спектров спиновых волн с помощью мандельштам-бриллюэновского рассеяния света.

⁴ Непосредственные измерения профиля границ раздела с помощью туннельного микроскопа были проведены по просьбе автора диссертации М. Рикартом.

3.2.1 Измерение кривых намагничивания образцов при комнатной температуре с помощью меридионального эффекта Керра

Магнитооптический эффект Керра, широко используемый в исследованиях намагниченности тонких пленок (см., например, обзор [19]), заключается в изменении интенсивности и поляризации света при отражении его от поверхности намагниченного образца. Эффект является линейным по намагниченности, что создает дополнительные удобства при измерениях. Пучок света можно сфокусировать на поверхности образца в пятно диаметром менее 0.1 мм и проводить измерения намагниченности локально, в заданной точке образца.

На рис. 3.3 представлена упрощенная схема эксперимента. Поляризация и интенсивность зондирующего лазерного пучка, направляемого на образец под углом α , задаются комплексными компонентами E_p и E_s электрического поля световой волны (E_p лежит в плоскости падения света, E_s — в плоскости образца). Аналогично, отраженный пучок описывается компонентами E'_p и E'_s (см. например, [56]).

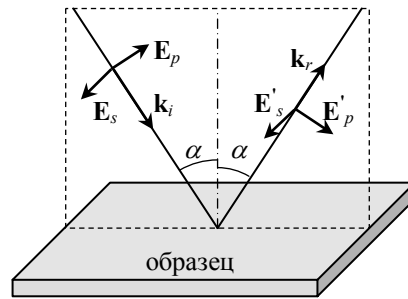


Рис. 3.3. Обозначение компонент электрического поля в падающей и отраженной волне.

Амплитуду падающей и отраженной волн можно в общем случае связать следующим соотношением:

$$\begin{pmatrix} E'_s \\ E'_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

В случае отражения от изотропного материала недиагональные элементы r_{sp} и r_{ps} оказываются равны нулю:

$$\begin{pmatrix} E'_s \\ E'_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

Намагниченность образца делает его анизотропным, что приводит к изменению вида матрицы (3.2). В зависимости от ориентации вектора намагниченности образца относительно плоскости падения света различают полярный, меридиональный и экваториальный эффекты Керра (см. рис. 3.4). В первом случае намагниченность образца направле-

на перпендикулярно его поверхности, во втором — лежит в плоскости образца и параллельна плоскости падения света, в третьем — лежит в плоскости образца и перпендикулярна волновому вектору падающей и отраженной волны.

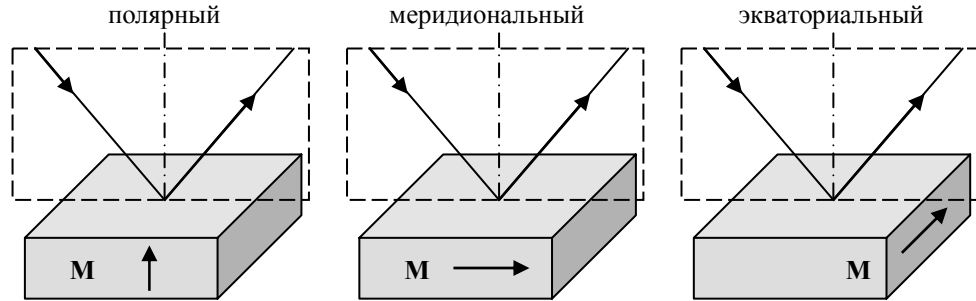


Рис. 3.4. Взаимная ориентация плоскости падения света и намагниченности образца при полярном, меридиональном и экваториальном эффектах Керра.

Поправки к матрице (3.1), линейные по намагниченности образца, имеют для этих трех случаев, соответственно, следующий вид [56]:

$$\delta \hat{\mathbf{R}}^{polar} = \begin{pmatrix} 0 & -\delta r_{ps} \\ \delta r_{ps} & 0 \end{pmatrix}; \quad (3.3)$$

$$\delta \hat{\mathbf{R}}^{merid} = \begin{pmatrix} 0 & -\delta r_{ps} \\ \delta r_{ps} & 0 \end{pmatrix}; \quad (3.4)$$

$$\delta \hat{\mathbf{R}}^{equat} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \delta r_{pp} \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

Измерение кривых намагничивания при комнатной температуре производилось с помощью меридионального эффекта Керра. Если падающий на образец свет поляризован линейно, то, как это следует из вида матрицы (3.4), отраженный свет должен, вообще говоря, приобретать эллиптическую поляризацию, а угол поворота главных осей эллипса будет линейно связан с намагниченностью.

Схема установки показана на рис. 3.5. Образец, размещаемый на оптическом столе, мог с помощью микрометрических винтов, снабженных шаговыми электромоторами, перемещаться вдоль двух взаимно перпендикулярных осей в плоскости пленки и вращаться относительно нормали к своей поверхности.

В качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер с длиной волны 635 нм. Луч проходил через поляризатор P1, затем фокусировался на поверхности образца с помощью линзы L1 в пятно диаметром около 0.1 мм. Угол падения составлял приблизительно 60°. После отражения от образца пучок с помощью линзы L2 снова преобразовывался в параллельный и направлялся на поляризатор P2, который делил его на два луча с ортогональными поляризациями, регистрировавшиеся фотодиодами D1

и D2. Ориентацию осей поляризатора P2 можно было менять, изменяя тем самым доли света, попадающие на детекторы D1 и D2. Фотодиоды D1 и D2 подключались по дифференциальной схеме к малошумящему усилителю постоянного тока, сигнал с которого поступал на измерительный компьютер для записи и последующей обработки.

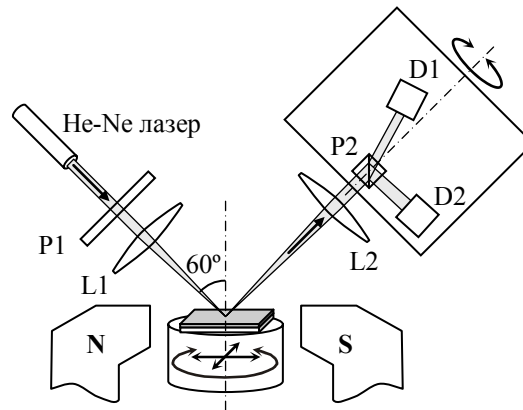


Рис. 3.5. Схема установки для измерения кривых намагничивания при комнатной температуре.

При измерениях кривой намагничивания угол поворота поляризатора P2 подбирался таким, чтобы в отсутствие магнитного поля сигналы с двух детекторов были скомпенсированы. Магнитное поле прикладывалось в направлении проекции светового луча на поверхность образца. Изменение намагниченности пленки приводило к изменению поляризации отраженного луча, и сигналы с детекторов D1 и D2 раскомпенсировались. Дифференциальный сигнал с детекторов оказывается при этом, как это нетрудно показать, линейно связан с недиагональными элементами матрицы (3.1), а те в свою очередь пропорциональны проекции намагниченности образца на направление магнитного поля.

Магнитное поле разворачивалось в пределах от -4 кЭ до 4 кЭ за время порядка 20 с. Каждая кривая намагничивания проходила в обоих направлениях трижды, а результаты этих трех измерений усреднялись. Поскольку при подборе угла поворота поляризатора P2 в нулевом поле образец мог иметь ненулевую остаточную намагниченность, полученные кривые намагничивания центрировались по вертикали.

Измерения проводились для двух ориентаций внешнего магнитного поля относительно осей кристаллографической анизотропии железа: вдоль трудной (направление $[110]$) и вдоль легкой (направление $[100]$) осей в плоскости пленки.

При исследовании образцов с клинообразной прослойкой измерения проводились последовательно вдоль клина с шагом 0.1 мм, что соответствовало изменению толщины хромовой прослойки на 0.25 Å.

На рис. 3.6 показан пример экспериментальной кривой намагничивания после нормировки и усреднения по проходам. Характерный разброс экспериментальных точек не превышал, как правило, 5% от намагниченности насыщения. При последующей обработке левая и правая части кривой как правило усреднялись. Это позволяло дополнительно увеличить точность измерений и избавиться от четных по полю искажений, связанных с механической деформацией элементов измерительной установки в магнитном поле и квадратичными ориентационными магнитооптическими эффектами.

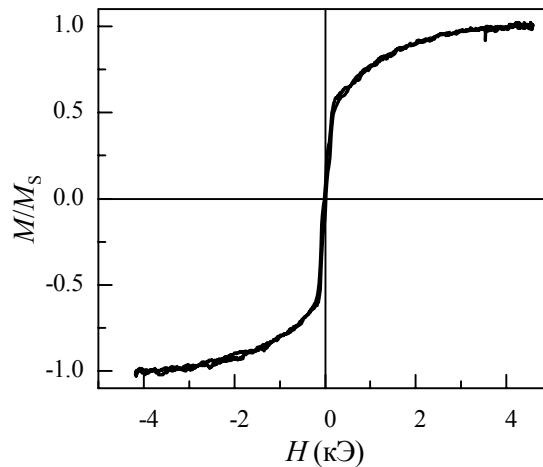


Рис. 3.6. Пример измеренной кривой намагничивания для образца 020925 при толщине хромовой прослойки 16 Å.

3.2.2. Измерение спектров спиновых волн методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света

Мандельштам-бриллюэновское рассеяние света используется для исследования спектров спиновых волн в магнетиках не первое десятилетие (см, например, [57]). По сравнению с методом ферромагнитного резонанса, который мы применяли для изучения динамических характеристик магнитных сверхрешеток (см. главу 2), метод неупругого рассеяния света имеет ряд преимуществ. Во-первых, возникает возможность исследовать спиновые волны с различными волновыми векторами. Во-вторых, и в нашем случае этот фактор имел решающее значение, данная методика позволяет исследовать частоту спиновых волн локально, в пятне диаметром менее 0.1 мм.

На рис. 3.7 показана схема экспериментальной установки, с помощью которой проводились измерения.

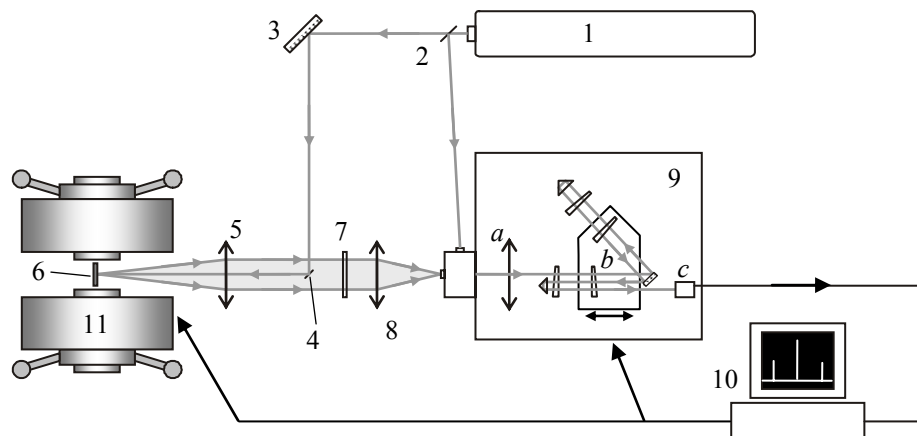


Рис. 3.7. Схема установки по рассеянию света. 1 — аргонный лазер; 2 — светоделитель; 3, 4 — зеркала; 5 — объектив; 6 — образец; 7 — поляризатор; 8 — линза; 9 — теплоизолированный корпус интерферометра; 10 — персональный компьютер; 11 — электромагнит. Подробные объяснения см. в тексте.

Источником света служил аргоновый лазер фирмы Coherent, работающий в непрерывном одномодовом режиме с длиной волны 514.5 нм, выходная мощность составляла около 100 мВт. На выходе из лазера малая часть пучка отделялась светоделителем 2 и использовалась для самоюстировки спектрометра, а основная часть света с помощью зеркал 3 и 4 заводилась в объектив 5, который фокусировал излучение на поверхности образца 6.

Образец размещался на оптическом столе между полюсами электромагнита 11 и мог перемещаться с помощью микрометрических винтов в двух направлениях в плоскости пленки. Угол падения света на образец составлял 45° .

Свет, рассеянный образцом в обратном направлении, собирался тем же объективом 5 в параллельный пучок, который через поляризатор 7 попадал на линзу 8, фокусирующую его на входной диафрагме интерферометра. Поляризатор 7 был скрещен с поляризацией исходного лазерного луча, и поэтому задерживал основную часть упруго рассеянного образцом света. Поляризация же интересующих нас фотонов, претерпевших неупругое рассеяние на спиновых волнах в образце, оказывается повернутой относительно исходной на 90° , поэтому такие фотоны проходили через поляризатор беспрепятственно.

Основным элементом экспериментальной установки являлся трехпроходный тандем-интерферометр Фабри-Перо системы Сандеркока. Интерферометр был заключен в теплоизолированный светонепроницаемый корпус 9. Попавший на входную диафрагму интерферометра свет превращался в параллельный пучок с помощью линзы *a* и трижды пропускаться через два последовательно установленных сканирующих интерферометра Фабри-Перо. Подвижные зеркала интерферометров размещались на единой платформе *b* и перемещались синхронно с помощью пьезоэлемента. Прошедший через интерферометр свет попадал на фотоэлектронный умножитель *c*, работающий в режиме счета фотонов. Импульсы с ФЭУ через предусилитель направлялись в персональный компьютер для подсчета и обработки. Более подробно о конструкции интерферометра можно прочитать в работе [58].

Программное обеспечение для управления интерферометром было разработано Б. Хиллибрандсом. Оно позволяло осуществлять полное управление экспериментальной установкой в автоматическом режиме: производить юстировку зеркал Фабри-Перо, задавать диапазон сканирования, по заданной программе изменять магнитное поле, и перемещать образец с помощью шаговых электромоторов с точностью до 1 мкм. Использование столь полной автоматизации позволяло проводить большие серии измерений непрерывно в течение нескольких суток практически без участия оператора, что в несколько раз сокращало общее время измерений.

Рабочий диапазон интерферометра (FSR) при наших измерениях был, как правило, равен 50 ГГц, разрешение прибора по частоте составляло при этом 250 МГц. На накопление одного спектра тратилось от 20 до 30 минут.

На рис. 3.8 показаны примеры экспериментальных спектров рассеяния для образца 010627 (зависимость количества счетов ФЭУ на канал от сдвига частоты рассеянного света), снятые при разных значениях приложенного магнитного поля. Аналогично спектру ферромагнитного резонанса (см. § 2.3), спектр спиновых волн состоял из двух ветвей: акустической и оптической. Стрелками на графике отмечены положения антистоксов (линий, соответствующих положительному сдвигу частоты) для акустической и оптической мод колебаний. Высота пиков составляла от десятка до нескольких сотен счетов на канал, в зависимости от выбранной точки на образце и величины магнитного

поля. В области слабых полей более интенсивным, как правило, был сигнал от оптической моды колебаний, а в области сильных полей — от акустической.

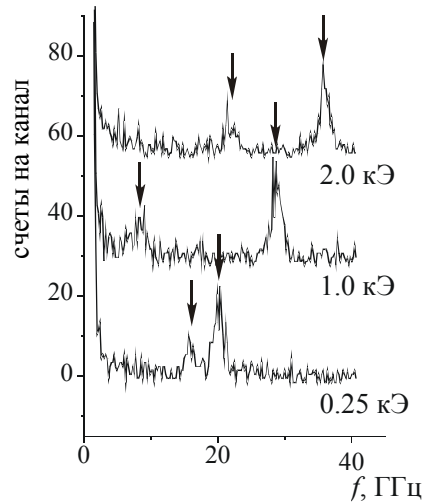


Рис. 3.8. Примеры экспериментальных записей спектров мандельштам–бриллюэновского рассеяния для образца 010627 при толщине хромовой прослойки 8.3 Å. Величина магнитного поля для каждой кривой указана на графике.

§ 3.3. Экспериментальные результаты

В этом разделе мы продемонстрируем экспериментальные результаты для трех образцов: 020925, 010627 и 021027 (см. табл. 3.1). Первый из них был получен по оптимальной технологии и имел самые гладкие границы раздела. Второй, в силу более низкой температуры отжига буферного слоя, имел более шероховатые границы, и амплитуда коротковолновых осцилляций межслойного обмена в нем была заметно меньшей. В третьем образце первый слой железа напылялся при температуре на 40° ниже оптимальной, в результате чего коротковолновые осцилляции обмена в нем практически не наблюдались. Мы продемонстрируем качественное отличие полученных на этих трех образцах результатов и проведем их предварительный анализ в приближении однородно намагниченных слоев железа.

На рис. 3.9 значками разной формы показаны примеры кривых намагничивания, полученных на образце 010627. В зависимости от толщины хромовой прослойки кривые демонстрируют существенно различные поля насыщения и остаточные намагниченности. Сплошные кривые на том же рисунке представляют собой результат расчета, который будет обсуждаться ниже.

На рис. 3.10 показаны зависимости "оценочного" поля насыщения для трех перечисленных образцов от толщины прослойки хрома в поле, приложенном вдоль трудной оси намагничивания железа. Поле насыщения определялось по измеренным кривым намагничивания как точка, в которой намагниченность образца достигает предельного значения с точностью до погрешности измерений (погрешность определялась из разброса экспериментальных точек в области сильных полей, когда насыщение уже заве-

домо достигнуто). Горизонтальная пунктирная линия, проведенная на уровне 4 кЭ, показывает максимальное значение магнитного поля, которое было достижимо на установке при комнатных измерениях. Данные зависимости носят не вполне строгий характер, но демонстрируют явные качественные различия трех обсуждаемых образцов.

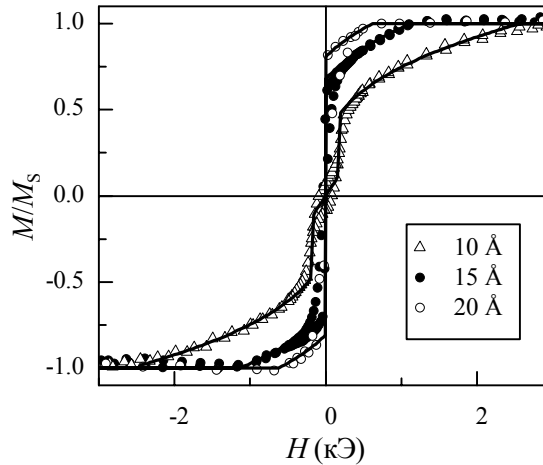


Рис. 3.9. Кривые намагничивания для образца 010627 при трех различных толщинах хромовой прослойки. Толщина хрома для каждой кривой указана на вставке. Магнитное поле прикладывалось вдоль трудной оси намагничивания железа в плоскости образца. Сплошные кривые — результаты расчета на основе модели биквадратичного обмена.

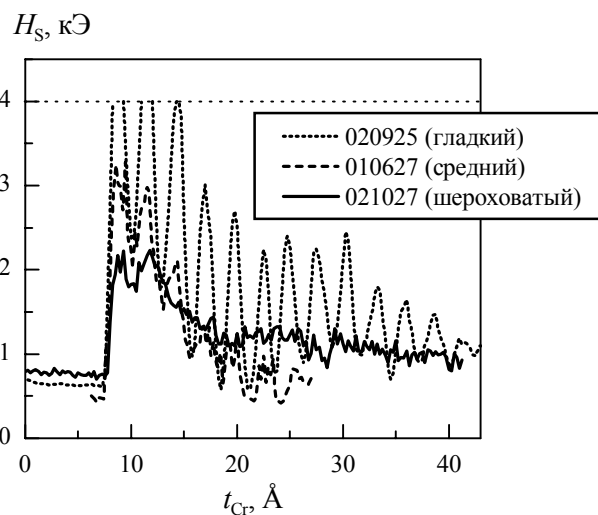


Рис. 3.10. Поле насыщения как функция толщины хромовой прослойки для трех образцов.

В этом месте необходимо сделать следующее замечание. Технология получения образцов позволяла нам с высокой точностью задавать уклон клина, в форме которого была выполнена хромовая прослойка. Однако положение начала клина известно нам с намного худшей точностью: оно определялось постановкой образца в держатель и могло меняться от образца к образцу. Попытки напылить на образец дополнительный маркер, задающий положение клина, приводили к нарушению технологии изготовления и пор-

че образца. Таким образом, абсолютное значение толщины известно нам лишь с точностью $\pm 2 \text{ \AA}$, в то время как разницу в толщине хрома для двух произвольных точек на одном образце мы можем указать с точностью до 0.2 \AA . В силу этого шкала толщины подвергалась нами параллельному сдвигу, чтобы совместить точку возникновения антиферромагнитного обмена во всех образцах. В этом случае фазы коротковолновых осцилляций обмена в разных образцах также совпадали, что свидетельствует о правомерности такой процедуры. В дальнейшем при обсуждении зависимости обменных параметров от толщины прослойки данная оговорка будет предполагаться.

Зависимости, аналогичные изображенным на рис. 3.10, были построены нами для всех образцов, перечисленных в табл. 3.1. Полученные данные позволяют утверждать, что повышение температуры подложки при напылении пленки приводит к увеличению амплитуды коротковолновых осцилляций межслойного обмена в получившемся образце. Это объясняется уменьшением шероховатости границ раздела слоев и находится в полном соответствии с данными других авторов [37].

Ранее неоднократно сообщалось об успешном использовании модели биквадратичного обмена при описании межслойного обмена в трехслойных системах Fe/Cr/Fe. В наших работах эта модель позволила успешно описать экспериментальных данных для сверхрешеток (глава 2). Поэтому было вполне естественным использовать для описания образцов с прослойкой в форме клина именно модель биквадратичного обмена.

На рис. 3.11 в так называемых координатах Арротта приведены две кривые намагничивания для образца 010627, измеренные при различной толщине хрома. Как уже говорилось ранее (см. раздел 2.3.1), формулы (2.6)–(2.9), выведенные для сверхрешеток в двухподрешеточном приближении, вполне применимы и для трехслойных образцов после замены в них J_1 и J_2 соответственно на $J_1/2$ и $J_2/2$. Нетрудно заметить, что в координатах $(H/M) - (M^2)$ формулы (2.6) задают два отрезка прямых, изломом переходящих одна в другую в поле насыщения.

На рис. 3.11 вычисленные по этим формулам кривые намагничивания показаны сплошными линиями. Наклонные участки этих линий соответствуют области ниже насыщения, а вертикальные — насыщению. Параметры J_1 и J_2 подбирались так, чтобы расчетные кривые наилучшим образом соответствовали экспериментальным. Если для толщины прослойки 17.0 \AA расчетная кривая довольно хорошо описывает экспериментальные точки, то для толщины 11.5 \AA экспериментальная кривая в координатах Арротта явно не может быть аппроксимирована отрезком прямой.

Отклонение экспериментальных кривых от формул (2.6) наблюдалось для случаев, когда поле насыщения превосходило приблизительно 2.5 кЭ , что соответствует величине межслойного обмена порядка 1 эрг/см^2 . Эта величина межслойного обмена близка к максимуму того, что наблюдалось ранее другими авторами на трехслойных образцах [37].

Теперь обратимся к спектрам мандельштам-бриллюэновского рассеяния. На рис. 3.12 *a* отложено измеренное значение частоты спиновых волн в зависимости от величины приложенного магнитного поля для образца 010627. Темными кружками показана акустическая ветвь спектра, светлыми — оптическая (сплошные кривые показывают результат численного расчета спектра в рамках модели биквадратичного обмена — расчет будет обсуждаться ниже). Качественно их форма схожа с формой ветвей ферромагнитного резонанса, которые наблюдались нами в главе 2. Частота акустической моды

монотонно возрастает с увеличением магнитного поля, а частота акустической меняется немонотонно и демонстрирует острый минимум в поле насыщения, что характерно для систем, описываемых моделью биквадратичного обмена. Однако для гладкого образца 020925 в областях с большим полем насыщения спектры имели существенно иной вид (рис. 3.12 б). Минимум в поле насыщения фактически отсутствовал, а оптическая линия спиновых волн сильно уширялась. Такое поведение явно не соответствует модели биквадратичного обмена.

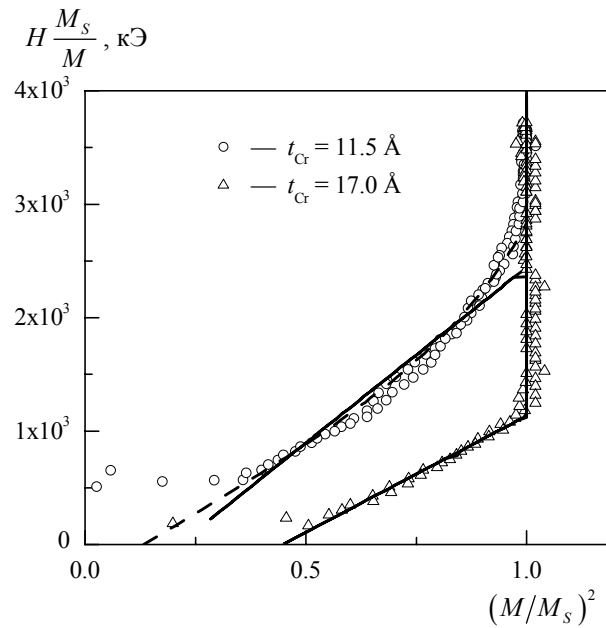


Рис. 3.11. Две кривые намагничивания для образца 010627 в координатах Арротта. Толщина хрома для каждой кривой указана на графике. Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — расчет по формулам (2.6), штриховая линия — результат численного расчета (см. раздел 3.9).

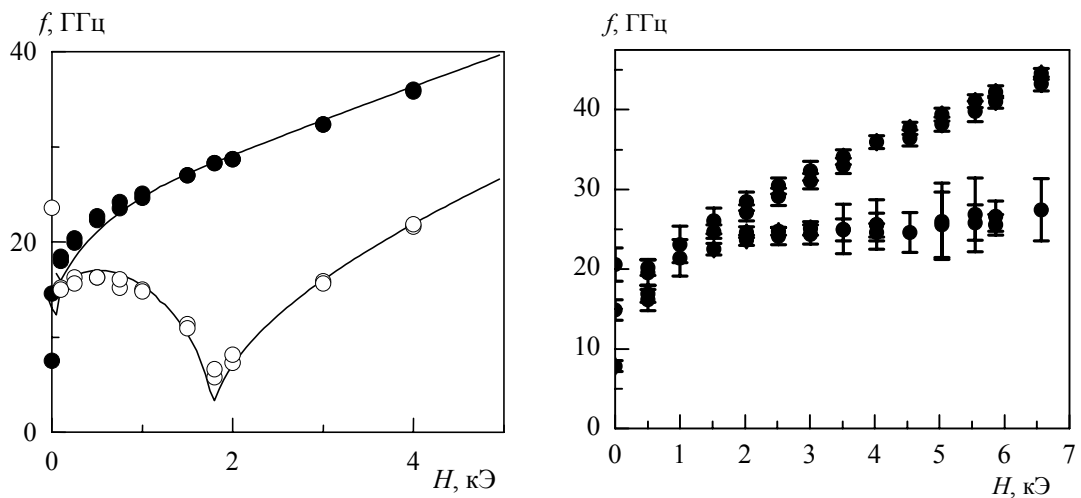


Рис. 3.12. Примеры экспериментальных зависимостей частоты спиновых волн от магнитного поля. Кружки — экспериментальные данные, сплошные линии — результат расчета в рамках модели биквадратичного обмена. а — образец 010627, $t_{Cr} = 8.3 \text{ \AA}$; б — образец 020925, $t_{Cr} = 11.5 \text{ \AA}$.

Естественно было бы предположить, что, научившись изготавливать образцы с более гладкими границами раздела слоев, чем это удавалось другим авторам, мы вышли за область применимости модели биквадратичного обмена, что и выражается в отклонении кривых намагничивания и спектров МБРС от предсказаний этой модели. Но прежде чем сделать такой вывод, вернемся еще раз к предположениям, в рамках которых были получены формулы (2.6)–(2.9). Мы предполагали, что намагниченность слоев железа однородна по толщине, то есть магнитная жесткость железа бесконечно велика по сравнению с обменом двух слоев железа через прослойку хрома.

Проведем простейшую оценку энергии, необходимой для нарушения однородности намагниченности железного слоя. Если слой железа имеет толщину $d = 100 \text{ \AA}$, то для поворота вектора намагниченности внутри этого слоя на угол $\Delta\varphi = 1$ требуется обменная энергия

$$E_{Fe} = A \left(\frac{\Delta\varphi}{d} \right)^2 \cdot d \approx 2 \text{ эрг/см}^2 \quad (3.6)$$

(величина обменной жесткости железа $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см взята нами из работы [58]). Таким образом, при использованной нами толщине железных слоев их намагниченность нельзя считать однородной по толщине слоя уже при величине межслойного обмена порядка 1 эрг/см^2 . Поскольку энергия (3.6) возрастает обратно пропорционально толщине ферромагнитного слоя, при исследовании сверхрешеток с толщиной слоев около 20 \AA (глава 2) эта проблема не возникала.

К сожалению, мы не могли избежать этой сложности путем уменьшения толщины железных слоев d в наших трехслойных образцах. Поле насыщения образца, как это видно, например, из формулы (2.7), увеличивается обратно пропорционально толщине железного слоя. Если бы мы уменьшили d хотя бы вдвое, поля насыщения достигли бы $15\text{--}20 \text{ кЭ}$, и мы попросту не смогли бы наблюдать наиболее важный участок их кривых намагничивания и спектров МБРС с помощью имевшихся в нашем распоряжении электромагнитов.

Таким образом, для анализа полученных экспериментальных данных нам было необходимо разработать методику расчета кривых намагничивания и спектров МБРС с учетом подворота намагниченности по толщине ферромагнитной пленки и при произвольной записи энергии межслойного взаимодействия. Такая методика была нами разработана и описана в следующем разделе. Следует, однако, отметить, что работа [51], содержащая аналогичный расчет, появилась независимо на несколько месяцев раньше нашей публикации [52]. Похожий расчет для случая прямого обмена через антиферромагнитную прослойку проведен также в работе [25].

§ 3.4. Численный расчет кривых намагничивания и спектров МБРС трехслойных образцов

3.4.1. Методика расчета с учетом деформации магнитной структуры ферромагнитных слоев в приложенном магнитном поле

Нами рассматривалась система, состоящая из двух ферромагнитных слоев равной толщины d . Энергия межслойного взаимодействия задавалась в виде некоторой функции

$E^{exh}(\theta)$, зависящей от угла θ между направлениями намагниченности железа на верхней и нижней границах с прослойкой.

Каждый слой железа разбивался на N подслоев, параллельных плоскости образца и обменно-связанных между собой (рис. 3.13). Вся система помещалась в магнитное поле \mathbf{H} , лежащее в плоскости пленки и направленное под углом θ_H к легкой оси анизотропии 4-го порядка в железе. Магнитные моменты всех слоев железа в равновесии также лежат в плоскости пленки, что обеспечивается размагничивающими факторами образца. Вектор намагниченности в каждом подслое задавался независимым вектором \mathbf{M}_i . Модуль намагниченности считался во всех подслоях одинаковым и равным M_S .

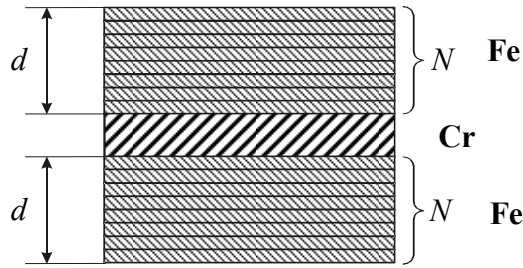


Рис. 3.13. К расчету кривых намагничивания и спектров МБРС.

Энергия трехслойного образца Fe/Cr/Fe в расчете на единицу площади записывалась в следующем виде:

$$E = \frac{d}{N} \sum_{i=1}^{2N} \left[-\mathbf{H}\mathbf{M}_i + \frac{K_{eff}}{2} (\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{z})^2 - \frac{H_a}{4M_S^3} \left[(\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{x})^4 + (\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{y})^4 + (\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{z})^4 \right] \right] +$$

$$+ E^{exh}(\theta_{N,N+1}) + A \frac{N}{d} \left[\sum_{i=2}^N (\theta_{i,i-1})^2 + \sum_{i=N+2}^{2N} (\theta_{i,i-1})^2 \right] + \frac{A}{M_S^2} \sum_{i=1}^{2N} \left[\left(\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial y} \right)^2 \right]. \quad (3.7)$$

Здесь K_{eff} — эффективный коэффициент одноосной анизотропии, включающий в себя поле размагничивания и поверхностную анизотропию пленок железа, H_a — поле анизотропии 4-го порядка с осями легкого намагничивания \mathbf{x} , \mathbf{y} и \mathbf{z} (ось \mathbf{z} перпендикулярна плоскости образца), A — обменная жесткость железа. Мы ввели также обозначение для угла между векторами намагниченности в i -ом и k -ом слое:

$$\theta_{i,k} = \arccos \frac{\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{M}_k}{M_S^2}. \quad (3.8)$$

В полярных координатах направление каждого вектора \mathbf{M}_i задавалось углами θ_i и φ_i (см. рис. 3.14).

В равновесии намагниченности всех слоев железа однородны в плоскости и за счет полей размагничивания удерживались в плоскости пленки. В результате выражение (3.7)

сводилось к следующему:

$$E = \frac{d}{N} \sum_{i=1}^{2N} \left[-HM_S \cos(\theta_i - \theta_H) + \frac{H_a M_S}{8} \sin 2\theta_i \right] + E^{exch}(\theta_N - \theta_{N+1}) + \frac{N}{d} \left[\sum_{i=2}^N (\theta_i - \theta_{i-1})^2 + \sum_{i=N+2}^{2N} (\theta_i - \theta_{i-1})^2 \right]. \quad (3.9)$$

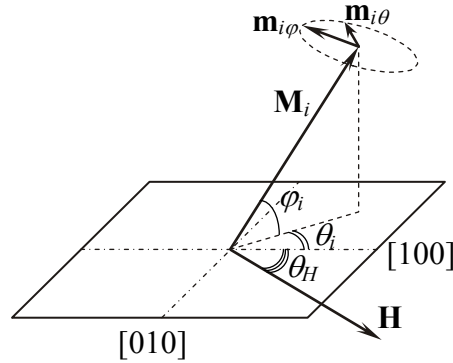


Рис. 3.14. Обозначения углов и компонент векторов, использованные в формулах.

Для построения кривой намагничивания это выражение численно минимизировалось по всем переменным θ_i . Величина поля анизотропии H_a бралась равной 500 Э, что соответствует ее значению для объемного железа. Это значение позволяло успешно описать различие между кривыми намагничивания, измеренными вдоль трудной и вдоль легкой осей намагничивания образца.

При вычислении спектра спиновых волн мы отталкивались от формул, полученных без учета неоднородности вектора намагниченности по толщине железа в работе [50].

За основу брались уравнение Ландау–Лифшица без диссипативного члена:

$$\gamma^{-1} (\partial \mathbf{M}_j / \partial t) = - [\mathbf{M}_j \mathbf{H}_j^{eff}]. \quad (3.10)$$

Отклонение намагниченности каждого слоя от своего равновесного положения ищется в виде бегущей спиновой волны:

$$\mathbf{M}_j(t, x) = \mathbf{M}_{0j} + \mathbf{m}_j e^{i(\omega t - qx)}, \quad (3.11)$$

где индекс j соответствует номеру ферромагнитного слоя (1 или 2).

Дальнейшие вычисления оказываются довольно громоздкими. Их подробное изложение вынесено в раздел Приложение. Здесь мы ограничимся лишь перечислением основных этапов этого расчета.

В начале выбиралась форма записи энергии межслойного обмена $E^{exch}(\theta)$, в рамках которой проводится анализ экспериментальных данных. Тем или иным способом задавались обменные параметры в выбранной модели. После этого в заданном магнитном

поле H проводилась численная минимизация энергии (3.9) по углам θ_i . Проекцию средней намагниченности образца на направление внешнего поля (параметр, который измерялся нами в экспериментах с помощью эффекта Керра) можно после этого было вычислить по формуле

$$M = M_s \frac{\sum_{i=1}^{2N} \cos \theta_i}{2N}. \quad (3.12)$$

Полученные равновесные значения углов θ_i использовались для построения элементов матрицы (п.14). Полученная матрица подвергалась численной диагонализации. Список ее диагональных элементов после этого задавал набор частот спиновых волн с заданным волновым вектором q в направлении, перпендикулярном внешнему полю. Каждая частота встречалась в этом списке один раз со знаком "+" и один — со знаком "-", что отражает двукратное вырождение частоты по направлению вектора q .

Нас интересовали две самые низколежащие моды, соответствующие наиболее однородной прецессии верхнего и нижнего ферромагнитных слоев. Остальные частоты соответствовали колебаниям, имеющим узел в толще железной пленки, и в наших экспериментах не наблюдались.

Количество измеренных кривых намагничивания на каждом образце только при комнатной температуре составляло не менее 200. С учетом измерений при температурах, отличных от комнатной (см. главу 4) количество экспериментальных кривых, требующих обработки, исчислялось тысячами. Провести тщательный анализ такого количества данных с помощью стандартного программного обеспечения не представлялось возможным. Даже простой последовательный просмотр такого количества файлов (учитывая необходимость их масштабирования, усреднения, устранения эффектов приборного дрейфа и т.д.) был бы достаточно трудоемок без специально приспособленного для этого пользовательского интерфейса. Для выполнения этих задач автором была разработана специальная программа, позволяющая производить предварительную обработку, просмотр и аппроксимацию больших серий экспериментальных кривых намагничивания как в ручном, так и в автоматическом режиме, предоставляя при этом визуальный контроль качества аппроксимации. Та же программа позволяла вычислять зависимости частот спиновых волн от магнитного поля и сравнивать их с экспериментальными данными. Программа была написана в среде программирования Borland C++ Builder для работы в операционной системе Microsoft Windows.

В ходе вычислений, результаты которых представлены на последующих графиках, количество подслоев N достигало 50. Процедуры минимизации энергии (3.9) по такому количеству переменных и последующей диагонализации матрицы (п.14) размерности 400×400 являются довольно ресурсоемкими задачами. Для их решения нами использовались хорошо оптимизированные алгоритмы и вычислительные библиотеки Numerical Recipes in C++ [54].

3.4.2. Результаты численных расчетов

На рис. 3.15 показаны результаты расчетов кривых намагничивания в модели биквадратичного обмена с учетом (штриховая линия) и без учета (сплошная линия) деформа-

ции магнитной структуры железа. При этом использовались следующие значения параметров, характерные для реальной экспериментальной ситуации: $d = 100 \text{ \AA}$, $J_1 = -1 \text{ эрг/см}^2$, $J_2 = 0.6 \text{ эрг/см}^2$, $H_a = 500 \text{ Э}$, поле прикладывается вдоль трудной оси намагничивания в плоскости пленки.

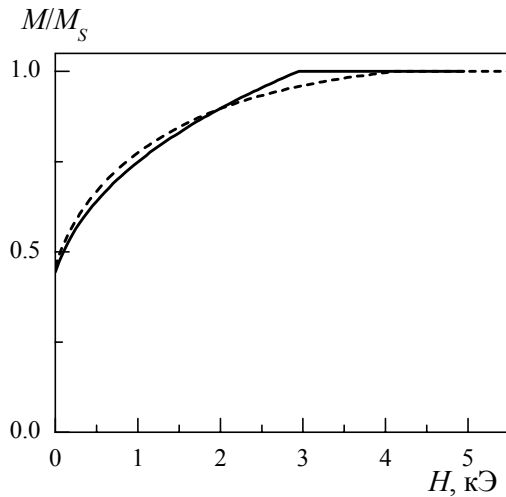


Рис. 3.15. Примеры расчетных кривых намагничивания. Сплошная линия — без учета деформации магнитной структуры железа, штриховая линия — с учетом деформации.

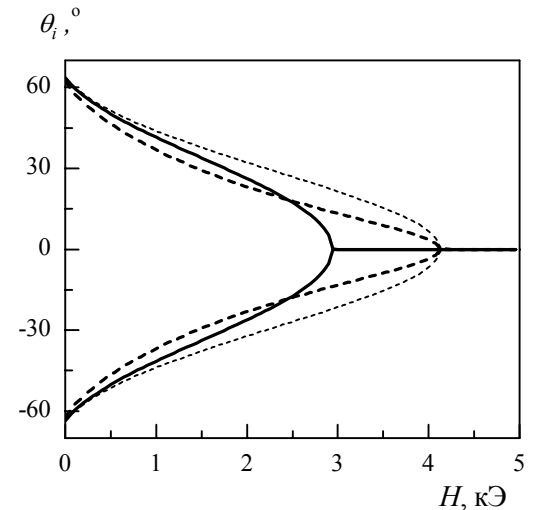


Рис. 3.16. Направление намагниченности железа на внешней и внутренней поверхности слоев как функция приложенного магнитного поля. Сплошные линии — без учета деформации магнитной структуры железа, штриховые линии — с учетом деформации.

Сплошная кривая имеет характерный для модели биквадратичного обмена излом в поле насыщения. Штриховой линией на том же графике нанесена кривая намагничивания, посчитанная с учетом подворота вектора намагниченности в железе. Для расчета каждый слой железа делился на 50 подслоев. Видно, что конечная обменная жесткость железа приводит к заметному увеличению поля насыщения, а также существенно сглаживает излом.

На рис. 3.16 показано, как меняются с увеличением магнитного поля углы между намагниченностями железных слоев и полем. Сплошная кривая показывает результат расчета в приближении однородно намагниченных слоев железа. Две ветви этой кривой соответствуют направлению намагниченности в верхнем и нижнем слоях железа. Легко видеть, что если поле направлено вдоль трудной оси намагничивания железа, магнитные моменты железных слоев действительно располагаются симметрично относительно поля.

При учете скручивания магнитной структуры железа (штриховые линии) направления намагниченности вблизи хромовой прослойки и на внешней поверхности образца начинают заметно различаться, что показано, соответственно, более толстыми и более тонкими линиями. Тем не менее, спин-флип, то есть выстраивание всех магнитных моментов по полю, происходит по всей толщине ферромагнитных слоев одновременно. Поле насыщения, как это уже было сказано, по сравнению со случаем абсолютно жестких магнитных моментов, сдвигается в большую сторону.

На рис. 3.17 показаны результаты расчета спектра спиновых волн без учета и с учетом деформации магнитной структуры железа. Если форма акустической линии спектра практически не меняется, то частота оптической моды претерпевает весьма существенные изменения. Важно, однако, отметить, что характерный острый минимум на полевой зависимости частоты оптической моды колебаний несмотря на учет скручивания магнитной структуры железа сохраняется.

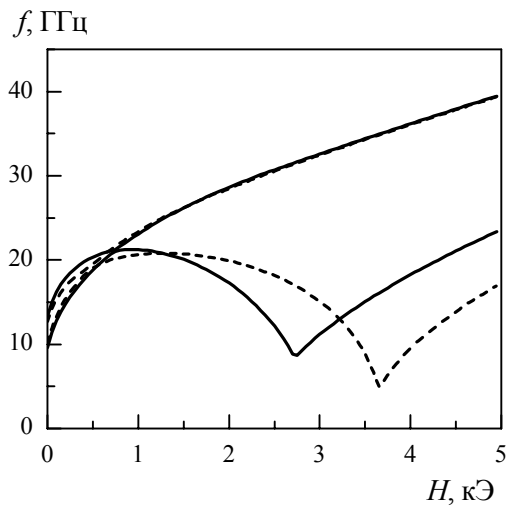


Рис. 3.17. Пример расчета полевой зависимости частоты спиновых волн в образце. Сплошная линия — без учета деформации магнитной структуры железа, штриховая линия — с учетом деформации.

Выше, на рис. 3.11, штриховой линией показан результат аппроксимации экспериментальной кривой намагничивания расчетной с учетом деформации магнитного порядка в железе. Константы J_1 и J_2 подбирались так, чтобы наилучшим образом описать экспериментальную кривую намагничивания (светлые кружки). Для сплошной кривой (почитанной без учета подворота вектора намагниченности в железе) они составляют $J_1 = -1.0$, $J_2 = 0.9$, для штриховой — $J_1 = -1.2$, $J_2 = 0.7$ эрг/см². Как видно из рисунка, учет деформации структуры железа приводит в координатах Арротта к появлению на кривой намагниченности изгиба, позволяющего существенно лучше описать экспериментальные данные. Более подробно анализ экспериментальных зависимостей будет проведен в следующем параграфе.

§ 3.5. Анализ экспериментальных результатов

Разработав методику расчета кривых намагничивания и спектров МБРС наших структур, мы смогли приступить к подробному анализу полученных результатов.

Как уже было сказано, учет подкручивания магнитной структуры ферромагнитных слоев позволил существенно улучшить качество аппроксимации экспериментальных кривых намагничивания в рамках модели биквадратичного обмена.

В результате для образцов 021027 (самый шероховатый) и 010627 (с промежуточной шероховатостью) в рамках модели биквадратичного обмена удалось вполне успешно описать как кривые намагничивания, так и спектры мандельштам-бриллюэновского рассеяния света. На рис. 3.18 и 3.19 приведены примеры обработки экспериментальных

данных для этих двух образцов. Важно отметить, что кривые намагничивания и спектры при каждой толщине хрома удавалось одновременно описать при одних и тех же значениях констант J_1 и J_2 .

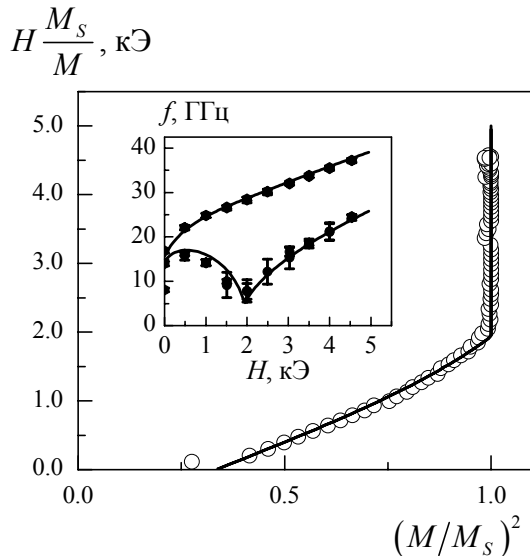


Рис. 3.18. Пример аппроксимация экспериментальных данных для образца 021027 в рамках модели биквадратичного обмена. Толщина хрома составляет 11.2 Å. Основной график — кривая намагничивания в координатах Аррота, вставка — зависимость частоты спиновых волн от поля. Точки — эксперимент, сплошные линии — результат расчета.

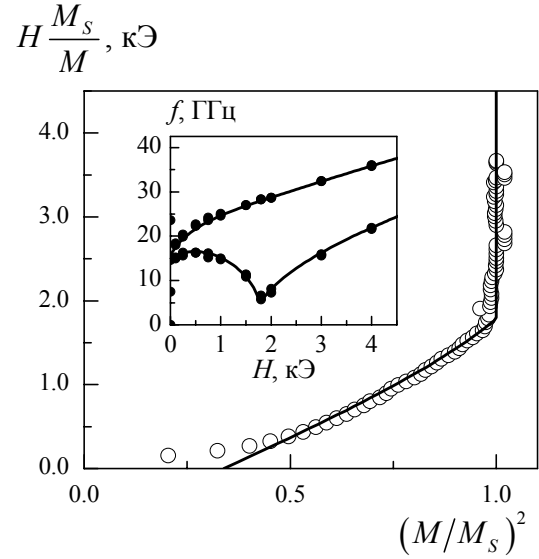


Рис. 3.19. Пример аппроксимация экспериментальных данных для образца 010627 в рамках модели биквадратичного обмена. Толщина хрома составляет 12.4 Å. Точки — эксперимент, сплошные линии — результат расчета.

Значения обменных констант для трех образцов как функции толщины прослойки приведены на рис. 3.20 и 3.21.

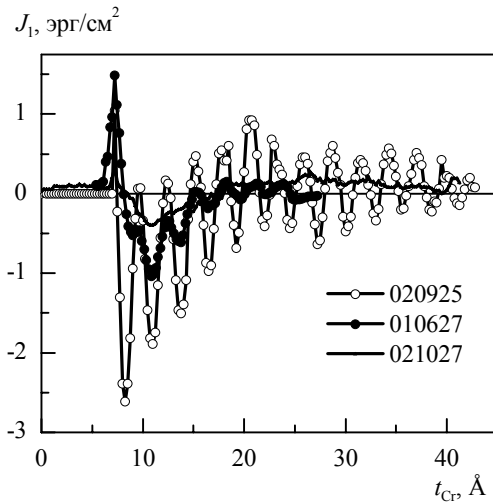


Рис. 3.20. Константа билинейного обмена как функция толщины прослойки для трех образцов при комнатной температуре.

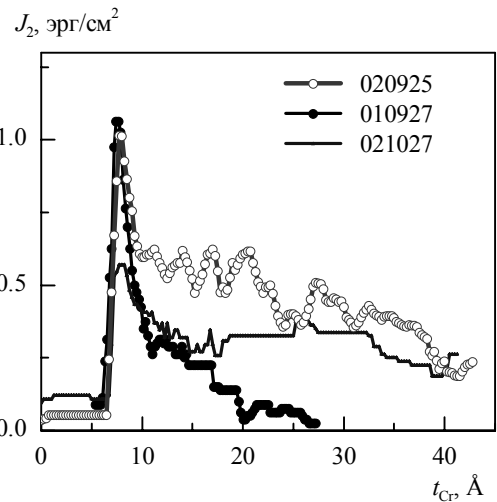


Рис. 3.21. Константа биквадратичного обмена как функция толщины прослойки для трех образцов при комнатной температуре.

Для самого гладкого образца 020925 ситуация оказалась более сложной. Точки с полем насыщения до 2 кЭ достаточно успешно описывались моделью биквадратичного обмена (рис. 3.22). Однако области с большими полями насыщения описывались моделью биквадратичного обмена заметно хуже. Несмотря на то, что при учете конечной магнитной жесткости железа расчетные кривые намагничивания в координатах Аррота приобретают существенный изгиб, идеального согласия с экспериментом добиться не удалось (рис. 3.23). Особенно существенно отличались от расчетных спектры МБРС (вставка на рис. 3.23). Характерная для модели биквадратичного обмена "галочка" на оптической ветви спектра в поле насыщения исчезала. Взамен этого линия сильно уширялась, а иногда даже пропадала вовсе, нисходящий участок зависимости частоты от поля заменялся областью выполаживания.

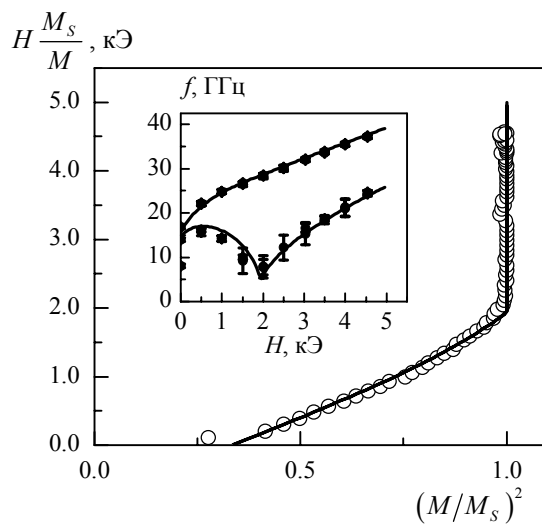


Рис. 3.22. Пример аппроксимация экспериментальных данных для образца 020925 в рамках модели биквадратичного обмена. Толщина хрома составляет 13 Å. Основной график — кривая намагничивания в координатах Аррота, вставка — зависимость частоты спиновых волн от поля. Точки — эксперимент, сплошные линии — результат расчета.

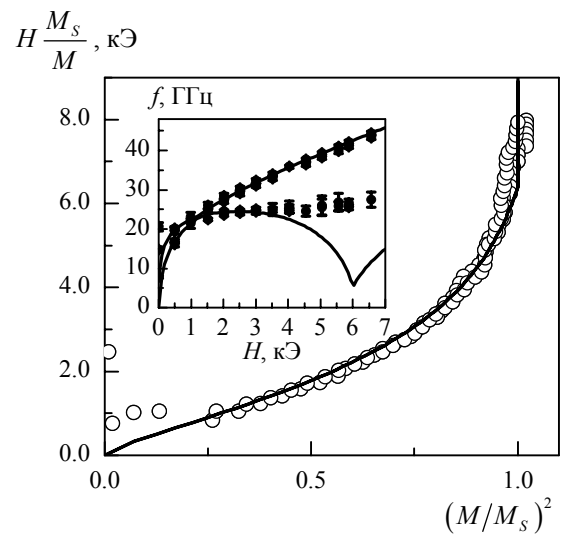


Рис. 3.23. То же, что на рис. 3.21, при толщине хрома 11.5 Å.

Несмотря на это, мы все-таки провели аппроксимацию кривых намагничивания образца 010925 в рамках модели биквадратичного обмена для всех толщин хрома и привели соответствующие значения констант J_1 и J_2 на рис. 3.20 и 3.21 рядом с другими образцами.

Обсудим зависимости, представленные на рис. 3.20 и 3.21. Хорошо видно, что константа J_1 демонстрирует отчетливые коротковолновые осцилляции, которые прекрасно видны на самом гладком образце, заметно подавлены в образце 010927 и практически отсутствуют в образце с максимальной шероховатостью границ раздела 021027. Период этих осцилляций с доступной нам точностью составляет 2 моноатомных слоя хрома (3 Å), что находится в полном соответствии с литературными данными [19]. Подавление

ние коротковолновых осцилляций, очевидно, связано с усреднением межслойного обмена за счет флуктуаций толщины прослойки хрома.

Константа J_2 , напротив, монотонно спадает с увеличением толщины прослойки. Такое поведение вполне согласуется с флуктуационными моделями возникновения биквадратичного обмена [19]. Исключение, опять же, составляет самый гладкий образец 020925. Для него на зависимости $J_2(t_{Cr})$ наблюдаются заметные осцилляции с периодом 2 монослоя. Это еще раз свидетельствует о том, что модель биквадратичного обмена для этого образца не вполне справедлива.

Как говорилось ранее (глава 1), во флуктуационных моделях неколлинеарного межслойного упорядочения модель биквадратичного обмена возникает как предельный случай фрустрации билинейного обмена, когда характерное расстояние между ступенями на межслойной границе оказывается много меньше, чем толщина доменной стенки в хrome [13, 21, 23]. В противоположном предельном случае, когда расстояние между ступенями на границе раздела слоев железо-хром оказывается много большим, чем толщина доменной стенки в хромовой прослойке, обмен должен описываться моделью магнитной близости Слончевского [20] либо моделью половинного угла [21, 22]. Естественно предположить, что образец 020925 в силу достаточной гладкости границ раздела выходит за область применимости модели биквадратичного обмена и, возможно, попадает в область применимости моделей (1.5) и (1.6). В связи с этим мы попытались описать полученные нами экспериментальные данные в рамках этих моделей.

Такая работа была нами проделана для всех образцов. В первую очередь выяснилось, что формулы (1.5) и (1.6) дают количественно очень близкие зависимости энергии межслойного взаимодействия от угла между намагниченностями ферромагнитных слоев. Действительно, основной особенностью формулы (1.2) является то, что в точках $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ энергия квадратично зависит от угла. Именно с этим связан излом на кривой намагничивания в точке ее насыщения, а также острый минимум на зависимости частоты оптической ветки спиновых волн от поля. Зависимости (1.5) и (1.6), напротив, подходят к этим точкам линейно, а в промежутке от 0 до π количественно мало отличаются друг от друга. Все это привело к тому, что при обработке экспериментальных данных обе модели давали практически неразличимые результаты, а получаемые при аппроксимации кривых намагничивания константы C_+ , C_- с точностью до коэффициента π^2 совпадали соответственно с константами J_+ , J_- .

Для образцов 021027 и 010927 эти модели дали заметно худшие результаты, чем модель биквадратичного обмена, при подгонке кривых намагничивания, и совершенно не позволили описать спектры МБРС. Это вполне соответствует нашим представлениям о том, что параметры границ раздела в этих образцах вполне соответствуют случаю модели биквадратичного обмена.

Более интересным для нас оказался наиболее гладкий образец 020925. В случае больших полей насыщения модель магнитной близости (1.5) позволила лучше описать кривые намагничивания для этого образца. Зависимость получившихся обменных параметров C_+ и C_- от толщины прослойки хрома показана на рис. 3.24.

При комнатной температуре константа C_- демонстрировала энергичный коротковолновый осцилляции, в то время как константа C_+ хоть и осциллировала, но с во много раз меньшей амплитудой.

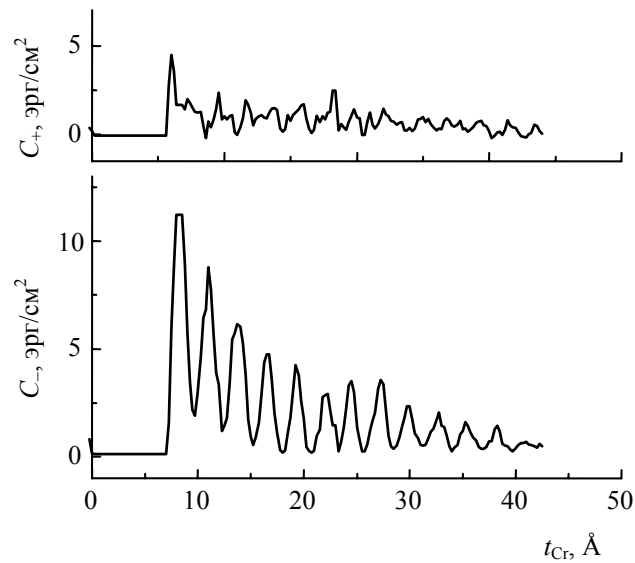


Рис. 3.24. Константы C_- и C_+ как функции толщины прослойки для образца 020925 при комнатной температуре.

Такое асимметричное поведение констант C_- и C_+ является достаточно странным. По смыслу, который приписывается этим константам в модели (1.5) (см. работу [20]) эти константы должны быть пропорциональны площади микроскопических участков образца с соответственно четным и нечетным количеством моноатомных слоев в прослойке. Следовательно, при изменении толщины прослойки эти константы должны осциллировать в противофазе с равной амплитудой. Их сумма при этом должна быть медленно меняющейся функцией толщины прослойки, которая описывала бы затухание осцилляций межслойного обмена при удалении ферромагнитных слоев друг от друга.

Обратимся теперь к спектрам МБРС. На рис. 3.25 и 3.26 показаны примеры экспериментальных зависимостей частот спиновых волн от магнитного поля, которые не удалось описать в рамках модели биквадратичного обмена. Пунктиром на графиках показаны спектры, рассчитанные в модели биквадратичного обмена, сплошными линиями — в рамках модели магнитной близости (1.5). Видно, что экспериментальные точки ведут себя некоторым промежуточным образом, не описываясь ни той, ни другой моделью.

Естественный вывод, который можно сделать из приведенных данных, состоит в следующем. Благодаря успехам в технологии получения образцов нам удалось вырастить пленку с достаточно большим расстоянием между ступенями на границах раздела слоев, сравнимым с шириной доменной стенки в антиферромагнитной хромовой прослойке. В результате мы впервые экспериментально продемонстрировали выход за границу применимости модели биквадратичного обмена. Тем не менее, противоположный предельный случай, когда ступени на границе раздела слоев находятся друг от друга на расстоянии много больше толщины доменной стенки, нами не достигнут.

В работе [22] были получены аналитические формулы для энергии межслойного обмена в случае произвольной шероховатости границ раздела слоев в образце. Однако в силу большого количества неизвестных параметров в этих формулах использовать их для

аппроксимации экспериментальных данных не представляется возможным: при таком количестве подгоночных параметров процедура теряет бы всякий физический смысл. Таким образом, мы ограничиваемся констатацией того факта, что модель биквадратичного обмена действительно теряет свою правомерность при достаточно гладких границах раздела. Утверждение остается, однако, не достаточно обоснованным без прямой информации о структуре поверхности раздела слоев. Такая информация была нами получена с помощью метода туннельной микроскопии. Анализ этих данных мы посвятим следующий раздел.

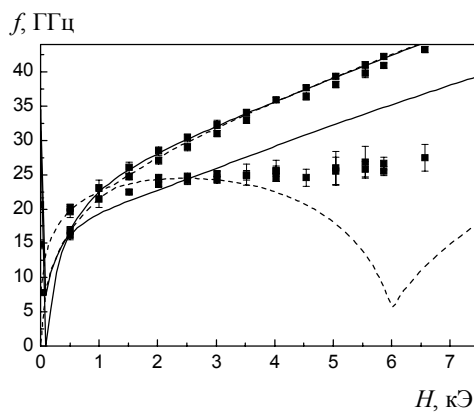


Рис. 3.25. Пример аппроксимации экспериментальных спектров МБРС для образца 020925 в рамках модели биквадратичного обмена (штриховая линия) и модели магнитной близости (сплошная линия). Толщина хрома составляет 13 \AA . Точки — экспериментальные данные.

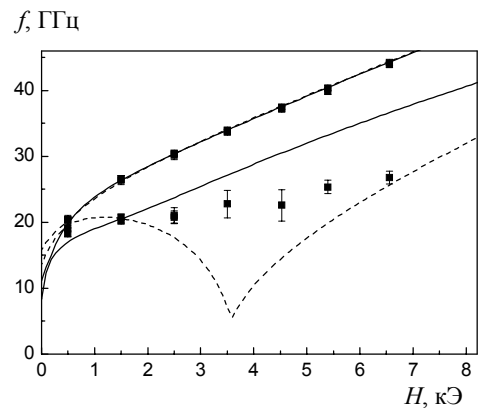


Рис. 3.26. То же, что на рис. 3.21, при толщине хрома 11.5 \AA .

§ 3.6 Сопоставление магнитометрических данных с данными туннельной микроскопии

Исследование морфологии границ раздела слоев железа и хрома проводилось нами с помощью сканирующего туннельного микроскопа, расположенного непосредственно в установке для выращивания образцов. Лишь такой способ позволял изучать структуру поверхности напыленных слоев без нарушения технологии выращивания образца.

В дальнейшем мы будем называть границы раздела слоев железа и хрома следующим образом. *Нижней* границей раздела мы будем называть границу между первым напыленным слоем железа и хромовой прослойкой, *верхней* — границу между хромовой прослойкой и напыленным поверх нее вторым слоем железа.

На рис. 3.27 показан рельеф поверхности нижнего слоя железа и хромовой прослойки перед напылением на них следующих слоев. Сканы имеют одинаковый размер $0.1 \times 0.1 \text{ мкм}$. Высоким участкам поверхности соответствует более светлая заливка, низким — более темная. Шкала соответствия между яркостью заливки и высотой поверхности показана на рисунке.

Даже без количественного анализа данных изображений можно сделать определенные выводы относительно шероховатости границ раздела слоев для двух представленных

образцов. Очевидно, что нижняя граница раздела железа и хрома для обоих образцов оказывается более гладкой, чем верхняя. Бросается в глаза как различие в характерном перепаде высот для этих поверхностей, так и различный горизонтальный масштаб имеющихся на них неоднородностей. Данное качественное утверждение подтверждается предлагаемым далее количественным анализом.

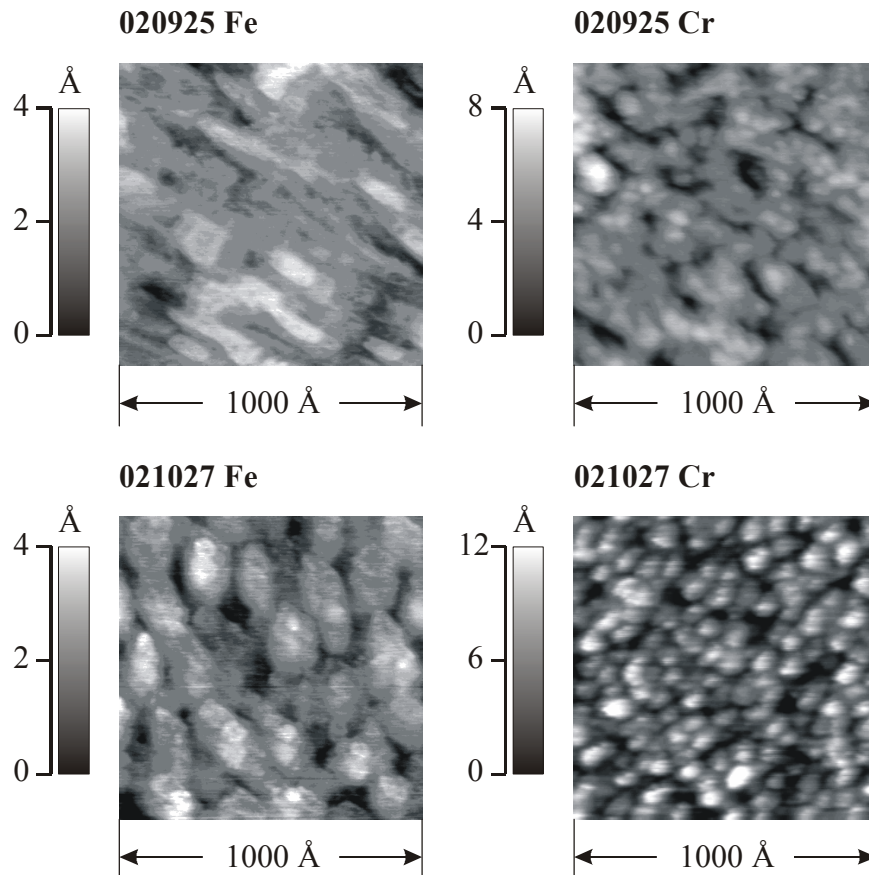


Рис. 3.27. Карты высот поверхностей слоев железа и хрома для двух образцов.

На рис. 3.28 показано распределение высот для представленных на предыдущем рисунке четырех поверхностей.

В первую очередь хорошо видно, что в центре каждого показанного распределения имеется острый пик, соответствующий преобладающему уровню поверхности. Штриховкой на гистограммах показан диапазон толщин, в который попадает 80% площади поверхности. Для верхней поверхности слоев железа этот диапазон составляет приблизительно 1.5 Å, а для слоев хрома — около 3 и около 4 Å соответственно в "гладком" и "шероховатом" образцах.

Для слоев хрома, напыленных, как в данных образцах, при температуре 200°C, явной зависимости шероховатости от толщины слоя обнаружено не было. В тоже время для образцов 021007 и 021017, слой хрома в которых напылялся при более низкой температуре, шероховатость поверхности хрома быстро нарастала с толщиной. В силу этого исследование толщинных зависимостей обмена на этих образцах было бы неправильным.

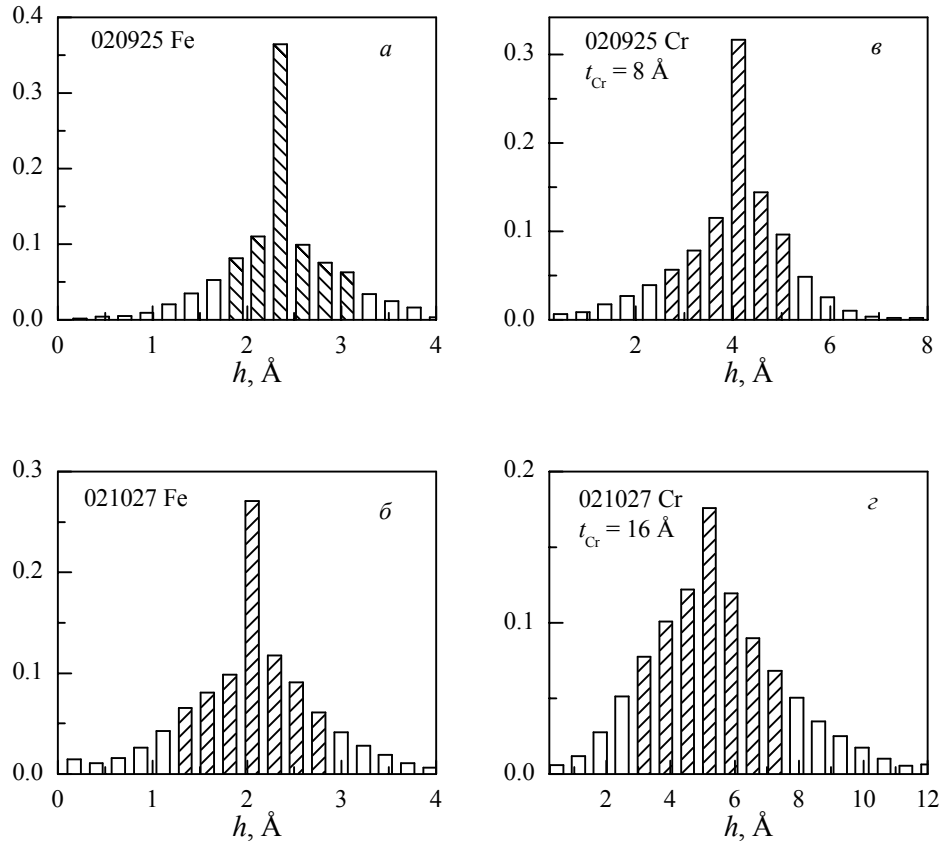


Рис. 3.28. Гистограммы распределения высот для участков поверхностей, показанных на рис. 3.26. По горизонтальной оси отложена высота, отсчитываемая от самой низкой точки рельефа, по вертикальной — доля поверхности, имеющая данную высоту.

Количественная информация о горизонтальном масштабе неоднородностей на границах раздела слоев была нами получена с помощью корреляционного анализа. Для этого использовались участки поверхности размером от 0.1 до 0.7 мкм. Корреляционная функция вида $\langle (h(x+r) - h(x))^2 \rangle$, где $h(x)$ — высота поверхности в точке с координатой x , показана для изображенных поверхностей на рис. 3.29 как функция расстояния r между точками.

Горизонтальная прямая на графиках 3.29а, б проведена на высоте $(1.5 \text{ Å})^2$, что соответствует разнице высот поверхности в одно межатомное расстояние. Расстояние r , при котором корреляционная функция достигает этой величины, естественно принять за характерный размер атомно-гладких террас на границе раздела слоев. Полученные таким образом размеры террас для нижней и верхней границ раздела железа и хрома сведены в табл. 3.2.

Обсудим теперь, насколько морфология границ раздела наших образцов соответствует области применимости моделей магнитной близости, половинного угла и биквадратичного обмена.

Прежде всего, проведем оценку обменной жесткости хрома A_{Cr} в нашей системе. Для этого воспользуемся известной из нейтронографических экспериментов температурой Нееля для тонких слоев хрома, окруженных железной матрицей [12]. При толщине сло-

ев порядка 10 \AA она составляет около 600 K , что примерно вдвое меньше, чем температура Кюри в железе. Обменную жесткость можно оценить следующим образом:

$$A_{\text{Cr}} \sim \frac{T_N k_B}{a}, \quad (3.13)$$

то есть обменная жесткость прямо пропорциональна температуре магнитного перехода. Поскольку кристаллографические структуры железа и хрома практически идентичны, естественно принять обменную жесткость хрома вдвое меньшей, чем обменную жесткость железа. То есть $A_{\text{Cr}} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}$.

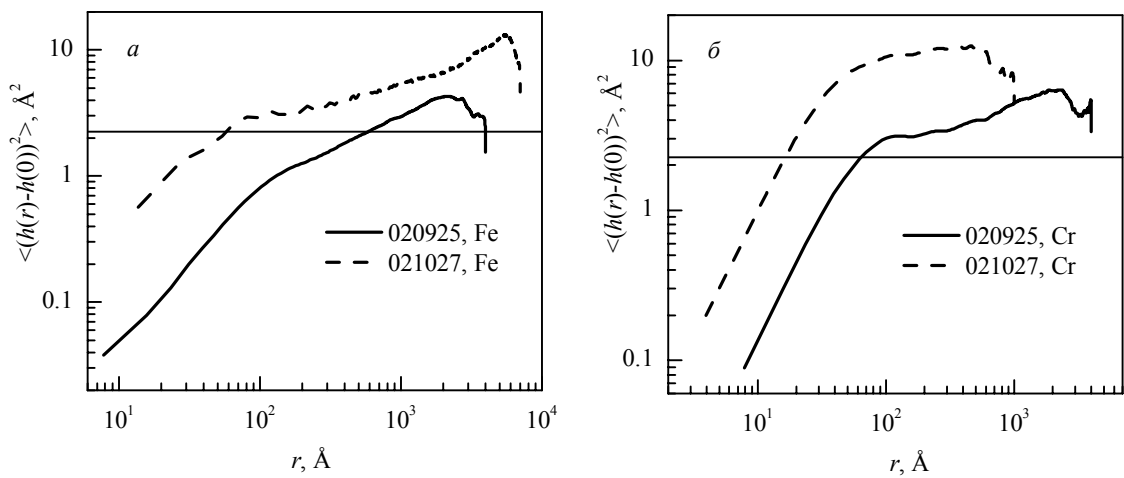


Рис. 3.29. Корреляции высоты поверхности как функция расстояния между точками: *a* — для поверхности нижнего слоя железа, *б* — для поверхности хромовой прослойки.

Таблица 3.2. Размер атомно-гладких террас на верхней и нижней границах раздела Fe/Cr для двух образцов.

Образец	Нижняя граница Fe/Cr	Верхняя граница Fe/Cr
020925	$\sim 600 \text{ \AA}$	40–60 \AA
021027	60–100 \AA	15–20 \AA

Оценим, какова была бы величина межслойного обмена при толщине прослойки 10 \AA , если бы направление намагниченности в железных обкладках было жестко привязано к направлению спинов в пограничных слоях хрома. В этом случае энергия межслойного обмена была бы равна энергии скручивания магнитного порядка в хrome на угол порядка π , и для энергии межслойного обмена на единицу площади образца мы бы получили:

$$J = A_{\text{Cr}} \left(\frac{\pi}{t_{\text{Cr}}} \right)^2 = 100 \text{ эрг/см}^2. \quad (3.14)$$

Эта величина почти на 2 порядка превосходит ту, что наблюдается нами в эксперименте. Усреднение межслойного обмена за счет флуктуаций толщины прослойки в наших образцах несложно оценить, зная структуру их границ. Для этого мы вычислили свертку распределений, показанных на рис. 3.28, с функцией $f(h) = \cos(2\pi h/a)$, где $a = 3 \text{ \AA}$ — период осцилляций межслойного обмена в нашей системе. Эта процедура приводит к уменьшению амплитуды осцилляций в 2–3 раза для гистограмм 3.28 а–в, и приблизительно в 10 раз для гистограммы 3.28 г. Но отличие экспериментально наблюдаемой величины межслойного обмена от оценки (3.14) на 2 порядка усреднением за счет шероховатости межслойных границ объяснить не удастся.

Это приводит нас к выводу, что связь ферромагнитных обкладок с антиферромагнитной структурой хрома оказывается слабее, чем обменное взаимодействие внутри хрома. Такое же предположение делалось в работе [22] при получении общих выражений для энергии межслойного обмена в случае шероховатых границ раздела. В рамках тех же предположений в работе [21] была получена формула "половинного угла" (1.6) в пределе достаточно гладких межслойных границ, а в работе [23] обоснована модель биквадратичного обмена для случая границ со значительной шероховатостью.

Рассмотрим случай, когда обменное взаимодействие на границе железо-хром оказывается много меньшим, чем в толще хромовой прослойки. Тогда при попытке изменить относительную ориентацию магнитных моментов двух ферромагнитных слоев ориентация антиферромагнитного параметра порядка в хrome будет оставаться практически неизменной и однородной по толщине прослойки. Основной относительный поворот спинов будет иметь место на границе между железом и хромом, и энергия межслойного обмена будет определяться именно обменом на границе железо-хром.

Предположим теперь, что на границе раздела железа и хрома присутствуют ступени высотой в один атом, и расстояние между ними равно L (см. рис. 3.30). Направление спинов в хrome при смещении на 1 атомный слой меняется на противоположное. Следовательно, наиболее выгодное направление параметра порядка в хrome при одной и той же ориентации магнитных моментов железа будет различным на участках с четным и с нечетным количеством моноатомных слоев в прослойке.

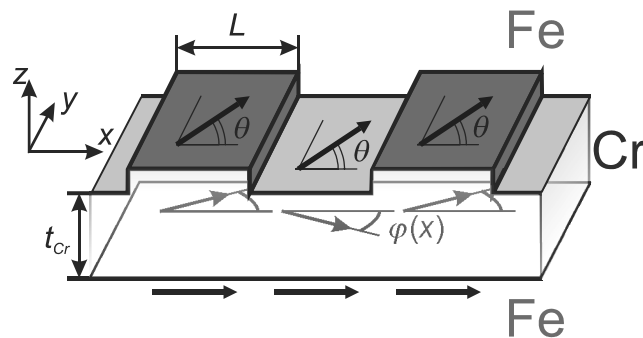


Рис. 3.30. Пространственные искажения антиферромагнитного параметра порядка хрома из-за шероховатости межслойных границ раздела. Иллюстрация.

Если расстояние L между ступенями будет достаточно большим, то параметр порядка в хrome будет иметь на каждой террасе свое направление, наиболее выгодное для данной толщины прослойки. Если же расстояние L будет мало, обменная жесткость хрома

не позволит параметру порядка принять наиболее выгодное направление на каждой из террас. Вместо этого параметр порядка будет иметь некоторое среднее направление во всем образце, слабо отклоняясь от него на каждой из террас. В первом случае более подробное рассмотрение задачи приводит к модели "половинного угла", а во втором — к модели биквадратичного обмена. Критерием малости размера террас L и применимости модели биквадратичного обмена является следующее выражение:

$$L \ll \zeta, \quad (3.15)$$

где

$$\zeta = \sqrt{\frac{A_{\text{Cr}}}{J_0/t_{\text{Cr}}}}$$

— толщина доменной стенки в хромовой прослойке, J_0 — величина обмена на границе железо-хром. В случае выполнения обратного неравенства мы попадаем в область применимости модели половинного угла.

Величина J_0 в данной модели должна совпадать по порядку величины с измеряемой величиной межслойного обмена. Пользуясь этим, для величины ζ мы получаем оценку $\zeta \approx 30 \text{ \AA}$.

Обратимся теперь к табл. 3.2. Из нее видно, что основной вклад в шероховатость образцов вносит верхняя поверхность хромовой прослойки, которая для обоих образцов имеет меньший размер террас, чем нижняя. При этом размер террас в "шероховатом" образце 021027 действительно оказывается меньше нашей оценки для толщины доменной стенки в хроме, а для "гладкого" образца 020925 — несколько большей.

§ 3.7 Выводы

Наши исследования кривых намагничивания и спектров МБРС трехслойных образцов Fe/Cr/Fe, проведенные при комнатной температуре, позволили нам впервые экспериментально обнаружить границу применимости модели биквадратичного обмена для образцов с достаточно гладкими границами раздела слоев. Несмотря на то, что такой результат предсказывался всеми существующими теориями, объясняющими природу неколлинеарного магнитного упорядочения в системе Fe/Cr/Fe, экспериментально это было продемонстрировано лишь в данной работе.

Достоверность данного результата могла быть обеспечена только при одновременном использовании двух экспериментальных методик: измерения кривых намагничивания методом эффекта Керра и исследования спектров спиновых волн в изучаемых образцах методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света.

Использование образцов с прослойкой в форме клина позволило нам провести исследования сразу в достаточно значительном диапазоне толщин хромовой прослойки от 0 до 40 \AA .

Исследования границ раздела наших образцов методом туннельной микроскопии позволило нам сопоставить эти данные с теоретическими предсказаниями относительно

границ применимости модели биквадратичного обмена. Результаты оказываются вполне самосогласованными, и подтверждают теоретические модели, развитые другими авторами [21, 22]. Такое согласие, однако, можно считать лишь косвенным указанием на связь межслойного взаимодействия с антиферромагнитным упорядочением прослойки.

Большую определенность в этом вопросе могут дать измерения температурной зависимости межслойного взаимодействия. В следующей главе мы представим результаты исследований межслойного обмена в уже описанных образцах при температурах от 77 до 473 К и сопоставим их с теоретическими ожиданиями, предлагаемыми различными моделями.

Глава 4. Исследование зависимости межслойного обмена от температуры

§ 4.1. Введение

В главе 3 были получены данные, которые косвенно подтверждают связь быстро осциллирующей составляющей межслойного обмена с особой антиферромагнитной фазой, существующей в тонких слоях хрома при толщине менее 40 Å. Граница области применимости модели биквадратичного обмена наблюдается приблизительно при тех значениях шероховатости межслойных границ, которые предсказываются в рамках представлений о взаимодействии через антиферромагнитно упорядоченную прослойку. Тем не менее, эти данные никак не позволяют сделать окончательный вывод о влиянии магнитного упорядочения в хrome на межслойный обмен.

Единственным способом ответить на этот вопрос является исследование температурных зависимостей межслойного обмена. В моделях, рассматривающих межслойный обмен как взаимодействие через газ свободных электронов, и в моделях, основанных на антиферромагнитном упорядочении прослойки, температурные зависимости обмена должны существенно различаться.

В рамках взаимодействия через газ свободных электронов подробное рассмотрение межслойного взаимодействия проведено в работах [14, 15, 16]. Данный подход является развитием хорошо известной модели RKKY (Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida) [38], предложенной ранее для описания взаимодействия магнитных примесей в металлической матрице. Его суть состоит в поляризации электронного газа в прослойке за счет взаимодействия с ферромагнитными обкладками и последующего переноса этой поляризации на другую ферромагнитную обкладку. Важную роль играют при этом особенности поверхности Ферми, так называемое явление нестинга.

Теория RKKY в случае хрома предсказывает наличие, по крайней мере, двух периодов осцилляций в зависимости билинейного обмена J_1 от толщины прослойки: коротковолновых осцилляций с периодом около 2 монослоев и длинных — с периодом порядка 10 монослоев. При этом амплитуда длинных осцилляций затухает обратно пропорционально квадрату толщины прослойки, как в случае свободных электронов, а амплитуда коротких осцилляций — просто как обратная толщина из-за явления нестинга [15, 16]. Таким образом, формула для J_1 в теории RKKY дается выражением типа:

$$J_1 = J_1^{\text{short}} \frac{\sin(q_1 t_{\text{Cr}} + \varphi_1)}{t_{\text{Cr}}} + J_1^{\text{long}} \frac{\sin(q_2 t_{\text{Cr}} + \varphi_2)}{t_{\text{Cr}}^2}. \quad (4.1)$$

Здесь где q_1 и q_2 определяют короткий и длинный периоды осцилляций обмена, а φ_1 и φ_2 — фазы этих осцилляций. Температурная зависимость константы J_1 , согласно этой теории [15], имеет вид:

$$J_1(T) = J_0^{\text{RKKY}} \frac{T/T_0}{\text{sh}(T/T_0)}. \quad (4.2)$$

В этой формуле характерная температура T_0 имеет порядок $T_0 = \hbar v_F / 2\pi k_B t_{Cr}$, где v_F — скорость Ферми для электронов, участвующих в межслойном обмене. Скорость эта, вообще говоря, различна для участков поверхности Ферми, отвечающих за длинноволновые и коротковолновые осцилляции обмена, однако подстановка типичных значений $v_F \sim 10^8$ см/с и $t_{Cr} \sim 20$ Å дает величину $T_0 \sim 1000$ К.

Флуктуации толщины прослойки в рамках подхода РККУ приводят к возникновению биквадратичного обмена [17], величина которого определяется выражением

$$J_2 = \frac{4L(J_1^{\text{short}})^2}{\pi^3 A_{Fe}} \text{cth} \frac{\pi D}{L}, \quad (4.3)$$

где A_{Fe} — обменная жесткость ферромагнитного слоя толщины D , а L — ширина ступенек на поверхности интерфейса.

Обратимся теперь к моделям, основанным на представлениях об антиферромагнитно упорядоченной прослойке. Наиболее подробно этот подход был развит в работах [13, 22]. Этот подход позволяет описать лишь коротковолновые осцилляции межслойного обмена, период которых совпадает с периодом волны спиновой плотности в антиферромагнитной прослойке. В случае, когда ширина атомно-гладких террас на границе раздела слоев оказывается много меньшей, чем характерный масштаб неоднородности параметра порядка в хромовой прослойке, энергия межслойного взаимодействия описывается моделью биквадратичного обмена. В работе [22] были получены следующие выражения для обменных констант:

$$J_1 = A_{\text{int}} \Delta \left(\Lambda - \frac{1}{2} \right), \quad J_2 = \frac{A_{\text{int}} \Delta L^2}{96\zeta^2}. \quad (4.4)$$

Здесь A_{int} — обмен на границе железо-хром, Δ — амплитуда параметра порядка в хромовой прослойке, ζ — толщина доменной стенки в хромовой прослойке, то есть характерный пространственный масштаб неоднородности параметра порядка в хроме. Величина Λ имеет смысл доли площади образца, где толщина прослойки составляет четное количество моноатомных слоев. Величина Λ , по самому своему определению, должна осциллировать с толщиной хромовой прослойки. В случае идеально гладких границ раздела она принимает значение 0, когда прослойка имеет нечетное количество полностью заполненных атомных плоскостей, и значение 1, когда количество слоев в прослойке четно. В случае шероховатых границ раздела величина Λ осциллирует в меньших пределах, а при сильно шероховатых границах мало отклоняется от значения $1/2$.

Температурная зависимость билинейного обмена в данной теории задается величиной параметра порядка Δ в хромовой прослойке. Хотя температурную зависимость этой величины можно вычислить из первых принципов [13], получающиеся формулы крайне громоздки и сложны для использования. Естественно использовать вместо этого феноменологическое выражение, хорошо известное из теории фазовых переходов второго рода:

$$J_1(T) = J_0^{\text{AFM}} \sqrt{1 - T/T_N}, \quad (4.5)$$

где T_N — температура Нееля в хромовой прослойке.

Температурную зависимость $J_2(T)$ выражение (4.4) в явном виде не задает, поскольку $\zeta^2 \sim \Delta$ [22].

§ 4.2. Методика измерений

Для исследований межслойного обмена при температурах от 77 до 473 К нами использовался экваториальный магнитооптический эффект Керра. Напомним (см. разд. 3.2.1), что экваториальный эффект Керра имеет место при отражении света от пленки, намагниченность которой направлена параллельна поверхности и перпендикулярно плоскости падения света. При этом происходит изменение коэффициента отражения для p -поляризованного света, пропорциональное намагниченности образца. Применение меридионального эффекта Керра, который мы использовали для измерений при комнатной температуре, было невозможно из-за конструктивных особенностей вакуумной камеры, в которой размещался образец в процессе измерений.

Схема установки показана на рис. 4.1. Источником света служил полупроводниковый лазер. Далее излучению придавалась вертикальная поляризация с помощью поляризационного фильтра P . Пучок фокусировался на поверхности образца с помощью линзы $L1$ в пятно диаметром около 0.2 мм. Зеркально отраженный свет с помощью линзы $L2$ собирался на фотодиоде D . Сигнал с фотодиода записывался как функция магнитного поля, приложенного к образцу.

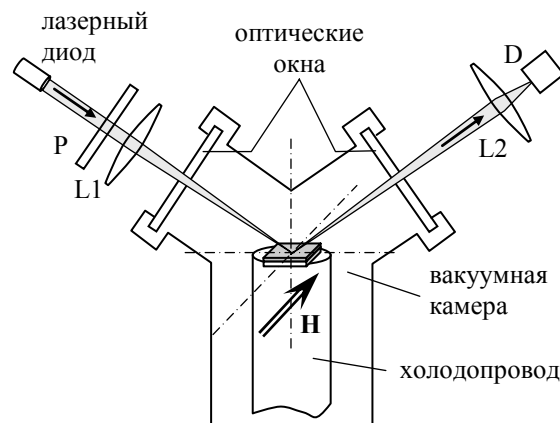


Рис. 4.1. Схема установки для измерения кривых намагничивания с помощью экваториального эффекта Керра.

Для измерений при повышенной и пониженной температуре образец помещался в высоковакуумную камеру, снабженную оптическими окнами. Охлаждение образца осуществлялось путем прокачки через держатель образца жидкого азота, а нагрев — с помощью электрического нагревателя. Температура образца стабилизировалась с помощью автоматического регулятора температуры в диапазоне от 77 до 473 К. Нижняя граница температур задавалась температурой кипения жидкого азота, а верхняя — опасностью разрушения нагревателя. Кроме того, нагрев образца выше температуры его изготовления мог бы привести к эффекту отжига и неконтролируемому изменению его свойств.

§ 4.3. Экспериментальные результаты

На рис. 4.2 показаны зависимость обменных констант J_1 и J_2 от толщины прослойки при трех различных температурах для двух образцов. Данные, полученные для самого шероховатого образца, из-за малой величины межслойного обмена оказались, к сожалению, недостаточно надежными для последующего анализа.

Обменные параметры получались путем обработки кривых намагничивания по методике, описанной в §3.5–3.6. Мы использовали для анализа температурных данных на всех образцах модель биквадратичного обмена, хотя она, как было показано в главе 3, и не вполне адекватно описывает наиболее гладкий образец 020925. Такая процедура представляется, тем не менее, достаточно корректной, поскольку и в этом образце отклонения от модели биквадратичного обмена являются не очень сильными, а получающиеся значения обменных констант и их зависимости от толщины прослойки не противоречат здравому смыслу. Кривые намагничивания, как и при комнатной температуре, удавалось описать с помощью этой модели достаточно хорошо, так что неоднозначности при определении обменных констант не возникало.

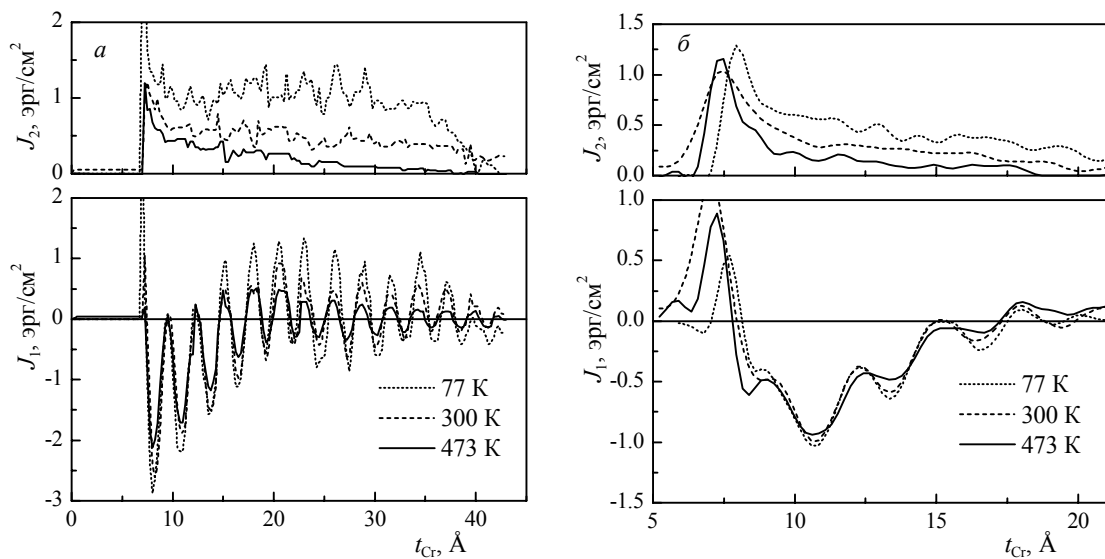


Рис. 4.2. Зависимость констант билинейного и биквадратичного обмена от толщины прослойки при трех значениях температуры для образцов 020925 (а) и 010627 (б).

Прежде всего, обсудим влияние температуры на величину билинейного обмена. Качественно зависимость константы J_1 от толщины прослойки хрома не изменяется: коротковолновые осцилляции сохраняются во всем исследованном нами диапазоне температур, неизменным также остается их период. В то же время амплитуда коротковолновых осцилляций с понижением температуры. Наиболее отчетливо это видно для гладкого образца 020925, амплитуда осцилляций обмена в котором максимальна (рис. 4.2 а). Тот же эффект заметен и на образце 010627, в котором коротковолновые осцилляции сильно подавлены за счет шероховатости межслойных границ (рис. 4.2 б). При этом длинноволновая составляющая обмена, показанная для образца 010627 на рис. 4.3, от температуры с имеющейся у нас точностью не зависит.

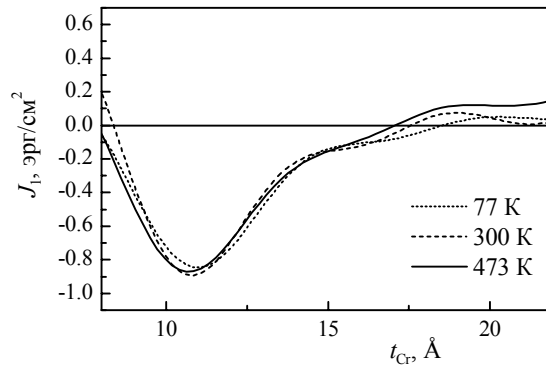


Рис. 4.3. Медленно меняющаяся часть билинейного обмена как функция толщины прослойки для образца 010627.

Величина J_2 , как и амплитуда коротковолновых осцилляций билинейного обмена, для обоих образцов возрастает с понижением температуры.

Возрастание межслойного обмена с понижением температуры наблюдалось в системе Fe/Cr/Fe при толщине хромовой прослойки до 30 Å и ранее [59, 60], в том числе на сверхрешетках [30] (основным автором последнего результата является А. Б. Дровосеков). Однако столь подробные данные получены нами впервые.

Далее будет представлен количественный анализ измеренных температурных зависимостей.

§ 4.4. Температурная зависимость билинейного обмена

На рис. 4.4 представлена зависимость амплитуды коротковолновых осцилляций билинейного обмена от температуры при нескольких толщинах хромовой прослойки для образца 020925. Амплитуда определялась отдельно для каждого периода осцилляций.

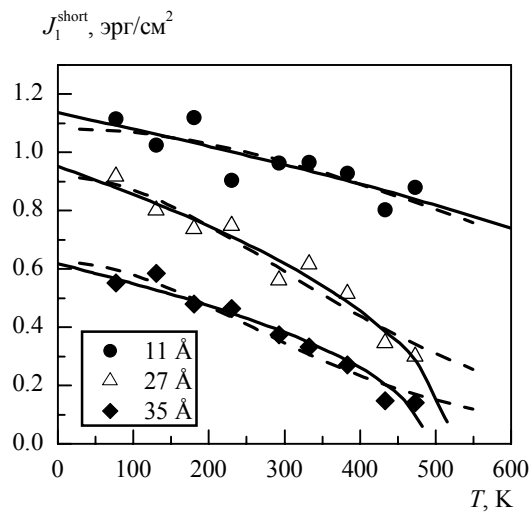


Рис. 4.4. Зависимость амплитуды коротковолновых осцилляций от температуры для разных толщин хрома. Точки — экспериментальные данные, полученные на образце 020925, сплошные кривые — результат аппроксимации выражением (4.5), штриховые — аппроксимация выражением (4.2).

Штриховой линией на графике показан результат экстраполяции экспериментальных точек зависимостью (4.2), полученной в модели РККУ.

Значения констант $J_0^{\text{РККУ}}$ и T_0 для этого случая показаны на рис. 4.5 *a* как функции толщины хромовой прослойки. Несложно заметить, что поведение этих констант совершенно не соответствует предсказаниям теории. Во-первых, значение температуры T_0 оказывается слишком мало по сравнению с ее теоретической оценкой (см. примечания к формуле (4.2)). Во-вторых, зависимость величины $J_0^{\text{РККУ}}$ от толщины прослойки явно не носит характер $1/t_{\text{Cr}}$, предсказываемый выражением (4.1). Следует, таким образом, признать, что коротковолновая составляющая межслойного обмена в наших образцах моделью РККУ описана быть не может. В то же время, большая величина температуры T_0 в формуле (4.2) вполне соответствует очень слабой температурной зависимости длинноволновой составляющей билинейного обмена.

Сплошными линиями на рис. 4.4 показан результат аппроксимации экспериментальных данных выражением (4.5), соответствующим межслойному взаимодействию через волну спиновой плотности в хrome. Полученные из этой аппроксимации значения констант J_0^{AFM} и T_N показаны как функции толщины прослойки на рис. 4.5 *б*. На том же рисунке приведены значения T_N , полученные для образца 010627 (обозначения см. в подписи к рисунку). Из-за малой амплитуды осцилляций межслойного обмена сколь угодно надежные данные по температурной зависимости могут быть извлечены в этом образце лишь в очень узком диапазоне толщин прослойки.

Обсудим полученные зависимости более подробно.

Прежде всего, отметим совпадение величины T_N , полученной для образцов 010627 и 020926. Оно свидетельствует о том, что несмотря на существенные различия в шероховатости межслойных границ, абсолютной величине и амплитуде осцилляций обмена, температурная зависимость коротковолновой составляющей билинейного обмена определяется в двух образцах одними и теми же явлениями.

При толщине хрома более 20 Å величина T_N находится на уровне около 500 К, и резко возрастает до 900–1000 К при меньшей толщине. Такое поведение как качественно, так и количественно соответствует фазовой диаграмме тонких слоев хрома, полученной нейтронографическими методами в работе [12] (рис. 1.3).

Теперь обратимся к толщинной зависимости величины J_0^{AFM} . Она практически не отличается от того, что было получено нами в рамках модели РККУ (рис. 4.5 *a*), что и не удивительно. Из рис. 4.4 хорошо видно, что экстраполяция зависимости $J_1(T)$ в точку с нулевой температурой должна давать очень близкие результаты при использовании любой достаточно гладкой кривой.

Величина J_0^{AFM} довольно слабо меняется при толщинах менее 20 Å, а затем быстро спадает, уменьшаясь на отрезке от 20 до 40 Å более чем вдвое. Хотя такое поведение явным образом не предсказывается ни в одной из известных автору опубликованных работ, но его можно естественным образом объяснить в рамках подхода, изложенного в работах [13, 22]. Возникновение антиферромагнитного порядка в хромовой прослойке при температурах выше температуры Нееля в объемном хrome объясняется в этих ра-

ботах перетеканием заряда из железных обкладок в хромовую прослойку. В результате этого изменяется электронная плотность и, как следствие, электронная поляризуемость прослойки на масштабах порядка дебаевской длины экранирования. Вблизи границы с железом возникает область, температура антиферромагнитного упорядочения в которой оказывается существенно выше, чем вдали от границы. Эта область служит зародышем антиферромагнитного порядка, который распространяется вглубь прослойки.

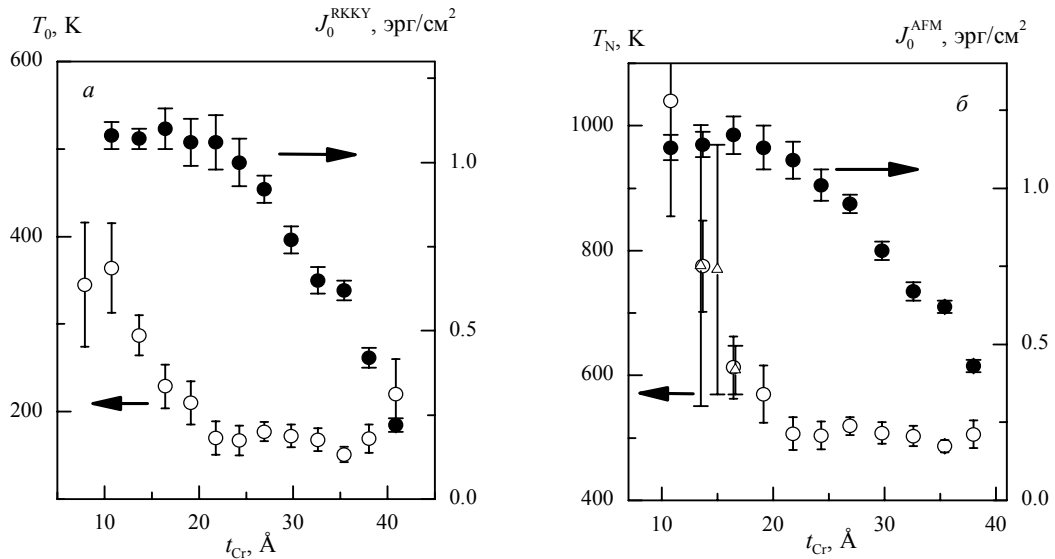


Рис. 4.5. Результаты аппроксимации температурных зависимостей амплитуды коротковолновых осцилляций J_1 : *a* — с помощью выражения (4.2), *б* — с помощью выражения (4.5). Кружками показаны данные для образца 020925, треугольниками — для образца 010627. Темные значки — J_2^0 (правые оси); светлые — T_0 и T_N (левые оси).

В рамках изложенных представлений толщину в 20 Å, до которой величина J_0^{AFM} остается постоянной, можно интерпретировать как удвоенную глубину перетекания заряда из железных обкладок в хром. При больших значениях толщины прослойки антиферромагнитный порядок начинает ослабевать с увеличением толщины прослойки, и J_0^{AFM} падает.

§ 4.5. Температурная зависимость биквадратичного обмена

На рис. 4.6 показана зависимость биквадратичного обмена от температуры при нескольких толщинах хромовой прослойки для образца 020925.

Выражение (4.4), как уже было сказано, не указывает температурную зависимость биквадратичного обмена в явном виде, поскольку $\zeta^2 \sim \Delta$, и ожидаемая температурная зависимость $J_1(T)$, задаваемая выражением (4.5), сокращается. В то же время экспериментальные зависимости, показанные на рис. 4.6, вполне можно рассматривать, как линейные. Сплошные линии, показанные на рисунке — результат аппроксимации экспериментальных данных линейной функцией вида

$$J_2(T) = J_2^0 (1 - T/T_x) \quad (4.6)$$

с подгоночными константами J_2^0 и T_x . Полученные при аппроксимации значения этих констант показаны на рис. 4.7 для образцов 020925 (гладкого) и 010627 (с промежуточной шероховатостью).

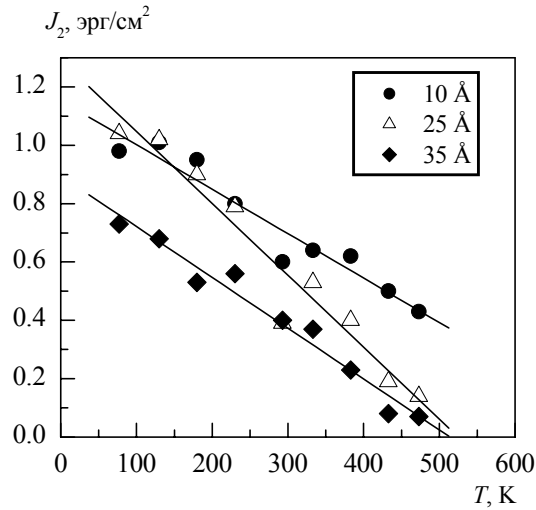


Рис. 4.6. Зависимость величины биквадратичного обмена от температуры для разных толщин хрома. Точки — экспериментальные данные, полученные на образце 020925, сплошные кривые — результат линейной интерполяции.

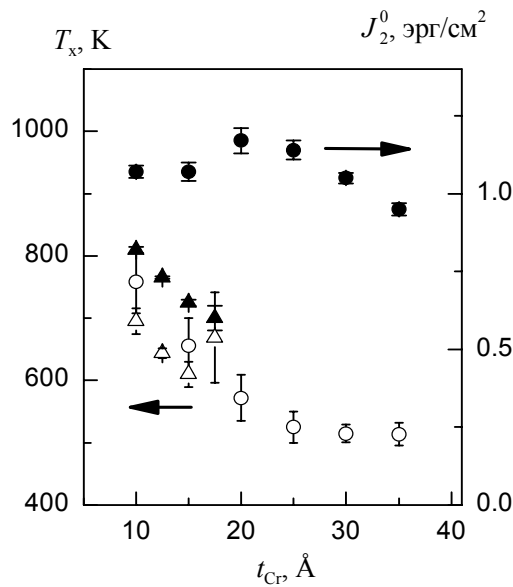


Рис. 4.7. Результаты аппроксимации температурных зависимостей биквадратичного обмена J_2 с помощью выражения (4.6) для образцов 020925 (кружки) и 010627 (треугольники). ●, ▲ — J_2^0 (правая ось); ○, △ — T_x (левая ось).

Как абсолютные значения, так и зависимости величины J_2^0 от толщины прослойки существенно различны для двух представленных образцов. Этот результат, впрочем,

вполне понятен — абсолютное значение биквадратичного обмена существенным образом зависит от шероховатости границ раздела.

Более интересной представляется зависимость от толщины прослойки величины T_x . Во-первых, эта величина с точностью до погрешности измерений совпадает для двух показанных образцов. Во-вторых, T_x во всем исследованном диапазоне толщин совпадает с величиной T_N , определяющей температурную зависимость билинейного обмена, и с температурой разрушения антиферромагнитного порядка в хромовой прослойке, определенной из нейтронографических исследований [12]. Фактически это означает, что между зависимостями $J_2(T)$ и амплитудой коротковолновых осцилляций обмена $J_1^{\text{short}}(T)$ существует универсальная связь вида

$$J_2(T) \sim \left(J_1^{\text{short}}(T) \right)^2. \quad (4.7)$$

Такая связь не следует непосредственно из выражений (4.4), но достаточно часто возникает при рассмотрении флуктуационных механизмов возникновения биквадратичного обмена (см., например, [20]). Теоретические работы, в которых бы сочетались учет волны спиновой в хромовой прослойке, флуктуационное происхождение биквадратичного обмена и связь вида (4.7) между биквадратичным и билинейным обменом автору не известны.

§ 4.6. Выводы

Наши исследования температурной зависимости межслойного обмена в системе Fe/Cr/Fe в диапазоне толщин хромовой прослойки от 0 до 40 Å позволили явно продемонстрировать связь коротковолновой части билинейного обмена с наличием зарядово-индуцированной волны спиновой плотности в хромовой прослойке. Температурная зависимость биквадратичного обмена оказывается также непосредственно связанной с температурой Нееля в прослойке. Если для более толстых слоев хрома аналогичные результаты сообщались ранее в работах других авторов [61], то при толщине хрома менее 40 Å такой результат получен нами впервые.

При этом нам не удалось описать весь полученный нами набор экспериментальных данных формулами, предлагаемыми какой-либо одной теоретической моделью. Для решения этой задачи требуется, по-видимому, дальнейшее развитие современных теоретических представлений.

Длинноволновая часть билинейного обмена зависит от температуры существенно слабее. Это позволяет говорить о том, что ее происхождение не связано с антиферромагнетизмом хромовой прослойки и может описываться как взаимодействие через газ свободных электронов в духе модели РККУ.

Заключение

В заключение сформулируем основные результаты диссертации.

1. Проведено исследование спектров ФМР в серии сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ при комнатной температуре. Наряду с акустической и оптической резонансными модами, впервые обнаружены промежуточные моды колебаний, соответствующие сдвигу фаз прецессии намагниченности в соседних ферромагнитных слоях, отличному от 0 и π .
2. В рамках модели биквадратичного обмена проведен численный расчет кривых намагничивания и спектров ФМР, учитывающий конечность числа слоев в используемых сверхрешетках. Расчет позволил количественно описать как экспериментальные кривые намагничивания, так и спектры ФМР в изученных сверхрешетках.
3. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии изготовлена серия трехслойных образцов $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ с клинообразными прослойками хрома и различной шероховатостью границ раздела слоев.
4. Методами керровской магнитометрии и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света в трехслойных образцах $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ проведено подробное экспериментальное исследование межслойного взаимодействия как функции толщины прослойки (в диапазоне 0–40 Å) и температуры (в диапазоне 77–473 К) при различной шероховатости границ раздела слоев.
5. Впервые экспериментально продемонстрировано, что при достаточно гладких межслойных границах модель биквадратичного обмена, широко использовавшаяся для описания системы $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ ранее, утрачивает свою применимость.
6. Полученные температурные зависимости межслойного обмена подтверждают представления о том, что механизм обмена в системе $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ связан с зарядово-индуцированной волной спиновой плотности в хромовой прослойке.

Автор выражает глубокую признательность

своему научному руководителю Н. М. Крейнсу за удачно поставленную задачу, мудрое научное руководство и организационные усилия, сделавшие возможным выполнение данной работы;

А. Б. Дровосекова 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;

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

Б. Хиллебрандсу за предоставленную возможность использовать для выполнения данной работы оборудование его лаборатории в Техническом Университете г. Кайзерслаутерна;

М. Рикарту за помощь при работе с туннельным микроскопом.

Особую благодарность автор выражает С. О. Демокриту за доброжелательную поддержку и огромную фактическую помощь, благодаря которой существенная часть из-

ложенных в диссертации измерений была проведена в Техническом Университете г. Кайзерслаутерна (Германия).

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.

Приложение: расчет частоты спиновых волн в трехслойной структуре Fe/Cr/Fe с учетом неоднородной намагниченности железных слоев

За основу нами брались уравнение Ландау–Лифшица без диссипативного члена:

$$\gamma^{-1} (\partial \mathbf{M}_j / \partial t) = -[\mathbf{M}_j \mathbf{H}_j^{eff}]. \quad (\text{п.1})$$

Отклонение намагниченности каждого слоя от своего равновесного положения ищется в виде бегущей спиновой волны:

$$\mathbf{M}_j(t, x) = \mathbf{M}_{0j} + \mathbf{m}_j e^{i(\omega t - qx)}, \quad (\text{п.2})$$

где индекс j соответствует номеру ферромагнитного слоя (1 или 2).

По сравнению со случаем ферромагнитного резонанса эффективное поле H_j^{eff} содержит теперь дополнительное слагаемое, связанное с пространственной неоднородностью прецессии намагниченности в спиновой волне:

$$\mathbf{H}_j^{eff} = -(\delta E / \delta \mathbf{M}_j) d^{-1} + \mathbf{H}_j^{dip}. \quad (\text{п.3})$$

Здесь \mathbf{H}_j^{dip} — поле дипольного взаимодействия, которое находится из уравнений Максвелла в магнито-статическом приближении:

$$-\nabla \mathbf{H}_j^{dip} = 4\pi \nabla \cdot \mathbf{M}, \quad (\text{п.4})$$

Для случая однородно намагниченных слоев железа (в формуле (3.7) этому соответствует $N = 1$) подстановка выражения (п.3) в уравнения (3.10) и линеаризация этих уравнений по малым параметрам \mathbf{m}_j приводит к следующей системе уравнений [50]:

$$\begin{bmatrix} -i\omega / \gamma & F_1 & iF_5 & F_2 \\ -F_3 & -i\omega / \gamma & F_4 & iF_6 \\ -iG_5 & G_2 & -i\omega / \gamma & G_1 \\ G_4 & -iG_6 & -G_3 & -i\omega / \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{1x_1} \\ m_{1y} \\ m_{2x_2} \\ m_{2y} \end{bmatrix} = 0. \quad (\text{п.5})$$

Выражения для фигурирующих здесь величин $F_1 - F_6$ и $G_1 - G_6$ выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} F_1 &= H \cdot \cos(\theta_1 - \theta_H) + H_a \cdot (3 + \cos 4\theta_1) / 4 + K_{eff} M_S (1 - qd / 2) + Aq^2 + E_{\theta_1}^{exch} / (dM_S); \\ F_2 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs} + E_{\theta_1 \theta_2}^{exch} / (dM_S); \\ F_3 &= H \cos(\theta_1 - \theta_H) + H_a \cos 4\theta_1 + 2\pi M_S qd \cos^2(\theta_1 - \theta_H) + Aq^2 + E_{\phi_1 \phi_1}^{exch} / (dM_S); \\ F_4 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs} \cos(\theta_1 - \theta_H) \cos(\theta_2 - \theta_H) - E_{\phi_1 \phi_2}^{exch} / (dM_S); \\ F_5 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs} \cos(\theta_2 - \theta_H); \\ F_6 &= 2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs} \cos(\theta_1 - \theta_H); \end{aligned} \quad (\text{п.6})$$

$$\begin{aligned}
 G_1 &= H \cdot \cos(\theta_2 - \theta_H) + H_a \cdot (3 + \cos 4\theta_2) / 4 + K_{eff} M_S (1 - qd / 2) + Aq^2 + E_{\theta_2\theta_2}^{exch} / (dM_S); \\
 G_2 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs} + E_{\theta_1\theta_2}^{exch} / (dM_S); \\
 G_3 &= H \cos(\theta_2 - \theta_H) + H_a \cos 4\theta_2 + 2\pi M_S qd \cos^2(\theta_2 - \theta_H) + Aq^2 + E_{\varphi_2\varphi_2}^{exch} / (dM_S); \\
 G_4 &= F_4; \\
 G_5 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs} \cos(\theta_1 - \theta_H); \\
 G_6 &= 2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs} \cos(\theta_2 - \theta_H).
 \end{aligned} \tag{п.7}$$

Здесь s — расстояние между ферромагнитными слоями. Остальные обозначения см. в разд. 3.4.1.

Условие существования у системы (п.5) нетривиальных решений приводит к следующему уравнению:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^4 + a \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + b \left(\frac{\omega}{\gamma}\right) + c = 0, \tag{п.8}$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned}
 a &= G_2 F_4 + G_4 F_2 + G_5 F_5 + G_6 F_6 - F_1 F_3 - G_1 G_3; \\
 b &= G_3 G_5 F_2 + G_1 G_4 F_5 - G_1 G_6 F_4 - G_2 G_3 F_6 + G_6 F_2 F_3 + G_4 F_1 F_6 - G_5 F_1 F_4 - G_2 F_3 F_5; \\
 c &= G_1 G_6 F_3 F_5 + G_1 G_3 F_1 F_3 + G_5 G_6 F_5 F_6 + G_5 G_6 F_2 F_4 + G_3 G_5 F_1 F_6 + \\
 &\quad + G_2 G_4 F_2 F_4 - G_2 G_3 F_2 F_3 - G_1 G_4 F_1 F_4 + G_2 G_4 F_5 F_6.
 \end{aligned} \tag{п.9}$$

Теперь опишем, как меняется этот подход для случая $N > 1$.

Размерность матрицы в системе (п.5) увеличивается до $4N$, и она принимает следующий вид:

$$\begin{bmatrix}
 & 1, x & 1, y & 2, x & 2, y & 3, x & 3, y & 4, x & \dots \\
 1, x & A_{i,k}^{i,k} & A_{i,y}^{i,x} & A_{j>i,x}^{i,x} & A_{j>i,y}^{i,y} & A_{j>i,x}^{i,x} & A_{j>i,y}^{i,y} & A_{j>i,x}^{i,x} & \\
 1, y & A_{i,x}^{i,y} & A_{i,k}^{i,k} & A_{j>i,x}^{i,y} & A_{j>i,y}^{i,y} & A_{j>i,x}^{i,y} & A_{j>i,y}^{i,y} & A_{j>i,x}^{i,y} & \\
 2, x & A_{j<i,x}^{i,x} & A_{j<i,y}^{i,x} & A_{i,k}^{i,k} & A_{i,y}^{i,x} & A_{j>i,x}^{i,x} & A_{j>i,y}^{i,y} & A_{j>i,x}^{i,x} & \\
 2, y & A_{j<i,x}^{i,y} & A_{j<i,y}^{i,y} & A_{i,x}^{i,y} & A_{i,k}^{i,k} & A_{j>i,x}^{i,y} & A_{j>i,y}^{i,y} & A_{j>i,x}^{i,y} & \\
 3, x & A_{j<i,x}^{i,x} & A_{j<i,y}^{i,x} & A_{j<i,x}^{i,x} & A_{j<i,y}^{i,y} & A_{i,k}^{i,k} & A_{i,y}^{i,x} & A_{j>i,x}^{i,x} & \\
 3, y & A_{j<i,x}^{i,y} & A_{j<i,y}^{i,y} & A_{j<i,x}^{i,y} & A_{j<i,y}^{i,y} & A_{i,x}^{i,y} & A_{i,k}^{i,k} & A_{j>i,x}^{i,y} & \\
 4, x & A_{j<i,x}^{i,x} & A_{j<i,y}^{i,x} & A_{j<i,x}^{i,x} & A_{j<i,y}^{i,y} & A_{j<i,x}^{i,x} & A_{j<i,y}^{i,y} & A_{i,k}^{i,k} & \\
 \dots & & & & & & & &
 \end{bmatrix} \tag{п.10}$$

Элементы этой матрицы задаются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
 A_{i,k}^{i,k} &= -i\omega / \gamma; \\
 A_{i,y}^{i,x} &= F_1; \quad A_{i,x}^{i,y} = -F_3; \\
 A_{j>i,x}^{i,x} &= iF_5; \quad A_{j>i,y}^{i,y} = iF_6; \\
 A_{j<i,x}^{i,x} &= -iG_5; \quad A_{j<i,y}^{i,y} = -iG_6; \\
 A_{j>i,y}^{i,x} &= F_2; \quad A_{j>i,x}^{i,y} = F_4; \\
 A_{j<i,y}^{i,x} &= G_2; \quad A_{j<i,x}^{i,y} = G_4;
 \end{aligned} \tag{п.11}$$

Вид выражений $F_1 - F_6$ и $G_1 - G_6$ в целом наследуется от формул (п.6) и (п.7), однако вместо индексов 1 и 2, относящихся к номеру слоя, в них входят теперь индексы i и j от соответствующий элементов A_j^i :

$$\begin{aligned}
F_1 &= H \cdot \cos(\theta_i - \theta_H) + H_a \cdot (3 + \cos 4\theta_i) / 4 + K_{eff} M_S (1 - qd / 2) + Aq^2 + E_{\theta_i} / (dM_S); \\
F_2 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs_{i,j}} + E_{\theta_i, \theta_{i+1}} / (dM_S); \\
F_3 &= H \cos(\theta_i - \theta_H) + H_a \cos 4\theta_i + 2\pi M_S qd \cos^2(\theta_i - \theta_H) + Aq^2 + E_{\varphi_i \varphi_i} / (dM_S); \\
F_4 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs_{i,j}} \cos(\theta_i - \theta_H) \cos(\theta_j - \theta_H) - E_{\varphi_i \varphi_{i+1}} / (dM_S); \\
F_5 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs_{i,j}} \cos(\theta_j - \theta_H); \\
F_6 &= 2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs_{i,j}} \cos(\theta_i - \theta_H);
\end{aligned} \tag{п.12}$$

$$\begin{aligned}
G_1 &= H \cdot \cos(\theta_k - \theta_H) + H_a \cdot (3 + \cos 4\theta_k) / 4 + K_{eff} M_S (1 - qd / 2) + Aq^2 + E_{\theta_k} / (dM_S); \\
G_2 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs_{i,j}} + E_{\theta_{k-1}, \theta_k} / (dM_S); \\
G_3 &= H \cos(\theta_k - \theta_H) + H_a \cos 4\theta_k + 2\pi M_S qd \cos^2(\theta_k - \theta_H) + Aq^2 + E_{\varphi_k \varphi_k} / (dM_S); \\
G_4 &= F_4; \\
G_5 &= -2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs_{i,j}} \cos(\theta_j - \theta_H); \\
G_6 &= 2\pi M_S qd (1 - qd / 2) e^{-qs_{i,j}} \cos(\theta_k - \theta_H).
\end{aligned} \tag{п.13}$$

После замены переменных $im_{i,y} \rightarrow m_{i,y}$, $m_{i,x} \rightarrow -m_{i,x}$ поиск собственных частот системы, задаваемой матрицей (п.10), сводится к диагонализации аналогичной матрицы, элементы которой задаются по следующим правилам:

$$\begin{aligned}
A_{i,x}^{i,x} &= 0; \quad A_{i,y}^{i,y} = 0; \\
A_{i,y}^{i,x} &= F_1; \quad A_{i,x}^{i,y} = F_3; \\
A_{j>i,x}^{i,x} &= F_5; \quad A_{j>i,y}^{i,y} = F_6; \\
A_{j<i,x}^{i,x} &= -G_5; \quad A_{j<i,y}^{i,y} = -G_6; \\
A_{j>i,y}^{i,x} &= F_2; \quad A_{j>i,x}^{i,y} = -F_4; \\
A_{j<i,y}^{i,x} &= G_2; \quad A_{j<i,x}^{i,y} = -G_4.
\end{aligned} \tag{п.14}$$

На этом аналитическая часть вычислений исчерпывается.

Список литературы

1. P. Grünberg, *J. Appl. Phys.* **57**, 3673 (1985).
2. M. Grimsditch, Mahbub R. Khan, A. Kueny and Ivan K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 498 (1983).
3. P. Grünberg, R. Schreiber, and Y. Pang, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
4. C. Carbone and S.F. Alvarado, *Phys. Rev. B* **36**, 2433 (1987).
5. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff, *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988).
6. S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
7. J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Piers, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 140 (1991).
8. M. Ruhrig, R. Schäfer, A. Hubert, R. Mosler, J. A. Wolf, S. O. Demokritov, P. Grünberg, *Phys. Stat. Sol. A* **125**, 635 (1991).
9. 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).
10. E. E. Fullerton, K. T. Riggs, C. H. Sowers, S. D. Bader, and A. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 330 (1995).
11. T. Schmitte, A. Schreyer, V. Leiner, R. Siebrecht, K. Theis-Bröhl and H. Zabel, *Europhys. Lett.* **48**, 692 (1999).
12. H. Zabel, *J. Phys.: Condens. Matter.* **11**, 9303 (1999).
13. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **12**, 899 (2001).
14. D.M. Edwards, J. Mathon, R.B. Muniz, and M.S. Phan, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 493 (1991).
15. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. B* **46**, 261 (1992).
16. P. Bruno, *Phys. Rev. B* **52**, 411 (1995).
17. J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3172 (1991).
18. J. C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.* **73**, 5957 (1993).
19. S. O. Demokritov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 925 (1998).
20. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 13 (1995).
21. А. И. Морозов, А. С. Сигов, *ФТТ* **41** (1999) 1240.
22. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **125**, 136 (2003).
23. С. О. Демокритов, А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, Х. Нембах, М. Рикарт, Д. И. Холин, *ЖЭТФ* **122**, 1233 (2002).
24. В. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A. S. Arrott, and K. Myrtle, *Phys. Rev. B* **44**, 9348 (1991).
25. M. Chirita, G. Robins, R. L. Stamps, and R. Sooryakumar, M. E. Filipkowski, C. J. Gutierrez, G. A. Prinz, *Phys. Rev. B* **58**, 869 (1998).
26. D. T. Pierce, A. D. Davies, J. A. Stroschio, D. A. Tulchinsky, J. Unguris, R. J. Celotta, *J. Magn. Magn. Mater.* **222**, 13 (2000).
27. 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).
28. А. В. 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).
29. 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).
30. А. В. Drovosekov, D. I. Kholin, N. M. Kreines, O. V. Zhotikova, S. O. Demokritov, *J. Magn. Magn. Mat.* **226-230**, 1779 (2001).

31. 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 Metallograph* **91**, Suppl. 1, S38 (2001).
32. 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 Metallograph* **91**, Suppl. 1, S74 (2001).
33. Н. М. Крейнес, Д. И. Холин, С. О. Демокритов, М. Рикарт, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 1121 (2003).
34. S. O. Demokritov, A. B. Drovosekov, D.I. Kholin, N.M. Kreines, *J. Magn. Magn. Mat.* **258-259**, 391 (2003).
35. S. O. Demokritov, A. B. Drovosekov, D. I. Kholin, N. M. Kreines, H. Nembach, M. Rickart, *J. Magn. Magn. Mat.* **272-276**, E963 (2004).
36. S.O. Demokritov, C. Bayer, S. Poppe, M. Rickart, J. Fassbender, B. Hillebrands, D.I. Kholin, N.M. Kreines and O.M. Liedke, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 097201 (2003).
37. D. T. Pierce, J. Unguris, R. J. Celotta, M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 290 (1999).
38. M. A. Ruderman, and C. Kittel, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954).
39. M. D. Stiles, *Phys. Rev. B* **48**, 7238 (1993).
40. V. V. Ustinov, N. G. Bebenin, L. N. Romashev, V. I. Minin, M. A. Milyaev, A. R. Del, and A. V. Semerikov, *Phys. Rev. B* **54**, 15958 (1996).
41. R. P. Erickson, K. B. Hathaway and J. R. Cullen, *Phys. Rev. B* **47**, 2626 (1993).
42. D. M. Edwards, J. M. Ward and J. Mathon, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 380 (1993).
43. S. O. Demokritov, E. Tsymbal, P. Grünberg, W. Zinn, and I. K. Schuller, *Phys. Rev. B* **49**, 720 (1994).
44. E. Fawcett, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 209 (1988).
45. В. В. Устинов, В. А. Цурин, Л. Н. Ромашев, В. В. Овчинников, *Письма в ЖТФ* **25**, 88 (1999).
46. В. В. Устинов, Т. П. Криницина, В. В. Попов, В. К. Пушин, А. М. Бурханов, М. А. Миляев, В. И. Минин, А. А. Панкратов, А. В. Семериков, *ФММ* **84**, 161 (1997).
47. N. G. Bebenin, A. V. Kobelev, A. P. Tankeyev, V. V. Ustinov, *J. Magn. Magn. Mat.* **165**, 469 (1997).
48. Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen, K. Ounadiela, *Phys. Rev. B* **50**, 6094 (1994).
49. Н.М. Крейнес, *Физика низких температур* **28**, 807 (2002).
50. S.M. Rezende, C. Chesman, M.A. Lucena, A. Azevedo, F.M. de Aguiar, S.S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **84**, 958 (1998).
51. M. Buchmeier, B. K. Kuanr, R. R. Gareev, D. E. Bürgler, and P. Grünberg, *Phys. Rev. B* **67**, 184404 (2003).
52. Д. И. Холин, Н. М. Крейнес, Новые магнитные материалы микроэлектроники, Сборник трудов XIX международной школы-семинара, Москва, стр. 431 (2004).
53. B. Heinrich and J. Cochran, *Adv. Phys.* **42**, 523 (1993).
54. <http://www.nr.com>
55. B. Heinrich, J.F. Cochran, T. Monchesky, and R. Urban, *Phys. Rev. B* **59**, 14520 (1990).
56. Г. С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Издательство Московского университета. Москва 1976.
57. A. S. Borovik-Romanov and N. M. Kreines, *Physics Reports* **81**, No. 5 (1982).
58. B. Hillebrands, Brillouin Light Scattering from Layered Magnetic Structures. Topics in Applied Physics, vol.75. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2000.
59. A. Azevedo, C. Chesman, M. Lucena, F. M. de Aguiar, S. M. Rezende, S. S. P. Parkin, *J. Magn. Magn. Mat.* **177-181**, 1177 (1998).
60. A. Fert, P. Grünberg, A. Barthélémy, F. Petroff, W. Zinn, *J. Magn. Magn. Mat.* **140-144**, 1 (1995).
61. J. Dekoster, J. Meersschant, S. Hogg, S. Mangin, E. Nordstrook, A. Vantomme, G. Langouche, *J. Magn. Magn. Mat.* 198-199, 303 (1999).