

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской
академии наук

На правах рукописи

ЛОБОВ Иван Дмитриевич

МАГНИТООПТИКА МНОГОСЛОЙНЫХ ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ НАНОСТРУКТУР
С ГИГАНТСКИМИ АНОМАЛИЯМИ МАГНИТОТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ

01.04.11 - Физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Екатеринбург - 2018

Содержание

Введение	5
1 Методические аспекты изучения многослойных структур	13
1.1 Экваториальный эффект Керра (ЭЭК) в многослойных структурах	13
1.1.1 Формулы ЭЭК для многослойной структуры	16
1.1.2 Формулы ЭЭК при отражении света от полубесконечной среды. Эффективные значения диагональной и недиагональной диэлектрической проницаемости многослойной структуры	19
1.1.3 Формулы ЭЭК для многослойной периодической структуры. Случай сверхтонких слоев (приближение Друде)	20
1.2 Приближение эффективной среды для описания магнитооптических свойств гранулированного сплава	22
1.3 Магниторефрактивный эффект в металлических магнитных сверхрешетках	24
1.4 Образцы: методы изготовления и аттестация	26
1.5 Экспериментальные методы исследования	31
2 Магнитооптические свойства магнитных металлических сверхрешеток	37
2.1 Сверхрешетки Co/Cu	37
2.1.1 Зависимость величины ЭЭК от толщины слоев Co в сверхрешетках Co/Cu	44
2.1.2 Функция $\omega \text{Im} \sigma_{xy}^{\text{eff}}(\omega)$: экспериментальное наблюдение полосы осцилляционного типа в ультрафиолетовой области спектра	48
2.2 Сверхрешетки Fe/Cu	53
2.2.1 Влияние структурного α - γ превращения Fe на оптические и магнитооптические свойства сверхрешеток Fe/Cu	57
2.2.2 Проявление квантовых размерных эффектов в магнитооптических свойствах сверхрешеток Fe/Cu	67
2.3 Многослойные периодические структуры Fe/Al	71
2.3.1 Оптические свойства многослойных периодических структур Fe/Al.	72
2.3.2 Магнитооптические свойства многослойных периодических структур Fe/Al	76
2.4 Сверхрешетки Fe/Cr и антиферромагнитный хром.....	87
2.4.1 Спектральные и полевые зависимости экваториального эффекта Керра в сверхрешетках $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$	91
2.4.2 Квантовые размерные эффекты в оптических и магнитооптических свойствах сверхрешеток Fe/Cr	101
2.4.3 Магнитооптическая функция $\omega \text{Im} \sigma_{xy}^{\text{eff}}(\omega)$. Случай ультратонких магнитных слоев в	

сверхрешетках Fe/Cr	103
2.4.4 Магнитооптические свойства антиферромагнитного хрома	107
2.4.4.1 Модельный подход к магнитооптике хрома	108
2.4.4.2 Экваториальный эффект Керра	109
2.4.4.3 Полярный эффект Керра	113
2.4.4.4 Квадратичный магнитооптический эффект	114
2.5 Заключение к Главе 2.....	117
3 Магнитное упорядочение многослойных структур при наличии межслоевого обменного взаимодействия	121
3.1 Магнитные структуры в модели биквадратичного обмена: сверхрешетки	123
3.1.1 Определение начального угла разворота θ_0 в сверхрешетках Fe/Cr и Fe/Cu.....	126
3.2 Поиск межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах ферромагнетик-полупроводник	137
3.2.1 Наногетероструктуры Fe/GaAs	138
3.2.1.1 О природе короткопериодных осцилляций оптического поглощения и экваториального эффекта Керра в наногетероструктурах Fe/GaAs	140
3.2.1.2 Обнаружение антиферромагнитного межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах Fe/GaAs	147
3.2.2 Наногетероструктуры Fe/ZnTe	147
3.2.2.1 Магнитооптика наногетероструктур Fe/ZnTe с переменной толщиной слоя Fe	149
3.2.2.2 Осцилляции ЭЭК с изменением толщины слоя ZnTe	152
3.2.2.3 Поиск сильного антиферромагнитного межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах Fe/ZnTe	155
3.2.2.4 Обнаружение слабого антиферромагнитного межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах Fe/ZnTe	158
3.2.2.4.1 Магнитооптический метод	159
3.2.2.4.2 Метод динамической (<i>ac</i> -) магнитной восприимчивости	168
3.3 Заключение к Главе 3.....	170
4 Исследование рассеяния электронов проводимости на интерфейсах слоистых металлических структур	172
4.1 Спин-зависящее рассеяние электронов проводимости в сверхрешетках Fe/Cr	173
4.1.1 Магнитооптический метод определения параметров рассеяния электронов проводимости	174
4.1.2 Параметры интерфейсного рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) со сплошными слоями железа	187

4.1.3	Параметры интерфейсного рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) с ультратонкими слоями Fe	191
4.1.4	Параметры интерфейсного рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Fe(12 Å)/Cr(t_x , Å) с переменной толщиной слоя Cr	196
4.2	Спин-зависящее рассеяние электронов проводимости в сверхрешетках Co/Cu	201
4.2.1	Определение параметров рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Co/Cu	206
4.2.2	Параметры интерфейсного рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Co/Cu с переменной толщиной слоя меди	214
4.3	Заключение к Главе 4	225
	Заключение	227
	Список сокращений и условных обозначений	230
	Список литературы	231

Введение

К магнитооптическим относят явления, возникающие при взаимодействии света с веществом в присутствии магнитного поля. Магнитооптика возникла и оформилась в самостоятельную дисциплину в XIX веке с открытием эффекта Фарадея (1845г.), магнитного эффекта Керра (1876г.) и эффекта Зеемана (1896г.), выявивших связь магнетизма и света, которая легла в основу нового семейства экспериментальных методов в материаловедении. Магнитооптические эффекты, наблюдаемые в различных агрегатных состояниях вещества (в газах, жидкостях, твердых телах), в материалах, различающихся по электропроводности (диэлектриках, полупроводниках, металлах), структуре (однородные, многослойные, гранулярные) – являются важным инструментом исследования при разработке новых классов материалов.

Развитие вакуумных технологий изготовления металлических тонких пленок в последней четверти XX века привело к появлению нового класса материалов – многослойных структур, обладающих принципиально новыми свойствами, обусловленными наноразмерными толщинами слоев [1].

Исследование этих и подобных им низкоразмерных магнитных систем представляется важным с точки зрения фундаментального магнетизма, и одновременно актуальным для прикладного применения в магнитной микро- и наноэлектронике [2,3] Изучение электронных свойств и магнитных характеристик металлических многослойных пленок, состоящих из чередующихся слоев ферромагнитного (ФМ) и “немагнитного” металлов, и обладающих гигантским магнитосопротивлением (ГМС), имеет большую практическую значимость. Несмотря на то, что магниторезистивные материалы с эффектом ГМС в настоящее время успешно применяются в технике, исследования природы и особенностей этого эффекта на микроскопическом уровне еще далеки от завершения. В частности, весьма ограничены экспериментальные данные о параметрах интерфейсного рассеяния электронов проводимости.

В оптике и магнитооптике металлических поглощающих сред к тонким магнитным слоям можно отнести слои с толщиной меньше глубины скин-слоя, т.е. порядка сотни ангстрем. При толщинах металлических слоев $\sim 100 \text{ \AA}$ оптическая интерференция еще практически отсутствует, а для квантовой интерференции электронных волн толщина металлического слоя в $100 \text{ \AA}$ обычно уже слишком велика. Металлические многослойные структуры могут быть перспективны при поиске новых материалов для магнитооптической записи информации [4]. На структуре Co/Pt было зафиксировано усиление магнитооптического эффекта Керра в сравнении с чистым Co в ультрафиолетовой области спектра [5]. Толщины слоев могут быть меньше длины свободного пробега носителей заряда, что позволяет получать структуры с необычными свойствами.

Так, в 1986 г. сообщено о первом наблюдении антиферромагнитного (АФМ) взаимодействия между ферромагнитными слоями железа, разделенными прослойкой хрома [6]. Явление, названное гигантским магнитосопротивлением, впервые наблюдалось в работе [7] на сверхрешетках Fe/Cr в 1988 г. Сообщение об оптическом (высокочастотном) аналоге ГМС впервые появилось в 1995 г. [8]. Оказалось также, что в таких структурах наблюдаются осцилляции межслоевого магнитного обменного взаимодействия [9-11], коррелирующие с осцилляциями магнитосопротивления в зависимости от толщины немагнитной прослойки. Для сверхрешеток Fe/Cr период осцилляций оказался равным примерно $18\text{\AA}$, для Co/Cu около $8\text{\AA}$.

Ультратонкими слоями считаются пленки с толщиной, не превышающей нескольких десятков ангстрем. Исследуемая область толщин слоев распространяется на объекты, начиная со сплошных пленок толщиной несколько десятков ангстрем в составе многослойных структур и заканчивая кластерными слоями с номинальными толщинами менее одного ангстрема. При таком диапазоне изменения толщины слоя наблюдаются разнообразные эффекты, в том числе оптические и магнитооптические [12].

Квантовые размерные эффекты, наблюдаемые в многослойных структурах [13,14], объясняются тем, что когда длина свободного пробега электронов превышает толщины слоев, составляющих многослойную структуру, электроны взаимодействуют с потенциальным барьером на интерфейсе. При этом волновые функции электронов испытывают частичное отражение на границе раздела двух сред [15,16]. Возникает эффект интерференции, аналогичный интерференции в оптике, приводящий к дополнительной дискретности энергетических состояний электронов вблизи поверхности Ферми в пространстве импульсов, и к их локализации в обычном пространстве [17].

Магнитооптические экспериментальные методы являются одними из основных при исследовании магнитной структуры слоистых материалов [18,19]. Они как нельзя лучше подходят для исследования магнитных сверхрешеток [20] и тонких магнитных пленок [21,22] в силу своей высокой чувствительности к содержанию магнитных компонент и селективности магнитооптического отклика к глубине залегания магнитных слоев [23]. В слоистых структурах были предсказаны размерные эффекты, проявляющиеся в магнитооптических свойствах осцилляциями по толщине магнитного слоя [24].

Силу межслоевого обменного взаимодействия в магнитных сверхрешетках можно оценить по величине напряженности магнитного поля, требуемого для разворота магнитных моментов соседних магнитных слоев параллельно друг другу [25,26]. Действительно, сила антиферромагнитного межслоевого обменного взаимодействия J_{AF} связана с намагниченностью M_s , толщиной магнитного слоя t_f и величиной поля H_s , необходимого для установления магнитных моментов этих слоев параллельно друг другу, соотношением $J_{AF} \approx H_s M_s t_f / 4$ [26].

Далее, оказалось, что ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочения не исчерпывают все возможные магнитные структуры в мультислоях. Экспериментально показано, что в сверхрешетках в отсутствие внешнего магнитного поля H может устойчиво существовать неколлинеарное (НК) упорядочение магнитных моментов (намагниченностей) соседних магнитных слоев [27-30]. Модели формирования неколлинеарной структуры в слоистых металлических пленках обсуждались в работах [27,31]. В работе [27] магнитооптическим методом удалось показать, что в сэндвиче Fe/Cr/Fe существует 90° -е упорядочение между верхним и нижним доменами в нулевом магнитном поле. Угол в 50° градусов между намагниченностями соседних слоев Fe наблюдался методом магнитной нейтронографии [28] на сверхрешетке $[\text{Fe}52\text{\AA}/\text{Cr}17\text{\AA}]_9$. Феноменологическое описание магнитного упорядочения, отклоняющегося от коллинеарного, выполняется обычно через введение члена, описывающего биквадратичный обмен, в формулу для обменной энергии [27]. В многослойных структурах билинейный обмен, ответственный за антиферромагнитное и ферромагнитное взаимодействия, можно сделать минимальным, и тогда биквадратичный обмен будет играть определяющую роль. Была предложена модель [32], согласно которой биквадратичный обмен может существовать не по внутренней природе, а иметь внешнюю причину для своего возникновения. А именно, шероховатость немагнитной прослойки в пределах двух монослоев может приводить к флуктуации интенсивности обычного билинейного обмена вблизи нуля, что ведет к промежуточной величине угла разворота между векторами намагниченностей соседних магнитных слоев. Имеются и другие теоретические модели, предсказывающие существование биквадратичного обмена [33,34].

Магниторефрактивный эффект (МРЭ) возникает как изменение спин-зависящего транспорта в гетерогенных магнитных плёнках при приложении магнитного поля [8]. Было обнаружено, что МРЭ обладает высокой чувствительностью к изменению магниторезистивных свойств тонких магнитных пленок [35]. Типичные объекты для исследования МРЭ – это металлические и спин-туннельные структуры [36,37]. В указанных материалах внешнее магнитное поле H изменяет конфигурацию намагниченностей в соседних ферромагнитных слоях (или частицах) от антиферромагнитной в исходном состоянии ($H=0$) к ферромагнитной ($H \neq 0$). При этом изменяются условия для спин-зависящего рассеяния электронов в объеме слоев, и на интерфейсах, что приводит к изменению электрической проводимости, возникновению МРЭ и гигантского магнитосопротивления. Теоретическое рассмотрение магниторефрактивного эффекта во взаимосвязи с ГМС выполнено в ряде работ (см., например, [38-40]). Интерес к экспериментальному исследованию МРЭ в последнее время обусловлен возможностью получения на оптических частотах сведений об основных параметрах спин-зависящего рассеяния электронов, и перспективой использования этого эффекта в качестве бесконтактного метода контроля магнитотранспортных свойств материалов.

В представляемой работе излагаются результаты магнитооптических исследований многослойных обменно-связанных наноструктур с гигантскими аномалиями магнитотранспортных свойств.

Актуальность темы

Актуальность диссертации определяется проблемами установления влияния квантовых размерных эффектов на оптические и магнитооптические свойства сверхрешеток, а также установления взаимосвязи магнитооптических свойств и межслоевого обменного взаимодействия в сверхрешетках и слоистых наногетероструктурах, и выражается в том, что к началу работы над диссертацией:

- отсутствовали, либо имелись в ограниченном виде, сведения по магнитооптическим (спектральным) свойствам многослойных металлических наноструктур Co/Cu, Fe/Cu, Fe/Al, Fe/Cr; наногетероструктур Fe/GaAs, Fe/ZnTe;
- отсутствовали сведения по косвенному межслоевому обменному взаимодействию в слоистых наногетероструктурах Fe/GaAs и Fe/ZnTe;
- единственным известным методом получения параметров рассеяния электронов проводимости на интерфейсах слоистых металлических магнитных наноструктур был метод, основанный на измерении перпендикулярного магнитосопротивления (CPP-MR (current-perpendicular-to-plane magnetoresistance)).

Актуальность диссертационной работы подтверждается тем, что исследования по теме диссертации выполнены в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330), по плану РАН по темам 01.200103141, 01.2.006 13391, 01.2.006 13395, 01.201064332, 1201064333, при поддержке проекта Президиума РАН (12-П-2-1051), Программы УрО РАН (15-9-2-22), проекта «Арктика» (12-2-2-009), и частично поддержаны грантами Минобразования РФ (№ 14.Z50.31.0025), и РФФИ (93-02-15104, 96-02-16370, 10-02-00590а, 05-02-08169 офи-а, 04-02-17428, 4-02-16464, 07-02-01289, 13-02-00749, 16-02-00061-а)

Цель настоящей работы:

Установление влияния квантовых размерных эффектов на оптические и магнитооптические свойства сверхрешеток, а также установление взаимосвязи магнитооптических свойств и межслоевого обменного взаимодействия в сверхрешетках и слоистых наногетероструктурах; создание магнитооптического метода определения параметров рассеяния электронов проводимости на интерфейсе (ФМ металл/немагнитный металл), а также магнитооптического метода изучения магнитного упорядочения сверхрешеток с межслоевым обменным взаимодействием.

Достижение поставленной цели требовало решения следующих задач.

Задачи исследования:

1. Исследовать магнитооптические свойства сверхрешеток Co/Cu, Fe/Cu, Fe/Al, Fe/Cr и наногетероструктур Fe/GaAs, Fe/ZnTe.
2. Провести исследование магнитного упорядочения сверхрешеток Fe/Cr и Fe/Cu, обладающих межслоевым косвенным обменным взаимодействием, магнитооптическими методами.
Выполнить поиск межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах Fe/GaAs и Fe/ZnTe.
3. Разработать и апробировать новый метод определения параметров спин-зависящего рассеяния электронов проводимости на интерфейсе (ФМ металл/немагнитный металл) на основе измерений инфракрасных (ИК) спектров магнитоотражения.

Научная новизна

1. Получены отсутствовавшие ранее сведения по магнитооптическим свойствам сверхрешеток Co/Cu, Fe/Cu, Fe/Al, Fe/Cr и наногетероструктур Fe/GaAs, Fe/ZnTe.
2. На сверхрешетках Co/Cu в ультрафиолетовой (УФ) области спектра для магнитооптической функции $\omega \text{Im}\sigma_{xy}(\omega)$ получено экспериментальное подтверждение предсказанной теоретически полосы осцилляционного типа, обусловленной обменным расщеплением $3d$ -зоны ГЦК-Co ($2\Delta_{ex}^{3d} \sim 1$ эВ).
3. Экспериментально доказано существование косвенного межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах Fe/GaAs и Fe/ZnTe.
4. Экспериментально доказана возможность определения интерфейсных параметров рассеяния электронов проводимости в слоистых металлических структурах новым независимым методом из спектров ИК магнитоотражения.

Научная и практическая значимость работы

Научная значимость работы состоит в развитии магнитооптического метода применительно к изучению металлических сверхрешеток и гетероструктур металл / полупроводник, и определяется совокупностью полученных результатов. Информация о влиянии α – γ фазового превращения в слоях железа в системе Fe/Cu на величину экваториального эффекта Керра (ЭЭК, δ_r -эффект) и эффективную диэлектрическую проницаемость ϵ среды, а также данные о высокой магнитооптической активности Fe представляют интерес для построения модели зонного спектра низкотемпературной фазы ГЦК-Fe. Способ изучения магнитной структуры сверхрешеток на основе измерения ЭЭК может найти применение при анализе межслоевого обмена в тонкопленочных слоистых системах.

Практическая значимость диссертации состоит в том, что новый метод определения параметров спин-зависящего рассеяния электронов проводимости на интерфейсах металлических слоистых структур, несомненно, будет востребован при решении прикладных задач, связанных с разработкой новых материалов спинтроники. Перспективен также метод аттестации спектрометров в ультрафиолетовой области спектра на основе регистрации полосы осцилляционного типа, наблюдающейся в сверхрешетках Co/Cu для магнитооптической функции $\omega \text{Im}\sigma_{xy}(\omega)$.

Соответствие диссертации Паспорту специальности

Содержание диссертации соответствует пункту 2 «Экспериментальные исследования магнитных свойств и состояний веществ различными методами, установление взаимосвязи этих свойств и состояний с химическим составом и структурным состоянием, выявление закономерностей их изменения под влиянием различных внешних воздействий» и пункту 3 «Исследование изменений различных физических свойств вещества, связанных с изменением их магнитных состояний и магнитных свойств» Паспорта специальности 01.04.11 – Физика магнитных явлений.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту

1. Результаты комплексного исследования высокочастотных свойств сверхрешеток, изготовленных на основе 3d-ферромагнетиков Fe и Co с прослойкой из Cu, Al и Cr, содержат следующие положения: квантовые размерные эффекты в металлических сверхрешетках наблюдаются вплоть до толщин слоев 2.5 нм; образование широких интерфейсов ($\sim 16 \text{ \AA}$) ведет к исчезновению квантовых размерных эффектов; в сверхрешетках Co/Cu на основе ГЦК-Co на УФ участке спектра экспериментально подтверждено предсказанное теоретически формирование осцилляционной особенности функции $\text{Im}\sigma_{xy}$, обусловленное обменным расщеплением 3d зон фм металлов; магнитооптическим методом зафиксировано образование неоднородных магнитных кластеров, состоящих из Fe-ядра и оболочки из сплавов FeCr; при анализе магнитооптических свойств многослойных и кластерно-слоистых наноструктур, содержащих хром в качестве матрицы или прослойки, необходимо учитывать обнаруженные в хроме магнитооптические эффекты.

2. Предложен метод исследования магнитного упорядочения в металлических сверхрешетках с межслоевым обменным взаимодействием в рамках модели биквадратичного обмена, основанный на измерении ЭЭК и определении углов θ_0 между векторами намагниченностей в соседних магнитных слоях. Метод позволяет получать отношение констант обмена J_1/J_2 , определять период и положение максимума межслоевого обменного взаимодействия.

Обнаружено межслоевое обменное взаимодействие в наногетероструктурах Fe/ZnTe и Fe/GaAs.

3. Предложен и апробирован на сверхрешетках Fe/Cr и Co/Cu метод определения параметров спин-зависящего рассеяния электронов проводимости на интерфейсах металлических слоистых структур на основе ИК магнитоотражения.

Личный вклад автора

Все магнитооптические исследования выполнены автором лично: постановка цели и задач; создание экспериментальных методик; проведение магнитооптических измерений в широком спектральном интервале; анализ полученных результатов; сравнение экспериментальных данных с теоретическими моделями.

Сопоставление оригинальных результатов магнитооптических исследований с результатами структурных, оптических, магнитных и магнитотранспортных исследований, обобщение полученных результатов, формулировка выводов и написание статей производились автором совместно с сотрудниками лаборатории оптики металлов, лаборатории электрических явлений и других лабораторий ИФМ УрО РАН.

Степень достоверности

Достоверность полученных в работе результатов обеспечивается использованием аттестованных образцов и методик исследования, изучением различных свойств на одних и тех же образцах, согласием и непротиворечивостью результатов с данными, опубликованными в литературе другими авторами.

Апробация результатов

Результаты работы были представлены на международных конференциях: International Symposium on metallic multilayers 1995, 1998; «Новое в магнитных материалах и магнетизме» НМММ-1996, 1998, 2000, 2002, 2004, 2006, 2009, 2012; «Московский международный симпозиум по магнетизму» MISM-1999, 2002, 2005, 2011, 2014; Европейская конференция по магнитным материалам и их применению ЕММА-2000; Международная объединенная конференция по магнитоэлектронике 2000; «Международный Евро-Азиатский симпозиум «Тенденции в Магнетизме» EASTMag-2001, 2004, 2010, 2013; «Международная конференция «Функциональные материалы» ICFM-2001, 2003, 2005, 2007; Международный симпозиум «Тонкие пленки в электронике» МСТПЭ-2001; Международный украинско-российский семинар «Нанозифика и нанозлектроника» 2003; Первый международный междисциплинарный симпозиум «Физика низкоразмерных систем и поверхностей» LDS-2008; и российских конференциях: Всероссий-

ское совещание по физике низких температур «НТ-33» 2003; Всероссийская конференция по наноматериалам НАНО 2009; на научных сессиях ИФМ УрО РАН 2011, 2014, 2017; заседании секции «Магнетизм» Совета РАН по физике конденсированных сред 2010.

Основные результаты работы изложены в 20 статьях в журналах, включённых ВАК в Перечень ведущих рецензируемых журналов и индексируемых системой цитирования Web of Science.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, и списка использованной литературы. Работа изложена на 248 страницах, содержит 122 иллюстраций и 10 таблиц. Список литературы включает 222 наименования.

1 Методические аспекты изучения многослойных структур

При уменьшении толщины слоев, составляющих изучаемый объект, в случае использования оптических методов исследования наступает ситуация, когда глубина проникновения электромагнитной волны (скин-слой), параметр спиновой диффузии и длина свободного пробега электрона проводимости могут превысить толщину отдельного слоя. Это приводит к появлению принципиально новых эффектов и явлений, таких как квантовый размерный эффект, косвенное обменное взаимодействие (возникающее между ферромагнитными слоями, разделенными немагнитной прослойкой), гигантское магнитосопротивление и т.д. Для изучения новых явлений, возникающих в тонкослойных ($\sim 1-2$ нм) многослойных структурах, понадобилась не только адаптация существующих теорий к новым реалиям, но и разработка новых теорий. Эксперимент также претерпел существенные изменения. Это касается методов изготовления образцов, их аттестации и повышения чувствительности методов регистрации. В этой главе приведены сведения о методах изготовления и аттестации образцов, об используемых в работе методиках измерений и о теоретических подходах, используемых при интерпретации полученных экспериментальных результатов.

1.1 Экваториальный эффект Керра в многослойных структурах

Рассмотрим теорию экваториальных эффектов Керра (ЭЭК), следуя работам [41-44]. Экваториальными эффектами Керра при отражении света мы называем нечетные по намагниченности эффекты относительного изменения интенсивности отраженного света при s - (перпендикулярно плоскости падения света) или p - (в плоскости падения) поляризации падающей световой волны:

$$\delta_{s(p)} = \frac{\Delta I}{I_0} = \frac{I - I_0}{I_0}, \quad (1.1)$$

где I и I_0 – интенсивности отраженного света соответственно при намагниченном и ненамагниченном состояниях отражающей среды. В качестве такой среды мы рассматриваем многослойные структуры и, в частности, многослойные периодические структуры.

Многослойные структуры общего вида представляют собой последовательность плоскопараллельных намагниченных и ненамагниченных слоев с произвольными толщинами t_j

($j = 2, 3, \dots, N-1$). Такая структура и ход лучей в ней схематически показаны на рисунке 1.1а. Предполагается, что все среды оптически изотропны (симметрия не ниже кубической), и слои намагничены однородно. При этом допускается произвольная ориентация векторов намагниченности. Первая среда (из которой падает свет) считается прозрачной, последняя среда (N), которая может играть роль подложки, не имеет намагниченности. Падающая световая волна задается в виде:

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = \vec{E} e^{i\omega(t - \frac{1}{c} \vec{n}_1 \vec{r})}, \quad (1.2)$$

где $\vec{E}$ – амплитуда, определяющая поляризацию волны, ω – частота, $\vec{n}_1$ – вектор рефракции волны, i – мнимая единица, c – скорость света.

Мы рассматриваем общий случай бигиротропных сред, когда каждая среда ($j = 1, 2, \dots, N$) описывается тензорами диэлектрической $\hat{\epsilon}^{(j)}$ и магнитной $\hat{\mu}^{(j)}$ проницаемости, которые при наличии намагниченности содержат антисимметричные части. В линейном по намагниченности приближении и в системе координат, в которой вектор намагниченности направлен вдоль оси OZ, эти тензоры могут быть представлены в виде:

$$\hat{\epsilon}^{(j)} = \epsilon_j \begin{pmatrix} 1 & -iQ_p^{(j)} & 0 \\ iQ_p^{(j)} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}^{(j)} = \mu_j \begin{pmatrix} 1 & -iQ_s^{(j)} & 0 \\ iQ_s^{(j)} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

где

$$\epsilon_j = \epsilon_{xx}^{(j)} = \epsilon_{yy}^{(j)} = \epsilon_{zz}^{(j)} \quad (1.4)$$

диэлектрическая проницаемость среды, зависящая от частоты. В оптическом диапазоне частот $\mu_j = 1$. Величина ϵ_j связана с комплексным показателем преломления среды $\tilde{n}_j = n_j - ik_j$ соотношением

$$\epsilon_j = \tilde{n}_j^2 = (n_j - ik_j)^2. \quad (1.5)$$

Магнитооптические параметры $Q_{p(s)}^{(j)}$, пропорциональные намагниченности среды, определяются выражениями

$$Q_p^{(j)} = i \frac{\epsilon_{xy}^{(j)}}{\epsilon_{xx}^{(j)}} = i \frac{\epsilon_{xy}^{(j)}}{\epsilon_j}, \quad Q_s^{(j)} = i \mu_{xy}^{(j)} \quad (1.6)$$

и удовлетворяют условиям

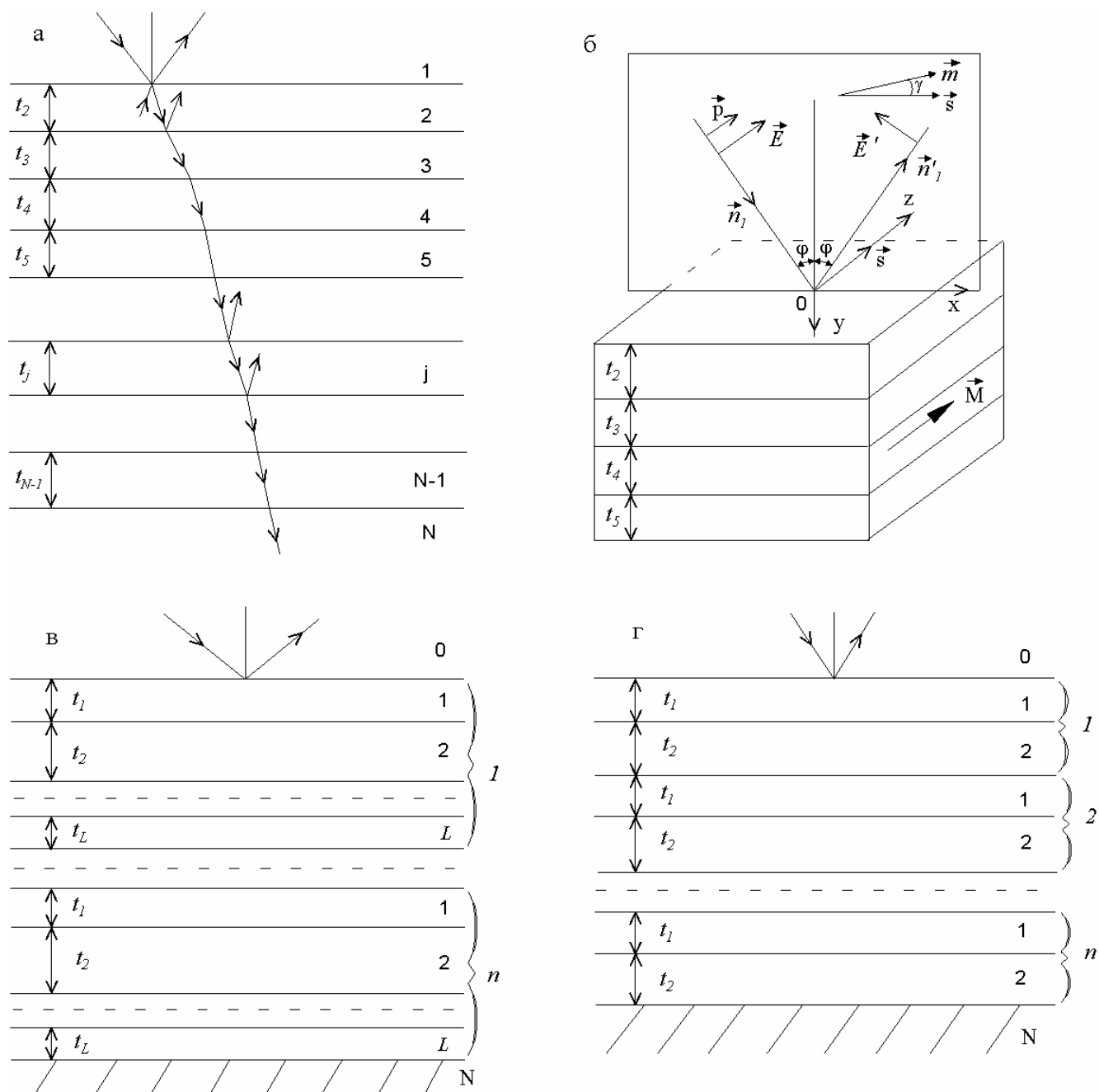


Рисунок 1.1 – Многослойная структура общего вида.

а – ход лучей в многослойной структуре;

б – схема измерения ЭЭК. $\vec{n}$, $\vec{n}'$ – соответственно вектора рефракции падающей и отраженной световых волн, $\vec{m}$ – орт намагниченности среды, φ – угол падения света на образец, γ – экваториальный угол намагничивания;

в – пример периодической структуры;

г – пример бислойной периодической структуры.

$$\left| Q_s^{(j)} \right| \ll \left| Q_p^{(j)} \right| \ll 1 . \quad (1.7)$$

Обычно эффекты, связанные с $Q_p^{(j)} \neq 0$ ($\varepsilon_{xy}^{(j)} \neq 0$), называют гироэлектрическими, а эффекты, возникающие при $Q_s^{(j)} \neq 0$ ($\mu_{xy}^{(j)} \neq 0$) – гиромагнитными. Отметим, что если среда не намагничена, то $Q_p^{(j)} = Q_s^{(j)} = 0$.

В оптике и магнитооптике используется также тензор высокочастотной проводимости $\hat{\sigma}^{(j)}$, связанный с тензором диэлектрической проницаемости (1.3) соотношением

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(j)} = \frac{i\omega}{4\pi} (\varepsilon_{\alpha\beta}^{(j)} - \delta_{\alpha\beta}) , \quad \alpha, \beta = (x, y, z) , \quad (1.8)$$

где $\delta_{\alpha\beta}$ – символ Кронекера. В частности, диагональная и недиагональная компоненты тензора проводимости находятся из выражений

$$\sigma_j = \frac{i\omega}{4\pi} (\varepsilon_j - 1) , \quad \sigma_{xy}^{(j)} = \frac{i\omega}{4\pi} \varepsilon_{xy}^{(j)} . \quad (1.9)$$

Как известно, поглощение (диссипация) световой энергии в среде определяется величинами $\text{Im} \varepsilon_{xx}^{(j)} = \text{Im} \varepsilon_j$ и $\text{Re} \varepsilon_{xy}^{(j)}$ или, согласно (1.9), величинами $\text{Re} \sigma_j$ и $\text{Im} \sigma_{xy}^{(j)}$. При этом величину

$$\text{Re} \sigma_j = -\frac{\omega}{4\pi} \text{Im} \varepsilon_j = \frac{\omega n_j k_j}{2\pi} \quad (1.10)$$

обычно называют световой проводимостью.

1.1.1 Формулы ЭЭК для многослойной структуры

Теория магнитооптических эффектов основана на решении уравнений Максвелла с использованием вида тензоров $\hat{\varepsilon}^{(j)}$ и $\hat{\mu}^{(j)}$. Для рассматриваемой структуры (рисунок 1.1a) эффекты относительного изменения интенсивности отраженного света даются следующими выражениями [41]:

p-поляризация падающей световой волны:

$$\left(\frac{\Delta I}{I_0} \right)_p = \delta_p = \text{Im} \sum_{j=2}^{N-1} R_p^{(j)} (1 - F_j^2) \frac{n_1 Q_p^{(j)}}{g_j} \sin \varphi \cos \gamma_j , \quad (1.11)$$

s-поляризация падающей световой волны:

$$\left(\frac{\Delta I}{I_0} \right)_s = \delta_s = \text{Im} \sum_{j=2}^{N-1} R_s^{(j)} (1 - F_j^2) \frac{n_1 Q_s^{(j)}}{g_j} \sin \varphi \cos \gamma_j , \quad (1.12)$$

где суммирование фактически ведется только по намагниченным слоям, т.к. для ненамагниченных слоев $Q_p^{(j)} = Q_s^{(j)} = 0$. В формулах (1.11), (1.12): n_1 – показатель преломления 1-й среды (обычно $n_1 = 1$), φ – угол падения света, параметры g_j определяются выражением

$$g_j = g_j' - i g_j'' = \sqrt{\tilde{n}_j^2 - n_1^2 \sin^2 \varphi}, \quad g_j', g_j'' \geq 0, \quad (1.13)$$

фазовые множители

$$F_j = e^{-2\pi i \frac{g_j t_j}{\lambda}} \quad (1.14)$$

указывают набег фазы световой волны (λ – длина волны в вакууме) и ее затухание в слое с толщиной t_j . Экваториальный угол γ_j – это угол между вектором намагниченности слоя и нормалью к плоскости падения света (ось OZ на рисунке 1.1б); при экваториальном намагничивании слоя угол $\gamma_j = 0, \pi$. Коэффициенты $R_{p(s)}^{(j)}$ в (1.11) и (1.12) находятся по формуле

$$R_{p(s)}^{(j)} = \frac{1 - \bar{r}^{p(s)}(j1) r^{p(s)}(jN)}{\bar{r}^{p(s)}(j1) - F_j^2 r^{p(s)}(jN)} - \frac{r^{p(s)}(j1) - r^{p(s)}(jN)}{1 - F_j^2 r^{p(s)}(j1) r^{p(s)}(jN)}, \quad (1.15)$$

где величины $r^{p(s)}(j1)$, $\bar{r}^{p(s)}(j1)$ и $r^{p(s)}(jN)$ представляют собой коэффициенты отражения p и s -поляризованной волны от последовательностей сред $j, j+1, \dots, 2, 1$ и $j, j+1, \dots, N-1, N$. Для их расчета может быть использован следующий алгоритм.

На границе раздела j -той и k -той сред коэффициенты отражения находятся по формулам Френеля

$$r_{jk}^s = \frac{g_j - g_k}{g_j + g_k}, \quad r_{jk}^p = \frac{g_j \tilde{n}_k^2 - g_k \tilde{n}_j^2}{g_j \tilde{n}_k^2 + g_k \tilde{n}_j^2}, \quad (1.16)$$

где $\tilde{n}_j$ – комплексный показатель преломления среды, параметр g_j определен в (1.13). Для возрастающей последовательности индексов сред $j, j+1, \dots, N-1, N$ составляется двумерная матрица

$$A = \prod_{k=j}^{N-1} \begin{pmatrix} 1 & F_{k+1}^2 r_{k,k+1} \\ r_{k,k+1} & F_{k+1}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

где $r_{k,k+1}$ – коэффициенты отражения (надстрочные символы s и p опущены), определенные в (1.16) и, по определению, $F_N = 1$. Аналогично для убывающей последовательности индексов $j, j-1, \dots, 2, 1$ составляется матрица

$$B = \prod_{k=j}^2 \begin{pmatrix} 1 & F_{k-1}^2 r_{k,k-1} \\ r_{k,k-1} & F_{k-1}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

где, так же по определению, $F_1 = 1$. Тогда

$$r^{p(s)}(jN) = \frac{A_{21}}{A_{11}}, \quad r^{p(s)}(j1) = \frac{B_{12}}{B_{11}}, \quad \bar{r}^{p(s)}(j1) = \frac{B_{12}}{B_{22}}. \quad (1.19)$$

Отметим некоторые особенности формул для δ_p и δ_s -эффектов. Формулы (1.11) и (1.12) получены в линейном по намагниченности приближении (диэлектрические проницаемости ε_j не зависят от намагниченности, магнитооптические параметры $Q_{p(s)}^{(j)}$ пропорциональны намагниченности). При произвольной ориентации намагниченности слоев δ_p и δ_s -эффекты зависят только от экваториальной составляющей намагниченности (пропорциональность эффектов величинам $\cos\gamma_j$). Эффекты нечетны по направлению векторов намагниченности: при изменении направления всех векторов намагниченности на противоположные $\gamma_j \rightarrow \pi + \gamma_j$ эффекты меняют знак. Для коэффициентов (1.15) имеет место пропорциональность

$$R_{s(p)}^{(j)} \propto (F_2 F_3 \dots F_{j-1})^2 \cos\varphi, \quad (1.20)$$

откуда с учетом (1.13) и (1.14) следует, что для случая поглощающих свет слоев (такowymi, например, являются металлические слои) величина коэффициентов $R_{s(p)}^{(j)}$ с ростом j резко падает, и вклад в δ_p и δ_s -эффекты от слоев, лежащих ниже скин-слоя структуры, стремится к нулю. Из формул (1.11), (1.12) и (1.20) видно так же, что δ_p и δ_s -эффекты обращаются в ноль при углах падения света $\varphi = 0$ и 90° . Наконец, существенной особенностью δ_p и δ_s -эффектов (1.11), (1.12) является то, что в них происходит разделение giroэлектрических и giroмагнитных свойств многослойной структуры: при p -поляризации падающей волны эффект зависит только от $Q_p^{(j)} (\varepsilon_{xy}^{(j)})$, а при s -поляризации – только от $Q_s^{(j)} (\mu_{xy}^{(j)})$.

Формулы (1.11), (1.12) позволяют решать две задачи. При заданных значениях параметров многослойной структуры можно моделировать зависимость эффектов от угла падения света, ориентации внешнего магнитного поля и других параметров. Отметим, что если во внешнем магнитном поле все слои имеют одинаковые экваториальные углы $\gamma_2 = \gamma_3 = \dots = \gamma_{N-1} = \gamma$, то $\cos\gamma$ выносится за знак суммы в формулах (1.11) и (1.12). Следует учитывать, что в слоях (особенно тонких) значения величин ε_j , $\varepsilon_{xy}^{(j)}$ и $\mu_{xy}^{(j)}$ могут отличаться от их значений, измеренных на массивных образцах. Поэтому может решаться и обратная задача. Из измеренных (например, при нескольких углах падения света) значений δ_p и δ_s -эффектов могут быть рассчитаны некоторые параметры многослойной структуры, например, величины $\varepsilon_{xy}^{(j)}$, $\mu_{xy}^{(j)}$, экваториальные углы γ_j и др., т.к. формулы (1.11), (1.12) допускают преобразование к виду

$$\delta_{p(s)} = \sum_j \left(A_j(\varphi) Q_{p(s)}^{(j)} + B_j(\varphi) Q_{p(s)}^{(j)} \right) \cos(\gamma_j) , \quad (1.21)$$

где явно разделены реальная и мнимая части магнитооптических параметров магнитных слоев.

1.1.2 Формулы ЭЭК при отражении света от полубесконечной среды. Эффективные значения диагональной и недиагональной диэлектрической проницаемости многослойной структуры

Если свет падает из вакуума на однородно намагниченную полубесконечную среду (плоский массивный образец), то формулы δ_p и δ_s - эффектов имеют хорошо известный [42,43] вид

$$\delta_p = -4tg\varphi \cos \gamma \operatorname{Im} \left(\frac{Q_p}{(1 - \varepsilon^{-1})(\varepsilon - tg^2 \varphi)} \right) = -4tg\varphi \cos \gamma \operatorname{Re} \frac{\varepsilon_{xy}}{(\varepsilon - 1)(\varepsilon - tg^2 \varphi)} , \quad (1.22)$$

$$\delta_s = 2 \sin 2\varphi \cos \gamma \operatorname{Im} \frac{Q_s}{\varepsilon - 1} = 2 \sin 2\varphi \cos \gamma \operatorname{Re} \frac{\mu_{xy}}{\varepsilon - 1} . \quad (1.23)$$

Здесь φ – угол падения света, γ – экваториальный угол намагничивания (угол между вектором намагниченности и нормалью к плоскости падения света), ε – диэлектрическая проницаемость среды, ε_{xy} и μ_{xy} – недиагональные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Формулы (1.22), (1.23) могут быть получены из общих выражений (1.11), (1.12), если перейти к пределу $t_2 \rightarrow \infty$ (при этом $F_2=0$ и все коэффициенты $R_{s(p)}^{(j)}$ при $j > 2$ обращаются в ноль) и положить $n_1=1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon$ и $Q_{p(s)}^{(2)} = Q_{p(s)}$.

Рассмотрим достаточно толстую многослойную структуру (ее общая толщина превышает толщину скин-слоя), намагниченную таким образом, что экваториальные углы всех ее слоев равны: $\gamma_2 = \gamma_3 = \dots = \gamma_{N-1} = \gamma$. В некоторых случаях такую структуру удобно рассматривать как некоторую однородную (эффективную) полубесконечную среду, и характеризовать ее эффективными значениями диагональной и недиагональной диэлектрической проницаемости ε^{eff} и ε_{xy}^{eff} . Величина ε^{eff} может быть найдена из оптических измерений. Величина ε_{xy}^{eff} определяется из измерения δ_p -эффекта при двух углах падения света по формуле:

$$\delta_p = -4tg\varphi \cos \gamma \operatorname{Re} \left(\frac{\varepsilon_{xy}^{eff}}{(\varepsilon^{eff} - 1)(\varepsilon^{eff} - tg^2 \varphi)} \right) . \quad (1.24)$$

1.1.3 Формулы ЭЭК для многослойной периодической структуры.

Случай сверхтонких слоев (приближение Друде)

Среди многослойных структур, включающих намагниченные слои, особый интерес вызывают многослойные периодические структуры (МПС), для которых характерно периодическое повторение некоторого фрагмента, состоящего из L слоев ($L \geq 2$). Примеры таких структур показаны на рисунке 1.1в. Первой среде, из которой падает свет, мы приписываем здесь индекс «0», а индексом $j=1,2,\dots,L$ обозначаются слои в повторяющемся фрагменте. Толщину фрагмента

$$T = t_1 + t_2 + \dots + t_L \quad (1.25)$$

мы называем периодом МПС. Среди МПС мы выделяем еще более узкий класс объектов, которые называем сверхрешетками. Чтобы быть отнесенной к этому классу, МПС должна отвечать следующим требованиям:

- на всей своей толщине МПС должна быть представлена повторениями одного и того же фрагмента, без включений каких-либо дополнительных слоев между повторениями этого фрагмента
- химический состав, толщины, порядок следования слоев фрагмента, из повторений которого складывается МПС, должны с достаточной точностью воспроизводиться в каждом его повторении
- толщина всей МПС должна быть много больше, чем толщина фрагмента, который ее представляет.

Учет периодичности приводит к значительному, по сравнению с (1.11) и (1.12), упрощению формул ЭЭК. Полная теория ЭЭК для МПС содержится в работе [44]. Здесь мы ограничимся рассмотрением формул ЭЭК в линейном по намагниченности приближении только для случая полубесконечных МПС (число n фрагментов стремится к бесконечности). Практически условие $n \rightarrow \infty$ означает, что общая толщина МПС nT значительно превосходит толщину скин-слоя. Оптические и магнитооптические свойства полубесконечной МПС не зависят от подложки, и в этом смысле полубесконечная МПС представляет собой самостоятельную среду. Рассмотрим наиболее часто встречающуюся двухслойную МПС (рисунок 1.1г). Первая среда с индексом «0» – вакуум или воздух с показателем преломления $n_0 = 1$. Среда во фрагменте (1 и 2) описываются тензорами $\hat{\epsilon}_j$ и $\hat{\mu}_j$ (1.3). Тогда формулы для δ_p и δ_s - эффектов для полубесконечной МПС находятся в виде [44]

$$\delta_p = -4 \sin \varphi \cos \varphi \operatorname{Im} \frac{\frac{1}{\varepsilon_1} (G^2 - G_2^2) \mathcal{Q}_p^{(1)} \cos \gamma_1 + \frac{1}{\varepsilon_2} (G_1^2 - G^2) \mathcal{Q}_p^{(2)} \cos \gamma_2}{(\cos^2 \varphi - G^2)(G_1^2 - G_2^2)}, \quad (1.26)$$

$$\delta_s = 2 \sin 2\varphi \operatorname{Im} \frac{(g^2 - g_2^2) \mathcal{Q}_s^{(1)} \cos \gamma_1 + (g_1^2 - g^2) \mathcal{Q}_s^{(2)} \cos \gamma_2}{(g^2 - \cos^2 \varphi)(g_1^2 - g_2^2)}, \quad (1.27)$$

где параметры G и g определены выражениями

$$G = \frac{(1 - r^p) \cos \varphi}{1 + r^p}, \quad g = \frac{(1 - r^s) \cos \varphi}{1 + r^s}, \quad (1.28)$$

в которых $r^{p(s)}$ – коэффициенты отражения от МПС. Коэффициенты $r^{p(s)}$ могут быть рассчитаны по формуле (1.19): $r^{p(s)} = r^{p(s)}(0N) = \frac{A_{21}}{A_{11}}$, где N – номер подложки (рисунок 1.1). Кроме того, в формулах (1.26) и (1.27)

$$g_j = \sqrt{\varepsilon_j - \sin^2 \varphi}, \quad G_j = \frac{g_j}{\varepsilon_j}. \quad (1.29)$$

Следует отметить также, что формулы (1.26) и (1.27) не зависят явно от толщин слоев t_1 и t_2 . Такая зависимость содержится неявно в параметрах G и g .

В реальных МПС (например, металлических сверхрешетках) толщины слоев имеют обычно значения $t_j \leq 30 \text{ \AA}$, и для них выполняется условие

$$4\pi |\tilde{n}_j| \frac{t_j}{\lambda} \ll 1, \quad (1.30)$$

где $\tilde{n}_j$ – комплексный показатель преломления среды. При этом с хорошей точностью справедливо приближение Друде

$$1 - F_j^2 = 1 - e^{-4\pi i \frac{g_j t_j}{\lambda}} \approx 4\pi i g_j \frac{t_j}{\lambda}. \quad (1.31)$$

В случае тонких и сверхтонких слоев для описания МПС удобно использовать взвешенные (усредненные) по толщинам величины. Пусть A – некоторая величина и A_j – ее значение, относящееся к j -тому слою в повторяющемся фрагменте. Определим взвешенное значение величины A выражением

$$\langle A \rangle = \frac{1}{T} (A_1 t_1 + A_2 t_2 + \dots + A_L t_L), \quad (1.32)$$

где T – период МПС (1.25). Очевидно, справедливы равенства

$$\begin{aligned} \langle A + B \rangle &= \langle A \rangle + \langle B \rangle, & \langle C \rangle &= C, \\ \langle CA \rangle &= C \langle A \rangle \end{aligned} \quad \text{, если } C = \text{const.} \quad (1.33)$$

Например, взвешенная диэлектрическая проницаемость двухслойной МПС определяется выражением $\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{T}(\varepsilon_1 t_1 + \varepsilon_2 t_2)$. В приближении Друде (1.31) формулы δ_p и δ_s -эффектов (1.26) и (1.27) принимают вид

$$\delta_p = -4tg\varphi \operatorname{Im} \frac{\langle Q_p \cos \gamma \rangle}{\left\langle \left(1 - \varepsilon^{-1}\right) \left(\varepsilon - tg^2 \varphi\right) \right\rangle}, \quad (1.34)$$

$$\delta_s = 2 \sin 2\varphi \operatorname{Im} \frac{\langle Q_s \cos \gamma \rangle}{\langle \varepsilon \rangle - 1}. \quad (1.35)$$

Нетрудно видеть, что если характеристики слоев совпадают, то формулы (1.34) и (1.35) переходят в формулы (1.22) и (1.23) для полубесконечной среды. Формулы δ_p и δ_s -эффектов в приближении Друде удобны для качественной оценки и особенно для анализа зависимости эффектов от толщины слоев, т.к. в формулах (1.34) и (1.35) эта зависимость, согласно (1.32), содержится в явном виде. С другой стороны, для количественных расчетов предпочтительнее использовать точные формулы (1.26), (1.27) или (1.11), (1.12).

1.2 Приближение эффективной среды для описания магнитооптических свойств гранулированного сплава

Предположим, что при переходе к тонким слоям слоистая структура в результате диффузии атомов магнитного и немагнитного слоев (например, атомов Со и Си или Fe и Cr) трансформируется в гранулированный сплав, состоящий из ультратонких частиц (магнитных кластеров), внедренных (без перколяций) в немагнитную матрицу. Магнитооптические свойства гранулированного сплава описываются тензором эффективной диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}_\ell(\omega)$, который в линейном по намагниченности приближении ($\mathbf{H} \parallel$ оси OZ) может быть представлен в виде [45,46]

$$\hat{\varepsilon}_\ell = \begin{pmatrix} \varepsilon_\ell & i\gamma_\ell & 0 \\ -i\gamma_\ell & \varepsilon_\ell & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\ell \end{pmatrix}. \quad (1.36)$$

Теория тензора $\hat{\varepsilon}_\ell$ (1.36) в приближении эффективной среды развита в работе [45]. Приведем схему расчета параметров ε_ℓ и γ_ℓ .

Пусть

$$\hat{\varepsilon}_m = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & i\gamma_1 & 0 \\ -i\gamma_1 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\varepsilon}_0 = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix} - \quad (1.37)$$

тензоры диэлектрической проницаемости ферромагнитной среды $\hat{\varepsilon}_m$ и немагнитной матрицы $\hat{\varepsilon}_0$. Тогда диагональная ε_ℓ и недиагональная γ_ℓ компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости гранулированного сплава находятся из системы уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{q(\varepsilon_1 - \varepsilon_\ell)}{\varepsilon_\ell + \frac{1}{2}(1-L_0)(\varepsilon_1 - \varepsilon_\ell)} + \frac{(1-q)(\varepsilon_0 - \varepsilon_\ell)}{\varepsilon_\ell + \frac{1}{2}(1-L_0)(\varepsilon_0 - \varepsilon_\ell)} = 0 \\ \frac{q(\gamma_\ell - \gamma_1)}{\left[\varepsilon_\ell + \frac{1}{2}(1-L_0)(\varepsilon_1 - \varepsilon_\ell)\right]^2} + \frac{(1-q)\gamma_\ell}{\left[\varepsilon_\ell + \frac{1}{2}(1-L_0)(\varepsilon_0 - \varepsilon_\ell)\right]^2} = 0 \end{array} \right., \quad (1.38)$$

где q – объёмное (в атомных %) содержание ферромагнитной фракции и L_0 – фактор формы гранул (для сферических частиц $L_0 = 1/3$). Первое уравнение (1.38) сводится к квадратному уравнению относительно параметра ε_ℓ

$$(1-a)\varepsilon_\ell^2 + [q(\varepsilon_0 - \varepsilon_1) + a(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) - \varepsilon_0]\varepsilon_\ell - a\varepsilon_0\varepsilon_1 = 0, \quad (1.39)$$

где $a = \frac{1}{2}(1-L_0)$. Физический смысл имеет корень этого уравнения, для которого

$$\text{Im } \varepsilon_\ell < 0. \quad (1.40)$$

Параметр γ_ℓ находится из второго уравнения (1.38) по формуле

$$\gamma_\ell = \frac{qc_0^2\gamma_1}{qc_0^2 + (1-q)c_1^2}, \quad (1.41)$$

где

$$\begin{aligned} c_0 &= \varepsilon_\ell + a(\varepsilon_0 - \varepsilon_\ell) \\ c_1 &= \varepsilon_\ell + a(\varepsilon_1 - \varepsilon_\ell) \end{aligned} \quad (1.42)$$

В случае гранулированного сплава FeCr будем иметь $\varepsilon_0 = \varepsilon_{Cr}$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_{Fe}$ и $\gamma_1 = -\varepsilon_{Fe}Q_{Fe}$. При расчете тензора $\hat{\varepsilon}_\ell$ будем использовать те же значения объёмных проницаемостей (ε_{Cr} , ε_{Fe} и Q_{Fe}), что и при расчетах ЭЭК в многослойной структуре. Предполагаем, что кластеры Fe имеют сферическую форму и параметр $L_0=1/3$. Если в сверхрешетке Fe/Cr t_{Fe} и t_{Cr} – номинальные (определенные в процессе напыления) толщины слоёв, то, поскольку постоянные кристаллических решеток Fe и Cr близки ($\sim 2.87 \text{ \AA}$), параметр q (объёмная концентрация атомов Fe в образце) будет определяться выражением

$$q = \frac{t_{Fe}}{t_{Fe} + t_{Cr}} . \quad (1.43)$$

В рамках этого приближения ЭЭК для массивного гранулированного сплава можно найти по формуле [42,43]

$$\left(\frac{\Delta I}{I_0} \right)_p = \delta_p = -4tg\varphi \operatorname{Im} \left[\frac{\gamma_\ell \, tg\varphi \cos \gamma}{(\varepsilon_\ell - 1)(\varepsilon_\ell - tg^2\varphi)} \right], \quad (1.44)$$

где γ – экваториальный угол намагничивания образца и φ – угол падения света.

1.3 Магниторефрактивный эффект в металлических магнитных сверхрешетках

Негиротропный (четный по намагниченности) магнитооптический отклик нового типа, названный магниторефрактивным эффектом (МРЭ), экспериментально обнаружен и теоретически рассмотрен на примере мультислойной структуры $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cu}$ при прохождении света [8]. Этот эффект характеризует влияние магнитного поля на комплексный показатель преломления $\tilde{n}$ ($\tilde{n}^2 = \varepsilon$, ε – диэлектрическая проницаемость) и, соответственно, на коэффициенты отражения R и пропускания T световой волны в слоистой среде. В области действия внутризонного механизма поглощения электромагнитной волны (ИК-область спектра) МРЭ обусловлен асимметрией рассеяния электронов проводимости с магнитными моментами, направленными параллельно ($\uparrow$) и антипараллельно ($\downarrow$) спонтанной намагниченности в объеме и на интерфейсах ферромагнитных слоев, и является высокочастотным (оптическим) аналогом ГМС. Экспериментальное и теоретическое рассмотрение МРЭ во взаимосвязи с ГМС выполнено в ряде работ (см., например, [8,47-49]). В нашей работе мы используем теорию МРЭ в модели Jacquet J. and Valet T. (JV) [8]. В ней удачно решена проблема учета влияния намагничивания сверхрешеток, обладающих антиферромагнитным косвенным обменным взаимодействием, на оптические свойства. В рамках данной модели ее авторам удалось описать оптические свойства многослойной среды посредством тех же параметров электронов, которыми описываются магниторезистивные свойства сверхрешеток с ГМС. Фактически, в подходе JV удалось объединить описание взаимодействия электромагнитного излучения с магнитной многослойной структурой на двух участках электромагнитного спектра – высокочастотном (оптическом), и при $\omega = 0$.

Модель JV [8] исходит из того, что для падающей электромагнитной волны многослойная структура является эффективной средой, поэтому одним из необходимых требований теории является превышение длины свободного пробега электронов над периодом сверхрешетки. Мо-

дель разработана для *внутризонной* области поглощения света электронами проводимости и описывается «*друдеской*» модифицированной диэлектрической проницаемостью, учитывающей взаимную конфигурацию магнитных моментов соседних магнитных слоев через параметр относительной намагниченности m . Модель разработана в приближении двух независимых токовых каналов, т.е. без учета рассеяния с переворотом спина.

В модели JV диэлектрические проницаемости индивидуальных магнитных и немагнитных слоев заменяются эффективной комплексной диэлектрической проницаемостью друдеского типа ε_{sal} :

$$\varepsilon_{sal} = \varepsilon_{st} - \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{i\omega\tau_{sal}}{1+i\omega\tau_{sal}} \left(1 + \frac{\beta_{sal}^2 m^2}{(1+i\omega\tau_{sal})^2 - \beta_{sal}^2 m^2} \right). \quad (1.45)$$

В выражении (1.45) фигурируют вклад от виртуальных переходов ε_{st} , плазменная частота электронов проводимости ω_p , параметр $m = M/M_s$, характеризующий относительную намагниченность слоев (M_s – намагниченность насыщения), среднее время релаксации τ_{sal} электронов проводимости в сверхрешетке в нулевом поле и коэффициент средней спиновой асимметрии β_{sal} . Параметры τ_{sal} и β_{sal} получены в пределе самоусреднения (*Self-Averaging Limit (SAL)*) [50] вероятностей рассеяния электронов P по периоду мультислойной структуры T (например, Fe/Cr), $T = t_{Fe} + t_{Cr} + 2 \cdot t_i$, где t_i – ширина интерфейсного слоя. Вероятность P – это сумма вероятностей рассеяния электрона в слое железа P_{Fe} , хрома P_{Cr} , и на двух интерфейсах: $P = P_{Fe} + P_{Cr} + 2 \cdot P_i$ (вероятность рассеяния на интерфейсе P_i полагаем одинаковой для интерфейсов Fe/Cr и Cr/Fe). Вероятность рассеяния электрона при прохождении одного периода сверхрешетки T определяет эффективную скорость релаксации электронов τ_{sal}^{-1} выражением

$$\frac{1}{\tau_{sal}} = \frac{\langle v_F \rangle}{T} P, \quad (1.46)$$

где $\langle v_{Fe} \rangle$ – средняя скорость электрона на поверхности Ферми (полагаем, что $\langle v_F \rangle_{Fe} \approx \langle v_F \rangle_{Cr} = \langle v_F \rangle$). Параметры τ_{sal} и β_{sal} представим согласно [51] в виде:

$$\begin{aligned} (\tau_{sal})^{-1} &= 2 \cdot c_i / \tau_i + c_{Fe} / \tau_{Fe} + (1 - 2 \cdot c_i - c_{Fe}) / \tau_{Cr}, \\ \beta_{sal} &= \tau_{sal} \cdot (\gamma \cdot 2 \cdot c_i / \tau_i + \beta \cdot c_{Fe} / \tau_{Fe}), \end{aligned} \quad (1.47)$$

здесь c_{Fe} , c_i – объемные доли слоя железа и интерфейсного слоя; τ_i , τ_{Fe} и τ_{Cr} – времена релаксации электронов проводимости в интерфейсах, и слоях железа и хрома, соответственно; γ и β – коэффициенты спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе и в

слое железа (полагаем при этом отсутствие спиновой асимметрии рассеяния в тонкой пленке хрома). Отметим, что параметры γ и β были введены в двухтоковой модели магнитосопротивления [52]. Используя известные формулы Френеля для коэффициентов отражения $r^{s,p}$ поглощающей среды

$$r^s = \frac{\cos \varphi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \varphi}}, \quad r^p = \frac{\varepsilon \cos \varphi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \varphi}}{\varepsilon \cos \varphi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \varphi}}, \quad (1.48)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_{sal}(\omega, H)$, φ – угол падения, можно выразить интенсивности отраженного света для s - и p -поляризаций в виде

$$|r^s|^2 = \frac{\cos^2 \varphi + A - \sqrt{2} \cos \varphi \sqrt{A+B}}{\cos^2 \varphi + A + \sqrt{2} \cos \varphi \sqrt{A+B}}, \quad (1.49)$$

$$|r^p|^2 = \frac{\cos^2 \varphi |\varepsilon|^2 + A - \sqrt{2} \cos \varphi (\operatorname{Re} \varepsilon \cdot \sqrt{A+B} + \operatorname{Im} \varepsilon \cdot \sqrt{A-B})}{\cos^2 \varphi |\varepsilon|^2 + A + \sqrt{2} \cos \varphi (\operatorname{Re} \varepsilon \cdot \sqrt{A+B} + \operatorname{Im} \varepsilon \cdot \sqrt{A-B})}, \quad (1.50)$$

где $A = \sqrt{(\operatorname{Re} \varepsilon - \sin^2 \varphi)^2 + \operatorname{Im} \varepsilon^2}$, $B = \operatorname{Re} \varepsilon - \sin^2 \varphi$, и определить значение МРЭ по формуле

$$MRE(H) = \frac{R(0) - R(H)}{R(0)}, \quad (1.51)$$

где $R(0)$ и $R(H)$ – коэффициенты отражения света от образца без поля и в магнитном поле H при заданной длине световой волны, угле падения света и поляризации. Изменение коэффициента отражения плоской монохроматической волны под воздействием внешнего поля H достигает максимального значения при изменении упорядочения намагниченностей соседних магнитных слоев от антиферромагнитного к ферромагнитному. Эффект имеет отрицательный знак вследствие того, что в области свободных носителей $R(\omega, H=0) < R(\omega, H \neq 0)$ из-за роста реальной части оптической проводимости $\operatorname{Re} \sigma$ при ферромагнитном упорядочении магнитных моментов слоев в присутствии внешнего магнитного поля.

1.4 Образцы: методы изготовления и аттестация

В данной работе исследовались многослойные магнитные структуры типа «металл-металл» и «металл-полупроводник». Металлические структуры представляли собой преимущественно магнитные сверхрешетки с повторяющимся бислоем (рисунок 1.1г) на основе магнитных $3d$ Co и Fe, в качестве немагнитной прослойки брались Cr, Cu и Al. Структуры «металл-полупроводник» представляли собой трех- и пятислойные образцы на основе Fe, где в качестве

прослойки между ферромагнитными слоями брались полупроводниковые соединения арсенид галлия GaAs и теллурид цинка ZnTe.

Образцы сверхрешеток Fe/Cr выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке "Катунь-С" (ИФМ УрО РАН). Материалы для напыления (чистотой ~99,9%) помещали в предварительно прокаленные тигли из оксида циркония. Масс-спектрометрические измерения, выполненные при прогреве тиглей в ростовой камере (до помещения в них испаряемых материалов), не показали дополнительных элементов по сравнению с обычным составом остаточных газов. Напыление проводилось на монокристаллические подложки из сапфира и оксида магния. Подложки, предварительно очищенные химическим способом, прокаливались в вакууме 10^{-8} Па при температуре 600°C. На каждую подложку наносился буферный слой хрома или железа. В процессе роста сверхрешеток температура подложек поддерживалась в пределах 160–240°C. Рабочий вакуум в ростовой камере составлял 10^{-6} – 10^{-7} Па. Толщину слоев железа и хрома определяли исходя из контролируемых скорости и времени напыления, способом, описанным в работе [53]. Число бислоев в сверхрешетках варьировали в пределах 12–60. Во всех образцах суммарная толщина сверхрешетки существенно превышала глубину проникновения световой волны $\delta_0 = c\omega/k$ (ω – циклическая частота световой волны, k – показатель поглощения, c – скорость света в вакууме).

Кристаллическую структуру металлических пленок контролировали непосредственно в процессе роста по дифракционной картине, получаемой с помощью встроенного дифрактометра быстрых электронов. Дополнительный контроль кристаллической структуры сверхрешеток осуществлялся рентгенографическим методом на аппарате "ДРОН-3М". Для съемок в излучении Co K_α использовали двухкристалльную схему дифракции, а в качестве кристалла монохроматора – пластину Si(111). В области больших углов 2θ на дифрактограммах от сверхрешеток Fe/Cr был зафиксирован пик, соответствующий Fe(200) и Cr(200) рефлексам. На дифрактограммах, полученных в малых углах 2θ , для всех образцов зафиксирован пик от сверхструктуры (рисунок 1.2). Рентгенографические данные позволяют заключить, что сверхрешетки, выращенные на MgO(100) и на $\text{Al}_2\text{O}_3(1010)$, имели монокристаллическую структуру с ориентацией, повторяющей кристаллографическую ориентацию подложек. Длина когерентности, определенная из рентгеноструктурных данных, составляла для всех сверхрешеток не менее 180–200 Å. Сверхрешетки, выращенные на сапфировых подложках, состояли из нескольких крупных монокристаллических блоков, угол разворота кристаллографических осей которых друг относительно друга составлял 2–3 градуса.

Все остальные образцы были получены методом магнетронного напыления при комнатной температуре. Несколько серий сверхрешеток Co/Cu, отличающихся материалом подложек, бы-

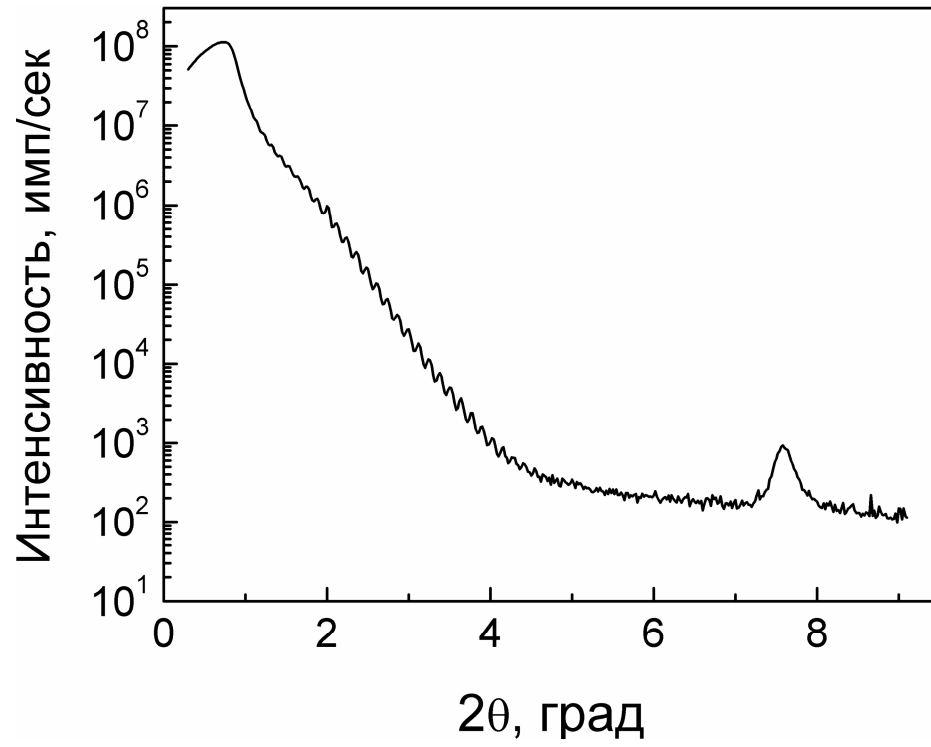


Рисунок 1.2 – Спектр малоугловой рентгеновской дифракции сверхрешетки $\text{MgO}/\text{Cr}(80 \text{ \AA})/[\text{Fe}(3.2 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{50}/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$.

ли изготовлены в установке магнетронного напыления ULVAC MPS-4000-C6 при постоянном токе (ИФМ УрО РАН). Для защиты от окисления образцы покрывались слоем хрома толщиной 20 Å. Перед напылением поверхности подложек проходили очистку ионным травлением в атмосфере аргона непосредственно в установке. Скорости напыления и степень шероховатости поверхности определялись и контролировались бесконтактным методом сканирующей интерферометрии. Процесс напыления производился при фиксированном давлении аргона 0.1 Па, подводимой мощности магнетрона 100 Вт и управлялся программой согласно скоростям распыления элементов. Мишени Fe, Co, Cu и Cr имели скорости распыления соответственно 27, 30, 69 и 30 Å/мин. Период сверхрешеток контролировался рентгеновской рефлектометрией. В первой группе сверхрешеток Co/Cu варьировалась толщина слоя меди, напыление производилось на стеклянные подложки с буферным слоем Fe толщиной 50 Å. В этой группе мы исследовали:

- серию А: стекло/Fe(50 Å)/[Co(15 Å)/Cu(t_x , Å)]₁₀/Cr(20 Å), $t_{Cu}=8.25-27$ Å;
- образец Б: стекло/Fe(50 Å)/[Co(15 Å)/Cu(9.75 Å)]₁₀/Cr(20 Å);
- образец В: стекло/Fe(50 Å)/[Co(15 Å)/Cu(9.0 Å)]₃₀/Cr(20 Å).

Во второй группе сверхрешеток Co/Cu варьировалась толщина слоя Co. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины сапфира $(10\bar{1}2)$ Al₂O₃ с размерами 30·30·0.5 мм³. Была изготовлена серия сверхрешеток Al₂O₃/Cr(80 Å)/[Co(t_x , Å)/Cu(9.6 Å)]₃₀/Cr(20 Å), содержащих по 30 пар слоев Co/Cu, и отличающихся только номинальной толщиной слоев Co (t_{Co} , Å: 0.3, 0.6, 1, 2, 3, 5, 7, 10, 15 Å). Скорости напыления слоев Co и Cu составляли соответственно 30 и 70 Å/мин. Аттестация образцов, проведенная при комнатной температуре методом малоугловой рентгеновской дифракции на Cu K α линии излучения на рентгеновском дифрактометре Philips Empyrean, показала хорошую периодичность полученных мультислойных структур.

Следующие образцы были изготовлены в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН.

Металлические сверхрешетки Fe/Cu были получены методом высокочастотного напыления на установке Sputron-2 (Balzers) в атмосфере аргона при давлении 10⁻¹ Па при комнатной температуре на подложки из кремния КЭФ-4.5 с ориентацией (100). Поверхность полученных образцов была покрыта защитным слоем Al₂O₃ толщиной 9 Å. Скорость осаждения железа составляла 54.7 Å/мин, меди – 36.4 Å/мин. Общая толщина слоистой структуры Fe/Cu и напыленных в этих же условиях пленок Fe и Cu составляла ~1000 Å. Исследование поперечного сечения образца, проведенное на пленке [Fe(20 Å)/Cu(30 Å)]₂₀ методом электронной микроскопии, показало, что полученная структура имеет хорошую периодичность по всей толщине. Структурные исследования выполнены методом рентгеновской дифракции на аппарате ДРОН-3М в Cu K α излучении. Слои меди кристаллизовались в гранецентрированной (ГЦК) решетке с минималь-

ным искажением, не зависящим от их толщины. Во всех “толстоплёночных” образцах с $t_{\text{Fe}} \geq 20 \text{ \AA}$ формировалась объёмно-центрированная (ОЦК) фаза железа. Появление фракции ГЦК-Fe было зафиксировано в образце $[\text{Fe}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(22.5 \text{ \AA})]_{27}$. С уменьшением t_{Fe} содержание этой фракции возрастало и достигало $\sim 80\%$ в образце $[\text{Fe}(5 \text{ \AA})/\text{Cu}(7.5 \text{ \AA})]_{80}$.

Многослойные плёнки системы Fe/Al были получены методом высокочастотного напыления при комнатной температуре в атмосфере чистого аргона при давлении $1.1 \cdot 10^{-1}$ Па. Скорость осаждения железа составляла $43.1 \text{ \AA/мин}$, алюминия – $49.3 \text{ \AA/мин}$. В качестве подложки был использован монокристаллический кремний КЭФ-4.5 с ориентацией (100). Толщина образцов составляла $850\text{--}900 \text{ \AA}$. Образцы имели одинаковую толщину слоя железа, составлявшую $21 \text{ \AA}$, в то время как толщина слоя алюминия менялась от 4 до $30 \text{ \AA}$. Верхним слоем всегда была плёнка железа. Дополнительно были приготовлены плёнка чистого железа толщиной $1000 \text{ \AA}$, плёнка чистого алюминия толщиной $900 \text{ \AA}$ и короткопериодный образец $[\text{Fe}(6 \text{ \AA})/\text{Al}(3 \text{ \AA})]_{100}$. Толщины слоёв определялись исходя из контролируемых скорости и времени напыления. Всего было исследовано 8 образцов.

Кристаллическая структура образцов была исследована методом рентгеновской дифракции на аппарате ДРОН-3М в $\text{Cu K}\alpha$ излучении. Исследования показали, что в МПС железо находится в ОЦК-фазе. Параметр решётки ОЦК Fe в образцах менялся от $2.895 \text{ \AA}$ в плёнке $\text{Fe}(21 \text{ \AA})/\text{Al}(4 \text{ \AA})$ до $2.90 \text{ \AA}$ в $\text{Fe}(21 \text{ \AA})/\text{Al}(14 \text{ \AA})$. В образце $\text{Fe}(21 \text{ \AA})/\text{Al}(30 \text{ \AA})$ параметр решётки ОЦК-Fe оказался равным $2.88 \text{ \AA}$, и наблюдалась текстура типа (100). В образцах с толщинами алюминия $t_{\text{Al}} = 4\text{--}14 \text{ \AA}$ дифракционные максимумы на рентгенограммах, соответствующие чистому алюминию, не наблюдались. Образец $\text{Fe}(21 \text{ \AA})/\text{Al}(30 \text{ \AA})$ показал наиболее интенсивные для ГЦК решётки алюминия линии (111) и (200). Параметр решётки алюминия оказался равным $3.96 \text{ \AA}$, что меньше табличного значения $4.06 \text{ \AA}$.

Плёнки Fe/GaAs готовили методом магнетронного напыления в атмосфере аргона с давлением 10^{-1} Па на подложке Si(100). Нами были исследованы три группы образцов: трёхслойные (А) и (В)

$\text{Fe}(15 \text{ \AA})/\text{GaAs}(t_x, \text{ \AA})/\text{Fe}(15 \text{ \AA})/\text{Si}$ (А) и

$\text{Fe}(30 \text{ \AA})/\text{GaAs}(t_x, \text{ \AA})/\text{Fe}(30 \text{ \AA})/\text{Si}$ (В),

и пятислойная

$\text{Fe}(30 \text{ \AA})/\text{GaAs}(t_x, \text{ \AA})/\text{Fe}(30 \text{ \AA})/\text{GaAs}(t_x, \text{ \AA})/\text{Fe}(30 \text{ \AA})/\text{Si}$ (В),

в которых номинальная толщина слоя GaAs изменялась от 6.4 до $26.6 \text{ \AA}$ с шагом $\Delta t = 0.75 \text{ \AA}$. Все образцы были покрыты защитной плёнкой Al_2O_3 толщиной $9 \text{ \AA}$. Скорость осаждения Fe и GaAs составляла соответственно $22.2 \text{ \AA/мин}$ и $22.6 \text{ \AA/мин}$. Толщины слоёв определялись исходя из контролируемых скорости и времени напыления.

Для пятислойной системы проведён рентгеновский фазовый анализ на дифрактометре ДРОН-3М в $\text{Cu K}\alpha$ излучении. Для восьми образцов с номинальными толщинами $t_{\text{GaAs}}=7.90; 8.65; 11.65; 13.9; 16.15; 19.9; 21.4$ и $25.9 \text{ \AA}$ было проанализировано соотношение интенсивностей двух рефлексов (110) ОЦК-Fe и (200) GaAs. Наблюдение дифракционной линии (200) GaAs при толщинах $t < 16 \text{ \AA}$ свидетельствует о кристаллическом состоянии полупроводникового слоя. При $t > 16 \text{ \AA}$ линия (200) GaAs размывается, что указывает на частичную аморфизацию слоя.

Мы исследовали следующие серии образцов Zn/Te:

$\text{Si}(100)/\text{ZnTe}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(25 \text{ \AA})/\text{ZnTe}(t_x, \text{ \AA})/\text{Fe}(25 \text{ \AA})/\text{Al}_2\text{O}_3(8 \text{ \AA})$, $t_x=6-30 \text{ \AA}$

$\text{Si}(100)/\text{ZnTe}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(25 \text{ \AA})/\text{ZnTe}(t_x, \text{ \AA})/\text{Al}_2\text{O}_3(8 \text{ \AA})$, $t_x=6-30 \text{ \AA}$

$\text{Si}(100)/\text{ZnTe}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(t_x, \text{ \AA})/\text{ZnTe}(11.25 \text{ \AA})/\text{Fe}(t_x, \text{ \AA})/\text{Al}_2\text{O}_3(8 \text{ \AA})$, $t_x=5-25 \text{ \AA}$

Напыление проводилось при комнатной температуре в атмосфере чистого аргона при давлении 10^{-1} Па. Мишенями служили поликристаллическое Fe, полученное вакуумной плавкой, поликристаллический ZnTe, изготовленный на опытном заводе Физико-химического института (Украина), и лейкосапфир Al_2O_3 . Скорости осаждения составляли: для Fe – $34 \text{ \AA/мин}$, для ZnTe – $62 \text{ \AA/мин}$ и для Al_2O_3 – $4 \text{ \AA/мин}$. Толщины слоев определялись исходя из контролируемых скорости и времени осаждения.

ZnTe (фаза сфалерита, группа симметрии $T_d^2 - F\bar{4}3m$) имеет параметр решетки $a=6.089 \text{ \AA}$. В спектрах комбинационного рассеяния света от толстой ($t=800 \text{ \AA}$) пленки ZnTe, приготовленной в этих же условиях, зафиксирован уширенный фоновый пик на частоте $\nu=204 \text{ см}^{-1}$, отвечающий этой структуре. Измеренные на указанной пленке оптические постоянные n и k (метод эллипсометрии) согласуются по величине с литературными данными (область измерений $\lambda = 0.25 - 3 \text{ мкм}$).

Для ряда образцов 1-ой и 2-ой серий был проведен рентгеновский анализ на дифрактометре ДРОН-3М. На дифрактограммах, полученных в малых углах $2\theta = 16 - 25^\circ$, зафиксировано «га-ло» (сильно размытый дифракционный пик), свидетельствующее об аморфизации пленки ZnTe. Можно заключить, что слои ZnTe находятся преимущественно в аморфной фазе, по крайней мере, при толщинах $t \geq 19 \text{ \AA}$. На образцах с более тонкими слоями ZnTe рентгеновский анализ не проводился.

1.5 Экспериментальные методы исследования

Спектры магнитооптических эффектов были измерены автором диссертации на трех магнитооптических установках: магнитооптическом спектрометре для УФ, видимой и ближней ИК-области света на базе спектрального комплекса КСВУ-3 (0.2–2.7 мкм); магнитооптическом спектрометре для ближней и средней ИК-области света на базе призмного монохроматора (0.7–16 мкм); магнитооптическом спектрометре для средней ИК-области света на базе Фурье-спектрометра Frontier (PerkinElmer) (1.2–28 мкм).

Далее приводится их описание с более подробным рассмотрением первого из них.

В работе использовался магнитооптический спектрометр [54], собранный для измерения нечетных интенсивностных магнитооптических эффектов, к числу которых относится ЭЭК. Прибор создан на базе спектрального комплекса КСВУ-3 (спектральный комплекс вычислительный управляющий), позволяющего управлять процессом проведения спектральных измерений в автоматическом режиме при постоянной величине приложенного переменного магнитного поля. Измерение эффекта относительного изменения интенсивности света $\delta = \Delta I / I_0$ заключается в последовательном определении как самой интенсивности отраженного или прошедшего света I_0 , так и приращения этой интенсивности ΔI при намагничивании (или перемагничивании) образца. Блок-схема прибора приведена на рисунке 1.3. Основными составными частями спектрометра являются: оптический тракт, намагничивающее устройство с блоком питания, схема фотоэлектрической регистрации и выделения полезного сигнала, блок управления. Рассмотрим по отдельности эти элементы установки.

Оптический тракт. Его основными элементами являются: блок осветителя – 1, монохроматор – 2, система зеркал – 3, поляризатор – 4, исследуемый образец – 5, фотоприемное устройство (ФПУ) – 6. Блок осветителя (1) состоит из источника излучения, фокусирующего зеркала и обтюратора. В качестве источников света используются галогенная лампа накаливания КГМ-12В-100Вт для видимой и ближней инфракрасной области спектра и ксеноновая дуговая лампа ДКСШ-150Вт для видимой и ближней ультрафиолетовой области. В режиме измерения полной интенсивности света I_0 лопасти обтюратора приводятся во вращение двигателем, при измерении малых изменений интенсивности света ΔI , возникающих при приложении внешнего магнитного поля к образцу (магнитооптический эффект), обтюратор останавливается в режиме пропускания света. После прохождения монохроматора свет фокусируется на образце. Угол сходимости пучка света составляет 3.2° , что несколько меньше рабочего интервала углов поляризационной призмы Глана-Тэйлора. Степень поляризации используемой призмы отличается от 1 на величину $1 \cdot 10^{-5}$.

Намагничивающее устройство (7) представляет собою малогабаритный электромагнит панцирного типа с регулируемым зазором между полюсниками, изготовленный из чистого железа

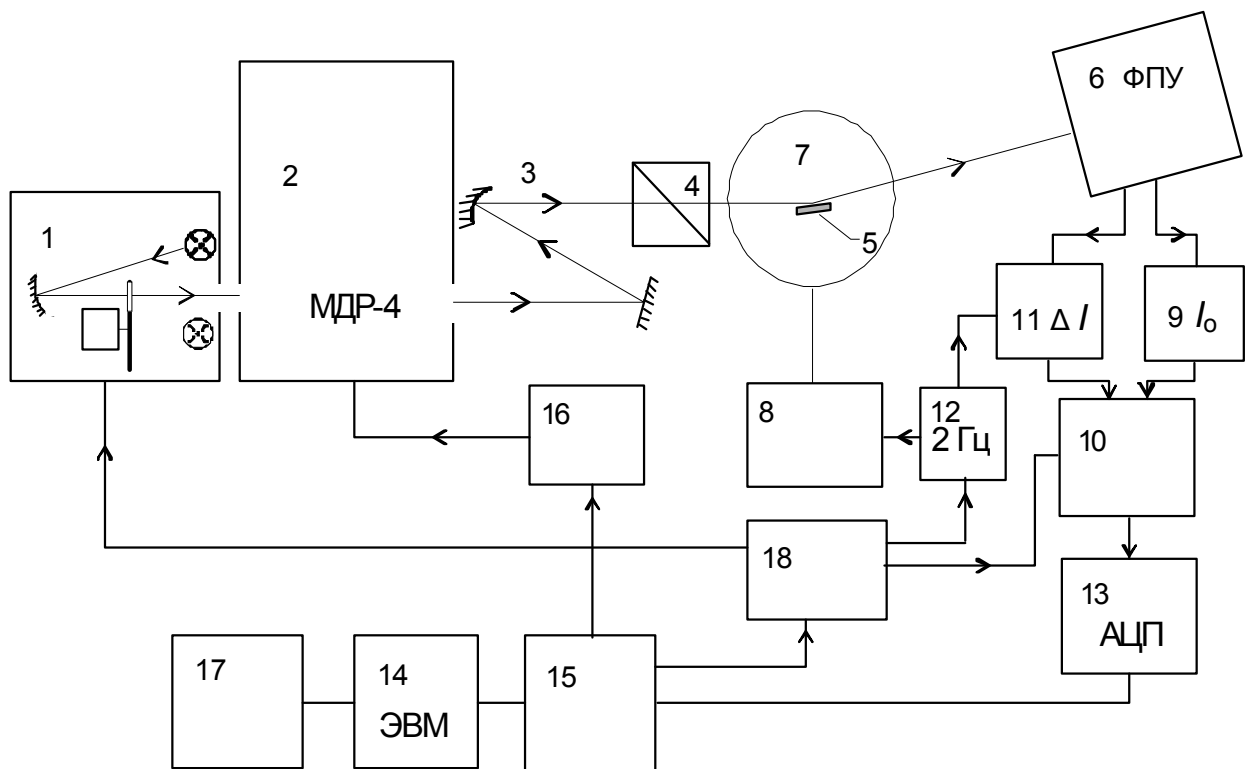


Рисунок 1.3 – Блок-схема магнитооптического спектрометра.

1 – блок осветителя, 2 – монохроматор, 3 – система зеркал, 4 – поляризатор, 5 – образец, 6 – фотоприемное устройство, 7 – электромагнит, 8 – источник питания электромагнита, 9 – линейный детектор, 10 – переключатель сигналов, 11 – селективный фазочувствительный нановольтметр, 12 – генератор задающего опорного напряжения, 13 – вольтметр Щ68003, 14 – IBM PC, 15 – устройство связи с объектами (УСО), 16 – блок управления монохроматором МДР-4, 17 – принтер, 18 – дешифратор

марки Армко. При диаметре полюсников 10 мм и зазоре между ними 4 мм мы получаем величину напряженности магнитного поля в зазоре до 10 кЭ. Электромагнит с держателем образца установлен на столике гониометра Г-5, ось вращения которого совпадает с направлением магнитного поля, лежит в плоскости образца и перпендикулярна плоскости падения света. В работе использовались также катушки Гельмгольца для измерений в слабых магнитных полях и электромагнит панцирного типа для измерения полярного эффекта Керра.

Схема регистрации. В качестве приемников оптического излучения используются фотосопротивление ФР1-3 (0.5–3 мкм) и фотоэлектронный умножитель ФЭУ-100 (0.206–0.78 мкм). ФПУ установлено на алидаде гониометра, что позволяет измерять эффекты в отраженном и в проходящем свете, а также строить их угловые зависимости. Сигнал I_0 с выхода ФПУ поступает на детектор (9), далее на усилитель постоянного тока, после чего подается на переключатель сигналов (10). Сигнал ΔI с выхода ФПУ поступает на вход селективного фазочувствительного нановольтметра UNIPAN 232B (11), совмещающего в себе функции полосового фильтра (1.5–5 Гц), фазовращателя, синхронного интегратора и синхронного детектора с внешним управляющим опорным напряжением (12). Далее продетектированный сигнал ΔI поступает на второй вход переключателя сигналов (10). В качестве АЦП используется вольтметр Щ68003 (13).

Блок управления. К нему можно отнести: IBM PC (14), УСО (15), АЦП (13), блок управления монохроматором (16), принтер (17), дешифратор (18). Дешифратор выполняет три функции: а) управление обтюратором (включение и выключение с фиксацией положения); б) переключение фазы тока в электромагните; в) подключение каналов ΔI и I_0 к АЦП.

Источники погрешностей и способы их устранения подробно рассмотрены в [54]. Длительная эксплуатация спектрометра показала, что достигнутая чувствительность установки к изменениям интенсивности света составляет в среднем 5×10^{-7} от I_0 во всем спектральном диапазоне при повторных многократных измерениях, что позволяет надежно измерять интенсивностные магнитооптические эффекты величиной вплоть до 10^{-6} [55–57]. Время полного цикла измерений для одной спектральной точки составляет от 3 до 20 минут в зависимости от величины измеряемого эффекта и уровня I_0 .

Второй магнитооптический спектрометр для измерений в ближней и средней ИК-области унифицирован с первым по схеме управления и намагничивающему устройству. Оптическая схема с осветителем собрана на отдельной платформе. Источником света служил глобар, для поляризации излучения использовалась решетка-поляризатор на основе полиэтилена со степенью поляризации ~94% при $\lambda > 3$ мкм. Монохроматическое излучение выделялось инфракрасным монохроматором ИКМ-1 (призма NaCl). В качестве фотоприемного устройства применял-

ся оптоакустический приемник ОАП-7М с входным окном из CsJ. Спектральный диапазон исследований составлял $\lambda = 2\text{--}16$ мкм. Измерения проводились модуляционным методом. Образец перемещался с частотой 8 Hz, обусловленной постоянной времени оптоакустического приемника, ток в электромагните имел форму однополярного меандра с затянутыми фронтами из-за большой индуктивности электромагнита. Магнитное поле в зазоре изменялось от 0 до 9 кЭ.

Третий магнитооптический спектрометр собран на базе Фурье-спектрометра Frontier (PerkinElmer). Возможности установки определялись функционалом фирменного прибора. Он использовался для измерений магниторефрактивного эффекта на отражение с оптической приставкой VeeMAX II (PIKE Technologies). Для поляризации излучения использовалась решетка-поляризатор на основе полиэтилена со степенью поляризации $\sim 94\%$ при $\lambda > 3$ мкм. Измерения проводились в режиме постоянного магнитного поля в области длин волн 1.2–28 мкм при p -поляризации световой волны, падающей под углом $\varphi = 70^\circ$. Магнитное поле менялось от 0 до 10 кЭ. Величину магниторефрактивного эффекта определяли из выражения $r^{\text{МРЭ}} = [R(0) - R(H)] / R(0)$, где $R(0)$ и $R(H)$ – коэффициенты отражения света от образца, находящегося в размагниченном состоянии ($H=0$), и во внешнем магнитном поле H , соответственно. Количество сканов составляло несколько тысяч при определении величины $R(0)$ и $R(H)$. Обработку измерений проводили в диапазоне спектра 2.5–22.5 мкм.

Оптические свойства исследовались на автоматическом спектральном эллипсометре с использованием метода Битти. Эллипсометр был собран А.А. Махневым на базе спектрального комплекса КСВУ-12 и гониометра ГС-5. Прибор позволяет измерять оптические характеристики исследуемых образцов в широком спектральном интервале от 0.2 мкм (паспортные данные монохроматора МДР-12) до 16 мкм за счет использования сменных дифракционных решеток. Прибор управляется компьютером и включает в себя оптическую, силовую электрическую и электронную системы, а так же блок управляющих и обрабатывающих результаты измерений программ. Оптическая схема установки включает в себя осветитель (в качестве источников излучения применяются ксеноновая дуговая лампа ДКСШ-150, глобар и дейтериевая дуговая лампа ДДС-30), обтюратор ($f \sim 200$ Гц), блок сменных светофильтров, монохроматор МДР-12, систему зеркал, сменные поляризаторы (анализаторы), гониометрический столик с образцом, сменные приемники излучения. В качестве поляризующих устройств используются кристаллические призмы Глана-Тейлора (УФ, видимый и ближний ИК-диапазон) и пленочные поляризаторы на фторопластовой основе для средней ИК-области спектра. Приемниками излучения служат вакуумный фотоэлемент Ф-17, фоторезистор PbS и пироэлектрический приемник МГ-30. Силовая электрическая часть включает в себя питание осветителя, управление разверткой монохроматора и т.д. Электронная система включает в себя питание фотоприемников, усиление

и фильтрацию оптического сигнала. Конструктивное исполнение эллипсометра позволяет проводить измерения в диапазоне углов падения света на образец 63° – 87° . Минимальный размер образцов составляет $\sim 0.5 \cdot 0.5 \text{ мм}^2$.

Магнитные свойства образцов при комнатной температуре исследовались с помощью вибрационного магнитометра в постоянных магнитных полях напряженностью до 18 кЭ. Температурные и полевые зависимости намагниченности ($M(T)$, $M(H)$) в температурном интервале 2–400 К и в поле до 50 кЭ, динамическая магнитная восприимчивость (χ' , χ'') в переменном магнитном поле с частотой до $f=80$ Гц и амплитудой до $H=4$ Э были измерены с помощью SQUID магнетометра MPMS-5XL (Quantum Design).

Электросопротивление исследуемых наноструктур измеряли четырехконтактным методом в электромагните, а также на установке PPMS-9 (Quantum Design) в магнитном поле напряженностью до 90 кЭ и интервале температур 4.2–300 К.

Измерение магнитосопротивления (МС) проводилось при комнатной температуре в магнитном поле напряженностью до 32 кЭ, прикладываемом вдоль длинной стороны исследуемого образца, имеющего размеры $2.5 \cdot 12 \text{ мм}^2$.

Структурные исследования проводились на рентгеновском дифрактометре Дрон 3М и приборе PANalytical Empyrean.

Магнитные измерения при низких температурах и в полях до 50 кЭ, измерения электросопротивления при низких температурах и в магнитных полях до 90 кЭ, и структурные исследования на приборе PANalytical Empyrean были выполнены в ЦКП “Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов” ИФМ УрО РАН.

Данные по структурным, магнитным, транспортным и оптическим свойствам исследованных материалов были получены соавторами автора – сотрудниками Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН:

- оптические исследования в настоящей работе выполнены соавторами автора Махневым А.А., Кирилловой М.М., Болотиным Г.А., Номерованной Л.В., Шредер Е.И., Киселевой О.Н.
- магнитные и магниторезистивные исследования в настоящей работе выполнены соавторами автора Ромашевым Л.Н., Миляевым М.А., Королевым А.В., Банниковой Н.С.
- рентгеноструктурные исследования в настоящей работе выполнены соавторами автора и сотрудниками ИФМ УрО РАН Сазоновой В.А., Миляевым М.А., Банниковой Н.С., Кравцовым Е.А.

2 Магнитооптические свойства магнитных металлических сверхрешеток

2.1 Сверхрешетки Co/Cu

Магнитооптические и оптические явления широко используются при изучении магнитного состояния и электронной структуры веществ.

Сверхрешетки Co/Cu являются классическими объектами для изучения гигантского магнитосопротивления наряду со сверхрешетками Fe/Cr в силу того, что величина этого эффекта в них при комнатной температуре может достигать значений 50–65% [9,58]. Описание эффекта ГМС в наноструктурах Co/Cu в рамках первопринципных вычислений для CIP-MR (current in plane magnetoresistance) и CPP-MR (current perpendicular to plane magnetoresistance) геометрий эксперимента проведено, в частности, в работах [59,60] с учетом спиновой поляризации энергетических зон и (*s,p-d*) - гибридизации электронных состояний в ГЦК-Co. Получены количественные оценки для коэффициента спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе Co/Cu на основании измерений ГМС в CPP геометрии [61,62], с помощью ИК магниторефрактивного эффекта [63], а также из первопринципных расчетов [64].

Мультислойные пленки с ультратонкими слоями ферромагнитного металла обладают уникальными магнитными и транспортными свойствами, и привлекают внимание исследователей в связи с перспективой создания на их основе сенсорных устройств для слабых магнитных полей. Обнадеживающие результаты в этом направлении получены на образцах с кластерными слоями Fe и Co (см., например, [65,66]). В отличие от слоевых пленок, такие «квази-гранулированные» (кластерно-слоистые) пленки имеют изотропный эффект ГМС, пренебрежимо малый гистерезис намагниченности, и показывают суперпарамагнитное (СПМ) поведение. Дальнейшие исследования магнитных и магнитотранспортных свойств Co/Cu показали, что толщина слоев Co, а так же методика напыления образцов существенно влияют на формирование и свойства «квази-гранулированных» пленок [67-72].

Важным свойством сверхрешеток Co/Cu является то, что в них энергетические зоны электронов кобальта со спином $\uparrow$ (вверх) подобны энергетическим зонам электронов меди вблизи уровня Ферми.

Объектами исследования в разделе 2.1. являются мультислойные наноструктуры Co(t_x , Å)/Cu(9.6 Å) ($0.3 \text{ Å} \leq t_{Co} \leq 15 \text{ Å}$), обладающие гигантским магнитосопротивлением. Толщина слоя меди $t_{Cu} = 9.6 \text{ Å}$ соответствует области первого максимума межслоевого обменного

взаимодействия антиферромагнитного типа. В данном разделе изучены оптические, магнитооптические, а также электрические свойства этих объектов [73]. Привлекаются также экспериментальные данные по магнитным и магниторезистивным характеристикам изучаемых структур. Целью работы являлось получение сведений об электронном энергетическом спектре и параметрах электронов проводимости сверхрешеток. Также обсуждается переход от сверхрешеток $\text{Co}(t_x)/\text{Cu}$ со сплошными ферромагнитными слоями Co к кластерно-слоистым суперпарамагнитным наноструктурам и далее – к среде, в которой Co -включения играют роль примесных центров рассеяния электронов в матрице меди.

Сверхрешетки Co/Cu были получены на магнетронной установке MPS-4000-C6 (ULVAC). В качестве подложек использовались монокристаллические пластины сапфира $(10\bar{1}2)\text{Al}_2\text{O}_3$ с размерами $30 \cdot 30 \cdot 0.5 \text{ мм}^3$. Температура подложек во время напыления сверхрешеток поддерживалась комнатной, мощность магнетронного испарителя была 100 W, давление аргона равнялось 0.1 Па. Данные образцов приведены в Таблице 2.1.

Номинальные толщины слоев определялись исходя из контролируемых скорости и времени напыления. Скорости напыления слоев Co и Cu составляли соответственно 30 и 70 Å/min. Аттестация образцов проводилась при комнатной температуре методом малоугловой рентгеновской дифракции на Cu K_α линии излучения на рентгеновском дифрактометре Philips Empyrean, и показала хорошую периодичность изученных мультислойных структур.

Магнитные свойства сверхрешеток исследовались при комнатной температуре с помощью вибрационного магнитометра в постоянных магнитных полях до 18 кЭ, а также на СКВИД-магнитометре MPMS-XL 5 (Quantum Design) в полях до 50 кЭ. Электросопротивление исследуемых наноструктур измеряли четырехконтактным методом в электромагните, а также на установке PPMS-9 (Quantum Design) в магнитном поле напряженностью до 90 кЭ в интервале температур 4.2–300 К. Измерение магнитосопротивления выполнялось при комнатной температуре в магнитном поле напряженностью до 32 кЭ, прикладываемом вдоль длинной стороны исследуемого образца, имеющего размеры $2.5 \cdot 12 \text{ мм}^2$.

Измерения эффективных показателей преломления n^{eff} и поглощения k^{eff} выполнены эллипсометрическим методом Битти в области длин волн $\lambda=0.2\text{--}14 \text{ мкм}$. У всех образцов суммарная толщина мультислойной наноструктуры превышала глубину проникновения световой волны $\delta_0 = c\omega / k^{\text{eff}}$ (здесь ω – циклическая частота световой волны, c – скорость света в вакууме). Измерения ЭЭК проводились в диапазоне спектра $\hbar\omega = 0.5\text{--}6.2 \text{ эВ}$ ($\lambda=2.48\text{--}0.2 \text{ мкм}$), в магнитном поле $H=4.9 \text{ кЭ}$, при комнатной температуре, и углах падения света на образец $\varphi=50^\circ$ и 70° . Спектральные измерения в ультрафиолетовой (УФ) области $\hbar\omega = 5\text{--}6.2 \text{ эВ}$ проводились с ис-

пользованием спектральной дуговой дейтериевой лампы ДДС 30. Дополнительно выполнялись оптические измерения на поликристалле ГПУ Со.

Магнитные и магниторезистивные свойства МПС Со/Си

Магнитные и магниторезистивные свойства МПС Со/Си приведены на рисунках 2.1 и 2.2. Рассмотрим изменение магнитных свойств сверхрешеток Со(t_x)/Си при уменьшении толщины слоев Со от 15 до 0.3 Å с сохранением неизменной толщины слоев Си у всех сверхрешеток. Исследования намагниченности показали, что при толщинах $t_{Co}=5-15$ Å сверхрешетки обладают ферромагнитными свойствами. Для них характерно достижение намагниченности насыщения в сравнительно невысоких магнитных полях при комнатной температуре и наличие магнитного гистерезиса (см. рисунок 2.1а).

Намагниченность сверхрешеток, имеющих толщину слоев Со от 3 до 5 Å, может быть представлена состоящей из ФМ и СПМ частей. Схематически это показано на рисунке 2.1б для сверхрешетки с $t_{Co}=3$ Å. Ферромагнитная часть намагниченности достигает насыщения в слабом магнитном поле, а суперпарамагнитная часть выделяется на кривой намагничивания в виде нелинейной функции, типичной для суперпарапроцесса. Наблюдаемый рост намагниченности (парапроцесс) обусловлен тем, что магнитные слои Со в толщинном интервале 3–5 Å уже не являются сплошными, а состоят по большей части из изолированных ферромагнитных областей (кластеров), подобных тем, которые наблюдаются на начальных стадиях формирования сплошных слоев Со в сверхрешетках.

Подобные многослойные наноструктуры, в которых сплошные слои одного металла чередуются с кластеризованными слоями другого (в нашем случае Со), получили название кластерно-слоистых наноструктур. Суперпарамагнитная часть кривой намагниченности кластерно-слоистой наноструктуры Со/Си с толщиной слоев Со 3 Å, представленная на рисунке 2.1б, удовлетворительно описывается функцией Ланжевена.

$$\frac{I}{I_s} = L\left(\frac{\mu H}{kT}\right) = \coth \frac{\mu H}{kT} - \frac{kT}{\mu H}, \quad (2.1)$$

где I_s – намагниченность насыщения образца, μ – магнитный момент кластера, H – напряженность магнитного поля, T – температура, k – постоянная Больцмана. $I_s=N\mu$, N – концентрация кластеров. Аппроксимация кривых намагничивания сверхрешеток Со/Си с кластеризованными слоями Со функцией (2.1) показала, что средняя величина магнитных моментов кластеров составляет ~600 магнетонов Бора, что в пересчете на количество атомов кобальта соответствует ~400 атомам Со. С дальнейшим уменьшением толщины слоев Со ($t_{Co} \leq 2$ Å) сверхрешетки Со/Си при комнатной температуре приобретают магнитные свойства, характерные для идеальных суперпарамагнетиков, в которых кластеры имеют малые размеры.

Таблица 2.1 Образцы МПС $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$.

	Подложка	Буфер, $\text{Cr}, \text{\AA}$	$\text{Co}, \text{\AA}$	$\text{Cu}, \text{\AA}$	Число бис- лоев	Период $T, \text{\AA}$
1	Al_2O_3	80	0.3	9.6	30	9.9
2	Al_2O_3	80	0.6	9.6	30	10.2
3	Al_2O_3	80	1	9.6	30	10.6
4	Al_2O_3	80	2	9.6	30	11.6
5	Al_2O_3	80	3	9.6	30	12.6
6	Al_2O_3	80	5	9.6	30	14.6
7	Al_2O_3	80	7	9.6	30	16.6
8	Al_2O_3	80	10	9.6	30	19.6
9	Al_2O_3	80	15	9.6	30	24.6

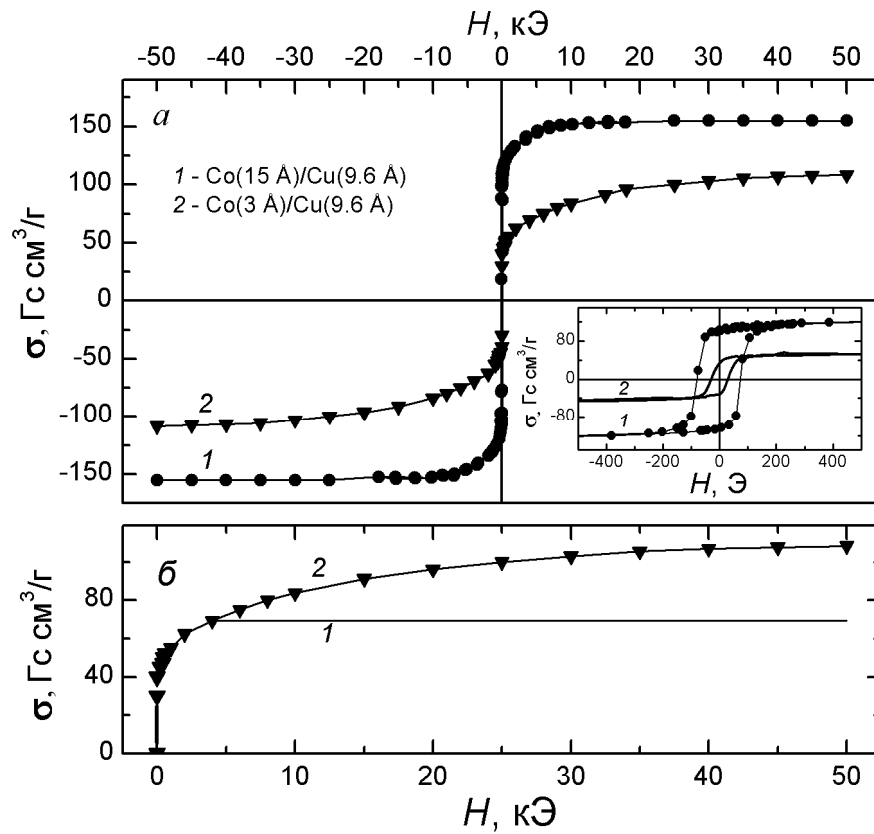


Рисунок 2.1 – Полевые зависимости намагниченности и петли магнитного гистерезиса (на вставке) слоев кобальта в сверхрешетках $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$ ($t_x, \text{\AA}$: 1 – 15, 2 – 3) при $T = 300 \text{ K}$ (а). ФМ вклад (1) и суммарная (ФМ+СПМ) намагниченность (2) сверхрешетки с $t_{\text{Co}} = 3 \text{\AA}$ (б).

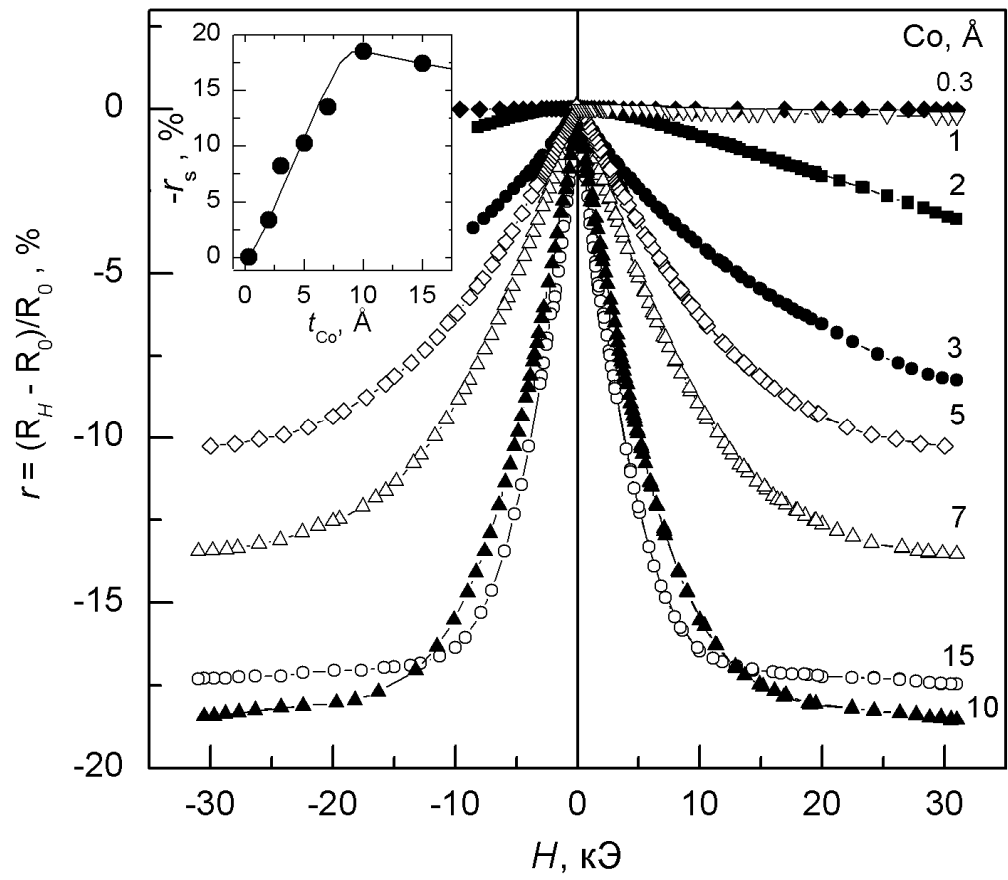


Рисунок 2.2 – Магнитосопротивление сверхрешеток $\text{Co}(t_x, \text{ \AA})/\text{Cu}(9.6 \text{ \AA})$ с различной толщиной слоев Co при $T=300 \text{ К}$. На вставке: магнитосопротивление в приложенном магнитном поле $H=32 \text{ кЭ}$.

Перейдем к рассмотрению магнитосопротивления сверхрешеток Co/Cu, отличающихся толщиной слоев Co. Полевые зависимости магнитосопротивления, измеренные при комнатной температуре в магнитном поле напряженностью до 32 кЭ, приведены на рисунке 2.2. Видно, что по мере увеличения толщины слоев Co в сверхрешетках величина магнитосопротивления растет, а величина поля насыщения уменьшается. Характерной особенностью полевых зависимостей магнитосопротивления сверхрешеток с тонкими и ультратонкими слоями Co является наличие у них протяженных линейных участков. У сверхрешеток со сплошными слоями Co при толщинах выше 5 Å наблюдается выраженный переход к магнитному насыщению. На вставке к рисунку 2.2 показано изменение величины магнитосопротивления сверхрешеток с ростом толщины слоев Co. Приведенные на графике величины магнитосопротивления получены при напряженности магнитного поля, равной 32 кЭ. Видно, что наибольшее значение магнитосопротивления у исследованной в данной работе серии мультислойных наноструктур наблюдается в сверхрешетке с $t_{Co}=10$ Å.

Оптические свойства МПС Co/Cu

Диагональную компоненту тензора $\hat{\epsilon}$ запишем в виде $\epsilon_{xx} = \epsilon' - i\epsilon''$. На рисунке 2.3 приведены спектральные зависимости функций $\epsilon'(\lambda)$ и $\epsilon''(\lambda)$ для исследованных нами образцов Co(t_x , Å)/Cu(9.6 Å).

Друдевский характер поведения этих величин в ИК-области спектра позволяет оценить параметры электронов проводимости – эффективные плазменную $\hbar\omega_p$ и релаксационную γ_{opt} частоты, и проследить за их изменением с уменьшением толщины слоя кобальта.

Значения указанных выше параметров были получены нами из угла наклона прямолинейного участка графика функции $f(\omega^2) = 1/(1 - \epsilon') = \omega^2 / \omega_p^2 + \gamma_{opt}^2 / \omega_p^2$ и длины отрезка, отсекаемого этой прямой на оси ординат (вкладом от виртуальных электронных переходов пренебрегалось). Спектральные интервалы, использованные нами для построения зависимости $1/(1 - \epsilon')$, изменялись в пределах $\lambda=2.5-14$ мкм для выполнения условия $D \geq \delta_0$ (D – общая толщина слоистой пленки, δ_0 – глубина проникновения световой волны). Полученные данные приведены на рисунке 2.4. Можно констатировать, что плазменная частота $\hbar\omega_p$, пропорциональная числу свободных электронов в эффективной среде, возрастает с уменьшением фракции кобальта, приближаясь к своему значению в чистой меди ($\hbar\omega_p=8.5$ эВ). Параметр τ_{opt}^{eff} на интервале $0.3 \text{ Å} \leq t_{Co} \leq 15 \text{ Å}$ характеризует суммарное рассеяние электронов проводимости в объеме слоев Cu, Co, кластеров кобальта, а также на интерфейсах. Анализ зависимости времени релаксации электронов проводимости τ_{opt}^{eff} от толщины слоя кобальта (рисунок 2.4) позволяет заключить, что кластеризация слоев кобальта начинается при $t_{Co} < 7 \text{ Å}$.

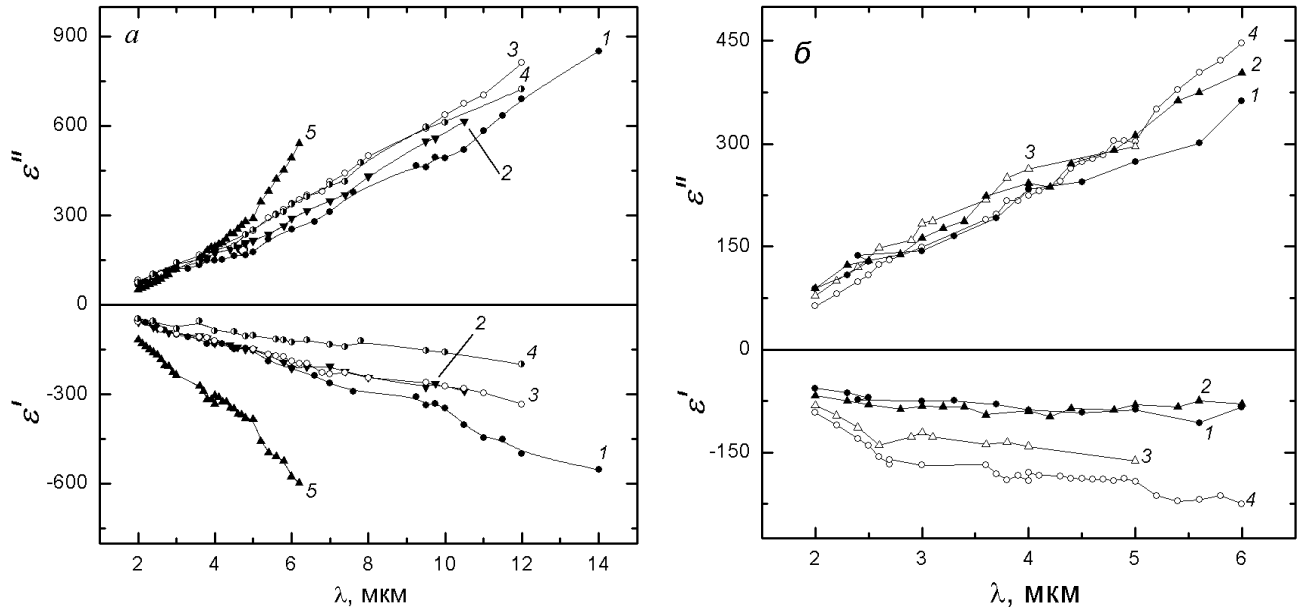


Рисунок 2.3 – Спектральные зависимости действительной $\epsilon'(\lambda)$ и мнимой $\epsilon''(\lambda)$ частей комплексной диэлектрической проницаемости сверхрешеток $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$. *a* – ($t_x, \text{\AA}$: 1 – 15, 2 – 10, 3 – 7, 4 – 5, 5 – 0.3), *б* – ($t_x, \text{\AA}$: 1 – 3, 2 – 2, 3 – 1, 4 – 0.6).

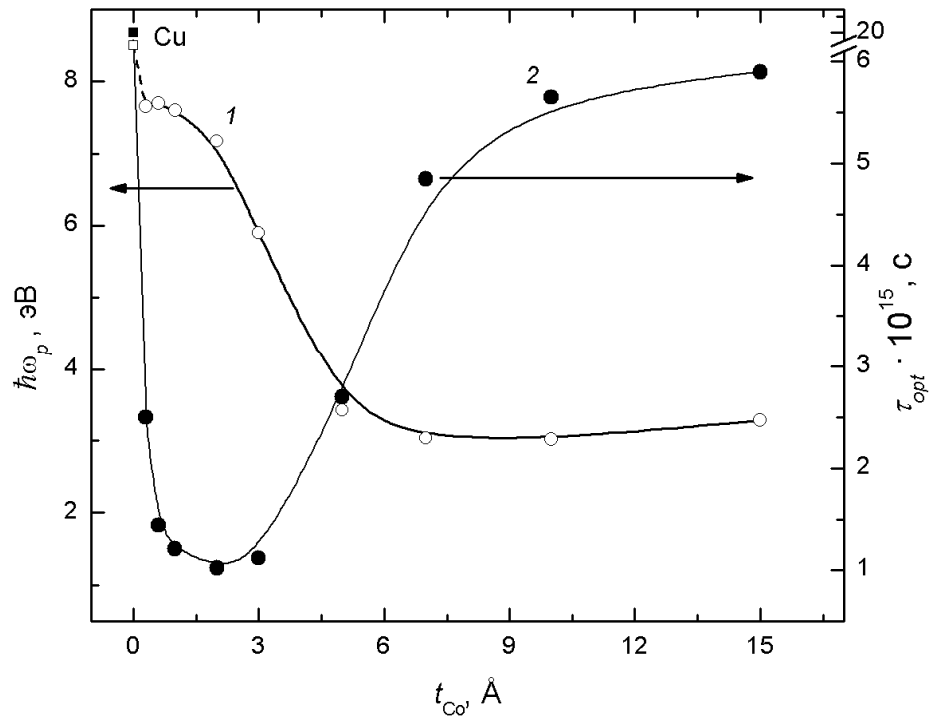


Рисунок 2.4 – Зависимости параметров электронов проводимости сверхрешеток $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$ от толщины слоя Co: 1 – плазменная частота $\hbar\omega_p^{\text{eff}}$, 2 – время релаксации $\tau_{\text{opt}}^{\text{eff}}$. Данные для пленки Cu: $\hbar\omega_p^{\text{eff}}$ – светлый квадрат и τ_{opt} – темный квадрат.

Об этом свидетельствует начало резкого уменьшения величины параметра τ_{opt}^{eff} . Сформировавшаяся кластерно-слоистая структура в $\text{Co}(2 \text{ \AA})/\text{Cu}(9.6 \text{ \AA})$ имеет минимальное значение $\tau_{opt}^{eff} = 1.02 \cdot 10^{-15}$ с. Рост функции $\tau_{opt}^{eff}(t_{Co})$ при толщинах слоя кобальта $1 \text{ \AA}$, $0.6 \text{ \AA}$, и $0.3 \text{ \AA}$ свидетельствует об уменьшении рассеяния электронов проводимости в Co/Cu , даже, несмотря на увеличение количества интерфейсов в указанных наноструктурах. Это связано с дальнейшим измельчением интерфейсных и кобальтовых включений (кластеров) и понижением их концентрации в матрице меди.

Таким образом, кластерно-слоистые наноструктуры Co/Cu при толщинах слоя кобальта $1 \text{ \AA}$, $0.6 \text{ \AA}$, и $0.3 \text{ \AA}$ оказались эффективными средами, в которых включения Co начинают играть роль магнитных примесных центров рассеяния электронов проводимости в меди. Это подтверждается следующими данными. Выполненные нами температурные измерения электросопротивления $\rho(T)$ ($T=4.2\text{--}300 \text{ K}$) на сверхрешетках Co/Cu с ультратонкими слоями кобальта $t_{Co} \leq 1 \text{ \AA}$ показали, что в этих структурах наблюдается аномалия температурной зависимости электросопротивления (рисунок 2.5а). С уменьшением температуры электросопротивление наноструктуры $\rho(T)$ сначала уменьшается, а затем, начиная с некоторой критической температуры T_K , увеличивается, т.е. имеет место смена знака температурного коэффициента сопротивления. Измерения показали, что минимум на кривой $\rho(T)$ у наноструктуры $\text{Co}(0.3 \text{ \AA})/\text{Cu}(9.6 \text{ \AA})$ проявляется при температуре 32 K , а у наноструктуры с толщиной слоев кобальта $t_{Co}=1 \text{ \AA}$ – при температуре 25 K . На рисунках 2.5б и 2.6в представлены кривые электросопротивления данных образцов при наложении внешнего магнитного поля до 90 кЭ . Видно, что при увеличении напряженности магнитного поля происходит подавление температурной аномалии электросопротивления.

Подобное поведение низкотемпературного электросопротивления при наложении внешнего магнитного поля характерно для сплавов, обладающих эффектом Кондо. Отметим, что Кондоподобное поведение $\rho(T)$ наблюдалось в микропроводах состава $\text{Co}_5\text{Cu}_{95}$ в работе [74]. Отметим также, что в сверхрешетках Co/Cu аномальное поведение электросопротивления выражено значительно слабее, чем в сверхрешетках Fe/Cr с ультратонкими слоями Fe [75].

2.1.1 Зависимость величины ЭЭК от толщины слоев Co в сверхрешетках Co/Cu

При измерении полевых зависимостей ЭЭК мы обратили внимание на четырехкратное падение амплитуды $\delta\rho$ -эффекта в образце с $t_{Co}=5 \text{ \AA}$ по сравнению с наблюдаемой величиной

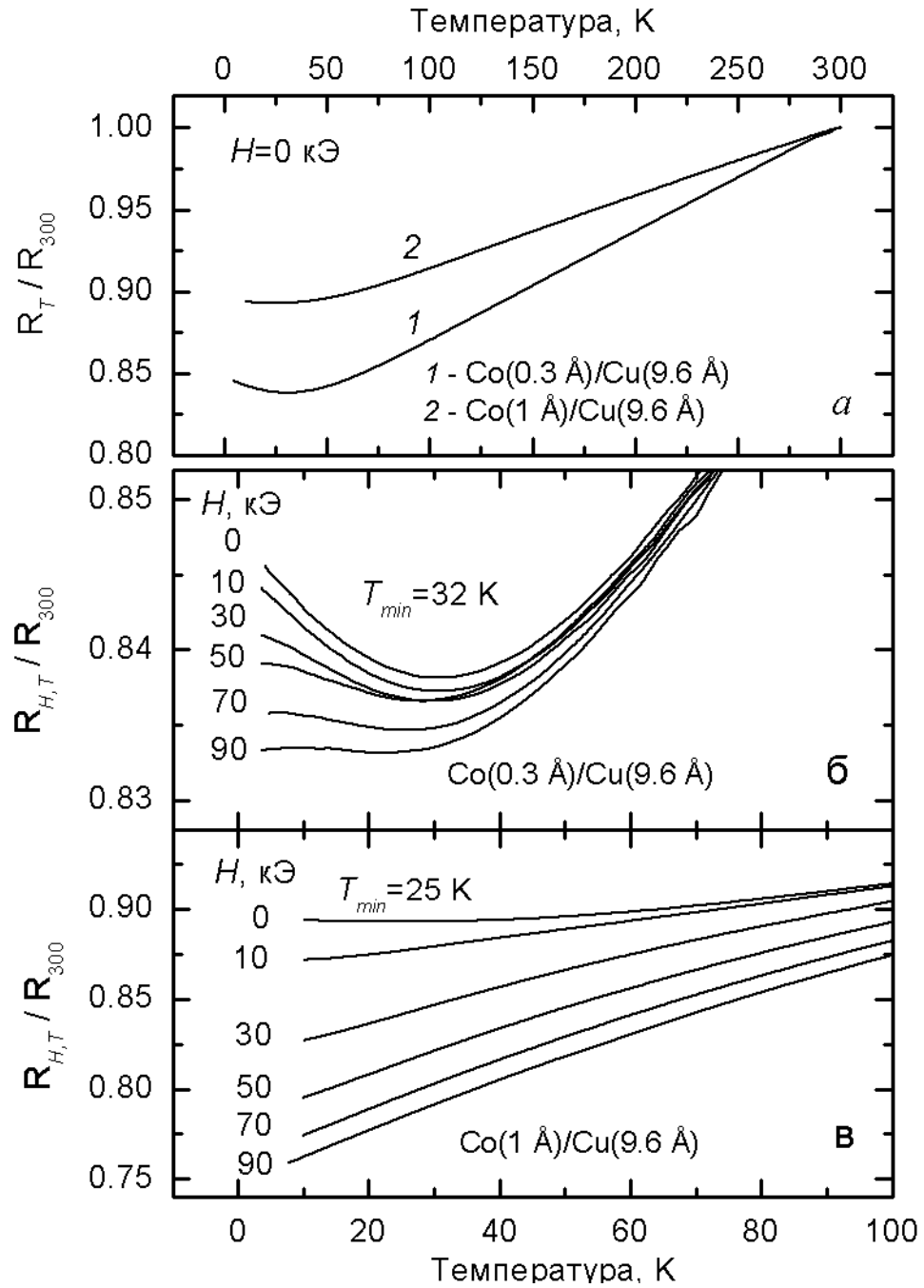


Рисунок 2.5 – Температурная зависимость электросопротивления: а – сверхрешеток Co(t_x , Å)/Cu(9.6 Å) (t_x , Å: 1 – 0.3, 2 – 1) при $H=0$; б – сверхрешетки Co(0.3 Å)/Cu(9.6 Å) в магнитном поле до 90 кЭ; в – сверхрешетки Co(1 Å)/Cu(9.6 Å) в магнитном поле до 90 кЭ.

ЭЭК в пленке Co(7 Å)/Cu(9.6 Å) (рисунок 2.6). Полевые зависимости $\delta_p(H)$ были измерены при длине волны $\lambda=0.62$ мкм и угле $\varphi=70^\circ$ в магнитных полях $H \leq 10$ кЭ на поликристаллическом образце Co и сверхрешетках Co(t_x)/Cu(9.6 Å) с $t_{Co}=2-15$ Å (рисунок 2.6). На образцах с толщинами $t_{Co}=0.3-1$ Å кривые $\delta_p(H)$ измерялись при угле $\varphi=50^\circ$ и $\lambda=0.4$ мкм. Измерения показали, что полевые зависимости ЭЭК для образцов с толщинами слоев кобальта 5–15 Å имеют ферромагнитный вид и характеризуют ход намагничивания в присутствии межслоевого обменного взаимодействия антиферромагнитного типа, проявляющегося на кривых $\delta_p(H)$ монотонным увеличением эффекта с ростом магнитного поля. Следует отметить четырехкратное различие в амплитудах ЭЭК образцов с толщинами $t_{Co}=7$ Å и 5 Å. Полевые зависимости $\delta_p(H)$ образцов с $t_{Co} \leq 3$ Å существенно отличаются от кривых $\delta_p(H)$, полученных на образцах с толщинами $t_{Co} > 3$ Å. Во-первых, сменился знак эффекта во всем диапазоне приложенных магнитных полей. Во-вторых, полевые зависимости приобрели суперпарамагнитный вид из-за наличия вкладов ФМ и СПМ фракций. В полях $H > H_s$, где H_s – поле насыщения для ФМ фазы, ЭЭК можно представить в виде

$$\delta_p(H) = c_f + bL(\alpha H), \quad (2.2)$$

где c_f – ФМ вклад в δ_p -эффект, b – парамагнитный вклад, связанный с СПМ состояниями и обеспечивающий монотонное нарастание эффекта с увеличением магнитного поля, $L(\alpha H)$ – функция Ланжевена (2.1), где $\alpha = \mu/kT$. Для образца с $t_{Co}=3$ Å приведена численная аппроксимация полевой зависимости ЭЭК (пунктирная линия) функцией $L(\alpha H)$ в полях $H > 1000$ Э, при этом число атомов Co в СПМ кластере, как и в случае анализа магнитных измерений, составляет ~ 400 , а соотношение ФМ и СПМ вкладов в δ_p -эффект равняется 4:6. Полевые зависимости ЭЭК для образцов с $t_{Co}=0.3-2$ Å не имеют ферромагнитной составляющей, что согласуется с данными магнитных измерений при комнатной температуре. Можно предположить, что наблюдаемая в эксперименте смена знака δ_p -эффекта при $t_{Co}=3$ Å обусловлена изменением структуры пленок от однородно-плоскостной к гранулированной. В связи с этим нами выполнены расчеты зависимостей ЭЭК от толщины слоя Co для Co/Cu в рамках плоскостной модели [41], и в рамках модели эффективной среды [45] для гранулированного сплава. Схемы расчетов приведены в главе 1, формулы (1.11) и (1.44). Имеем $\varepsilon_0 = \varepsilon_{Cu}$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_{Co}$ и $\gamma_1 = -\varepsilon_{Co}Q_{Co}$. При расчете тензора $\hat{\gamma}_\ell$ нами использовались те же значения объёмных проницаемостей, что и при расчете ЭЭК в рамках плоскостной модели. Поскольку постоянные ГЦК решеток Co и Cu близки (~ 3.61 Å), то параметр q (объёмная концентрация атомов Co в образце) можно определить выражением $q = t_{Co}/(t_{Co} + t_{Cu})$, где t_{Co} и t_{Cu} – номинальные толщины слоёв.

Из рисунка 2.6 видно, что при переходе от $t_{Co}=5$ Å к $t_{Co}=3$ Å величина эффекта не уменьшилась, но произошла смена знака ЭЭК. На вставке к рисунку 2.6 представлены расчетные

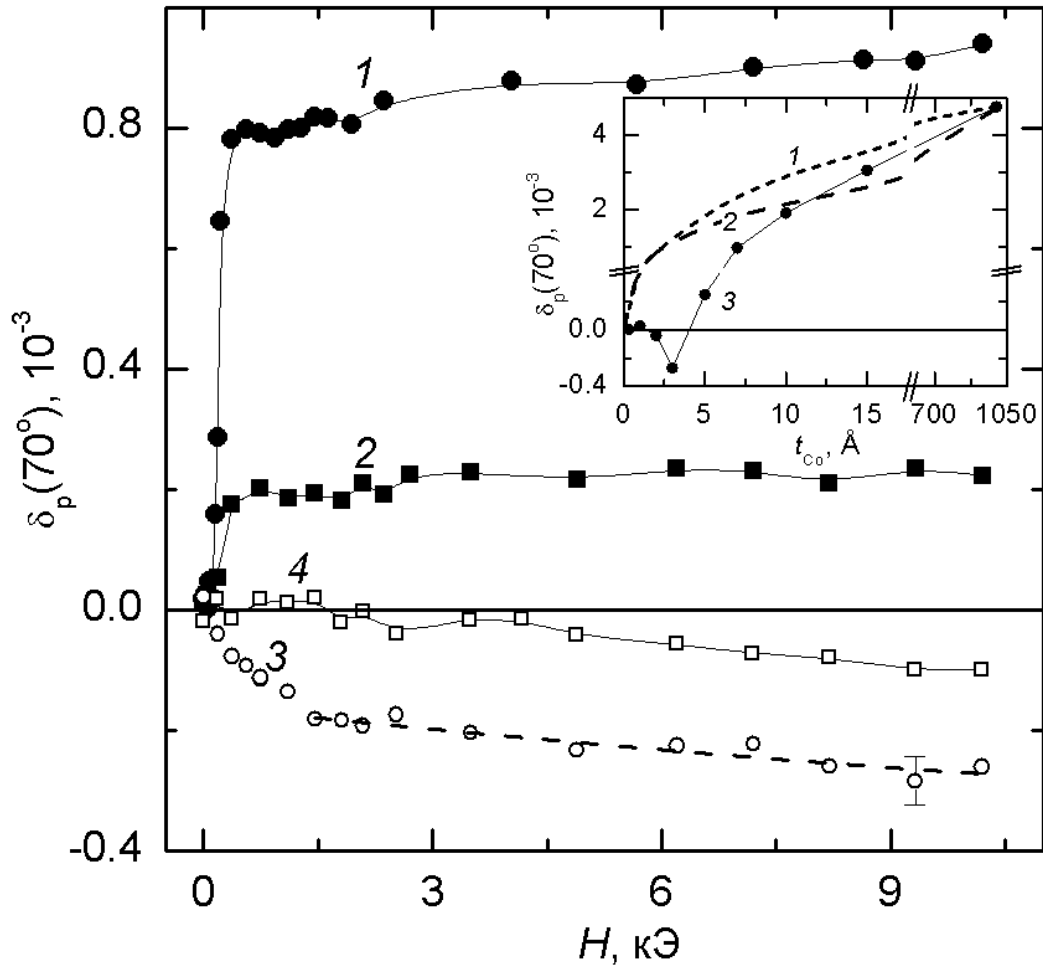


Рисунок 2.6 – Полевые зависимости ЭОК сверхрешеток $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$ ($t_x, \text{\AA}$: 1 – 7, 2 – 5, 3 – 3, 4 – 2) при угле падения света на образец $\varphi=70^\circ$ и длине волны $\lambda=0.62 \text{ мкм}$. Штриховая линия на кривой 3 – численная аппроксимация полевой зависимости $\delta_p(70^\circ)$ функцией $L(aH)$ в полях $H>1 \text{ кЭ}$. На вставке: 1 – расчет $\delta_p(70^\circ)$ в модели слоистой среды, 2 – расчет $\delta_p(70^\circ)$ в модели гранулярной среды, 3 – эксперимент $\delta_p(70^\circ)$.

кривые зависимостей ЭЭК от толщины слоя Co в рамках многослойной (кривая 1) и гранулярной ($L_0=1/3$ и $2/3$, $q = 0.238$, кривая 2) моделей, а также экспериментальная зависимость $\delta_p(t_{Co})$ (кривая 3). Мы также рассмотрели этот эффект в рамках слоисто-гранулярной модели. В ней предварительно были рассчитаны в рамках гранулярной модели параметры тонкого слоя магнитного интерфейса CoCu, который мы представили в виде гранул Co в матрице меди. Далее параметры уже рассчитанного тонкого слоя магнитного интерфейса были использованы в рамках плоскостной модели, наряду со слоями Co и Cu, где повторяемый фрагмент содержал четыре слоя Cu/CoCu/Co/CoCu. Как оказалось, моделирование в рамках слоистой, гранулярной и слоисто-гранулярной моделей не позволило объяснить смену знака ЭЭК, наблюдаемую экспериментально при толщине слоя кобальта в бислое $t_{Co}=3 \text{ \AA}$. Дальнейший численный анализ показал, что смены знака ЭЭК (вставка на рисунке 2.6, кривая 3), наблюдаемой в эксперименте, можно достичь лишь при специфическом выборе параметров ($L_0 \sim 1$, $q < 0.1$) в рамках гранулярной модели. Значение $L_0 \sim 1$ означает представление гранул Co в виде тонких пластинок в плоскости пленки, а малые значения параметра q свидетельствуют о значительном перераспределении атомов кобальта между ФМ, СПМ и парамагнитной фракциями кобальта в пользу последней. Отметим, что резкое уменьшение доли ФМ и СПМ фракций при $t_{Co} < 4.7 \text{ \AA}$ наблюдалось в многослойных пленках Co/Cu в работе [76].

2.1.2 Функция $\omega \text{Im} \sigma_{xy}^{eff}(\omega)$: экспериментальное наблюдение полосы осцилляционного типа в ультрафиолетовой области спектра

Связь компонент тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ с соответствующими компонентами тензора оптической проводимости $\hat{\sigma}$ (ось $OZ \parallel \mathbf{H}$) описывается выражениями

$$\epsilon_{xx} = 1 - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx}, \quad \epsilon_{xy} = -\frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xy}.$$

В рамках модели эффективной среды можно пользоваться обычными формулами для описания оптических и магнитооптических свойств. Графики оптической проводимости $\text{Re} \sigma_{xx}(\omega)$ исследуемых пленок представлены на рисунке 2.7. Спектры ЭЭК были измерены при двух углах падения света на образец, $\varphi=50^\circ$ и 70° , в магнитном поле $H=4.9 \text{ кЭ}$. На рисунке 2.8 приведены спектры ЭЭК при $\varphi=50^\circ$. Частотные зависимости функции $\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ сверхрешеток Co/Cu, рассчитанные из значений δ_p при двух углах падения световой волны и эффективных оптических постоянных n^{eff} и k^{eff} , приведены на рисунке 2.9. Проанализируем спектральное

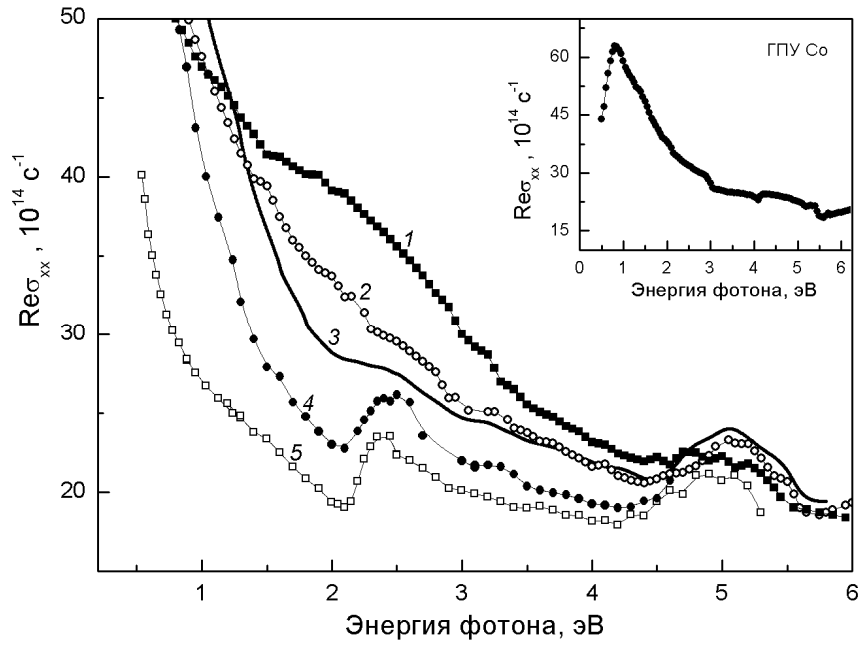


Рисунок 2.7 – Спектры диагональной компоненты тензора оптической проводимости $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ сверхрешеток $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$ ($t_x, \text{\AA}$: 1 – 15, 2 – 7, 3 – 3, 4 – 1, 5 – 0.3). На вставке: функция $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ ГПУ Co, полученная на поликристаллическом образце кобальта.

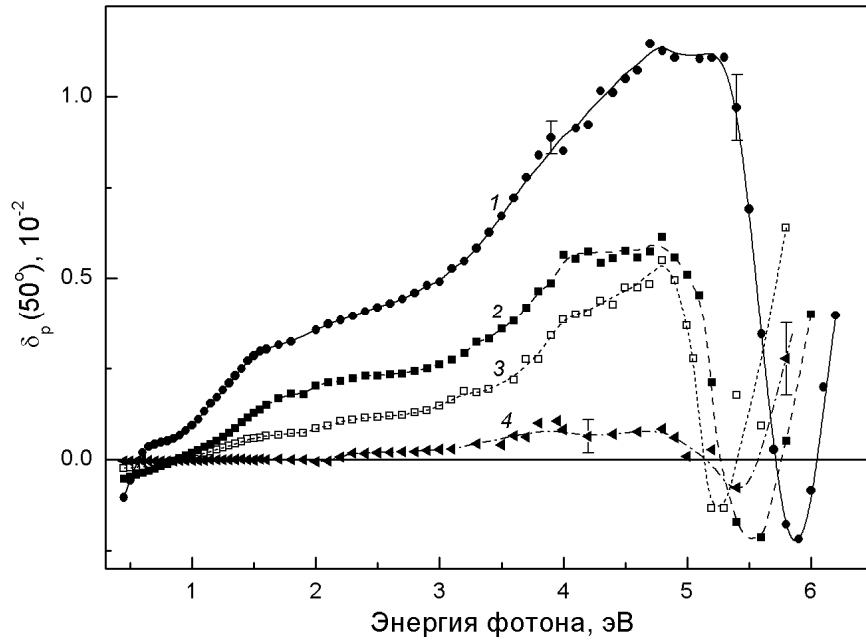


Рисунок 2.8 – Спектры ЭЭК массивного ГПУ Co (1) и сверхрешеток $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$ ($t_x, \text{\AA}$: 2 – 15, 3 – 7, 4 – 3) в магнитном поле $H=4.9 \text{ кЭ}$ при угле падения света на образец $\varphi=50^\circ$. Вертикальными отрезками обозначены ошибки измерений.

поведение функций $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ и $\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ с позиций электронной структуры, опираясь на имеющиеся теоретические вычисления. Численные расчеты тензора $\hat{\sigma}$ ФМ Со в ГЦК (массивной) и ГПУ фазах выполнены в релятивистском приближении методом ЛМТО в рамках теории функционала локальной электронной и спиновой плотности [77]. В обеих фазах расчеты предсказали формирование сдвоенного пика поглощения на кривой $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ в УФ области ($\hbar\omega=5.0\text{--}6.5$ эВ), образованного вкладами межзонных переходов электронов со спинами «вверх» ($\uparrow$) и «вниз» ($\downarrow$), рисунок 2.10.

Используя некоторые упрощающие предположения, авторы [78] получили соотношение, связывающее диагональную и недиагональную компоненты тензора $\hat{\sigma}$ в виде

$$\text{Im } \sigma_{xy}(\omega) \propto \text{Re}[\sigma_{xx}^{\uparrow}(\omega) - \sigma_{xx}^{\downarrow}(\omega)] . \quad (2.3)$$

Оно является справедливым при энергиях фотона $2\xi < \hbar\omega < W_d$ (2ξ – средняя величина спин-орбитального расщепления энергетических зон, W_d – ширина $3d$ зоны ФМ металла). В силу соотношения (2.3) частотная зависимость функции $\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ становится знакопеременной, фиксируя на шкале энергий фотона области межзонных вкладов с преобладающим по спину электронов типом переходов. Для проверки теоретических результатов нами были дополнительно изучены оптические и магнитооптические свойства массивного поликристаллического Со в спектральной области, включающей УФ участок спектра 5.0–6.2 эВ (вставка на рисунке 2.7; рисунок 2.9, кривая 1). На экспериментальной кривой $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ для кобальта межзонные вклады электронов со спинами вверх ($\uparrow$) и вниз ($\downarrow$) неразличимы из-за лоренцевского уширения полос поглощения. Однако эта специфическая особенность оптического поглощения кардинально повлияла на магнитооптический отклик кобальта. Полученные нами результаты о частотной зависимости функции $\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ для поликристаллического Со с ГПУ решеткой (рисунок 2.9, кривая 1) согласуются с теоретической кривой $\omega \text{Im } \sigma_{xy}$ ([77], рисунок 5d): смена знака при энергии 5.7 эВ, «петля» в области $\hbar\omega=6.2$ эВ. Отметим, что смену знака $\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ при энергии фотона 5.4 эВ в поликристаллическом ГПУ-Со ранее наблюдали в [79].

Обратимся к рассмотрению магнитооптического отклика в системе многослойных наноструктур $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$ (рисунок 2.9). Присутствие слоев меди, а так же начавшаяся при $t_{\text{Co}} < 7 \text{\AA}$ кластеризация кобальта существенно повлияли на величину и частотную зависимость функции $-\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$. В частности, интенсивный пик при энергиях фотона 1–2 эВ слабо проявился в структуре с $t_{\text{Co}}=15 \text{\AA}$ и полностью отсутствует при толщинах

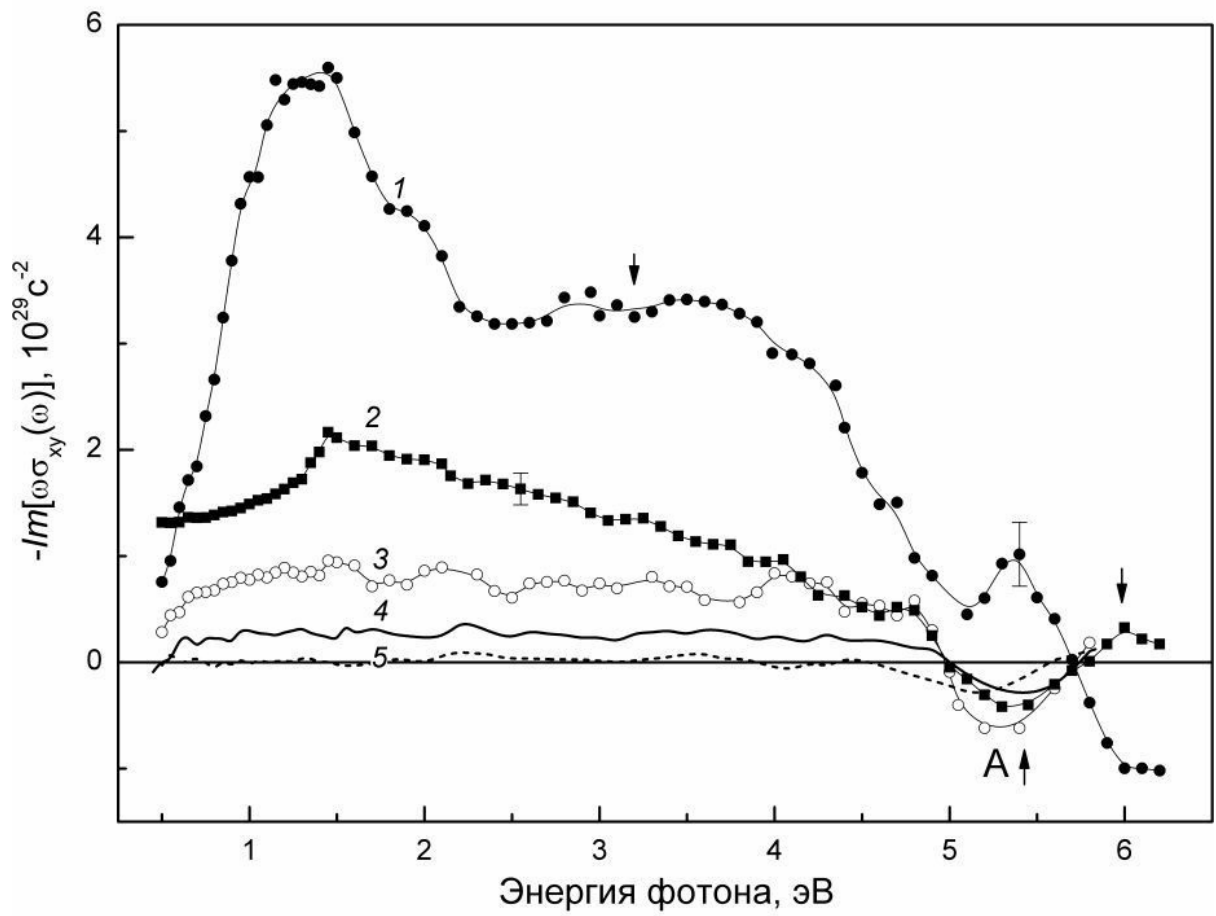


Рисунок 2.9 – Частотная зависимость функции $\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ массивного ГПУ Co (1) и сверхрешеток $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$ ($t_x, \text{\AA}$: 2 – 15, 3 – 7, 4 – 3, 5 – 2). Стрелками «↑» и «↓» указаны области спектра с преобладающим по спину типом электронных переходов. Символом «A» обозначена осцилляционная структура («петля»), обусловленная обменным расщеплением $3d$ -зоны ГЦК Co. Вертикальными отрезками обозначены ошибки определения функции.

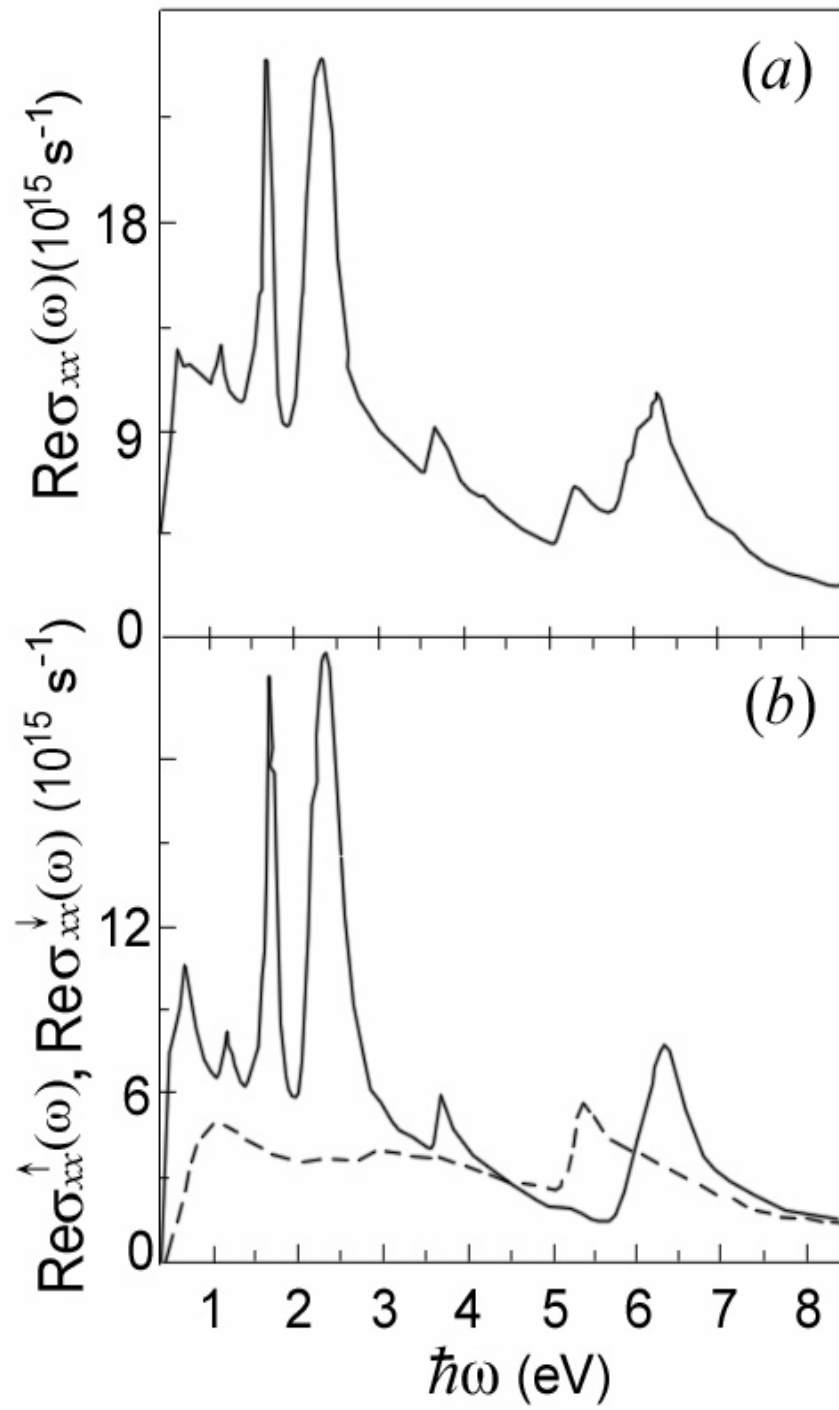


Рисунок 2.10 – Частотная зависимость функции $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ для Co (FCC) – (a). Спин-зависящие части $\text{Re}\sigma_{xx}^{\uparrow}(\omega)$ (---) и $\text{Re}\sigma_{xx}^{\downarrow}(\omega)$ (—) функции $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ – (b), из [77].

кобальта 7 и 3 Å. Однако, ключевая особенность, связанная с обменным расщеплением 3d-зоны в Co, а именно, «петля» «А» в УФ области спектра наблюдается в сверхрешетках и кластерно-слоистой пленке Co/Cu при $t_{Co}=3-15$ Å (рисунок 2.9, кривые 2 – 4). Главное отличие этих кривых от аналогичной функции $\omega \text{Im}\sigma_{xy}(\omega)$ ГПУ-Co (рисунок 2.9, кривая 1) состоит в том, что точка пересечения с осью абсцисс, связанная с шириной 3d-зоны, сместилась к энергии фотона 5 эВ. Соответственно, к низким энергиям фотона сместилась и «петля» «А», обусловленная обменным расщеплением 3d-зоны в ГЦК-Co.

Этот экспериментальный результат имеет объяснение. Структурные исследования показали, что пленки кобальта толщиной $t_{Co} \leq 20$ Å, напыленные на подложки Cu, имеют напряженную ГЦК структуру с латеральным параметром $a = 3.59 \pm 0.02$ Å [80], либо $a = 3.61 \pm 0.01$ Å [81], растянутым на 1.4 – 2% по сравнению с параметром кристаллической решетки массивного ГЦК-Co ($a = 3.5447$ Å [82]). Увеличение параметра a приводит к сужению 3d-зоны ГЦК-Co в многослойных наноструктурах Co/Cu и уменьшению обменного расщепления 3d-зоны, что подтверждают полученные нами результаты. Следуя схеме расчета [77], мы получили величину обменного расщепления 3d зоны в энергетическом спектре ГЦК-Co равной $2\Delta_{ex}^{3d} \sim 1$ эВ. Таким образом, при комнатной температуре ферромагнитные свойства многослойных наноструктур Co(t_x , Å)/Cu(9.6 Å) сохраняются при толщинах слоя $t_{Co}=3-15$ Å. Как магнитные, так и магнито-оптические данные показали, что в пленке Co(3 Å)/Cu(9.6 Å) формируются две фракции: СПМ и ФМ кластеры Co. Время релаксации электронов проводимости в такой пленке резко уменьшается до значения $\tau_{opt}^{eff} = 1.2 \cdot 10^{-15}$ с.

В образце с $t_{Co}=2$ Å происходит дальнейшая потеря магнитных свойств, о чем можно судить по уменьшению величины намагниченности, отсутствию магнитного гистерезиса при комнатной температуре, а также по обнулению функции $\text{Im}\sigma_{xy}(\omega)$ в широком спектральном интервале 0.5–4.6 эВ (рисунок 2.9, кривая 5). В этом образце так же наблюдается наиболее сильное рассеяние электронов проводимости ($\tau_{opt}^{eff} = 1 \cdot 10^{-15}$ с).

2.2 Сверхрешетки Fe/Cu

В последние годы большое внимание уделялось изучению тонкопленочных систем Fe/Cu, в частности, их магнитных характеристик. Структурными исследованиями установлено, что с уменьшением толщины слоя железа, граничащего с медью, кристаллическая решетка железа

изменяется от ОЦК (α -фаза) к ГЦК (γ -фаза), при этом критическая толщина для $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения оценивается как $t_{Fe} \leq 1.5$ нм [83,84]. Экспериментальные сведения о магнитном состоянии γ -Fe, полученные разными методами, включая нейтронографию и спектроскопию Мессбауэра, противоречивы [85-87]. По-видимому, существует отличие в магнитном состоянии γ -Fe, существующего в виде частиц в матрице меди, и в виде тонких пленок в слоистой системе с медью. В первом случае реализуется антиферромагнитное состояние с температурой Нееля $T_N=69$ К [88]. Во втором случае пленочное γ -Fe в зависимости от условий приготовления реализуется либо в АФМ состоянии, либо в ФМ (с пониженным значением атомного магнитного момента), что должно существенным образом отразиться на оптических и магнитооптических свойствах указанных систем. Причем согласно [89], температура Кюри может достигать значений 400–578К.

Осцилляционный характер зависимости магнитооптических свойств от толщины немагнитного слоя является одним из наиболее интересных явлений. Беннет с соавторами [90] наблюдали полярный эффект Керра на эпитаксиально выращенном “сэндвиче” γ -Fe/Cu/ γ -Fe при $\lambda=0.63$ мкм и комнатной температуре. Наряду с усилением эффекта они заметили также его осцилляционную зависимость от толщины t_{Cu} . Авторы обратили внимание на совпадение периода осцилляции межслоевого обменного взаимодействия и магнитооптического эффекта, и высказали предположение об общей причине этих явлений, связанной с особенностями электронной структуры слоистой среды. Усиление эффекта Керра в многослойной пленке (α -Fe)/Cu при $\lambda=0.56$ мкм (на “плазменном” крае поглощения в меди) было замечено также в работе [91]. Аномальное поведение магнитооптических характеристик было обнаружено и в других сэндвичах с варьируемыми толщинами как немагнитного, так и ферромагнитного слоев [12,92-96]. Имеется точка зрения, согласно которой увеличение магнитооптической активности связано с индуцированием магнитного момента в d - и p -оболочках атомов меди, граничащих с железом, то есть с эффектом подмагничивания меди под влиянием обменного Fe-Fe взаимодействия. Поиску доказательств в пользу спиновой поляризации меди в системах Fe/Cu, Co/Cu уделяется большое внимание [97-99]. Имеющиеся экспериментальные данные по этому вопросу ограничены.

С другой стороны, ведется активный теоретический поиск изменений в электронной структуре тонких слоев, связанных с понижением их размерности. Существуют успешные попытки объяснить это явление на основе представлений о квазидискретных электронных состояниях, которые возникают в тонких пленках ввиду большого отличия кристаллических потенциалов контактирующих металлов [100-102]. В работе [103] на примере сэндвича Fe/Cu/Fe с ОЦК решеткой показано, что учет состояний квантовых ям (quantum well states – QWS's) в рамках зон-

ных вычислений методом Корринги-Кона-Ростокера приводит к осцилляционной зависимости плотности электронных состояний и магнитного момента.

На системе образцов многослойной периодической структуры Fe/Cu нами выполнено исследование оптических и магнитооптических свойств. Целью работы являлось изучение эволюции магнитного состояния при α - γ фазовом превращении в слоях Fe, исследование спектральных и толщинных зависимостей диагональной σ_{xx} и недиагональной σ_{xy} компонент тензора эффективной оптической проводимости $\hat{\sigma}$, и анализ экспериментальных результатов в рамках феноменологической теории в предположении о существовании магнитного переходного слоя на границе раздела двух сред.

Металлические сверхрешетки Fe/Cu были изготовлены методом высокочастотного напыления на установке Sputron-2 (Balzers) в атмосфере аргона при давлении 10^{-1} Па при комнатной температуре на подложки из кремния КЭФ-4.5 с ориентацией (100). Скорость осаждения железа составляла 54.7 Å/мин, меди – 36.4 Å/мин. Общая толщина слоистой структуры Fe/Cu и напыленных в этих же условиях пленок Fe и Cu составляла ~1000 Å. Толщины слоев определялись исходя из контролируемых скорости и времени напыления. Данные образцов приведены в Таблице 2.2. В образцах серии 1 толщина пленки железа сохранялась постоянной, $t_{\text{Fe}}=30$ Å, толщина меди t_{Cu} варьировалась от 10 Å до 45 Å. В образцах серии 2 отношение толщин слоев сохранялось постоянным ($t_{\text{Fe}}/t_{\text{Cu}}=2/3$), а период модуляции изменялся в пределах $T=12.5-100$ Å. Исследование поперечного сечения образца, проведенное на пленке [Fe(20 Å)/Cu(30 Å)]₂₀ методом электронной микроскопии, показало, что полученная структура является периодичной по толщине. В третьей серии при $t_{\text{Fe}}=5$ Å толщина слоя меди менялась от 0.9 Å до 7.5 Å.

Кристаллическая структура образцов изучена методом рентгеновской дифракции на аппарате ДРОН-3М в Cu K_{α} излучении. Исследования показали, что во всех образцах кристаллическое состояние Fe и Cu выражено достаточно четко. Медные слои первых двух серий имеют хорошо определенную ГЦК решетку с минимальным искажением, не зависящим от толщины слоев и отношения $t_{\text{Fe}}/t_{\text{Cu}}$, а кристаллическая решетка железа с уменьшением толщины слоя испытывает ОЦК-ГЦК фазовый переход. В ультратонких слоях ($t \leq 10$ Å) зерно

Таблица 2.2 – Образцы МПС Fe/Cu трех серий, на которых были проведены измерения.

Серия 1	Подложка моно- крист.	Fe, Å	Cu, Å	N, число бислоев	T, Å период
1	Si	30	10	25	40
2	Si	30	15	22	45
3	Si	30	20	20	50
4	Si	30	30	17	60
5	Si	30	45	14	75
Серия 2	Подложка монокрист.	Fe, Å	Cu, Å	N, число бислоев	T, Å период
1	Si	5	7.5	80	12.5
2	Si	8	12	50	20
3	Si	10	15	40	25
4	Si	15	22.5	27	37.5
5	Si	20	30	20	50
6	Si	30	45	14	75
7	Si	40	60	10	100
Серия 3	Подложка монокрист.	Fe, Å	Cu, Å	Число бислоев	T, Å период
1	Si	5	0.9	100	5.9
2	Si	5	1.8	80	6.8
3	Si	5	3.6	80	8.6
4	Si	5	7.5	80	12.5
5	Si	20	14.4	30	34.4

сильно измельчается, при этом происходит частичное нарушение дальнего порядка. Однако “гало” на рентгенограммах, свидетельствующее о наличии аморфной фазы, не обнаружено. Форма дифракционных рефлексов указывает на наличие напряжений в кристаллической решетке железа, которые нарастают по мере уменьшения толщины слоев.

Известно [86], что стабилизация γ -фазы Fe в системе Fe/Cu во многом определяется условиями напыления, включая температуру подложки. Проведенный нами анализ показал, что во всех “толстоплёночных” образцах с $t_{\text{Fe}} \geq 20 \text{ \AA}$ формировалась ОЦК фаза железа, появление фракции ГЦК-Fe рентгенографически было зафиксировано в образце $[\text{Fe}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(22.5 \text{ \AA})]_{27}$ только в виде “следов”. В образцах $[\text{Fe}(10 \text{ \AA})/\text{Cu}(15 \text{ \AA})]_{40}$ и $[\text{Fe}(8 \text{ \AA})/\text{Cu}(12.5 \text{ \AA})]_{50}$ фракции α - и γ - фазы почти равные, а в образце $[\text{Fe}(5 \text{ \AA})/\text{Cu}(7.5 \text{ \AA})]_{80}$ вклад γ -Fe становится преобладающим (~80%).

2.2.1 Влияние структурного α - γ превращения Fe на оптические и магнитооптические свойства сверхрешеток Fe/Cu

Оптические свойства

Рассмотрим возможные типы зависимостей оптического отклика слоистой структуры от периода модуляции, считая, что структура образована чередующимися слоями двух различных металлов с переходным слоем толщиной t_{int} между ними. Каждый из слоев характеризуется индивидуальной диэлектрической проницаемостью ε_j и толщиной t_j . Сумма толщин всех слоев, входящих в повторяющийся фрагмент структуры, есть период модуляции $T = t_1 + t_2 + 2t_{\text{int}}$.

Теория оптических свойств многослойной системы [44] при определенных ограничениях на толщины слоев и период модуляции приводит к выражению, согласно которому эффективная диэлектрическая проницаемость сверхрешетки ε_{eff} , определяемая по данным эллипсометрических измерений, является средневзвешенной по толщинам слоев независимо от их числа и порядка следования в повторяющемся фрагменте:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{T} \sum_j \varepsilon_j t_j. \quad (2.4)$$

Выражение (2.4) справедливо при условии, что период модуляции сверхрешетки значительно меньше глубины скин-слоя δ

$$T \ll |\delta|, \quad \delta = c/\omega \langle \sqrt{\varepsilon} \rangle, \quad (2.5)$$

при этом толщина каждого из слоёв, составляющих повторяющийся фрагмент, также должна быть мала по сравнению с глубиной скин-слоя в соответствующем материале

$$t_j \ll |\delta_j|, \quad \delta_j = c/\omega \sqrt{\varepsilon_j}, \quad (2.6)$$

а сами диэлектрические проницаемости ε_j – достаточно велики, $\varepsilon_j \gg 1$. В (2.5) и (2.6) c – скорость света в вакууме, ω – циклическая частота световой волны. Средневзвешенными величинами будут действительная и мнимая части ε_{eff} , а также эффективная оптическая проводимость $\sigma^{eff}(\omega) = (\omega/4\pi) \text{Im} \varepsilon^{eff}$.

Рассмотрим зависимость ε^{eff} от периода модуляции. Если не учитывать возможность образования переходных слоев, то для сверхрешетки с постоянным отношением толщин t_1/t_2 средневзвешенное по толщинам значение $\langle \varepsilon \rangle$ не зависит от периода модуляции.

В другом случае, когда один металл представлен слоём постоянной толщины t_1 , а период $T = t_1 + t_2$ меняется за счет изменения толщины t_2 слоя второго металла, имеет место гиперболическая зависимость от T вида

$$\varepsilon^{eff}(T) = \varepsilon_2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \frac{t_1}{T}. \quad (2.7)$$

Такое поведение иллюстрируется данными на системе образцов 1 с постоянной толщиной слоя железа ($t_{Fe} = 30 \text{ \AA}$) и переменной толщиной слоя меди (см. рисунок 2.11а, вставка).

Образование переходного слоя между слоями чистых компонентов сверхрешетки приводит к появлению зависимости $\langle \varepsilon \rangle$ от периода модуляции, даже если система сверхрешеток готовилась с постоянным отношением толщин t_1/t_2 и средневзвешенное по толщинам значение $\langle \varepsilon \rangle$ от периода не зависело. Это происходит потому, что образование переходного слоя некоторой толщины t_{int} нарушает постоянство отношения t_1/t_2 , особенно для малых значений T .

Если считать t_{int} постоянной величиной, то $\varepsilon^{eff}(T)$ спадает по мере роста периода от значения диэлектрической проницаемости переходного слоя ε_{int} к средневзвешенному значению $\langle \varepsilon \rangle$ по исходным толщинам чистых компонентов

$$\varepsilon^{eff}(T) = \frac{1}{T}(\varepsilon_1 t_1 + \varepsilon_2 t_2) + (2\varepsilon_{int} - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) \frac{t_{int}}{T}. \quad (2.8)$$

Таким образом, формирование переходного слоя в сверхрешетке может быть выявлено по характерной монотонной зависимости $\sim (1/T)$ оптического отклика системы короткопериодных сверхрешеток от периода модуляции.

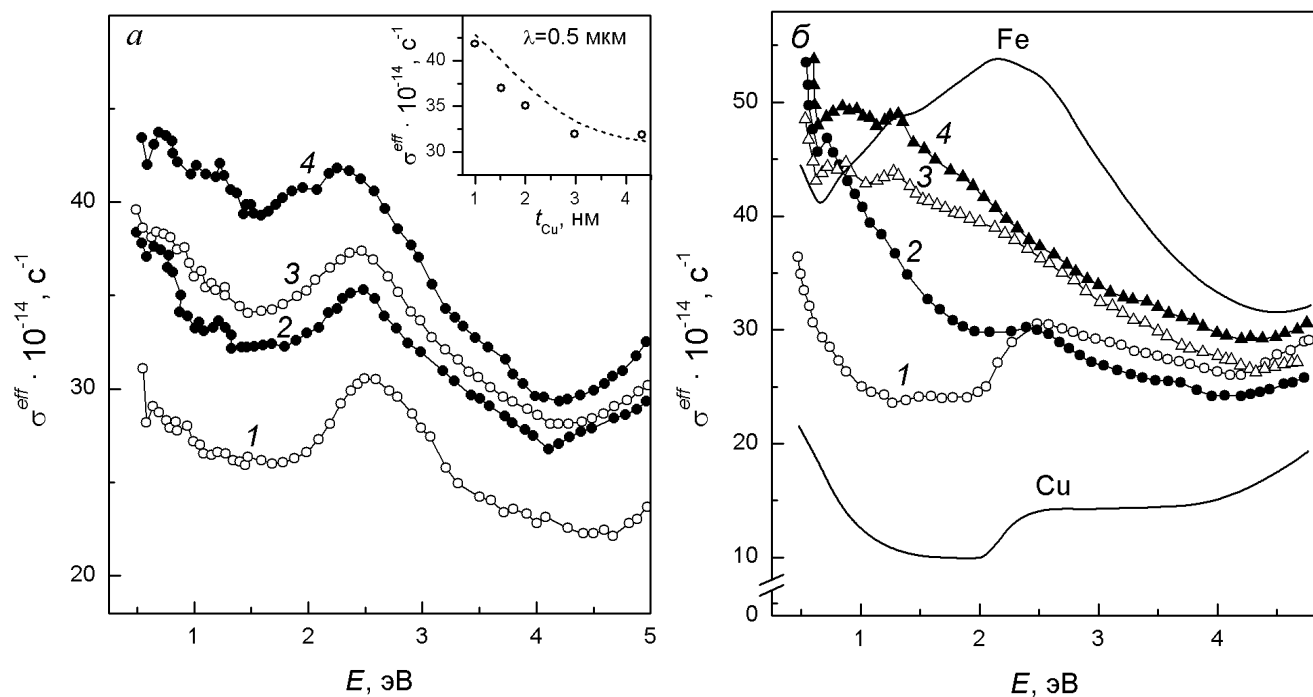


Рисунок 2.11 – (а) Дисперсия эффективной оптической проводимости σ^{eff} в сверхрешетках Fe/Cu с постоянной толщиной слоя железа в бислой: 1 – (Fe 30 Å/Cu 30 Å)₁₇, 2 – (Fe 30 Å/Cu 20 Å)₂₀, 3 – (Fe 30 Å/Cu 15 Å)₂₂, 4 – (Fe 30 Å/Cu 10 Å)₂₅. На вставке: Зависимость $\sigma^{eff}(t_{Cu})$: о – данные эксперимента, --- – расчёт из выражения (2.7). (б) Дисперсия σ^{eff} для образцов с постоянным отношением толщин слоев Fe и Cu в бислой: 1 – (Fe 40 Å /Cu 60 Å)₁₀, 2 – (Fe 10 Å /Cu 15 Å)₄₀, 3 – (Fe 8 Å /Cu 12 Å)₅₀ и 4 – (Fe 5 Å /Cu 7.5 Å)₈₀. Здесь же приведены данные для толстых пленок меди и железа.

Рассмотрим влияние структурного α - γ фазового превращения Fe на оптические свойства сверхрешеток Fe/Cu. Для этого сравним графики спектральной зависимости σ^{eff} серии 1 (без α - γ перехода в Fe, рисунок 2.11а) и серии 2 (с α - γ переходом в Fe, рисунок 2.11б), представленные вместе с кривыми оптической проводимости пленок Fe и Cu.

Видно, что в рассматриваемом диапазоне спектра оптические свойства железа определяются межзонным механизмом поглощения света. В меди порог межзонного поглощения соответствует энергии $E=2.2$ эВ, а дисперсия $\sigma^{eff}(E)$ ниже этой энергии обеспечивается внутризонным механизмом возбуждения электронов. Из-за резкого контраста оптических свойств железа и меди, результирующие кривые $\sigma^{eff}(\omega)$ «толсто пленочных» образцов $[\text{Fe}(30 \text{ \AA})/\text{Cu}(30 \text{ \AA})]_{17}$ и $[\text{Fe}(40 \text{ \AA})/\text{Cu}(60 \text{ \AA})]_{10}$ приобретают характерную форму с полосой при энергиях 2.4–2.6 эВ, в образование которой пороговое поглощение в меди вносит существенный вклад. С ростом концентрации железа в α -фазе, рисунок 2.11а, интенсивность поглощения нарастает почти равномерно на всем участке спектра. В системе образцов 2 при формировании γ -фазы железа спектральный профиль результирующей кривой σ^{eff} заметно изменяется вследствие резкого усиления интенсивности низкоэнергетического межзонного поглощения при $E \leq 1.5$ эВ (рисунок 2.11б). В образце $[\text{Fe}(8 \text{ \AA})/\text{Cu}(12.5 \text{ \AA})]_{50}$ с почти равными фракциями α - и γ -Fe наблюдается усиление межзонного поглощения в ближней инфракрасной области спектра (рисунок 2.11б, кривая 3), в результате чего основной пик поглощения смещается в область энергий $E=0.7\text{--}1.4$ эВ. Дальнейшее увеличение фракции γ -Fe в $[\text{Fe}(5 \text{ \AA})/\text{Cu}(7.5 \text{ \AA})]_{50}$ приводит к росту интенсивности этого пика (рисунок 2.11б, кривая 4). Мы воспользовались наличием образцов с большим содержанием γ -фазы железа, и применили выражение (2.4) к двум тонкопленочным образцам с $T=12.5$ и $20.5 \text{ \AA}$ для определения спектральной зависимости оптической проводимости γ -Fe. Хотя процедура вычитания вкладов σ_{Cu} и $\sigma_{\alpha\text{-Fe}}$ из результирующей кривой σ^{eff} является приближенной, тем не менее, спектральный профиль $\sigma_{\gamma\text{-Fe}}$ оказался практически идентичным в обоих случаях. Таким образом, при α - γ фазовом переходе, сопровождающемся увеличением параметра кристаллической решетки железа примерно на 26%, максимум основной полосы межзонного поглощения смещается от энергии 2.2 эВ к энергии 1.1 эВ. Форма кривой $\sigma_{\gamma\text{-Fe}}$ (рисунок 2.12, кривая 1) хорошо коррелирует с энергетической зависимостью плотности оптических переходов N_{opt} (рисунок 2.12, кривая 2), полученной с помощью формулы Спайсера [104]. Для расчета N_{opt} использовались данные о плотности электронных состояний $N(E)$ в тонких ферромагнитных слоях ГЦК–Fe, обладающих двумерной трансляционной симметрией [105].

Рассмотрим экспериментальные данные для зависимости эффективной оптической проводимости от периода T для серии 2 системы Fe/Cu с постоянным отношением $t_{\text{Fe}}/t_{\text{Cu}}=2/3$ (рисунок

2.13, кривые 2). Во всем спектральном диапазоне, действительно, наблюдается существенное отклонение от ожидаемого постоянства функции $\sigma^{eff}(T)$. На участке спектра 0.3–1 мкм с увеличением периода T формируется немонотонный спад функции $\sigma_{eff}(T)$ (наличие особенности «Б» на кривой 2, рисунок 2.13а). При $\lambda > 1$ мкм наблюдается монотонный спад $\sigma^{eff}(T)$ с увеличением периода модуляции T (кривая 2, рисунок 2.13б). Монотонный спад $\sigma^{eff}(T)$ при $\lambda > 1$ мкм естественно связать с влиянием переходных слоев. Хотя железо и медь практически взаимонерастворимы при комнатной температуре (температуре приготовления образцов), формирование переходного слоя на границе раздела металлических сред представляется неизбежным в силу специфики приготовления образцов. Причиной появления особенности «Б» на участке спектра 0.3–1 мкм в зависимости $\sigma^{eff}(T)$ может быть изменение диэлектрической проницаемости одного из компонентов вследствие структурного фазового перехода. Коэффициенты гиперболической зависимости (2.8) определяются индивидуальными проницаемостями ε_j . Естественно ожидать, что связанная с фазовым переходом перестройка электронной структуры какого-либо компонента проявится в виде нарушения монотонного спада функции $\sigma^{eff}(T)$. Действительно, в области значений $T \cong 4$ нм, когда в слоях железа начинается α - γ превращение, на кривой $\sigma^{eff}(T)$ появляется отчетливый пик (особенность «Б» на кривой 2, рисунок 2.13а). Немонотонность такого рода можно объяснить, предположив, что в результате отличия оптических проводимостей железа в α - и γ -фазах, в области структурного превращения происходит смена режима спадания $\sigma^{eff}(T)$ с одной гиперболы на другую, как это схематически показано на рисунке 2.14. Таким образом, оптические данные указывают на существенную модификацию электронной структуры железа при α - γ фазовом превращении. Аномалия «Б» в зависимости $\sigma^{eff}(T)$ (рисунок 2.13) является прямым отражением этого процесса.

Рассмотрим оптические свойства образцов серии 3. При постоянной толщине слоев Fe(5 Å) здесь варьировалась толщина слоев Cu от 0.9 Å до 7.5 Å. Рентгенографическими исследованиями на дифрактограммах тонкопленочных МПС Fe(5 Å)/Cu(t_x , Å) ($t_x=0.9$ и 1.8 Å) было зафиксировано наложение линий α -Fe и твердого раствора Fe-Cu, а в образце Fe(5 Å)/Cu(3.6 Å) зафиксировано формирование γ -фазы железа. На рисунке 2.15 показано, что на кривой $\sigma_{eff}(\omega)$ образца γ -Fe(5 Å)/Cu(3.6 Å) отчетливо проявилась пороговая структура «А», присущая объемной меди. Это означает, что индивидуальная особенность зонного спектра меди, а именно, наличие энергетической щели $\Delta E = 2.1$ эВ между вершиной $3d$ -зоны и уровнем Ферми E_F (переход $L_3 \rightarrow L_2'(E_F)$), проявляется в оптическом поглощении МПС Fe/Cu уже при толщине меди в два

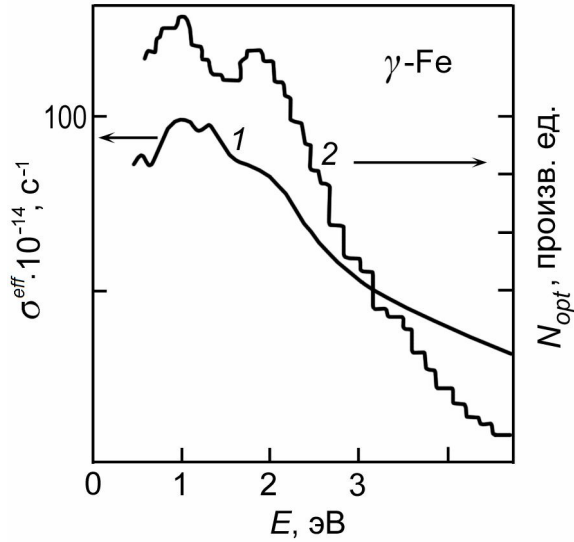


Рисунок 2.12 – Оптическая проводимость γ -Fe – 1, плотность оптических межзонных переходов в γ -Fe – 2.

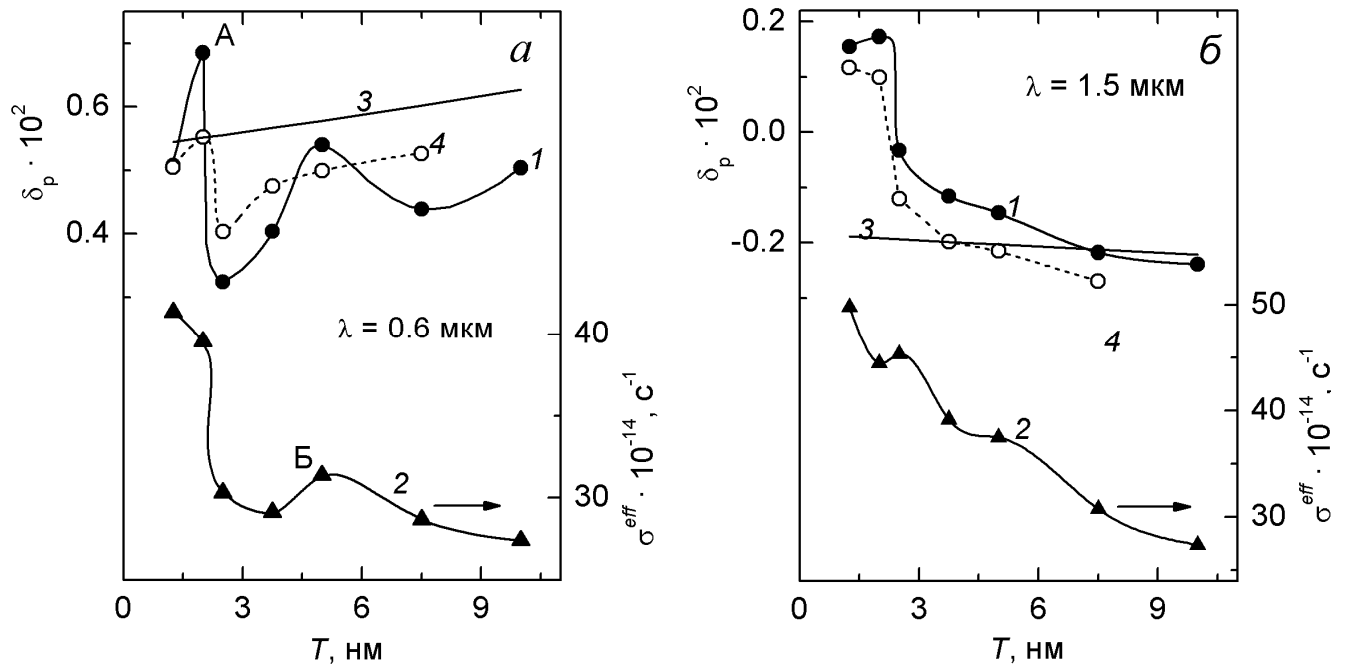


Рисунок 2.13 – Зависимости δ_p -эффекта и оптической проводимости σ^{eff} образцов Fe/Cu от периода модуляции T для $\lambda=0.7$ мкм (а) и $\lambda=1.5$ мкм (б). 1 – δ_p -эффект (эксперимент), 2 – σ^{eff} (эксперимент), 3 – расчет δ_p -эффекта по формуле (1.26), 4 – расчет δ_p -эффекта по формуле (1.24) для массивного образца с учетом значений ϵ^{eff} и концентрации железа в бислое.

монослоя. Спектры для образцов с наиболее тонкими пленками Fe(5 Å)/Cu(0.9 Å) и Fe(5 Å)/Cu(1.8 Å), представляющими собой, смесь фракций α -Fe и сплава внедрения Fe-Cu, имеют совершенно иную форму (рисунок 2.15, кривые 1,2).

Магнитооптические свойства

Результаты спектральных ($\lambda=0.27\text{--}2.4$ мкм) измерений ЭЭК на структурах Fe/Cu серии 2, полученные в полях насыщения при $\varphi=70^\circ$, представлены на рисунке 2.16, где приведена также зависимость $\delta_p(\lambda)$ для толстой ($t\approx 1000$ Å) пленки ОЦК-Fe. Видно, что спектральные кривые для 4-х длиннопериодных МПС с $t_{\text{Fe}} > 10$ Å, содержащих железо только (или в основном) в α -фазе ($T=37.5\text{--}100$ Å), образуют отдельную группу. Эти кривые близки между собой, а их характерные особенности (минимум при $\lambda=0.3$ мкм, максимум в районе 0.55–0.60 мкм, переход через ноль и второй слабо выраженный минимум в области 1.5 мкм) повторяют спектральное поведение ЭЭК для чистого ОЦК-Fe. Последнее означает, что вид кривых $\delta_p(\lambda)$ для структур Fe/Cu определяется главным образом дисперсией недиагональной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xy}(\lambda)$ железа. От указанной группы существенно отличаются спектральные зависимости ЭЭК для короткопериодных образцов с $t_{\text{Fe}} \leq 10$ Å ($T=12.5\text{--}25$ Å), в которых в значительных количествах присутствует γ -фаза железа. Особенно заметно это различие при сравнении экспериментальных кривых с результатами расчета ЭЭК [106]. На рисунке 2.17 на примере двух структур, представляющих длиннопериодные и короткопериодные образцы, дано сравнение эксперимента (■) с кривыми ЭЭК, рассчитанными по формуле (1.11) (кривые 2), с использованием объемных значений $\varepsilon_{\text{Cu}}(\lambda)$, $\varepsilon_{\text{Fe}}(\lambda)$, $Q_{\text{Fe}}(\lambda)$, найденных из измерений на толстых ($t\sim 1000$ Å) пленках Fe и Cu. Сравнение показывает, что, в то время как для первой группы наблюдается согласие теоретической кривой с экспериментальными данными, для короткопериодных образцов значения δ_p , полученные в ходе эксперимента, существенно выше расчетных. Можно указать несколько возможных причин этого расхождения: перестройка электронной структуры металлов при переходе к сверхтонким слоям, формирование ГЦК-фазы железа, эффект “подмагничивания” меди и образование переходного слоя на границах железо-медь.

Нами была предпринята попытка оценить влияние двух последних факторов. С этой целью был выполнен расчет ЭЭК для образца [Fe(8 Å)/Cu(12.5 Å)]₅₀ с учетом возможного подмагничивания меди, для чего в формулу (1.11) вводился магнитооптический параметр меди $Q_{\text{Cu}}=i\varepsilon_{xy}/\varepsilon_{\text{Cu}}$. Недиагональная диэлектрическая проницаемость меди ε_{xy} вычислялась на основе модели свободных электронов аналогично тому, как это делалось, например, в работе [107] при анализе магнитооптических спектров пленок Fe/Ag. Результаты расчета показывают, что учет

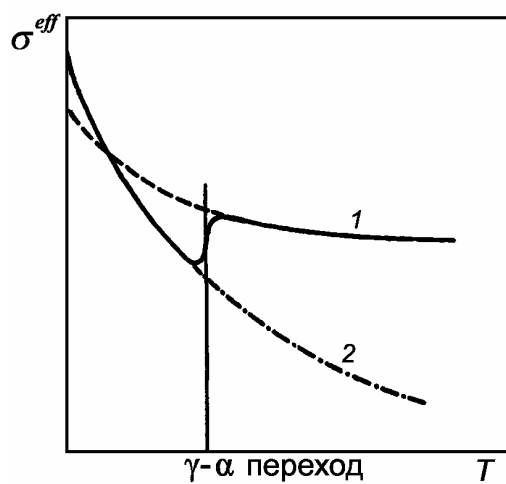


Рисунок 2.14 – Схема, поясняющая формирование аномалии в толщинной зависимости σ^{eff} для структуры Fe/Cu с $(t_{Fe}/t_{Cu})=const$ при наличии переходного слоя.

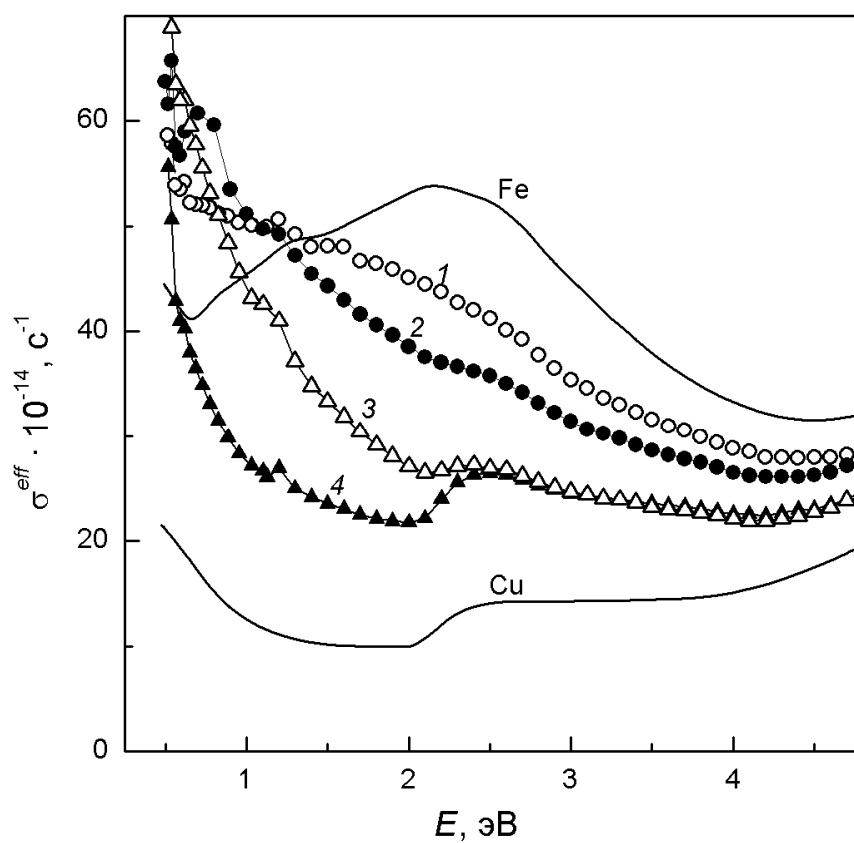


Рисунок 2.15 – Дисперсия эффективной оптической проводимости σ^{eff} . 1 – Fe(5 Å)/Cu(0.9 Å), 2 – Fe(5 Å)/Cu(1.8 Å), 3 – Fe(5 Å)/Cu(3.6 Å), 4 – Fe(20 Å)/Cu(14.4 Å). Здесь же приведены данные для толстых пленок меди и железа.

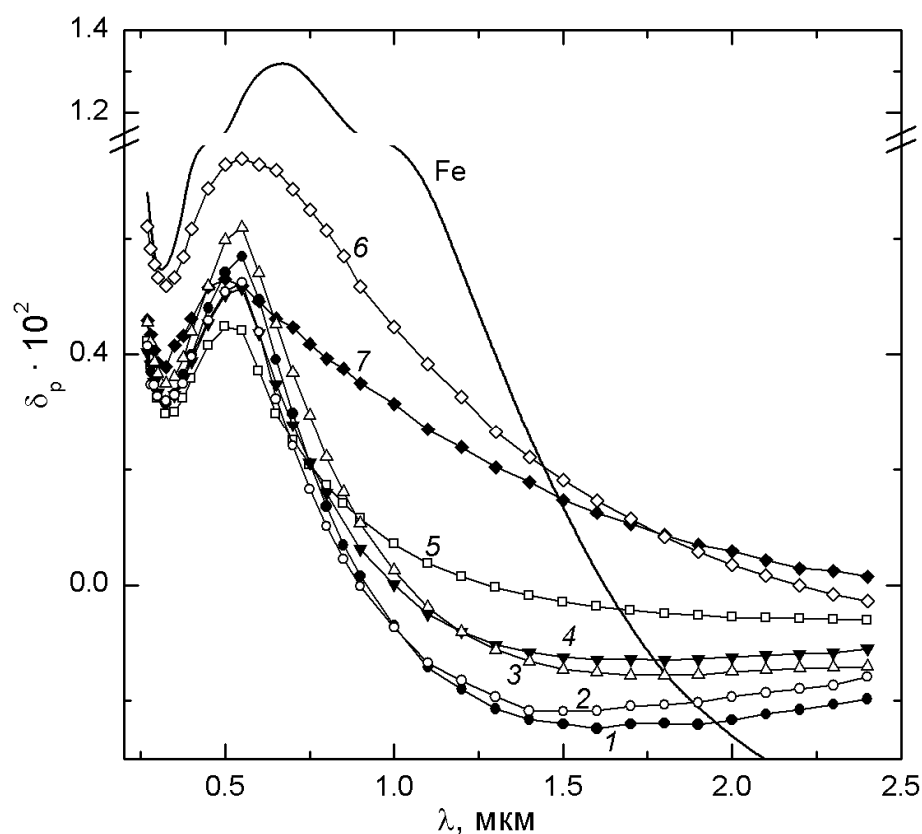


Рисунок 2.16 – Спектральные зависимости ЭЭК второй серии образцов Fe/Cu (кривые 1–7) и толстой ($\sim 1000\text{\AA}$) пленки ОЦК-Fe. 1 – $(\text{Fe}40\text{\AA}/\text{Cu}60\text{\AA})_{10}$, 2 – $(\text{Fe}30\text{\AA}/\text{Cu}45\text{\AA})_{14}$, 3 – $(\text{Fe}20\text{\AA}/\text{Cu}30\text{\AA})_{20}$, 4 – $(\text{Fe}15\text{\AA}/\text{Cu}22.5\text{\AA})_{27}$, 5 – $(\text{Fe}10\text{\AA}/\text{Cu}15\text{\AA})_{40}$, 6 – $(\text{Fe}8\text{\AA}/\text{Cu}12.5\text{\AA})_{50}$, 7 – $(\text{Fe}5\text{\AA}/\text{Cu}7.5\text{\AA})_{80}$

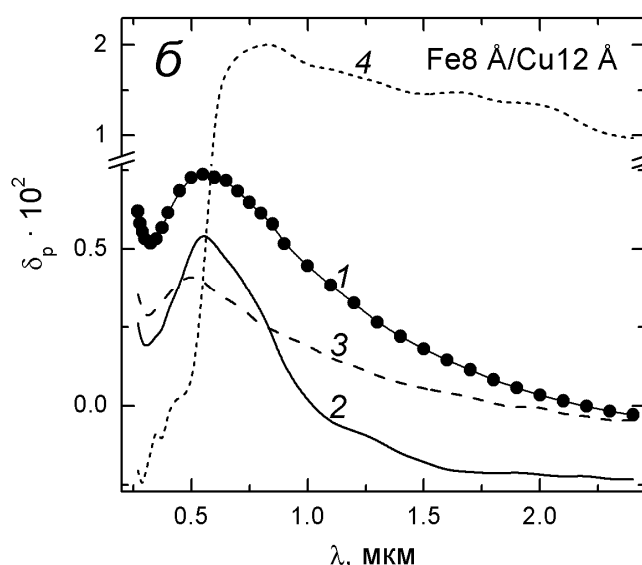
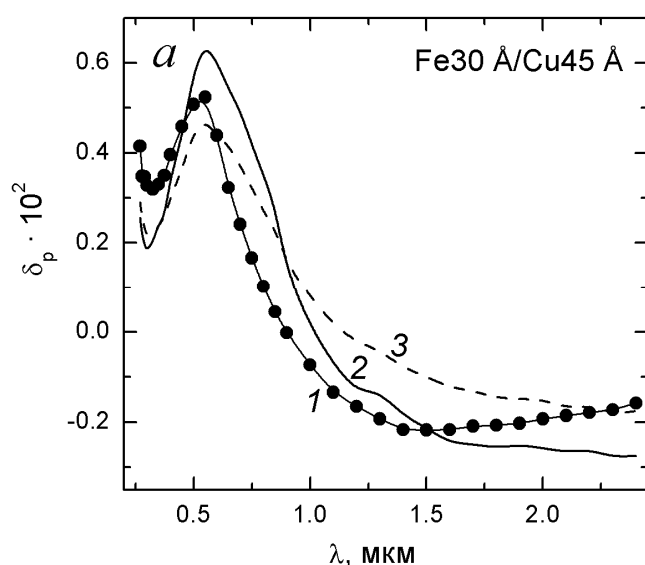


Рисунок 2.17 – Сравнение экспериментальных спектров ЭЭК с расчетами: 1 – эксперимент, 2 – расчет ЭЭК по формуле (1.11), 3 – расчет ЭЭК с учетом переходного слоя, 4 – расчет ЭЭК в предположении подмагничивания меди в модели свободных электронов. (а) $(\text{Fe}30\text{\AA}/\text{Cu}45\text{\AA})_{14}$, (б) $(\text{Fe}8\text{\AA}/\text{Cu}12.5\text{\AA})_{50}$.

подмагничивания слоя меди в модели свободных электронов приводит к резкому расхождению с экспериментальными данными, рисунок 2.17б (кривая 4). Введение переходного слоя толщиной $t_i=4 \text{ \AA}$ с характеристиками образца $[\text{Fe}(5 \text{ \AA})/\text{Cu}(7.5 \text{ \AA})]_{80}$ также не улучшает согласия с экспериментом, особенно для короткопериодных образцов (рисунок 2.17, кривые 3). Зафиксируем этот вывод, и рассмотрим оставшиеся возможные причины расхождения расчетов с экспериментом из перечисленных выше.

На участке спектра 0.3–1.0 мкм нами были обнаружены две аномалии (А и Б) в зависимостях $\delta_p(T)$, измеренных в полях насыщения (рисунок 2.13а, кривая 1). Там же приведены графики зависимости $\delta_p(T)$, рассчитанные по формуле (1.26) с использованием объемных параметров ε_{Cu} , ε_{Fe} и Q_{Fe} (кривые 3). Поскольку значения ЭЭК измерены при магнитном насыщении, можно предположить, что толщинная зависимость δ_p -эффекта отражает (хотя бы частично) немонотонную зависимость оптических свойств структуры Fe/Cu от периода модуляции. Для проверки были выполнены расчеты ЭЭК Fe/Cu с учетом значений ε^{eff} и концентрации железа в бислое (t_{Fe}/T) по формуле для массивного образца (1.24). Результаты расчета (рисунок 2.13, кривая 4) подтверждают справедливость этого предположения. Анализ полученных результатов показывает, что экспериментальные зависимости $\delta_p(T)$ (кривые 1) существенно отличаются от теоретических кривых, и в интервале длин волн 0.3–1 мкм имеют резко немонотонный (осциллирующий) вид. При $\lambda > 1$ мкм осцилляции сглаживаются, и зависимости δ_p от периода T становятся монотонно убывающими (рисунок 2.13б). Более общий вывод состоит в том, что немонотонность зависимостей магнитооптических эффектов от периода структуры Fe/Cu связана, очевидно, с изменением всего тензора диэлектрической проницаемости слоистой системы.

Аналогичную зависимость от периода модуляции T имеет недиагональная компонента эффективной оптической проводимости, характеризующая гиротропные свойства намагниченного железа. Для сверхрешетки эффективная недиагональная проводимость рассчитывается с помощью соотношения

$$(\sigma_{xy})^{\text{eff}} = \left\langle \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} \right\rangle \langle \sigma_{xx} \rangle, \quad (2.9)$$

где угловые скобки, как и ранее, означают взвешенное по толщинам слоев значение. В (2.9) входят компоненты комплексного тензора проводимости, связанного с тензором диэлектрической проницаемости соотношением $\hat{\sigma} = i\omega(\hat{\varepsilon} - 1)/4\pi$. Величина $(\sigma_{xy}/\sigma_{xx}) = (\varepsilon_{xy}/\varepsilon_{xx})$ (при условии $|\varepsilon_{xx}| \gg 1$) определялась нами из экспериментального измерения ЭЭК. Согласно [44]

$$\delta_p = -4tg\varphi \text{Re} \frac{\langle \varepsilon_{xy} / \varepsilon_{xx} \rangle}{\langle \varepsilon_{xx} \rangle - tg^2\varphi}, \quad (2.10)$$

где φ – угол падения света на образец. Важно отметить, что недиагональные компоненты ε_{xy} и σ_{xy} относятся только к слоям железа. С учётом этого обстоятельства выражение (2.9) принимает вид

$$(\sigma_{xy})^{eff} = \frac{(\sigma_{xy}^{Fe})}{(\sigma_{xx}^{Fe})} \frac{t_{Fe}}{T} \langle \sigma_{xx} \rangle. \quad (2.11)$$

Поскольку отношение t_{Fe}/t_{Cu} для образцов рассматриваемой серии 2 постоянно, зависимость $(\sigma_{xy})^{eff}$ от периода модуляции будет определяться соответствующей зависимостью $\langle \sigma_{xx} \rangle$ и, кроме того, зависимостью (σ_{xy}^{Fe}) . Приведённый на рисунке 2.18 график величины $\omega \text{Im}(\sigma_{xy})^{eff}$ при $\lambda=0.6$ мкм в основном повторяет характер $\text{Re}(\sigma_{xx}^{eff})$, то есть, как и в случае диагональной компоненты, чётко иллюстрирует смену режима зависимости от T в области структурного α - γ фазового перехода в слоях железа.

2.2.2 Проявление квантовых размерных эффектов в магнитооптических свойствах сверхрешеток Fe/Cu

На рисунке 2.19 представлены спектральные зависимости мнимой части недиагональной компоненты $(\sigma_{xy})^{eff}$, ответственной за поглощение света в среде, нормированные на содержание Fe в периоде модуляции T . Здесь же для сравнения приведена соответствующая величина для пленки Fe. Из рисунка 2.19 видно, что усиление магнитооптического поглощения в образцах, содержащих значительные фракции γ -фазы железа, наблюдается на всём исследованном участке спектра, при этом максимальная величина (по модулю) функции $\omega \text{Im}(\sigma_{xy})^{eff}$, зафиксированная в образце $[\text{Fe}(8 \text{ \AA})/\text{Cu}(12 \text{ \AA})]_{50}$ (кривая 3, рисунок 2.19), значительно превышает величину $\omega \text{Im}(\sigma_{xy})^{eff}$ для пленки Fe. Кроме того, в короткопериодных структурах Fe/Cu на кривой $\omega \text{Im}(\sigma_{xy})^{eff}$ наблюдается дополнительный пик «А», отсутствующий в σ_{xx} (рисунок 2.18), который может быть обусловлен специфической зависимостью недиагональных компонент ε_{xy} и σ_{xy} слоя Fe от периода модуляции.

Для прояснения происхождения дополнительного пика «А» сравним наши результаты с данными работы [90], где измерялся магнитооптический эффект Керра при полярном намагни-

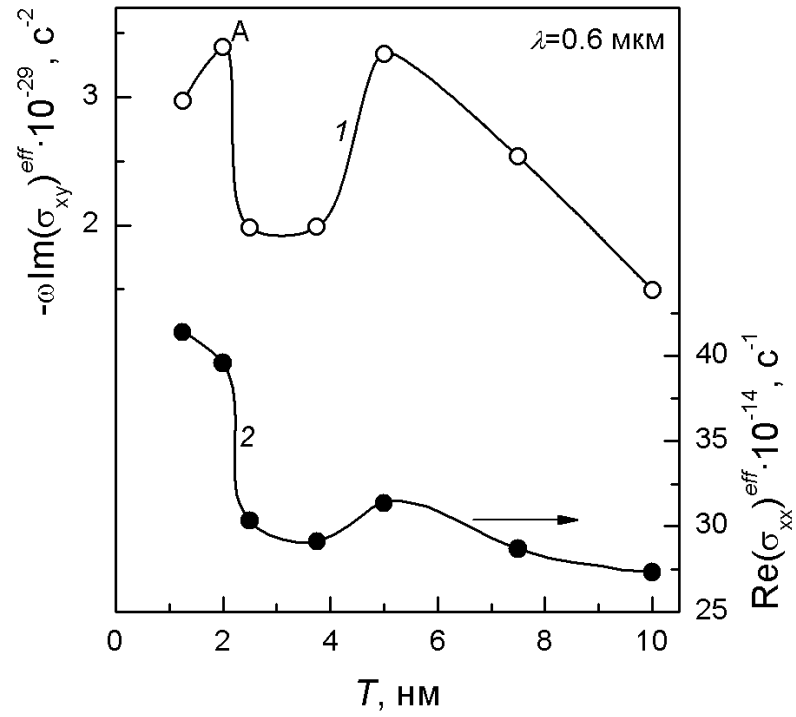


Рисунок 2.18 – Зависимости $\omega \text{Im}(\sigma_{xy}^{\text{eff}})$ (1) и $\text{Re}(\sigma_{xx}^{\text{eff}})$ (2) от периода модуляции T для Fe/Cu с отношением $t_{\text{Fe}}/t_{\text{Cu}}=2/3$.

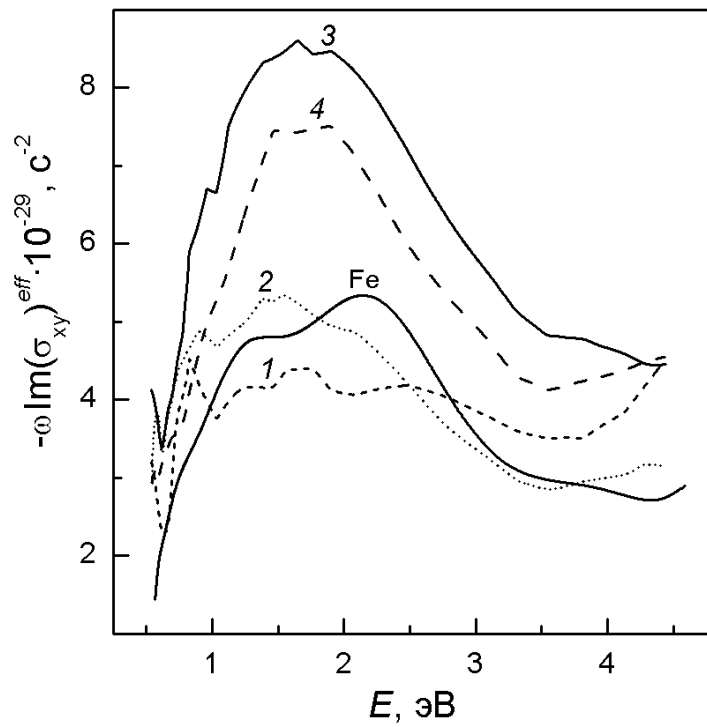


Рисунок 2.19 – Спектральная зависимость функции $-\omega \text{Im}(\sigma_{xy}^{\text{eff}})$, нормированной на содержание Fe в периоде T . Образцы: 1 – $(\text{Fe}40 \text{ \AA}/\text{Cu}60 \text{ \AA})_{10}$, 2 – $(\text{Fe}10 \text{ \AA}/\text{Cu}15 \text{ \AA})_{40}$, 3 – $(\text{Fe}8 \text{ \AA}/\text{Cu}12 \text{ \AA})_{50}$, 4 – $(\text{Fe}5 \text{ \AA}/\text{Cu}7.5 \text{ \AA})_{80}$. Здесь же приведен соответствующий график для Fe ($\blacktriangle$).

чивании плёночной структуры, содержащей два тонких (по три монослоя) слоя γ -железа, разделённых плёнкой меди переменной толщины (от 0 до 54 Å). Указанный сэндвич выращивался на медной монокристаллической подложке толщиной ~ 2000 Å и был покрыт сверху также медной плёнкой из 60 монослоёв. В ходе эксперимента измерялся модуль комплексного угла вращения Керра

$$\Delta\psi = \sqrt{\alpha_K^2 + \eta_K^2}, \quad (2.12)$$

где α_K – собственно угол поворота плоскости поляризации, и η_K – возникающая эллиптичность световой волны. Эксперимент показал осцилляционную зависимость $\Delta\psi$ от толщины медной прослойки между слоями железа, с чёткими максимумами при $t_{Cu}=12, 27$ и 40 Å. Предельно малая толщина слоёв железа в сэндвиче обеспечивает условия, при которых эффект Керра практически не зависит от оптических постоянных железа, а целиком определяется недиагональной компонентой ε_{xy} железа и оптическими свойствами меди. В [108] было теоретически показано, что для системы, рассмотренной в [90], с учётом малости t_{Fe} и t_{Cu} ($t_{Fe}, t_{Cu} \ll \lambda$)

$$\Delta\psi = \frac{4\omega t_{Fe}}{c|\varepsilon_{Cu}|} \cdot e^{-2\frac{\omega}{c}kt_0} \left(1 - \frac{\omega}{c}kt_{Cu}\right) \cdot |\varepsilon_{xy}|, \quad (2.13)$$

где k – коэффициент поглощения меди и t_0 – толщина верхней медной плёнки. Прослойка меди переменной толщины t_{Cu} определяет слабую линейную зависимость $\Delta\psi$ от t_{Cu} . Осцилляционное поведение $\Delta\psi$ обусловлено, таким образом, исключительно зависимостью недиагональной компоненты ε_{xy}^{Fe} слоёв γ -Fe от t_{Cu} . Рисунок 2.20 демонстрирует корреляцию между экспериментальными данными для полярного эффекта Керра (кривая 1), приведенными в [90], и рассчитанными нами величинами $\Delta\psi$ (кривая 4) по формулам для многослойной среды [41]. При расчете $\Delta\psi$ (кривая 4) мы использовали константы ε_{xy}^{Fe} для слоев железа в наших образцах, рассчитанные по формуле (1.21) в предположении неизменности оптических констант Fe и Cu. Здесь же приведены для сравнения расчетные значения $\Delta\psi$ с объемными параметрами ε_{xy}^{Fe} (кривая 3). Можно утверждать, что обнаруженный нами в измерениях ЭЭК пик «А» в $\omega \text{Im}(\sigma_{xy}^{eff})$ (рисунок 2.18) для многослойной структуры Fe/Cu с $t_{Cu}=12$ Å идентичен первому пику на осцилляционной кривой $\Delta\psi$ для сэндвича Fe/Cu/Fe [90] (рисунок 2.20, кривая 1).

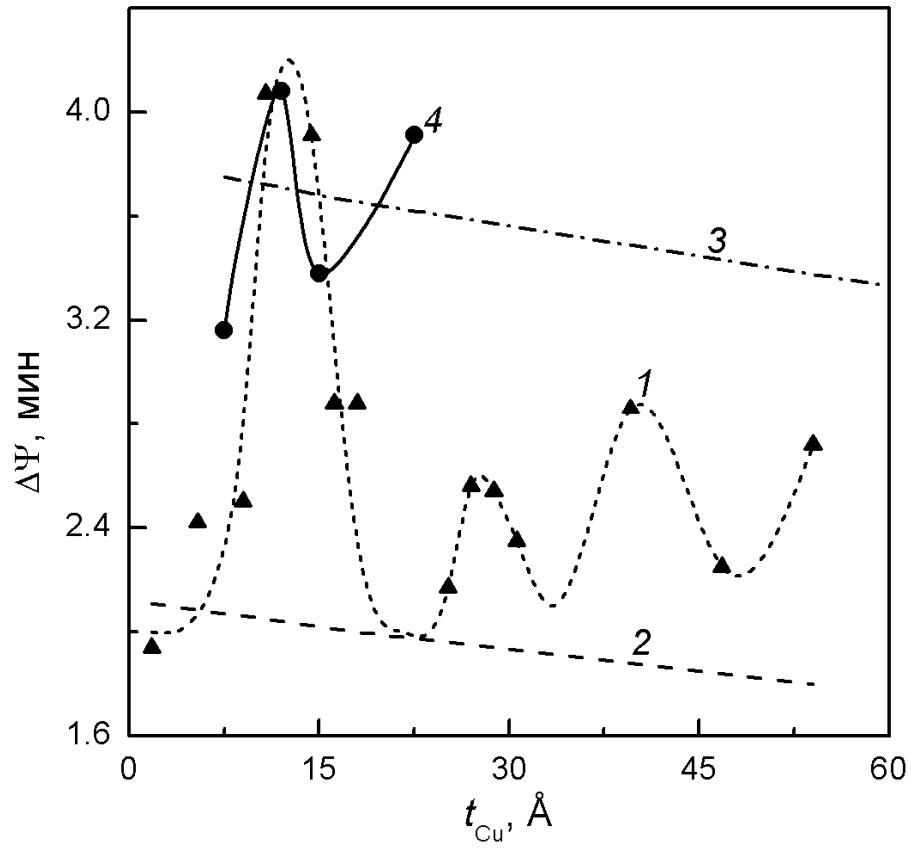


Рисунок 2.20 – Толщинные зависимости полярного эффекта Керра для сэндвича Fe5Å/Cu(t Å)/FeÅ ($\lambda=0.633$ мкм). Кривые: 1 и 2 – эксперимент и расчет из работы [90], 3 – расчет с объемными параметрами ε_{xy}^{Fe} и $\varepsilon_{xx}^{Fe,Cu}$, 4 – расчет с объемными параметрами $\varepsilon_{xx}^{Fe,Cu}$ и эффективными ε_{xy}^{eff} (Fe) ($\lambda=0.6$ мкм).

2.3 Многослойные периодические структуры Fe/Al

Многослойные периодические структуры Fe/Al характеризуются тем, что в них, в силу высокой взаимной растворимости Fe и Al, возможно образование интерфейсов в виде широких переходных слоёв. В работе [109] впервые сообщалось о существовании АФМ взаимодействия между слоями железа в сэндвиче Fe/Al/Fe. При этом было отмечено, что энергия АФМ обмена почти вдвое меньше по сравнению с таковой в Fe/Cr/Fe. Одной из причин ослабления АФМ связи в слоистых системах считается нарушение резкости межслоевой границы [34]. Попытки изучения переходного слоя на границе раздела металлических сред в МПС Fe(t , Å)/Al(11 Å) с переменной толщиной слоя железа были предприняты в работе [110] методом мессбауэровской спектроскопии. Результаты показали, что фазовый состав переходного слоя существенно зависит от соотношения толщин индивидуальных слоёв обеих компонент.

В данном разделе приведены результаты исследования магнитооптических свойств МПС Fe/Al с переменной толщиной слоя алюминия. Основной целью было изучение эволюции свойств переходного слоя на границе между Fe и Al с изменением толщины слоя Al с помощью моделирования ЭЭК и сравнения модельных расчетов эффекта с экспериментальными данными. Ожидалось, что наличие переходного слоя можно зарегистрировать магнитооптическим методом, поскольку уширение межслоевой границы уменьшает толщину слоя чистого железа и, с другой стороны, сам переходный слой может обладать магнитооптической активностью. Измерения экваториального эффекта Керра были проведены в диапазоне спектра 0.3–2.4 мкм при угле падения света на образец $\varphi=70^\circ$. Полевые зависимости ЭЭК были измерены при длине волны $\lambda=0.6$ мкм в полях $0 < H \leq 10$ кЭ.

Многослойные плёнки системы Fe/Al были получены методом высокочастотного напыления при комнатной температуре в атмосфере чистого аргона при давлении $1.1 \cdot 10^{-1}$ Па. Скорость осаждения железа составляла 43.1 Å/мин, алюминия – 49.3 Å/мин. В качестве подложки был использован монокристаллический кремний КЭФ-4.5 с ориентацией (100). Толщина образцов составляла 850–900 Å, номинальные толщины и число бислоев приведены в таблице 2.3.

Образцы 1–6 имели одинаковую толщину слоя железа, составлявшую 21 Å, в то время как толщина слоя алюминия варьировалась от 4 до 30 Å. Верхним слоем всегда была плёнка железа. Дополнительно были приготовлены плёнка чистого железа толщиной 1000 Å, плёнка чистого алюминия толщиной 900 Å и короткопериодный образец (7) Fe(6 Å)/Al(3 Å). Толщины слоёв определялись исходя из контролируемых скорости и времени напыления.

Кристаллическая структура образцов была изучена методом рентгеновской дифракции на аппарате ДРОН-3М в Cu K $_{\alpha}$ излучении. Исследования показали, что в МПС железо находится в

ОЦК-фазе. Параметр решётки ОЦК-Fe в образцах менялся от 2.895 Å в пленке Fe(21 Å)/Al(4 Å) до 2.90 Å в пленке Fe(21 Å)/Al(14 Å). В образце Fe(21 Å)/Al(30 Å) параметр решётки ОЦК-Fe оказался равным 2.88 Å, и наблюдалась текстура типа (100). В образцах с толщинами алюминия $t_{Al}=4-14$ Å дифракционные максимумы на рентгенограммах, соответствующие чистому алюминию, не наблюдались. Образец Fe(21 Å)/Al(30 Å) показал наиболее интенсивные для ГЦК решётки алюминия линии (111) и (200). Параметр решётки алюминия оказался равным 3.96 Å, что меньше табличного значения 4.06 Å.

Эффективные показатели преломления n^{eff} и поглощения k^{eff} были измерены в области спектра 0.25–2.0 мкм с одним отражением от образца при угле падения света 76°, и с тремя отражениями от образца в области спектра 2.0–7.0 мкм при углах падения света 73° и 78°. Погрешность в определении n^{eff} и k^{eff} составляла 3–5%. Магнитооптические свойства плёнок Fe/Al исследовались с помощью экваториального эффекта Керра. ЭЭК – нечётный по намагниченности эффект относительного изменения интенсивности отражённого света при экваториальном (перпендикулярно плоскости падения света) намагничивании образца и p - (в плоскости падения света) поляризации падающей волны. Измерения ЭЭК были выполнены при угле падения света 70° при комнатной температуре, с применением модуляционной методики на магнитооптическом спектрометре в области спектра 0.3–2.4 мкм. Полевые зависимости ЭЭК изучены при длине волны $\lambda=0.6$ мкм и магнитных полях $H \leq 9$ кЭ.

При обсуждении результатов настоящего исследования использовались данные по оптическим свойствам объёмных сплавов FeAl [111], а также дополнительно измеренные оптические характеристики объёмного сплава Fe50.9 ат.% Al.

2.3.1 Оптические свойства многослойных периодических структур Fe/Al

Анализ частотной зависимости действительной $\varepsilon_1^{eff}(\omega)$ и мнимой $\varepsilon_2^{eff}(\omega)$ частей комплексной диэлектрической проницаемости МПС Fe/Al в ИК-области выявил друдевский характер их дисперсии. Это позволило оценить параметры электронов проводимости – плазменную ω_p и релаксационную γ^{eff} частоты, и проследить их изменение с ростом толщины слоя алюминия. Приведённая на рисунке 2.21 зависимость γ^{eff} от t_{Al} получена из спрямления функции $1/(1 - \varepsilon_1^{eff}) = \omega^2 / \omega_p^2 + (\gamma^{eff})^2 / \omega_p^2$ в интервале спектра 2.4–7 мкм (вкладом от виртуальных переходов электронов пренебрегалось). Из рисунка 2.21 видно, что для малых толщин слоёв алюми-

ния ($t_{\text{Al}}=4-10 \text{ \AA}$) численные значения γ^{eff} МПС близки к таковым для объёмных сплавов с теми же атомными концентрациями, и ложатся на одну кривую. При этом параметр γ^{eff} растёт с увеличением содержания алюминия и периода многослойной системы. В этом смысле поведение γ^{eff} в Fe/Al противоположно зависимости γ^{eff} от периода сверхрешётки T в системе Nb/Al, где параметр γ^{eff} возрастал как $1/T$ с уменьшением периода, отражая факт увеличения рассеяния на резких межслоевых границах [112]. Разница в поведении γ^{eff} в МПС Fe/Al и в сплавах FeAl наблюдается только для $t_{\text{Al}}=14 \text{ \AA}$ ($c=32 \text{ ат.\% Al}$). Резкое уменьшение γ^{eff} , начиная с толщин алюминия $t_{\text{Al}}=14 \text{ \AA}$, также отражает факт неполного растворения Al, зафиксированный по изменению спектров σ^{eff} в области межзонного поглощения.

На рисунке 2.22 приведены экспериментальные кривые эффективной оптической проводимости $\sigma^{\text{eff}}(\omega)$ для многослойных плёнок Fe/Al, а также для плёнок чистых металлов – железа и алюминия. Видно, что кривые $\sigma^{\text{eff}}(\omega)$ с увеличением толщины слоя алюминия постепенно смещаются вниз, занимая положение между кривыми $\sigma(\omega)$, соответствующими чистым железу и алюминию.

Как известно [78], широкая интенсивная полоса поглощения ОЦК-Fe с максимумом вблизи 2.2 эВ формируется межзонными переходами внутри $3d$ -подзоны с направлением спина против намагниченности. Основной особенностью спектра оптической проводимости чистого алюминия в данной спектральной области является интенсивный пик поглощения при энергии $\sim 1.52 \text{ эВ}$, связанный с переходами электронов между почти параллельными зонами вдоль ГК направления зоны Бриллюэна (переход $\Sigma_3 - \Sigma_1$). Спектр $\sigma(\omega)$ изученной нами плёнки чистого алюминия находится в хорошем согласии с опубликованными ранее данными, полученными на плёночном образце [113].

Для многослойных образцов Fe/Al с толщинами слоёв алюминия, меньшими $14 \text{ \AA}$, полоса поглощения ОЦК-Fe в спектре σ^{eff} хорошо просматривается, но для состава Fe(21 $\text{\AA}$)/Al(14 $\text{\AA}$) она уже выражена слабо. Для образца с толщиной алюминия 30 $\text{\AA}$ спектральный профиль кривой оптической проводимости меняется кардинально, и хорошо различима полоса поглощения чистого алюминия при $\sim 1.5 \text{ эВ}$. Отсюда можно сделать вывод, что слои чистого Al сохраняются только в этой МПС.

Таблица 2.3 – Образцы МПС Fe/Al.

№	Подложка монокрист.	Fe, Å	Al, Å	N, число бислоев	T, Å период
1	Si	21	4	34	25
2	Si	21	6	32	27
3	Si	21	8	30	29
4	Si	21	10	28	31
5	Si	21	14	26	35
6	Si	21	30	18	51
7	Si	6	3	100	6

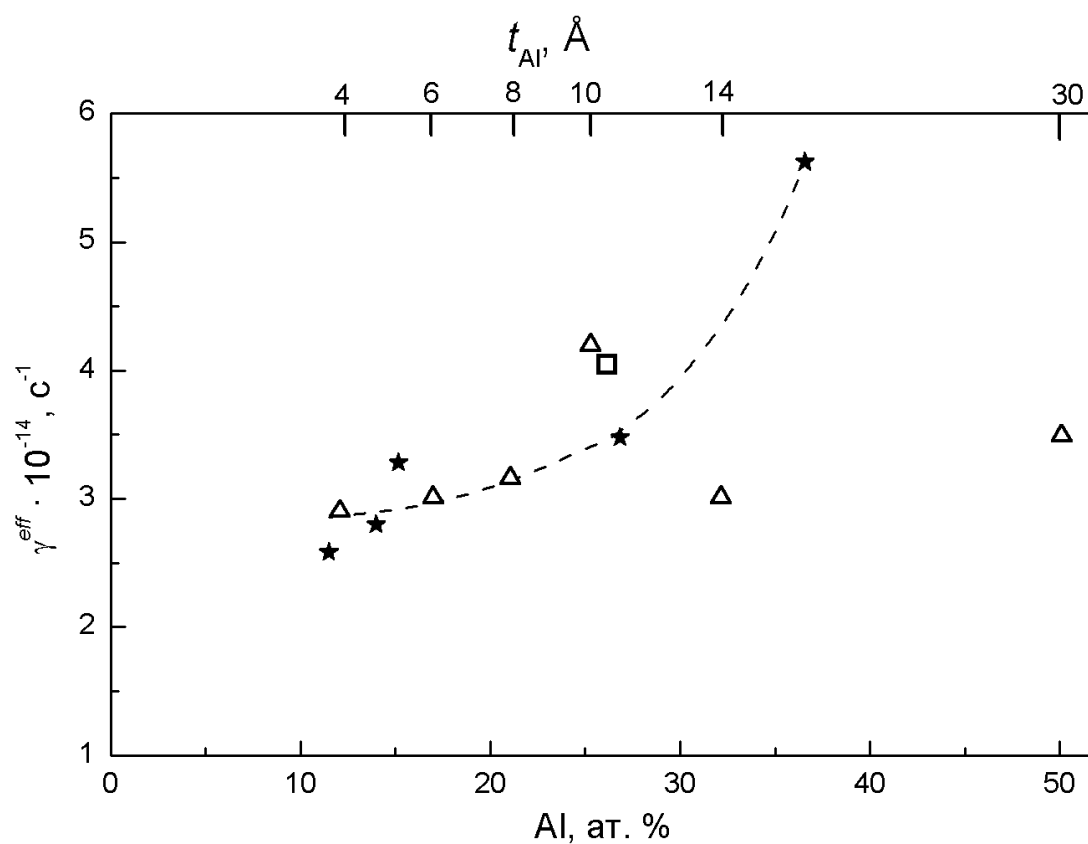


Рисунок 2.21 – Зависимость частоты релаксации электронов проводимости γ^{eff} от концентрации алюминия в МПС Fe/Al и объёмных сплавах FeAl: ★ – объёмные сплавы, Δ – МПС с $t_{Fe}=21 \text{ \AA}$, □ – короткопериодная МПС Fe(6 Å)/Al(3 Å).

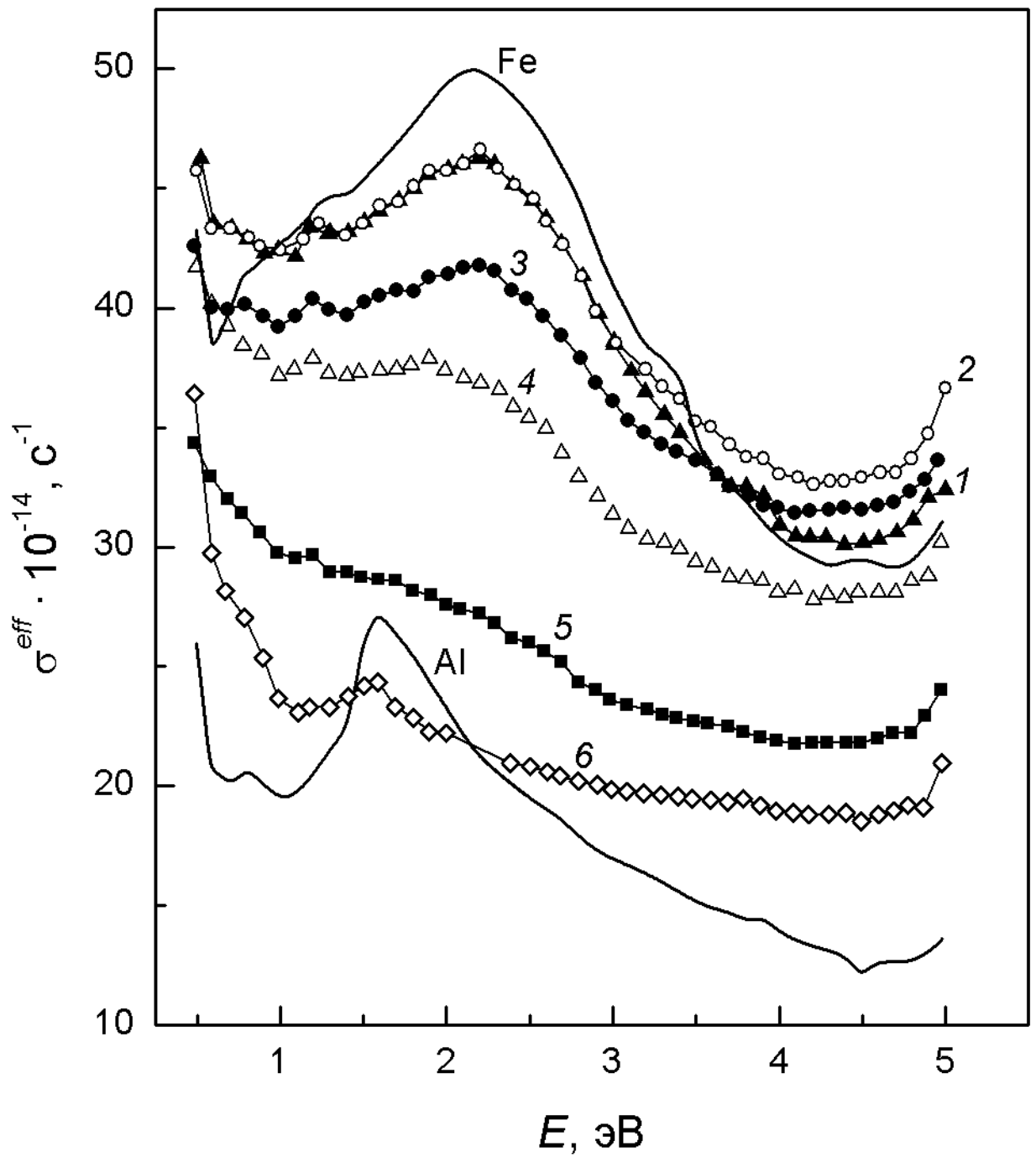


Рисунок 2.22 – Оптическая проводимость $\sigma^{eff}(\omega)$ для МПС Fe/Al, и для плёнок чистых металлов железа и алюминия: 1 – Fe(21 Å)/Al(4 Å), 2 – Fe(21 Å)/Al(6 Å), 3 – Fe(21 Å)/Al(8 Å), 4 – Fe(21 Å)/Al(10 Å), 5 – Fe(21 Å)/Al(14 Å), 6 – Fe(21 Å)/Al(30 Å).

2.3.2 Магнитооптические свойства многослойных периодических структур Fe/Al

На рисунке 2.23 приведены спектральные зависимости ЭЭК для многослойных плёнок Fe/Al и для плёнки чистого железа ($t_{\text{Fe}}=1000 \text{ \AA}$). Эффект измерялся в состоянии полного магнитного насыщения образцов, за исключением структур с $t_{\text{Al}}=10, 14$ и $30 \text{ \AA}$, для которых измерения проводились в полях $H \sim 10 \text{ кЭ}$ в состоянии, близком к насыщению. Отметим, что спектральная зависимость ЭЭК, полученная на плёнке чистого железа, практически совпадает с аналогичной зависимостью для массивного железа [79]. При рассмотрении кривых, представленных на рисунке 2.23, обращает на себя внимание, прежде всего, тот факт, что спектральные зависимости ЭЭК для МПС, содержащих даже значительные количества алюминия, совпадают по форме со спектральной зависимостью для чистого железа. Экстремумы кривых четко локализованы вблизи энергий 1.8 и 4 эВ, являющихся точками максимума и минимума ЭЭК для чистого железа. Как и в оптическом спектре, исключение в этом отношении составляет структура с $t_{\text{Al}}=30 \text{ \AA}$, у которой максимум и минимум смещены к энергиям 2.3 и 3.7 эВ.

Полевые зависимости δ_r -эффекта

На рисунке 2.24 для исследованных образцов Fe/Al приведены зависимости ЭЭК от величины намагничивающего поля H , характеризующие процессы намагничивания. Можно отметить, что полевые зависимости у структур Fe/Al с толщиной $t_{\text{Al}}=4, 6$ и $8 \text{ \AA}$ имеют вид, характерный для кривых намагничивания образцов с ФМ порядком: они испытывают резкий рост и достигают насыщения в полях $H_s \leq 3 \cdot 10^2 \text{ Э}$. Другую группу образуют структуры с $t_{\text{Al}}=10, 14$ и $30 \text{ \AA}$, у которых после скачка намагниченности в полях $H \sim (1-3) \cdot 10^2 \text{ Э}$ наблюдается её слабый, но заметный рост вплоть до полей $H \sim 10^4 \text{ Э}$, при которых все ещё не достигается насыщения. Такой вид кривых намагничивания с «затянутым» ростом и большими полями насыщения является характерным для сверхрешёток типа Fe/Cr с большой энергией обменного взаимодействия, приводящей к АФМ типу обменной связи. Известно [109], что в сэндвиче Fe/Al/Fe максимум АФМ обмена наблюдается при $t_{\text{Al}}=6 \text{ \AA}$, а с ростом толщины слоя алюминия энергия непрямого обмена становится пренебрежимо малой. По этой причине указанный механизм вряд ли может служить причиной формирования особого вида полевых зависимостей у МПС с $t_{\text{Al}}=14$ и $30 \text{ \AA}$. Для их объяснения мы предположили наличие суперпарамагнетизма [114], связанного с образованием в неферромагнитной части переходного слоя магнитных кластеров железа. Существование СПМ ранее наблюдалось в тонких плёнках сплава $\text{Fe}_x\text{Al}_{1-x}$ [115], а также в МПС Fe/Zr [116]. Представим ЭЭК суммой вкладов от ФМ и СПМ фракций в МПС, и проведем численную аппроксимацию полевых зависимостей для образцов с $t_{\text{Al}}=14$ и $30 \text{ \AA}$. В полях $H > H_s$, где H_s – поле насыщения для ФМ фазы, формула ЭЭК может быть

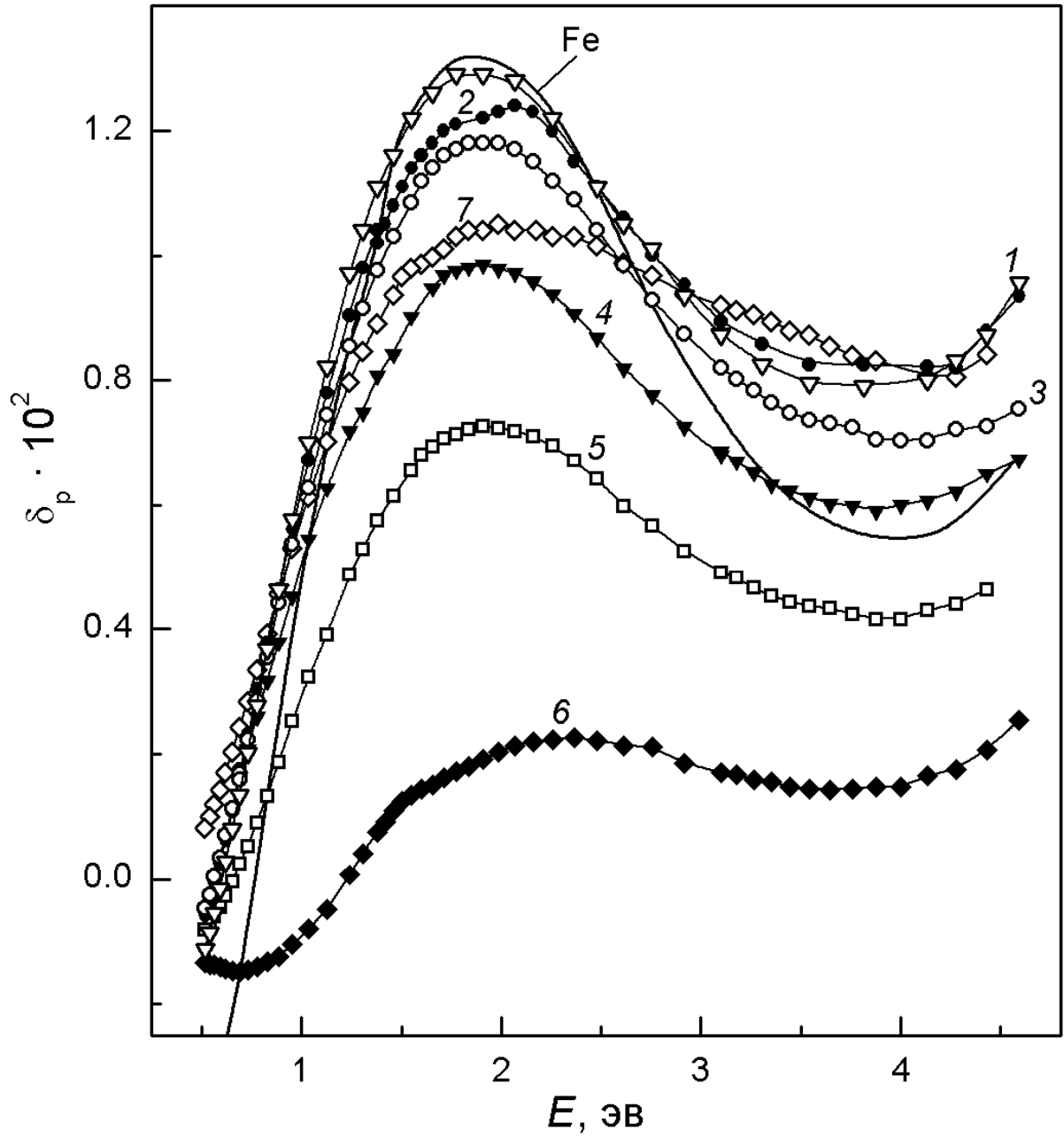


Рисунок 2.23 – Спектры ЭЭЖ в МПС Fe/Al и плёнки чистого Fe: 1 – Fe(21 Å)/Al(4 Å), 2 – Fe(21 Å)/Al(6 Å), 3 – Fe(21 Å)/Al(8 Å), 4 – Fe(21 Å)/Al(10 Å), 5 – Fe(21 Å)/Al(14 Å), 6 – Fe(21 Å)/Al(30 Å), 7 – Fe(6 Å)/Al(3 Å).

записана в виде (2.2), $\delta_p(H) = c + bL(\alpha H)$, где c , b и α – константы и $L(x)$ – функция Ланжевена. Первое слагаемое в $\delta_p(H)$ представляет ФМ вклад в ЭЭК; второе слагаемое, связанное с СПМ состояниями, обеспечивает монотонный рост эффекта с увеличением магнитного поля. Как известно [114,116], параметр α имеет вид $\alpha = M / kT$, $M = nm$, где M – средний магнитный момент кластера, m – магнитный момент атома, n – число атомов в кластере, k – постоянная Больцмана, T – температура. Для образцов с $t_{Al}=14$ и 30 Å мы провели численную аппроксимацию полевых зависимостей при $H_s=350$ Э. Аппроксимирующая кривая для случая $t_{Al}=30$ Å при принятом нами значении $H_s=350$ Э приведена на рисунке 2.25. Рассчитанные параметры аппроксимации равны – для $t_{Al}=14$ Å: $c=64.5 \cdot 10^{-4}$, $b=8.23 \cdot 10^{-4}$, $\alpha=18.6 \cdot 10^{-4}$ Э⁻¹; и для $t_{Al}=30$ Å: $c=20.3 \cdot 10^{-4}$, $b=1.74 \cdot 10^{-4}$, $\alpha=7.17 \cdot 10^{-4}$ Э⁻¹. Используя значения параметра α , и полагая магнитный момент на атоме Fe $m=2.2\mu_B$, мы определили (при $T=300$ К) среднее число n атомов в кластере. Для образцов с $t_{Al}=14$ и 30 Å значения n оказались соответственно равны 3760 и 1450.

Отметим, что в работе [116] на МПС Fe/Zr число n найдено равным ~ 1000 . Зная число n , можно оценить размеры кластеров железа. Обозначим через N_{FM} и N_K соответствующее число атомов железа, принадлежащих ферромагнитной фракции, и число магнитных кластеров в единице объёма. Тогда $N_{FM} + nN_K = N$, где N – число атомов железа в единице объёма. Постоянные c и b пропорциональны суммарному магнитному моменту: $c = \beta N_{FM} m$ и $b = \beta n N_K m$. Из приведённых соотношений объёмная плотность кластеров находится в виде

$$N_K = \frac{1}{n} p N, \quad p = \frac{b}{b + c}, \quad (2.14)$$

где коэффициент p определяет относительное количество атомов железа, находящихся в СПМ фракции. Расчёт даёт следующие значения параметров. Для образца с $t_{Al}=14$ Å: $p=0.11$, $N_K=2.56 \cdot 10^6$ мкм⁻³. Для образца с $t_{Al}=30$ Å: $p=0.08$, $N_K=4.62 \cdot 10^6$ мкм⁻³.

Зависимости δ_p -эффекта от толщины слоя Al

Как отмечалось выше, значительный интерес представляют аномалии магнитных, оптических и других свойств МПС, проявляющиеся при изменении толщин металлических слоев. На рисунке 2.26 представлена зависимость δ_p -эффекта (кривая 1) для исследованных нами образцов системы Fe(21Å)/Al(t , Å) от толщины слоя алюминия. Характерной ее особенностью является наличие ярко выраженного максимума при $t_{Al}=6$ Å. В области $t_{Al} \geq 6$ Å величина ЭЭК монотонно убывает с ростом t_{Al} , т.е. с уменьшением относительного содержания Fe в образце. В области $t_{Al} < 6$ Å величина ЭЭК в широком энергетическом интервале претерпевает инверсию: эффект возрастает при уменьшении относительного содержания Fe. Аналогичная особенность при $t_{Al}=6$ Å обнаружена нами также для зависимости $\sigma_{xx}^{eff}(t_{Al})$ (кривая 2). На вставке рисунка 2.26 показана зависимость положений максимумов и минимумов

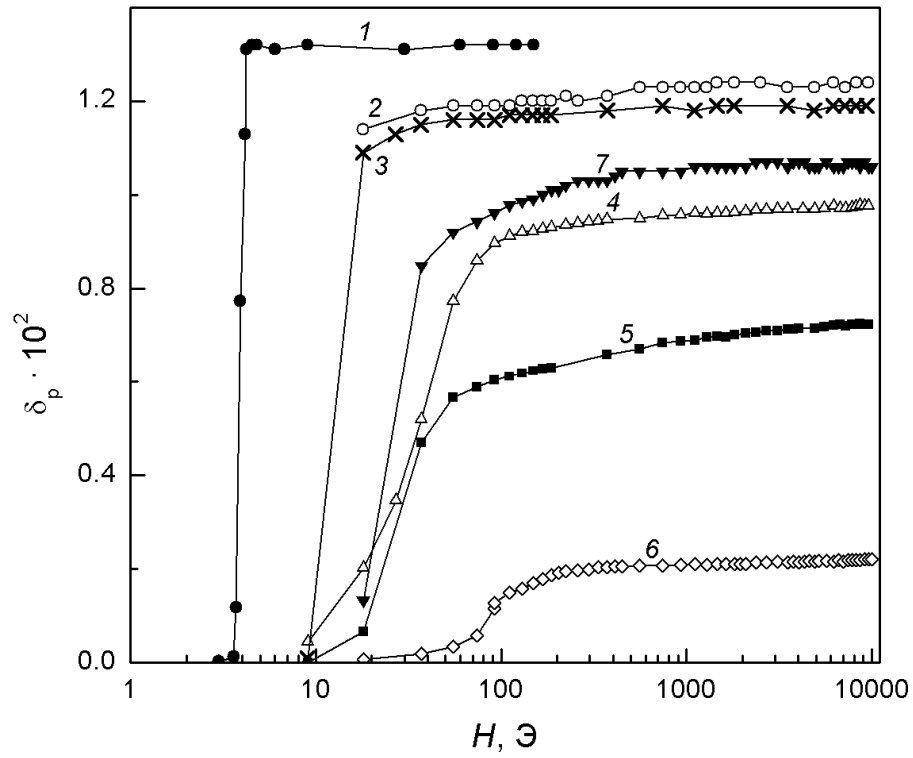


Рисунок 2.24 – Зависимость ЭЗК от намагничивающего поля для МПС Fe/Al: 1 – Fe(21 Å)/Al(4 Å), 2 – Fe(21 Å)/Al(6 Å), 3 – Fe(21 Å)/Al(8 Å), 4 – Fe(21 Å)/Al(10 Å), 5 – Fe(21 Å)/Al(14 Å), 6 – Fe(21 Å)/Al(30 Å), 7 – Fe(6 Å)/Al(3 Å).

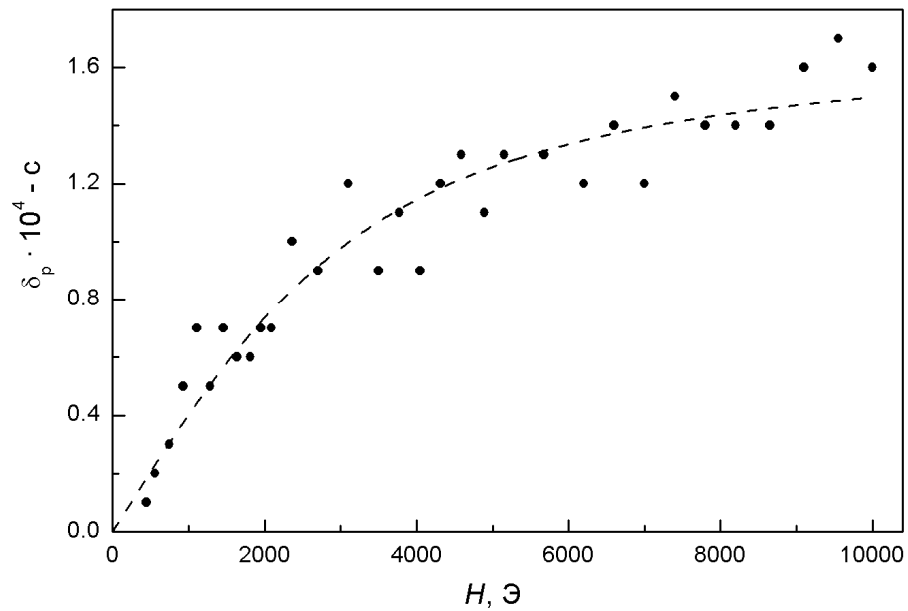


Рисунок 2.25 – Вклад суперпарамагнитной фазы в $\delta_p(H)$ для Fe(21 Å)/Al(30 Å):
 • – эксперимент, --- – расчёт по формуле $\delta_p(H) - c = bL(\alpha H)$.

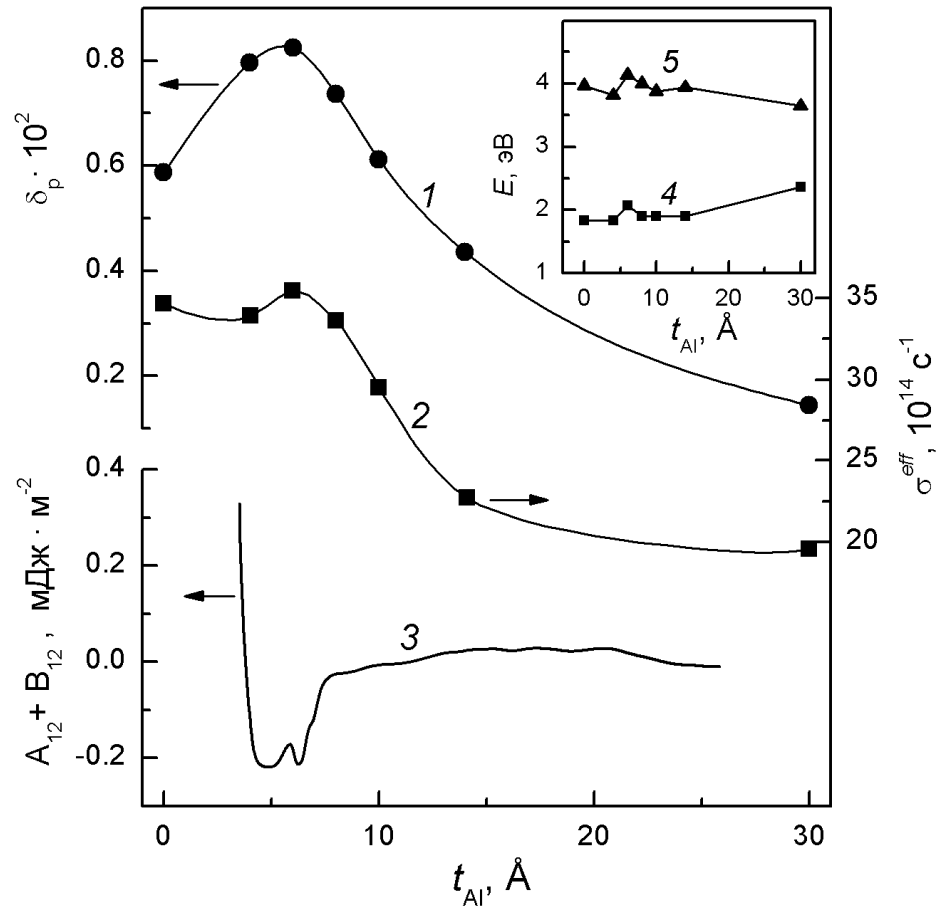


Рисунок 2.26 – Зависимости δ_p (1) и σ_{xx}^{eff} (2) для МПС Fe/Al от толщины слоя алюминия t_{Al} при $\lambda=0.35$ мкм. Для сравнения приведен параметр обмена ($A_{12}+B_{12}$) (3) из работы [109]. На вставке показано положение максимума (4) и минимума (5) на спектральных кривых δ_p -эффекта с ростом t_{Al} .

на спектральных кривых δ_p -эффекта (рисунок 2.23) от толщины слоя Al в образце. В работе [109] было показано, что в трехслойных структурах Fe/Al/Fe максимум обменного взаимодействия наблюдается именно при $t_{Al}=6 \text{ \AA}$ (кривая 3, рисунок 2.23). Возникает вопрос об общей физической природе наблюдаемых особенностей у авторов [109] и у нас, случайно ли это совпадение? Аномалии в поведении магнитооптических и оптических спектральных свойств (рисунок 2.26) при $t_{Al}=6 \text{ \AA}$ обусловлены изменением физических характеристик слоев в структуре Fe/Al и, следовательно, могут быть внутренне связаны с аналогичной особенностью, выявленной в ее магнитных свойствах.

Таким образом, обнаруженные особенности зависимостей $\delta_p(t_{Al})$ позволяют предположить, что в МПС Fe/Al диэлектрические характеристики слоёв зависят от их толщин. Важно отметить, что максимум непрямого обменного взаимодействия в структурах Fe/Al/Fe наблюдался именно при $t_{Al}=6 \text{ \AA}$ [109].

Учет переходного слоя при описании $\delta_p(\omega)$

Модельные расчёты ЭЭК проводились нами по формуле (1.11). Моделирование осуществлялось двумя способами: 1) эмпирическим подбором толщин и компонентов МПС, и 2) учетом взаимной растворимости Fe и Al в рамках простейшей модели образования переходных слоев [117]. Известно, что железо и алюминий образуют достаточно толстые переходные слои [110]. В качестве первого шага были проведены расчеты первым способом по бислойной схеме (рисунок 1.1г) при номинальных толщинах исходных компонентов, и вторым способом по трехслойной схеме с учетом переходного слоя толщиной $t_i=9 \text{ \AA}$ (рисунок 2.27, кривые 2 и 3, соответственно). В качестве характеристик переходного слоя использовались параметры короткопериодной МПС Fe(6 $\text{\AA}$)/Al(3 $\text{\AA}$), поэтому при расчетах предполагалось, что слои Fe и Al участвуют в формировании переходного слоя в соотношении 2:1 по толщине. Из измерений ЭЭК для МПС Fe(6 $\text{\AA}$)/Al(3 $\text{\AA}$) при двух различных углах падения света была определена частотная дисперсия $\varepsilon_{xy}^{eff}(\omega)$ и, соответственно, дисперсия магнитооптического параметра $Q^{eff}(\omega)$. На рисунке 2.28 приведены спектры ЭЭК для двух МПС одинакового состава: Fe(21 $\text{\AA}$)/Al(10 $\text{\AA}$) (1) и Fe(6 $\text{\AA}$)/Al(3 $\text{\AA}$) (2). Отметим, что эффект выражен сильнее во втором образце с периодом модуляции $T=t_{Fe}+t_{Al}=9 \text{ \AA}$, хотя в целом величина магнитооптического параметра $Q^{eff}(\omega)$ короткопериодной МПС не превосходит $Q^{Fe}(\omega)$ чистого железа (на вставке к рисунку 2.28).

Из рисунка 2.27 видно, что для первых трех образцов с толщиной слоев алюминия 4, 6 и 8 $\text{\AA}$, обе модельные кривые 2 и 3 не достигают экспериментальных значений ЭЭК по всему спектральному диапазону. При дальнейшем увеличении толщины слоя Al в образце, расчетные величины эффекта достигают экспериментальных значений, и при $t_{Al}=30 \text{ \AA}$ существенно превосходят их. По-видимому, с ростом толщины слоя Al происходит образование немагнитного ин-

терфейса на границе между слоями Fe и Al. Отметим, что сплавы вблизи стехиометрического состава Fe-50 ат.% Al немагнитны [118]. Оказалось, что хорошее согласие с экспериментом обеспечивается при комбинировании переходного слоя из двух слоев – короткопериодной ферромагнитной МПС Fe(6 Å)/Al(3 Å) и неферромагнитного сплава состава 50.9 ат.% Al (рисунок 2.29). Из этого мы делаем вывод, что переходный слой системы Fe(21 Å)/Al(t_{Al}) неоднороден.

Моделирование возможной структуры интерфейса естественно начать с предположения, что при напылении МПС с достаточно толстыми слоями Fe и Al, образуется полностью сформировавшийся переходный слой толщины T_i , которая не зависит от дальнейшего увеличения t_{Fe} и t_{Al} . Соответственно, толщины диффундирующих областей слоёв обеих компонент («критические» толщины) перестают изменяться. Эквивалентную атомную концентрацию алюминия c_{Al} многослойных плёнок при условии полного перемешивания компонент можно записать так [117]

$$c_{Al} = \frac{1}{1 + \frac{t_{Fe}}{\eta t_{Al}}} , \quad \eta = 2 \left(\frac{a_{Fe}}{a_{Al}} \right)^3 = 0.707 . \quad (2.15)$$

Здесь t_{Fe} и t_{Al} – номинальные толщины соответствующих слоёв; $a_{Fe}=2.87 \text{ Å}$, $a_{Al}=4.06 \text{ Å}$ – постоянные решёток, η – отношение атомных объёмов. Введём параметр q , равный отношению этих «критических» толщин. Согласно (2.15)

$$q = \eta \frac{c_{Fe}}{c_{Al}} , \quad (2.16)$$

где c_{Fe} и c_{Al} – атомные концентрации компонент. Мы не вправе считать переходный слой однородным, и, соответственно, должны допустить, что концентрации компонентов и параметр q зависят от координаты z , отсчитываемой в глубину переходного слоя. В случае неполного растворения исходных слоёв, и неоднородного распределения концентрации компонентов по толщине переходного слоя, соотношения для определения фактических толщин слоёв несмешанных компонентов T_{Fe} , T_{Al} даются выражениями [117]:

$$T_{Fe} = t_{Fe} - 2 \int_0^{t_i} \frac{q(z) dz}{1 + q(z)} ; \quad T_{Al} = t_{Al} - 2 \int_0^{t_i} \frac{dz}{1 + q(z)} . \quad (2.17)$$

Отсутствие информации о реальном распределении концентраций компонентов по глубине в переходном слое вынуждает нас перейти к усреднённым по толщине значениям c_{Fe} , c_{Al} и q . В этом случае, сохраняя для средних значений те же обозначения, имеем

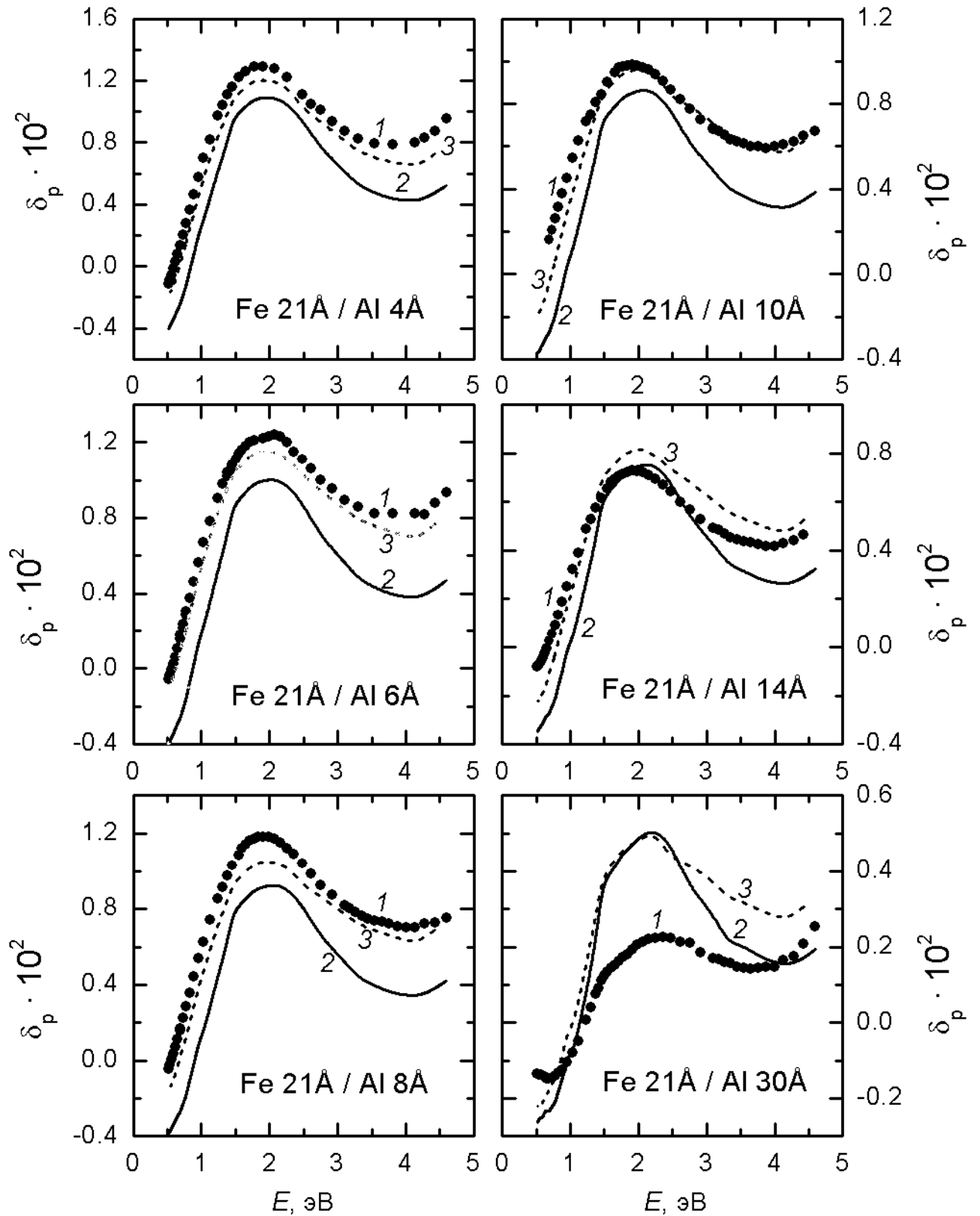


Рисунок 2.27 – Моделирование ЭЭК в пленках Fe/Al. 1 – эксперимент, 2 – расчет по бислойной схеме с номинальными толщинами исходных компонентов, 3 – расчет с переходным слоем толщиной $t_i=9$ Å, МПС Fe(6 Å)/Al(3 Å) в качестве переходного слоя.

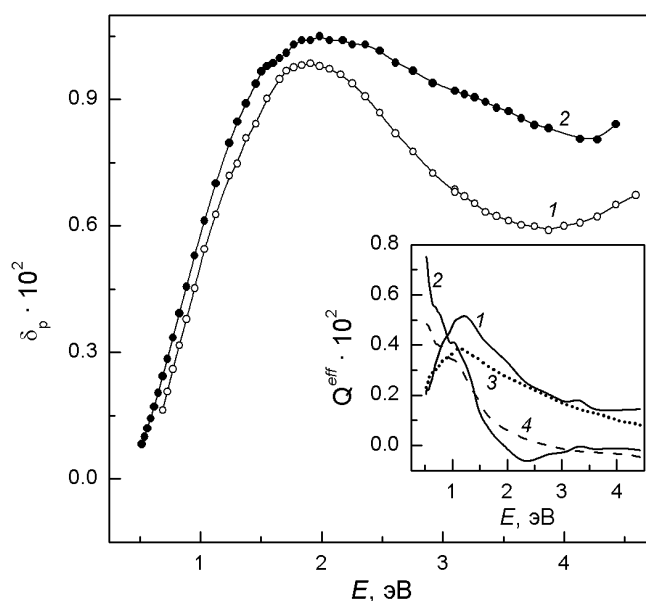


Рисунок 2.28 – Сравнение экспериментальных кривых $\delta_p(\omega)$ для МПС Fe(21 Å)/Al(10 Å) – (1) и Fe(6 Å)/Al(3 Å) – (2). На вставке приведена частотная дисперсия магнитооптического параметра Q : (1,2) – $\text{Re}(Q)$ и $\text{Im}(Q)$ для плёнки железа толщиной ~ 1000 Å; (3,4) – $\text{Re}(Q^{\text{eff}})$ и $\text{Im}(Q^{\text{eff}})$ для МПС Fe(6 Å)/Al(3 Å).

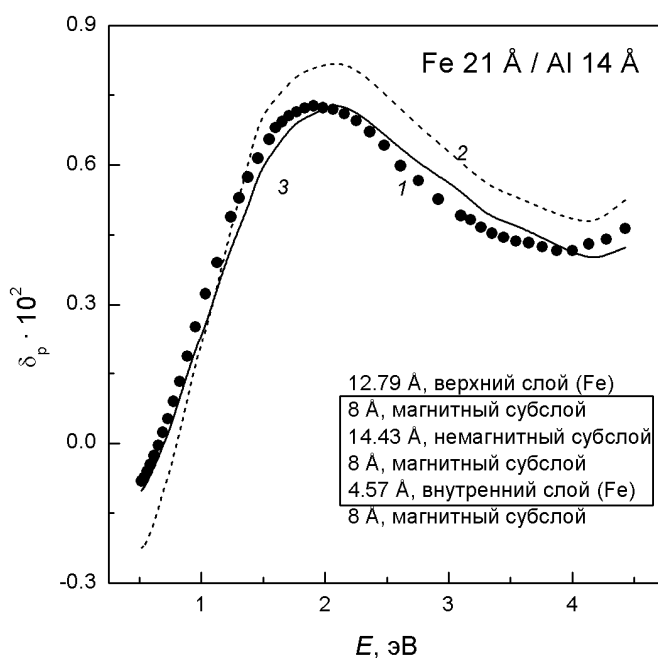


Рисунок 2.29 – Моделирование спектров эмпирическим подбором толщин. 1 – эксперимент, 2 – расчет с трехслойным повторяющимся фрагментом, в качестве магнитного переходного слоя взят образец Fe(6 Å)/Al(3 Å) толщиной $t_i=9$ Å, 3 – расчет с комбинированным переходным слоем, состоящим из магнитного субслоя Fe(6 Å)/Al(3 Å) и немагнитного на основе сплава 50.9 ат.% Al. Толщины слоев указаны на вставке, повторяющийся фрагмент выделен прямоугольником.

$$T_{\text{Fe}} = t_{\text{Fe}} - qt_k, \quad T_{\text{Al}} = t_{\text{Al}} - t_k, \quad t_k = \frac{2t_i}{1+q}. \quad (2.18)$$

Параметр t_k играет роль критической толщины слоя Al, при которой с уменьшением номинальной толщины t_{Al} весь алюминий растворяется/диффундирует в железе. Для железа критическое значение t_{Fe} равно qt_k , однако для изученной нами системы с $t_{\text{Fe}}=21 \text{ \AA}$ слои чистого железа сохраняются во всех образцах.

При $t_{\text{Al}} < t_k$ алюминия не хватает для образования полноценного переходного слоя. Происходит уменьшение t_i в отношении t_{Al}/t_k . В том же отношении можно ожидать и уменьшения средней концентрации c_{Al} , что приведёт к росту параметра q . Фактические толщины слоёв при $t_{\text{Al}} \leq t_k$ определяются соотношениями

$$T_{\text{Fe}} = t_{\text{Fe}} - qt_{\text{Al}}, \quad T_{\text{Al}} = 0, \quad 2t_i = (1+q)t_{\text{Al}}. \quad (2.19)$$

Введение в модель переходного слоя даже в простейшем варианте на основе формул (2.18) и (2.19) требует задания его толщины, средней концентрации компонент, спектров $\varepsilon_{xx}^i(\omega)$ и $\varepsilon_{xy}^i(\omega)$. При этом следует допустить, что оптические и магнитооптические свойства остающихся тонких слоёв чистых компонентов такие же, как и для толстоплёночных образцов. Диэлектрическая проницаемость переходных слоев рассчитывалась по формулам

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx}^i &= \langle c_{\text{Fe}} \rangle \varepsilon_{xx}^{\text{Fe}} + \langle c_{\text{Al}} \rangle \varepsilon_{xx}^{\text{Al}}, \\ \varepsilon_{xy}^i &= k \langle c_{\text{Fe}} \rangle \varepsilon_{xy}^{\text{Fe}}, \\ \langle c_{\text{Al}} \rangle &= 1 - \langle c_{\text{Fe}} \rangle, \end{aligned} \quad (2.20)$$

где k – подгоночный параметр. Были проведены модельные расчеты для двух образцов с $t_{\text{Al}}=8$ и $30 \text{ \AA}$. Толщина переходного слоя t_i варьировалась в пределах $0-20 \text{ \AA}$ с шагом в $4 \text{ \AA}$, средняя концентрация $\langle c_{\text{Fe}} \rangle$ в переходном слое изменялась от 0 до 1, а для магнитооптического параметра $Q_i = kQ^{\text{Fe}}$, k варьировалась от 0 до 2. Наилучшее согласие с экспериментальными кривыми для образца Fe(21 Å)/Al(8 Å) было получено при следующих значениях параметров: $Q_i = 1.6 \cdot Q^{\text{Fe}}$, $\langle c_{\text{Fe}} \rangle = 0.5$ и $t_i = 12 \text{ \AA}$; для МПС Fe(21 Å)/Al(30 Å) – $Q_i = 0.3 \cdot Q^{\text{Fe}}$, $\langle c_{\text{Fe}} \rangle = 0.5$ и $t_i = 20 \text{ \AA}$ (рисунок 2.30, кривые 2). Очевидно противоречие полученных результатов известным экспериментальным данным. Например, для обоих образцов образующийся переходный слой должен быть немагнитным при концентрации железа $\langle c_{\text{Fe}} \rangle = 0.5$ [118], в то время как у нас для образца Fe(21 Å)/Al(8 Å) параметр $Q_i = 1.6 \cdot Q^{\text{Fe}}$, для МПС Fe(21 Å)/Al(30 Å) $Q_i = 0.3 \cdot Q^{\text{Fe}}$.

Таким образом, описать интерфейс при учете взаимной растворимости Fe и Al в рамках простейшей модели однородного по толщине переходного слоя не удалось. Аналогичное

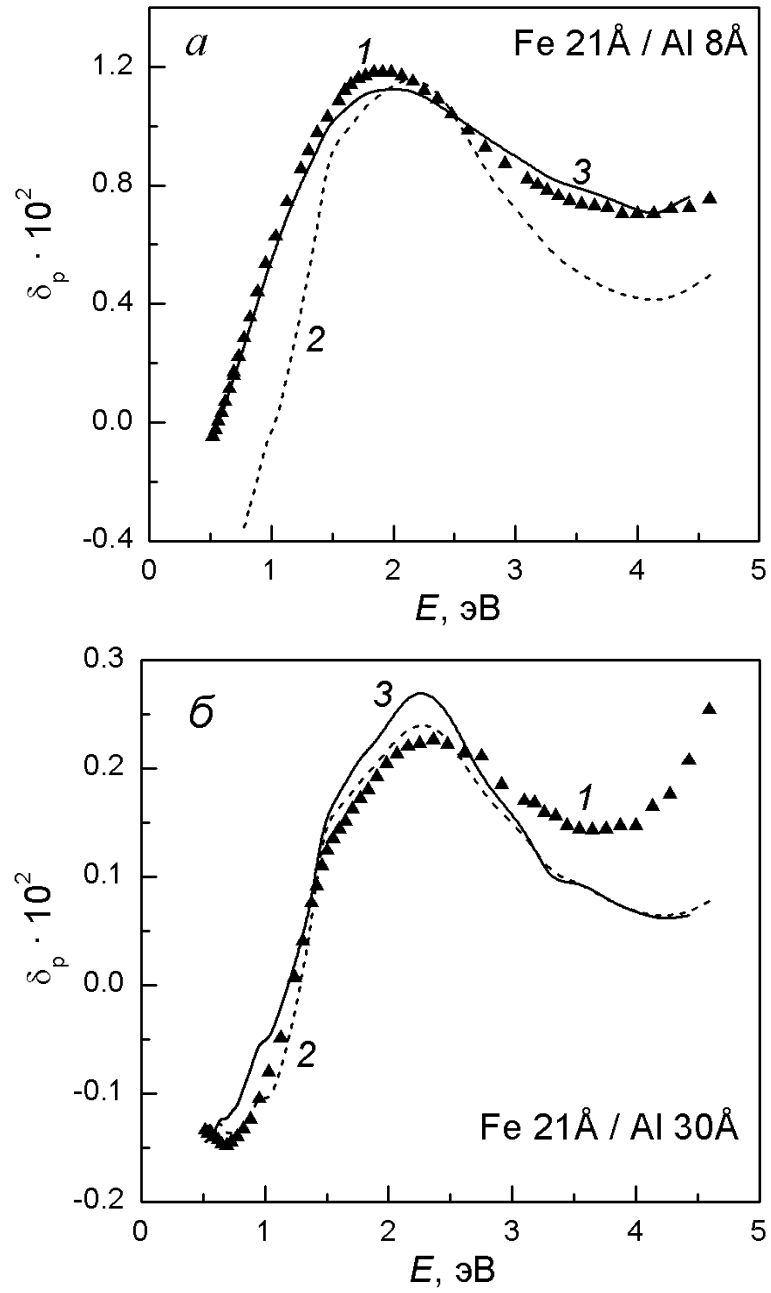


Рисунок 2.30 – Результаты модельных расчетов для двух МПС. 1 – эксперимент, 2 – модельный расчет, 3 – эмпирическая подгонка. Получившиеся толщины слоев: (а) для МПС Fe(21 Å)/Al(8 Å) $t_i=12\text{Å}$ (магнитный интерфейс); (б) для МПС Fe(21 Å)/Al(30 Å) $t_i=16\text{Å}$ (немагнитный интерфейс).

моделирование интерфейса между слоями Fe и Al было выполнено нами для оптической проводимости [117], где была получена оценка толщины переходного слоя $T_i=14 \text{ \AA}$. «Магнитооптическая» оценка толщины интерфейса составляет $T_i=16 \text{ \AA}$. Небольшое расхождение между оптической и магнитооптической оценками вполне объяснимо: при неоднородном переходном слое его участки с высоким содержанием железа эффективно увеличивают T_{Fe} .

2.4 Сверхрешетки Fe/Cr и антиферромагнитный хром

В настоящем разделе приводятся результаты исследования оптических и магнитооптических свойств сверхрешеток Fe/Cr, а также антиферромагнитного хрома как предельного случая при устремлении толщины слоя железа к нулю в сверхрешетках Fe/Cr. Указанные структуры обладают рядом свойств, интересных как с фундаментальной, так и с практической точек зрения.

Железо и хром кристаллизуются в ОЦК решетке с почти равными параметрами ($a_{\text{Fe}}=2.87 \text{ \AA}$ и $a_{\text{Cr}}=2.88 \text{ \AA}$). Наличие в Fe большого спонтанного магнитного момента ($\mu=2.2 \mu_B$) существенно влияет на заселенность его спиновых подзон. Согласно данным теории [78,119], система зон железа со спином вверх ($\uparrow$) почти полностью заполнена, а система зон со спином вниз ($\downarrow$) заполнена чуть больше, чем наполовину, то есть так же, как в парамагнитном хроме. По этой причине основной вклад в формирование межзонной оптической проводимости железа вносят электроны со спином ($\downarrow$). Сравнение структуры энергетических зон $E(\vec{k}) \downarrow \text{Fe}$ и $E(\vec{k})$ парамагнитного хрома показывает их близкое подобие. Такая ситуация приводит к тому, что в Fe и Cr основная полоса оптического поглощения имеет одинаковое энергетическое положение ($E=0.8\text{--}4.5 \text{ эВ}$), однако интенсивность поглощения в Fe вдвое меньше из-за снятия спинового вырождения и уменьшения плотности состояний. Благодаря схожести дисперсионных кривых $E(\vec{k}) \downarrow \text{Fe}$ и $E(\vec{k})$ парамагнитного хрома в короткопериодных сверхрешетках Fe/Cr (когда длина свободного пробега электрона ℓ больше толщин слоев, составляющих сверхрешетку, $\ell > t_{\text{Fe,Cr}}$), электроны со спином ($\downarrow$) могут свободно проходить через интерфейс, тогда как электроны со спином ($\uparrow$) будут частично отражаться ввиду существенного различия кристаллических потенциалов металлических сред. Возникновение состояний квантовых ям является причиной появления квантового размерного эффекта в тонких и сверхтонких слоях, и приводит к осцилляторной зависимости плотности состояний и магнитного момента от толщины слоя [15]. Обычно существование этих состояний проявляется в осцилляциях измеряемых свойств в зависимости от толщины пленки или слоя в многослойных структурах. Осцилляции межслоево-

го обмена [15], магнитосопротивления [120], магнитооптического эффекта [92] приписываются QWS-состояниям. В работе [24] показано, что QWS-состояния могут влиять не только на толщинные зависимости, но и приводить к осцилляции магнитооптических эффектов от частоты падающего излучения.

В настоящем разделе были поставлены задачи:

1. Для сверхрешеток Fe/Cr – исследование оптических и магнитооптических свойств в зависимости от толщины слоев и величины энергии падающего излучения. Поиск изменений магнитооптических параметров тонкопленочной среды, индуцированных влиянием квантовых размерных эффектов.

2. Для антиферромагнитного хрома – регистрация магнитооптических эффектов в хrome. Определение спектральных зависимостей диагональной $\varepsilon_{xx}(\omega)$ и недиагональной $\varepsilon_{xy}(\omega)$ компонент тензора диэлектрической проницаемости хрома. Установление связи между наблюдаемыми магнитооптическими явлениями и электронной структурой хрома.

Исследованные в работе сверхрешетки были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоковакуумной установке «Катунь-С». В качестве подложек использовались монокристаллические пластины MgO(100) и сапфира Al₂O₃(1010), имеющие размеры 30·30·0.5 мм³. Для уменьшения шероховатости поверхности подложек на них осаждался вначале буферный слой хрома либо железа толщиной в несколько десятков ангстрем. Последующее поочередное напыление слоев Fe и Cr проводилось со скоростью один атомный монослой в минуту. Всего было исследовано четыре серии образцов, две серии с переменным слоем Fe при постоянной толщине слоя хрома, равной 10 Å (Таблица 2.4) и две серии с переменной толщиной слоя Cr при толщине слоя железа 23 Å и 12 Å (Таблица 2.5). Толщина слоев хрома у первых двух серий сверхрешеток была постоянной и равнялась 10 Å, что обеспечивало формирование (при $H=0$) антипараллельного упорядочения магнитных моментов соседних слоев Fe и, следовательно, наибольшую величину магниторезистивного эффекта. Кристаллическая структура металлических пленок контролировалась непосредственно в процессе роста по дифракционной картине, получаемой с помощью встроенного дифрактометра быстрых электронов. Дополнительный контроль кристаллической структуры сверхрешеток осуществлялся рентгенографическим методом на аппарате "ДРОН-3М". Для съемок в Co K_α излучении использовали двухкристалльную схему дифракции, а в качестве кристалла монохроматора – пластину Si(111). Рентгеновские исследования показали наличие хорошо выраженной периодичной структуры у всех образцов. В области больших углов 2θ на дифрактограммах от сверхрешеток Fe/Cr был зафиксирован пик, соответствующий Fe(200) и Cr(200) рефлексам. На дифрактограммах, полученных в малых углах 2θ , для всех образцов был зафиксирован пик, обусловленный периодичностью многослойной структуры (рисунок 2.31). Рентгенографические данные позволяют заключить, что сверх-

Таблица 2.4 – Две серии сверхрешеток Fe/Cr с переменной толщиной слоя железа $\text{Fe}(t_x)/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$.

№1	Подложка монокрист.	Буфер Cr, Å	Fe, Å	Cr, Å	N, число бислоев	Период T, Å
1	MgO	80	0	600	1	-
2	MgO	80	0	10	60	10
3	MgO	80	0.3	10	60	10.3
4	MgO	80	0.6	10	60	10.6
5	MgO	80	0.9	10	60	10.9
6	MgO	80	1.2	10	50	11.2
7	MgO	80	2.1	10	50	12.1
8	MgO	80	2.6	10	50	12.6
9	MgO	80	3.2	10	50	13.2
10	MgO	80	5.2	10	30	15.2
11	MgO	80	7.2	10	30	17,2
12	MgO	80	10.6	10	30	20.6
13	MgO	80	15.3	10	30	25.3
№2	Подложка Монокрист.	Буфер Cr, Å	Fe, Å	Cr, Å	N, число бислоев	Период T, Å
1	MgO	94	3	10	60	13
2	MgO	83	4	10	50	14
3	MgO	90	7	10	45	17
4	MgO	85	8	10	40	18
5	MgO	90	14	10	30	24
6	MgO	90	20	10	20	30
7	MgO	79	26	9	24	35
8	MgO	85	30	10	16	40
9	MgO	103	36	8	16	44

Таблица 2.5 – Две серии сверхрешеток Fe/Cr с переменной толщиной слоя хрома:
 $[\text{Fe}(23 \text{ \AA})/\text{Cr}(t_x)]$ (3) и $[\text{Fe}(12 \text{ \AA})/\text{Cr}(t_x)]$ (4).

№3	Подложка Монокрист.	Буфер Cr, Å	Fe, Å	Cr, Å	N, число бислоев	Период T, Å
1	MgO	~120	23	8	30	31
2	MgO	~120	20	11	30	31
3	Al ₂ O ₃	~120	27	16	30	43
4	MgO	~120	25	20	30	45
5	MgO	~120	23	27	12	50
6	MgO	~120	27	33	21	60
№4	Подложка Монокрист.	Буфер Fe, Å	Fe, Å	Cr, Å	N, число бислоев	Период T, Å
1	Al ₂ O ₃	40	14	7	12	21
2	Al ₂ O ₃	35	12	8	12	20
3	Al ₂ O ₃	38	13	11	12	24
4	Al ₂ O ₃	37	13	13	12	26
5	Al ₂ O ₃	36	12	15	12	27
6	Al ₂ O ₃	37	12	19	12	31
7	Al ₂ O ₃	34	11	23	12	34
8	Al ₂ O ₃	41	14	30	12	44
9	Al ₂ O ₃	38	13	33	12	46
10	Al ₂ O ₃	34	11	36	12	47

решетки, выращенные на MgO(100), имели монокристаллическую структуру с ориентацией, повторяющей кристаллографическую ориентацию подложек. Длина когерентности, определенная из рентгеноструктурных данных, составляла для всех сверхрешеток третьей серии 180–200 Å, для остальных серий сверхрешеток длина когерентности составляла величину порядка толщины образца.

Проведенные исследования [75,121] показали, что сверхрешетки с ультратонкими слоями Fe обладают уникальными магнитными и магнитотранспортными свойствами. Ряд из них при комнатной температуре являются идеальными суперпарамагнетиками, проявляющими при низких (гелиевых) температурах свойства кластерного спинового стекла. На рисунке 2.32а представлены кривые намагничивания сверхрешеток, полученные на SQUID-магнитометре при комнатной температуре. Видно, что с уменьшением толщины слоев Fe в сверхрешетке изменяется вид изотерм намагниченности от ферромагнитного к суперпарамагнитному. Экспериментально измеренная кривая намагничивания сверхрешетки с номинальной толщиной слоев Fe, равной 2.1 Å, очень хорошо описывается функцией Ланжевена при средней величине магнитного момента суперпарамагнитного кластера ($Fe + FeCr$), равной 330 магнетонам Бора. На рисунке 2.32б представлены полевые зависимости магнитосопротивления исследованных сверхрешеток, измеренные стандартным четырехконтактным методом в СР-геометрии. Величина магнитосопротивления вычислялась как $r(H) = (\rho(H) - \rho(0)) / \rho(0)$, где $\rho(0) = \rho(H=0)$. Измерение эффективных показателей преломления n^{eff} и поглощения k^{eff} выполнено эллипсометрическим методом Битти в области длин волн 0.3–14 мкм. Экваториальный эффект Керра измерен динамическим методом в магнитных полях до 10 кЭ при длинах волн 0.3–2.4 мкм и углах падения света 50° и 70°. Сверхрешетки, выращенные на сапфировых подложках, состояли из нескольких крупных монокристаллов, угол разворота которых друг относительно друга составлял 2–3 градуса. На ряде сверхрешеток были выполнены измерения магнитосопротивления, полученные величины приведены в таблицах 2.4 и 2.5. Оптические измерения проводились на всех сериях образцов. Полученные высокие значения σ^{eff} являются дополнительным подтверждением хорошего качества кристаллической структуры исследованных объектов.

2.4.1 Спектральные и полевые зависимости экваториального эффекта Керра в сверхрешетках $Fe(t_x, \text{Å})/Cr(10 \text{ Å})$

В данном подразделе изучено изменение магнитных, магнитооптических и оптических

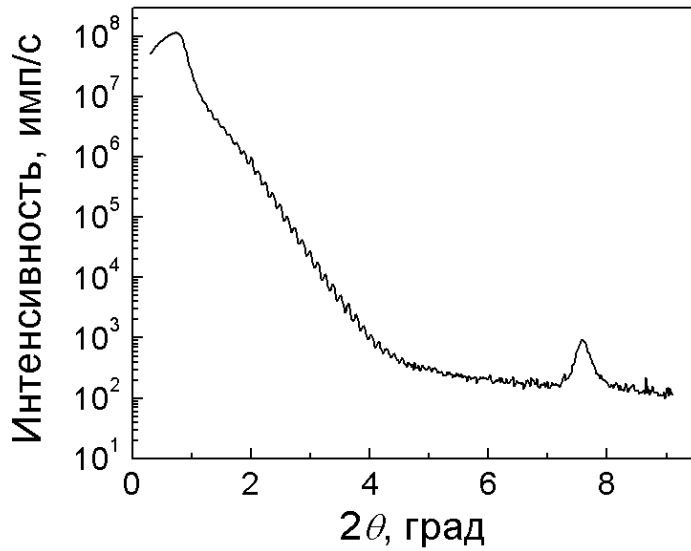


Рисунок 2.31 – Спектр малоугловой рентгеновской дифракции для сверхрешетки $\text{MgO/Cr}(80 \text{ \AA})/[\text{Fe}(3.2 \text{ \AA}) / \text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{50}/\text{Cr}(20) \text{ \AA}$.

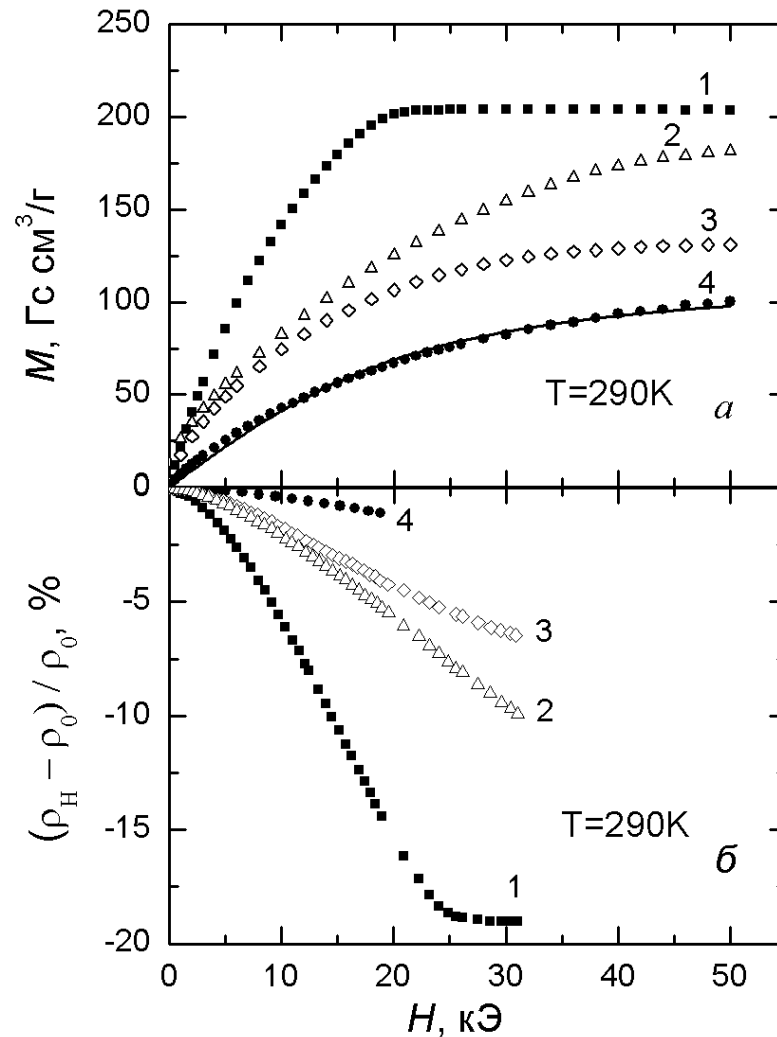


Рисунок 2.32 – Полевые зависимости намагниченности (а) и магнитосопротивления (б) сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$ ($t_x, \text{ \AA}$: 1 – 10.6, 2 – 5.2, 3 – 3.2, 4 – 2.1). Сплошная линия на кривой 4 (а) представляет функцию Ланжевена при средней величине магнитного момента кластера Fe, равной 330 μ_B .

свойств сверхрешеток $\text{Fe}(t_x)/\text{Cr}$ (Таблица.2.4) при переходе от тонких ферромагнитных слоев, толщиной в несколько десятков ангстрем, к сверхтонким слоям с $t_{\text{Fe}} < 1 \text{ \AA}$. Толщина слоя хрома составляла $10 \text{ \AA}$ (среднее значение), и соответствовала сверхрешеткам Fe/Cr с ориентацией намагниченностей соседних слоев Fe , близкой к антиферромагнитной. При сравнительном анализе экспериментальных данных использовалась приготовленная в тех же технологических условиях пленка чистого хрома $[\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{60}$. Во всех образцах полная толщина многослойной пленки существенно превышала глубину проникновения световой волны δ_0 , $\delta_0 = c\omega/k$ (ω – циклическая частота световой волны, k – показатель поглощения эффективной среды, c – скорость света в вакууме). Было обнаружено, что все сверхрешетки можно условно разделить на две группы: (1) – образцы с относительно толстыми слоями железа ($t_{\text{Fe}}=7\text{--}36 \text{ \AA}$), (2) – образцы с тонкими и сверхтонкими слоями железа ($t_{\text{Fe}}=0.3\text{--}6 \text{ \AA}$). В образцах с толщиной $t_{\text{Fe}}=7\text{--}36 \text{ \AA}$ спектральные кривые ЭЭК имеют форму, аналогичную наблюдаемой для массивного ферромагнитного железа (рисунок 2.33). Особо отметим, что даже в области толщин слоев $\text{Fe} \sim 7\text{--}8 \text{ \AA}$ (5–6 монослоев (monolayers – ML)) спектральный профиль функций $\delta_p(\omega)$ еще сохраняет «железоподобную» форму с максимумом при энергиях фотона $\hbar\omega=1.7\text{--}1.85 \text{ эВ}$, что свидетельствует о неизменной величине обменного расщепления спиновых подзон ($\uparrow$) и ($\downarrow$) d -типа ($2\Delta_{\text{ex}} \sim 2 \text{ эВ}$) в ферромагнитных слоях железа.

На рисунке 2.34 приведены нормированные значения ЭЭК, т.е. отнесенные к их максимальному значению при данной толщине слоя Fe [122]. Видно, что толщина железа $t_{\text{Fe}} \sim 6 \text{ \AA}$ ($\sim 4 \text{ ML}$) является критической – начиная с нее возникают особые оптические и магнитооптические свойства. В образцах со сверхтонкими слоями железа ($t_{\text{Fe}} < 5 \text{ \AA}$) отсутствуют петли гистерезиса, а намагниченность насыщения M_s в них примерно в два раза меньше по сравнению с M_s в других сверхрешетках (рисунок 2.35). Естественно предположить, как и в случае с Co/Cu , что в этих образцах железо находится в суперпарамагнитных кластерах, и магнитооптический эффект можно описать суммой вкладов от ФМ и СПМ фракций Fe . Тогда в полях $H > H_s$, где H_s – поле насыщения для ФМ фазы, ЭЭК может быть записан в виде $\delta_p(H) = c_f + bL(\alpha H)$, где c_f – ФМ вклад в δ_p -эффект, b – парамагнитный вклад, связанный с СПМ состояниями и обеспечивающий монотонный рост эффекта с увеличением магнитного поля, $L(\alpha H)$ – функция Ланжевена. При описании СПМ состояния параметр α имеет вид

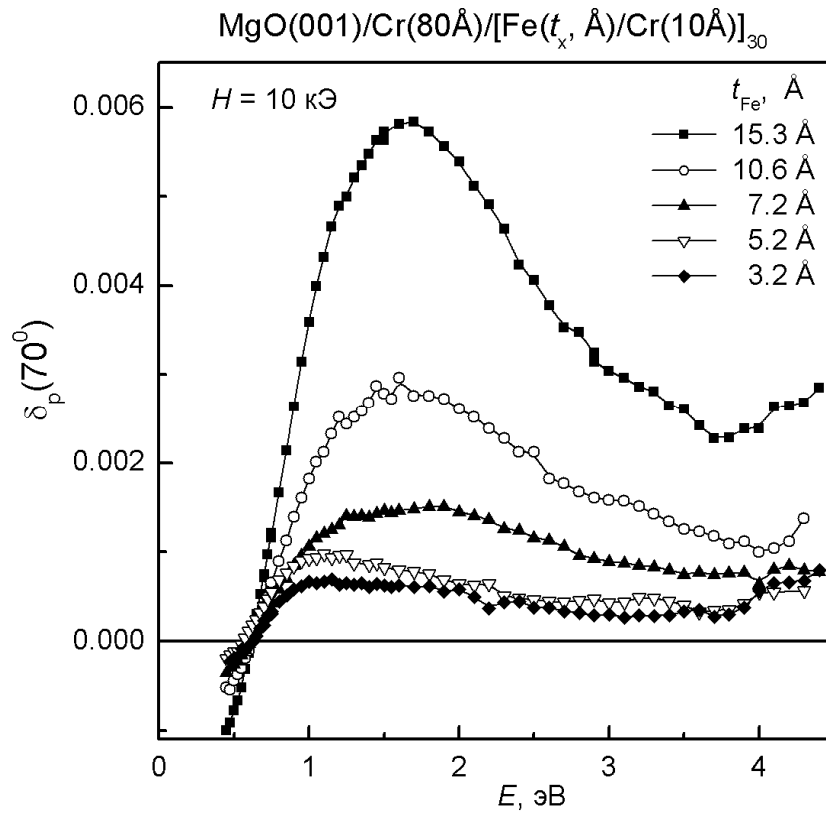


Рисунок 2.33 – Спектры ЭЭК, измеренные для сверхрешеток Fe/Cr для пяти разных толщин слоев железа, при одной и той же толщине слоев хрома.

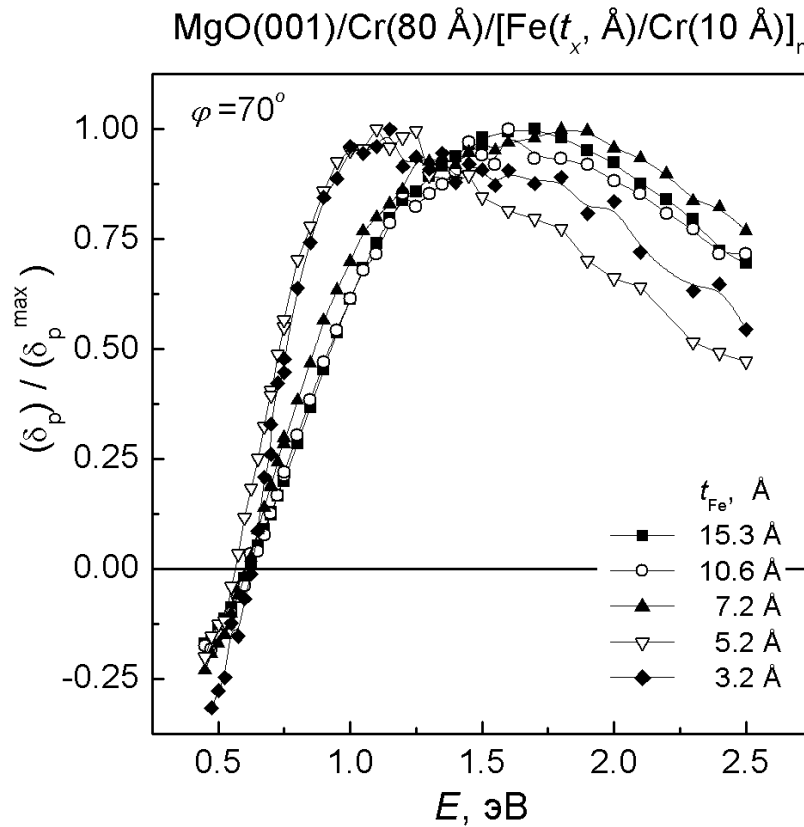


Рисунок 2.34 – Спектры ЭЭК в нормированном на максимальное значение эффекта виде.

$\alpha = \mu/kT$, где μ – магнитный момент кластера, $\mu = n\mu_{Fe}$, n – число атомов в кластере, μ_{Fe} – магнитный момент атома (мы приняли для железа $\mu_{Fe} = 2.2 \mu_B$), H – напряженность магнитного поля, T – температура, k – постоянная Больцмана. Была выполнена численная аппроксимация полевой зависимости ЭЭК функцией Ланжевена при $H > 300$ Э. Результат аппроксимации представлен на рисунке 2.36. По результатам аппроксимации, число атомов Fe в кластере в среднем составило $n \sim 500$, при этом ошибка определения параметра α была не более 3%. Таким образом, отсутствие петли гистерезиса, малая величина ЭЭК, уменьшение намагниченности насыщения M_s , и результаты численной аппроксимации ЭЭК с использованием функции Ланжевена позволяют предположить наличие суперпарамагнетизма в образцах с $t_{Fe} < 5$ Å.

Для дальнейшего анализа результатов нами были выполнены расчеты спектров ЭЭК в плоскостной модели, и в модели гранулированного сплава. При расчетах спектров ЭЭК сверхрешеток Fe/Cr использовались значения оптических и магнитооптических параметров ϵ_{Fe} , ϵ_{Cr} и Q_{Fe} , полученные нами из измерений на толстых (~ 1000 Å) пленках Fe и Cr. Расчет в плоскостной модели выполнен по общим формулам ЭЭК для многослойной структуры (1.11–1.19). В модели гранулированного сплава предполагалось, что слоистая структура при переходе к тонким слоям железа ($t_{Fe} < 7$ Å) трансформируется в гранулированный сплав, состоящий из ультратонких включений Fe (магнитных кластеров), внедренных (без перколяций) в матрицу хрома. Магнитооптические свойства гранулированного сплава описываются в приближении эффективной среды тензором эффективной диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}_e(\omega)$ [45]. В рамках этого приближения спектры ЭЭК гранулированного сплава находятся по формулам (1.38–1.44). Далее для обоих методов расчета определялись энергетические положения максимумов в спектрах ЭЭК (функции $E_o = f(t_{Fe})$), и строились их расчетные и экспериментальные зависимости от толщины слоя железа. Результаты представлены на рисунке 2.37.

Видно, что при $t_{Fe} > 7.5$ Å экспериментально полученное значение величины E_o составляет 1.7–1.85 эВ (кривая 1). Но, начиная с $t_{Fe} = 6.6$ Å (в сторону убывания t_{Fe}), наблюдается резкий спад величины E_o , приводящий к значению 1.15 эВ при $t_{Fe} = 5.2$ Å. Затем величина E_o стабилизируется, образуя подобие «плато», и смещается к энергии ~ 1 эВ при толщине железа 1.2 Å. Таким образом, мы констатируем, что в области толщин слоя железа 1–6.6 Å происходит кардинальное изменение спектральных магнитооптических свойств сверхрешеток. Можно предположить, что изменение формы спектра ЭЭК обусловлено тем, что при $t_{Fe} < 7.5$ Å структура слоев железа в сверхрешетке переходит от однородно-плоскостной к гранулированной. Расчеты в плоскостной модели (кривая 2, рисунок 2.37) и в модели гранулированного сплава (кривая 3, рисунок 2.37) предсказывают монотонный спад величины

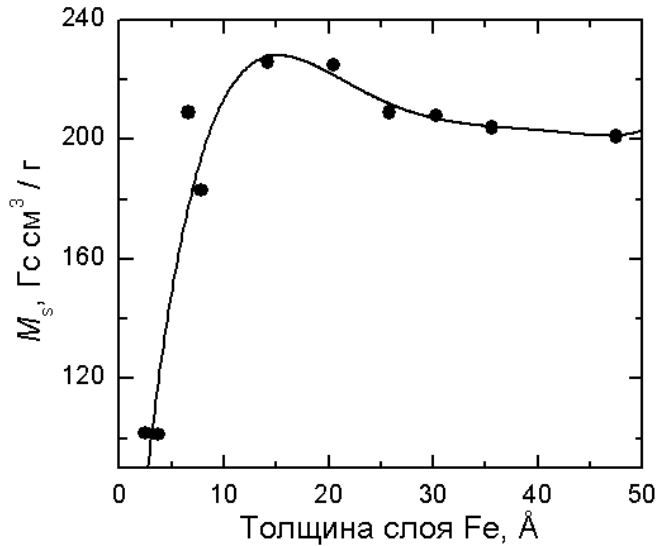


Рисунок 2.35 – Зависимость намагниченности насыщения от толщины слоя железа в бислое сверхрешетки Fe/Cr.

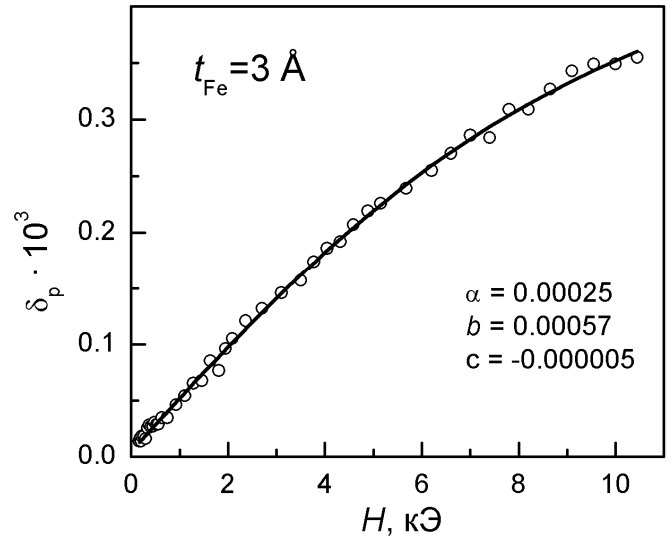


Рисунок 2.36 – Численная аппроксимация полевой зависимости ЭЭК функцией вида $\delta_p(H) = c + b \cdot L(\alpha H)$, где c – ферромагнитный вклад, b – парамагнитный вклад, $L(x)$ – функция Ланжевена. $|\Delta\alpha/\alpha| \approx 3\%$.

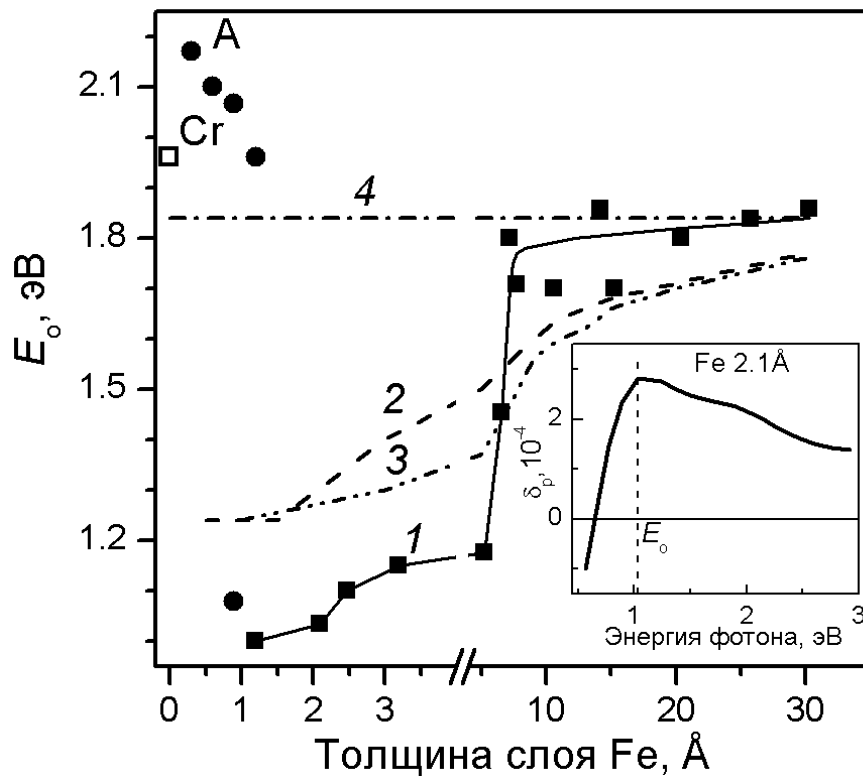


Рисунок 2.37 – Зависимость положения спектрального максимума ЭЭК в сверхрешетках $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ от толщины слоя Fe: 1 – эксперимент, 2 – расчет в модели слоистой среды, 3 – расчет в модели гранулярной среды, 4 – пленка Fe (1000 $\text{\AA}$). На вставке: спектр ЭЭК сверхрешетки $\text{Fe}(2.1 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ в магнитном поле $H=10$ кЭ, положение максимума ($E_0=1.03$ эВ) обозначено штриховой линией.

E_0 при уменьшении толщины слоя железа, однако, не объясняют резкий скачок E_0 к низким энергиям фотона ($E_0=1.15$ эВ), наблюдаемый экспериментально. Это означает, что обе модели недостаточно адекватны для описания магнитооптических свойств реальной эффективной среды. Мы считаем, что в случае сверхтонких слоев Fe (1–3 Å) образование максимума на спектральной кривой ЭЭК в области низких энергий ($E_0 \sim 1$ эВ, рисунок 2.37) указывает на неоднородную структуру магнитных кластеров, формирующихся в процессе эпитаксиального роста. Перемешивание атомов Fe и Cr на границе раздела металлов создает вокруг «Fe-ядра» некую «FeCr оболочку» с измененным координационным числом для атомов Fe и уменьшенным магнитным моментом. Поэтому изменение магнитооптических свойств при перемешивании атомов железа и хрома можно объяснить понижением температуры Кюри T_C , и уменьшением величины обменного расщепления энергетических зон.

До сих пор мы полагали, что магнитооптический отклик возникает только от ферромагнитных кластеров типа «Fe+(FeCr)» или «FeCr», и не учитывали роли матрицы хрома. Известно, что хром является слабым антиферромагнетиком с магнитным моментом $\mu_{Cr} \sim 0.6 \mu_B$ (при 4.2K) на каждом индивидуальном атоме, и температурой Нееля $T_N=311$ K. Для исключения влияния матрицы АФМ хрома на магнитооптический отклик от сверхрешеток Fe/Cr нами были выполнены измерения экваториального эффекта Керра для толстой (~ 600 Å) пленки Cr, полученной при помощи послойного эпитаксиального напыления $(10 \text{ Å})_{60}$ на подложку Al_2O_3 . На пленке хрома в поле $H=10$ кЭ нами зафиксирован δ_p -эффект, и изучена его спектральная зависимость (рисунок 2.38б, кривая 1). Вычитание вклада $\delta_p^{Cr}(\hbar\omega)$ из экспериментально полученной функции $\delta_p(\hbar\omega)$ для кластерно-слоистой структуры Fe(1.2 Å)/Cr(10 Å) дает магнитооптический отклик только от ансамбля магнитных кластеров на основе Fe (рисунок 2.38а, кривая 1). На ней наблюдаются два ярко выраженных пика «А» и «Б» с максимумами при энергиях 1.85 эВ, и в районе 0.9 эВ, обусловленные соответственно «Fe-ядром» (пик «А»), и микрообластями из ФМ сплавов FeCr с пониженными по сравнению с ОЦК-Fe температурами Кюри T_C (пик «Б»). В случае структуры Fe(0.9 Å)/Cr(10 Å) в разностном спектре ЭЭК образуется только пик «Б» (рисунок 2.38а, кривая 2), свидетельствующий о полном перемешивании атомов железа с атомами хрома в образце Fe(0.9 Å)/Cr(10 Å).

На рисунке 2.38б приведено также сравнение спектров ЭЭК двух пленок хрома, приготовленных послойным напылением (кривая 1) и в едином технологическом режиме (кривая 2). Видно, что характер частотной дисперсии ЭЭК обеих пленок Cr в области спектра 1–3 эВ соответствует дисперсии ЭЭК для массивного железа, но резко отличается в районе $\hbar\omega < 1$ эВ. Величина эффекта составляет $\delta_p \sim 10^{-5}$ (в приложенном магнитном поле напряженностью в 10 кЭ), что примерно в 500 раз меньше, чем у массивного железа. Измерения

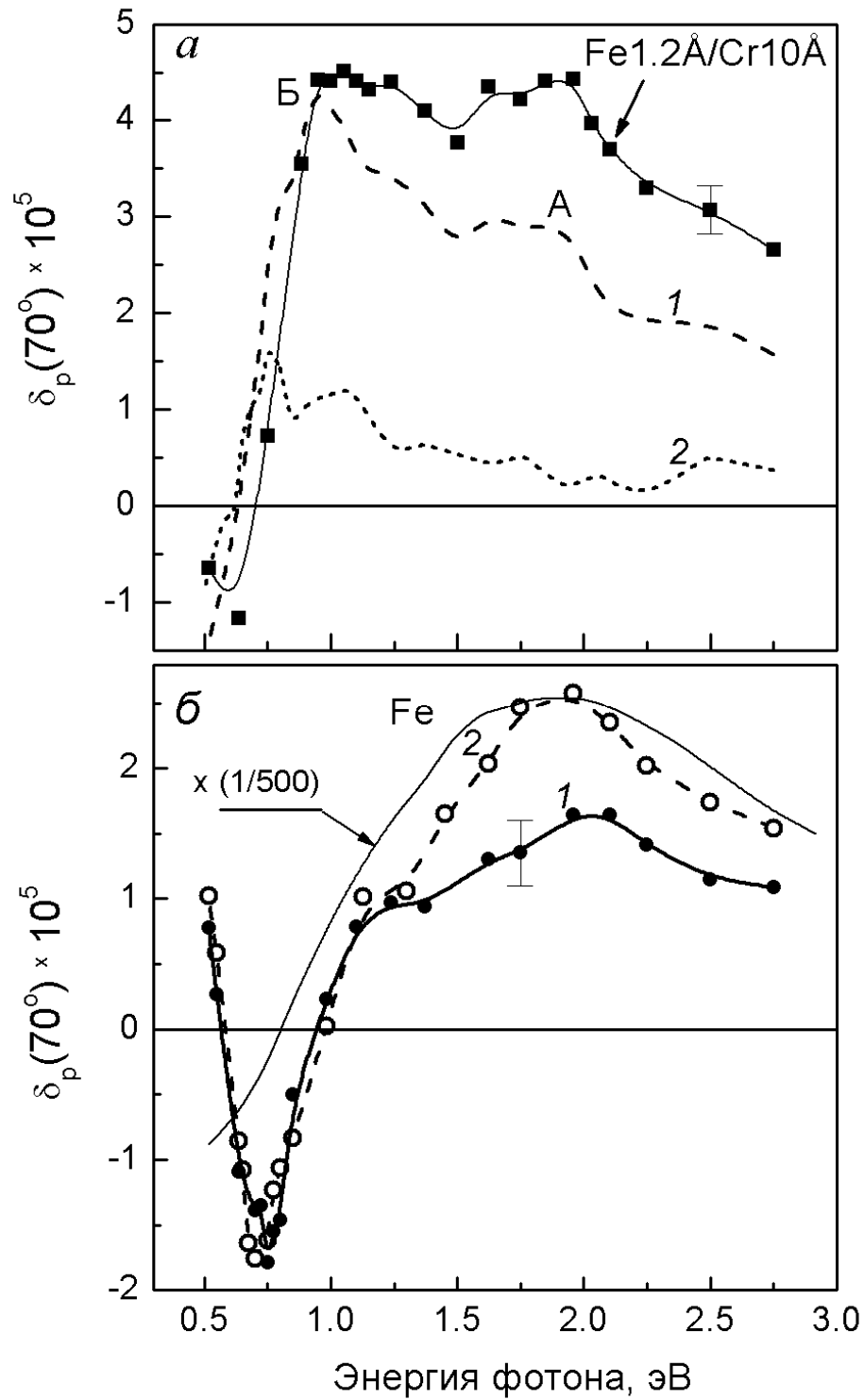


Рисунок 2.38 – Спектры ЭЭК, $H=10$ кЭ. Вертикальными отрезками обозначены ошибки измерений. (а) Символ (■) – ЭЭК на Fe(1.2 Å)/Cr(10 Å). Кривая 1 – вклад магнитных кластеров после вычитания аддитивного вклада от пленки хрома состава $[\text{Cr}(10 \text{ Å})]_{60}$ для Fe(1.2 Å)/Cr(10 Å). Кривая 2 – то же, что и кривая 1, но для Fe(0.9 Å)/Cr(10 Å). (б) Символы (●) и (○) – соответственно ЭЭК для слоистой $[\text{Cr}(10 \text{ Å})]_{60}$ и массивной $[\text{Cr}(600 \text{ Å})]_1$ пленок Cr. Здесь же приведен спектр пленки Fe(1000 Å), уменьшенный в 500 раз.

показали, что ЭЭК в Сг возрастает линейно с ростом величины приложенного намагничивающего поля H . Мы провели измерения ЭЭК на образцах с толщинами слоев железа $t_{\text{Fe}}=0.6 \text{ \AA}$ и $t_{\text{Fe}}=0.3 \text{ \AA}$, (рисунок 2.39а, кривые 6,7). На рисунке 2.39б спектры представлены в нормированном на максимальное значение эффекта для данной толщины t_{Fe} виде [123]. Видно, что спектры δ_p для образцов с толщинами слоя Fe $0.6 \text{ \AA}$ и $0.3 \text{ \AA}$ (рисунок 2.39б, кривые 3,4) кардинально отличаются от спектров образцов с толщинами Fe $1.2 \text{ \AA}$ и $0.9 \text{ \AA}$ (кривые 1,2) и подобны спектрам чистого Сг (кривая 5), за исключением области $\hbar\omega < 1 \text{ эВ}$. При этом, обращает на себя внимание особенность образца с $t_{\text{Fe}}=0.6 \text{ \AA}$, заключающаяся в нарушении монотонного роста амплитуды эффекта с увеличением толщины слоя Fe, рисунок 2.39в.

Вычитание аддитивного вклада в эффект от слоев Сг показало (рисунок 2.39г), что при $t_{\text{Fe}}=0.3 \text{ \AA}$ фактически отсутствует вклад от Fe в области максимума основной полосы межзонного поглощения. При увеличении толщины слоя железа до $0.6 \text{ \AA}$ обнаруживаются две спектральные области, в которых наблюдается эффект: область $\sim 0.8\text{--}0.9 \text{ эВ}$ (от «FeСг-оболочки» кластера), и область $\sim 2 \text{ эВ}$ (от «Fe-ядра» кластера). При дальнейшем увеличении толщины слоя железа до $t_{\text{Fe}}=0.9 \text{ \AA}$ вклад от «Fe-ядра» в области максимума основной полосы поглощения снова становится минимальным (рисунок 2.39г). Возникает вопрос – что может являться источником сигнала для регистрации экваториального эффекта Керра в области максимума основной полосы поглощения ($\hbar\omega \sim 2 \text{ эВ}$) при $t_{\text{Fe}}=0.6 \text{ \AA}$? К сожалению, приблизиться к разгадке нам не удалось.

Мы предполагаем, что в сверхрешетках Fe/Сг должна существовать некая связь (в виде общей природы) между нарушением пропорциональности величины ЭЭК толщине слоя железа (рисунок 2.39в), и тем фактом, что именно при толщине слоя железа, равной $0.6 \text{ \AA}$, в сверхтонких наноструктурах Fe/Сг наблюдается максимальная аномалия электросопротивления $\rho(T)$, заключающаяся в смене знака температурного коэффициента электросопротивления уже при комнатной температуре (так называемое Кондо-подобие, наблюдавшееся в системе Fe/Сг [75]). Разница в частотах (измерение Кондо-эффекта в сплавах и эффекта Кондо-подобия в наноструктурах производится на постоянном электрическом токе, $f=0 \text{ Гц}$, тогда как ЭЭК наблюдается в области частот $f \sim 10^{14} \text{ Гц}$) не должна смущать, так как отклик электронов в области нулевых частот и на внутризонном участке спектра при рассмотрении действия ускорительного механизма проводимости в области оптических частот (друдевский вклад в проводимость) должен быть одинаков. Так как фиксируемая величина ЭЭК мала ($\sim 10^{-5}$), то можно предположить, что наблюдаемая магнитооптическая аномалия есть проявление аномалии друдевского вклада в оптическую проводимость в области межзонных переходов на фоне малой плотности самих межзонных переходов в области толщин $t_{\text{Fe}}=0.3\text{--}0.9 \text{ \AA}$.

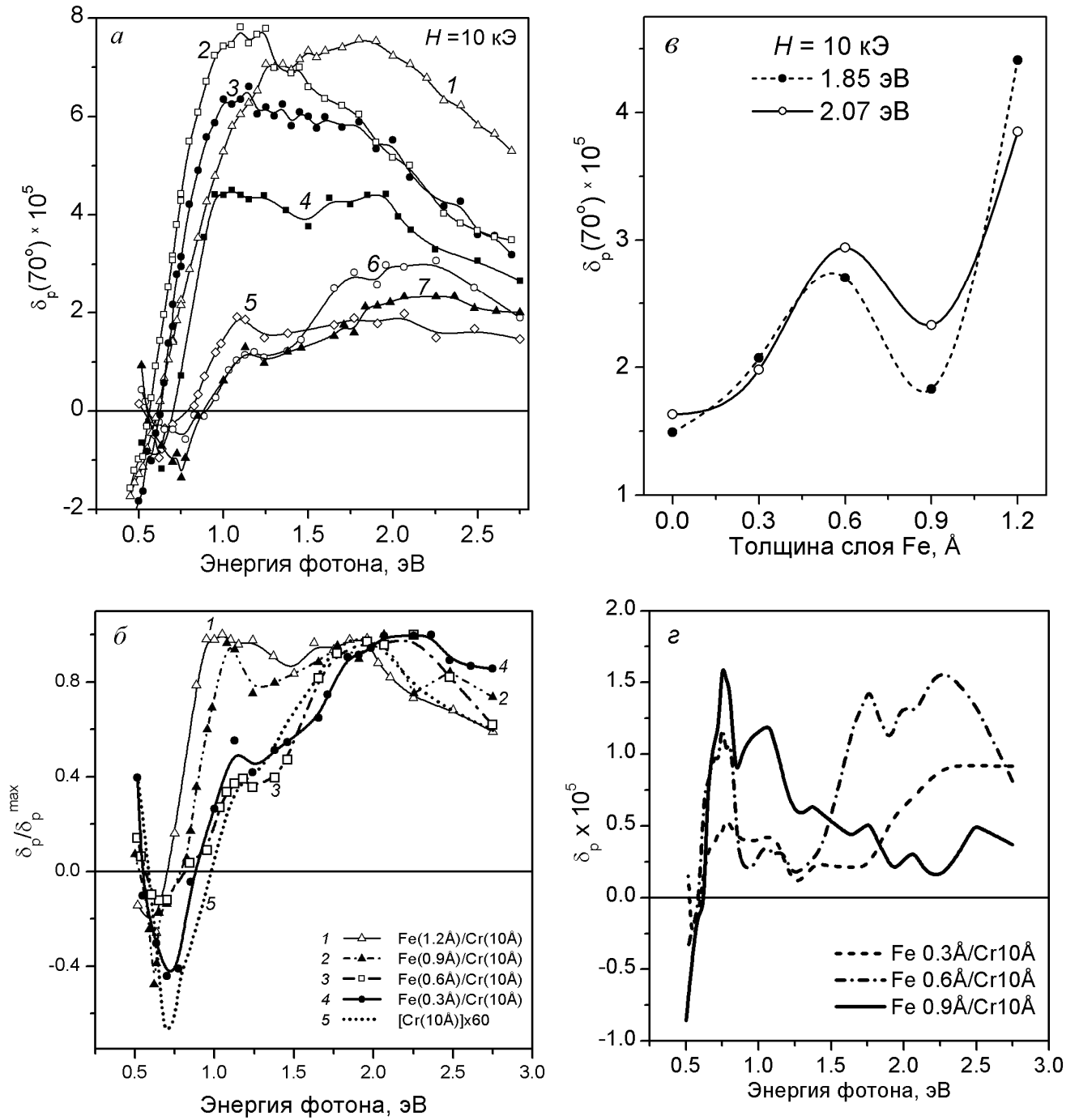


Рисунок 2.39 – (*a*) Исходные данные для построения зависимости ЭЭК от толщины слоев Fe. 1 – Fe(7.2 Å)/Cr(10 Å) ($k=1/20$), 2 – Fe(5.2 Å)/Cr(10 Å) ($k=1/12.5$), 3 – Fe(3.2 Å)/Cr(10 Å) ($k=1/10.5$), 4 – Fe(1.2 Å)/Cr(10 Å), 5 – Fe(0.9 Å)/Cr(10 Å), 6 – Fe(0.6 Å)/Cr(10 Å), 7 – Fe(0.3 Å)/Cr(10 Å). (*б*) Относительные спектры ЭЭК. 1 – Fe(1.2 Å)/Cr(10 Å), 2 – Fe(0.9 Å)/Cr(10 Å), 3 – Fe(0.6 Å)/Cr(10 Å), 4 – Fe(0.3 Å)/Cr(10 Å), 5 – [Cr(10 Å)]₆₀. (*в*) Нарушение монотонности в зависимости ЭЭК от толщины слоев Fe в области максимума основной полосы межзонного поглощения. (*г*) Вклады в ЭЭК от магнитных кластеров после вычитания вклада от матрицы хрома в сверхрешетках с $t_{Fe}=0.3, 0.6$ и 0.9 Å.

2.4.2 Квантовые размерные эффекты в оптических и магнитооптических свойствах сверхрешеток Fe/Cr

В данном разделе рассматривается задача выявления особенностей в спектральных и толщинных зависимостях магнитооптических свойств сверхрешеток Fe/Cr. Целью было поставлено выявление изменений магнитооптических свойств, индуцированных влиянием квантовых размерных эффектов. Инструментом в данном случае являлось сравнение экспериментально измеренных эффектов с результатами моделирования на основе параметров исходных компонент (толстых пленок Fe и Cr). Исходными данными служили спектры ЭЭК сверхрешеток, представленные на рисунке 2.40. Графики на рисунке 2.40б для Fe(t , Å)/Cr(10 Å) представлены в нормированном на содержание Fe в периоде сверхрешетки T виде (умножены на k , $k=T/t_{\text{Fe}}$). Для сравнения там же приведены спектры для чистого Fe. Хорошо видно, что в целом спектры обеих систем имеют форму, характерную для Fe – знак эффекта и характерные особенности кривых в основном определяются спектром Fe.

Нами была исследована спектральная ($\lambda=0.3\text{--}2.5$ мкм) зависимость недиагональной компоненты σ_{xy} тензора эффективной оптической проводимости $\hat{\sigma} = (i\omega/4\pi)(\hat{\epsilon} - 1)$ сверхрешеток с различной толщиной слоя Fe ($\hat{\epsilon}$ – тензор эффективной диэлектрической проницаемости). На рисунке 2.41а представлены модельные кривые величины $\omega \text{Im} \sigma_{xy}$, ответственной за поглощение света в среде. Расчет модельных кривых $\omega \text{Im} \sigma_{xy}$ проводился по формуле (1.24) для массивной (эффективной) среды. Используемые в нем величины δ_p рассчитывались по формуле (1.11), $\epsilon_{xx}^{\text{eff}}$ рассчитывались по формуле (1.32), параметры $\epsilon_{xy}^{\text{Fe}}, \epsilon_{xx}^{\text{Fe,Cr}}$ нами взяты из измерений на толстых (~ 1000 Å) пленках Fe и Cr. На рисунке 2.41б представлены спектральные зависимости величины $\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$, полученные на основе экспериментальных значений параметров δ_p и $\epsilon_{xx}^{\text{eff}}$ для сверхрешеток Fe/Cr. Из сравнения модельных и экспериментальных кривых рисунка 2.41 видно, что в эксперименте наблюдается нарушение монотонного изменения величины функции $\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ с увеличением толщины слоя железа по сравнению с модельным расчетом $\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$. Кривые 4–6 ($t_{\text{Fe}}=14\text{--}26$ Å) на рисунке 2.41б достигают в области пика межзонного поглощения значений функции $\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\hbar\omega)$ для пленки Fe. Этот результат можно также представить в виде зависимости величины $\omega \text{Im} \sigma_{xy}$ от толщины слоев железа t_{Fe} , рисунок 2.42б [124]. Там же приведена модельная (монотонная) кривая этой функции. Значительное усиление магнитооптического поглощения можно объяснить только

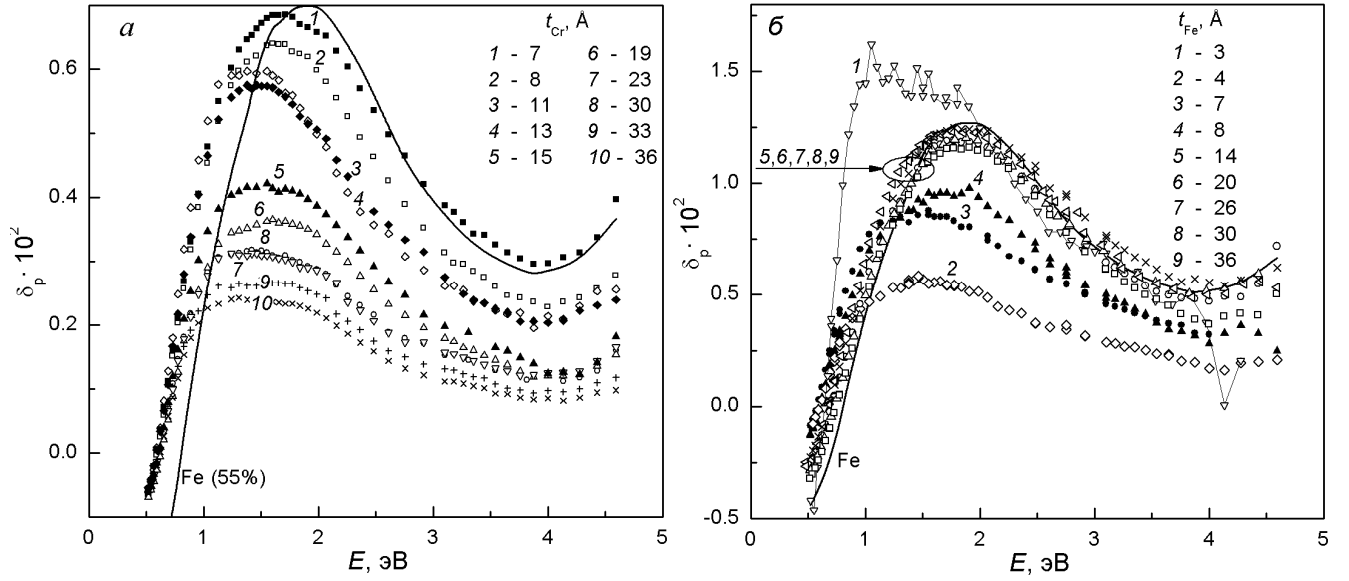


Рисунок 2.40 – Спектры ЭЭК системы Fe/Cr для серий 2 и 4 при угле падения света $\varphi=70^\circ$: (а) Fe(12Å)/Cr(t , Å), δ_p^{Fe} в масштабе 55%; (б) Fe(t , Å)/Cr(10 Å), спектры нормированы на содержание Fe в периоде сверхрешетки $T=t_{Fe}+t_{Cr}$.

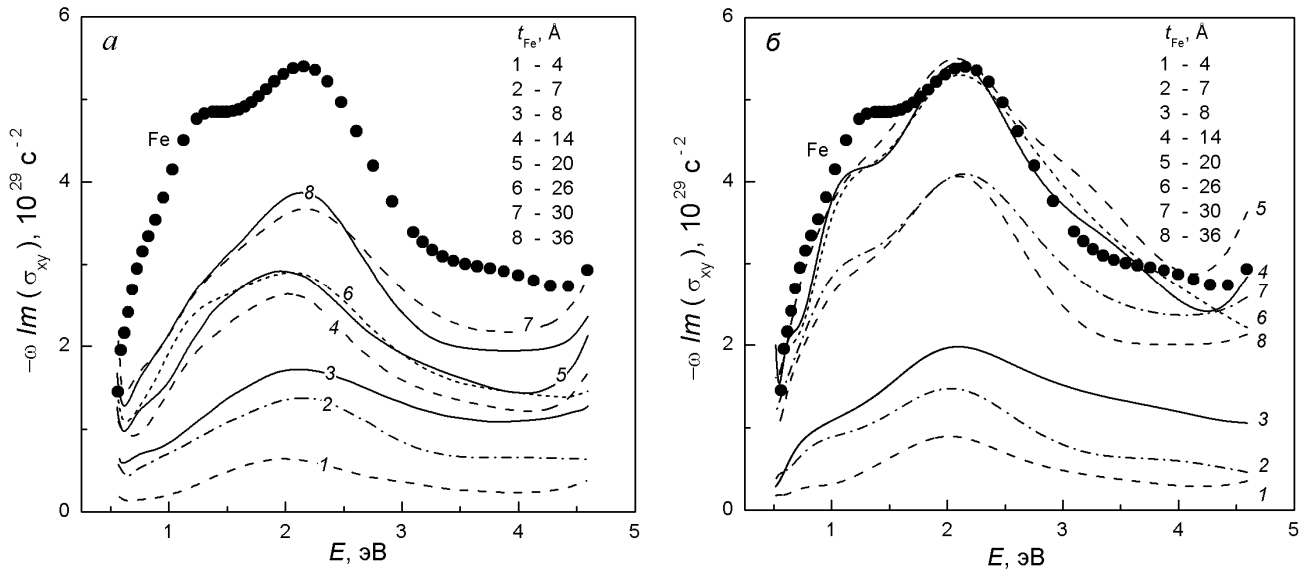


Рисунок 2.41 – (а) Модельные кривые функции $-\omega \text{Im}(\sigma_{xy}(\hbar\omega))$ для образцов с переменной толщиной слоя Fe. (б) Экспериментальные данные, кривые функции $-\omega \text{Im}(\sigma_{xy}(\hbar\omega))$ для образцов с различной толщиной слоя Fe.

проявлением квантового размерного эффекта (т.е. формированием состояний квантовых ям). Такого же рода немонотонные изменения были замечены в оптических спектрах σ_{xx} [124], рисунок 2.42а. Отсюда можно заключить, что с уменьшением толщины слоя железа ($t_{Fe} < 30 \text{ \AA}$) происходит изменение как диагональной σ_{xx} , так и недиагональной σ_{xy} компонент тензора эффективной оптической проводимости, что свидетельствует о модификации электронной структуры слоистой системы.

Аналогичные особенности в экспериментальных зависимостях магнитооптических свойств должны наблюдаться и с варьированием толщины немагнитной прослойки. На рисунке 2.43 приведены измеренные при нескольких длинах волн зависимости ЭЭК от толщины слоев хрома для сверхрешеток $Fe(12 \text{ \AA})/Cr(t, \text{ \AA})$ с одной и той же толщиной слоев железа. Можно заключить, что на данной серии сверхрешеток Fe/Cr с переменной толщиной слоя хрома, в спектрах ЭЭК формируется особенность при $t_{Cr} \sim 12-15 \text{ \AA}$, с максимумом в области энергий $E \sim 0.8-1.2 \text{ эВ}$. Следует ожидать, что при иных толщинах слоев Fe , в серии с переменной толщиной слоя Cr наблюдаемая особенность в спектрах ЭЭК будет смещаться как по энергиям, так и по t_{Cr} , отражая влияние квантового размерного эффекта на магнитооптические свойства [24].

2.4.3 Магнитооптическая функция $\omega \text{Im}\sigma_{xy}^{eff}(\omega)$. Случай ультратонких магнитных слоев в сверхрешетках Fe/Cr

Рассмотрим оптические свойства исследуемых объектов. Графики спектральных зависимостей действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{xx}^{eff} = \epsilon_1^{eff} - i\epsilon_2^{eff}$ исследуемых сверхрешеток Fe/Cr приведены на рисунке 2.44. Рост значений ϵ_1^{eff} и ϵ_2^{eff} на участке спектра $\lambda = 2-14 \text{ мкм}$ указывает на доминирующий вклад внутризонного (друдевского) поглощения световой энергии, что позволяет определить плазменную ω_p^{eff} и релаксационную γ^{eff} частоты электронов проводимости. Числовые значения ω_p были определены из наклона прямолинейного участка графика $1/(1 - \epsilon_1^{eff}) = (\omega/\omega_p^{eff})^2 + (\gamma^{eff}/\omega_p^{eff})^2$ в области спектра $8-14 \text{ мкм}$, где влияние межзонных электронных переходов незначительно. Время релаксации электронов проводимости $\tau^{eff} = 1/\gamma^{eff}$ определено из отрезка, отсекаемого прямой на оси ординат (вкладом от виртуальных электронных переходов при этом пренебрегалось). Полу-

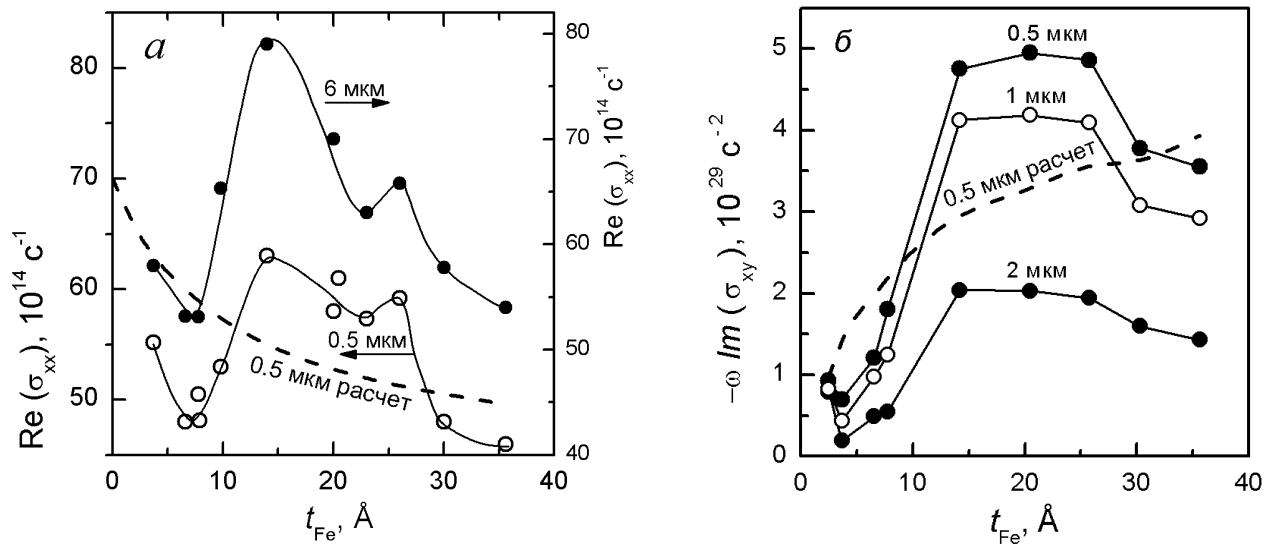


Рисунок 2.42 – Эксперимент. Зависимость величин $\text{Re}\sigma_{xx}$ (а) и $\omega \text{Im}\sigma_{xy}$ (б) от толщины слоев железа при нескольких длинах волн для системы Fe(t , Å)/Cr(10 Å). Штриховые кривые – модельные, рассчитанные с использованием параметров толстых пленок Fe и Cr.

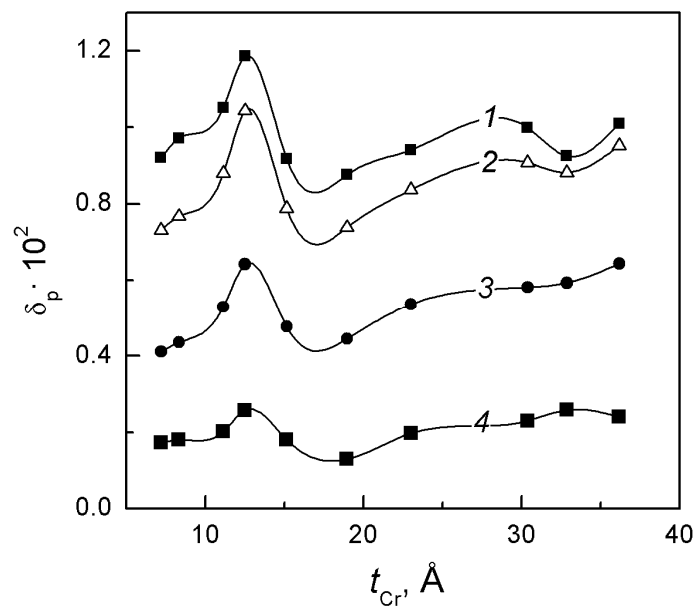


Рисунок 2.43 – Зависимости ЭЭК для системы Fe12Å/Cr(t Å) от толщины слоев Cr, нормированные на содержание Fe в периоде T сверхрешетки. 1 – 1.0 мкм, 2 – 1.2 мкм, 3 – 1.5 мкм, 4 – 1.8 мкм.

ченные характеристики электронов проводимости в исследуемых сверхрешетках $\text{Fe}(t_x)/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$ приведены в Таблице 2.6. Здесь N^{eff} – концентрация электронов проводимости, определенная по формуле $(\omega_p)^2 = 4\pi N^{\text{eff}} e^2 / m_0$ (e , m_0 – соответственно заряд и масса свободного электрона).

Рассмотрим зависимость недиагональной компоненты тензора оптической проводимости $\hat{\sigma}$ в исследуемых образцах от t_{Fe} . Тензоры оптической проводимости $\hat{\sigma}$ и диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ связаны известным соотношением $\sigma_{\alpha\beta} = (i\omega/4\pi)[\varepsilon_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}]$, где $\alpha, \beta = (x, y, z)$ и $\delta_{\alpha\beta}$ – символ Кронекера. В кубическом кристалле при приложении магнитного поля H вдоль оси z перпендикулярно плоскости падения p -поляризованного света ($z \parallel \mathbf{M}$, $\mathbf{M}$ – вектор намагниченности) недиагональную компоненту ε_{xy} тензора диэлектрической проницаемости можно определить из $\delta_p = -4tg\varphi \text{Re}\{\varepsilon_{xy}/[(\varepsilon_{xx} - 1)(\varepsilon_{xx} - tg^2\varphi)]\}$, где φ – угол падения световой волны, ε_{xx} – диагональная компонента тензора $\hat{\varepsilon}$. В магнитной среде поглощение (диссипация) световой энергии описывается функциями $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ и $-\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$. На рисунке 2.45 приведены спектральные зависимости функции $-\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ для серии сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$ ($t_{\text{Fe}}=2.1-15.3 \text{ \AA}$), а также для пленки $\text{Fe}(1000 \text{ \AA})$ [125]. Данные для сверхрешеток нормированы на содержание железа в бислое $(\times(t_{\text{Fe}} + t_{\text{Cr}})/t_{\text{Fe}})$. Из рисунка 2.45 видно, что в спектрах $-\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ для сверхрешеток с $t_{\text{Fe}} \geq 7 \text{ \AA}$ (кривые 1–3) отчетливо проявляется характерная для железа полоса «А». Однако в наноструктурах с ультратонкими слоями железа эта полоса трансформируется, изменяется спектральный профиль кривых. При $t_{\text{Fe}}=2.1-3.2 \text{ \AA}$ (кривые 5,6) интенсивность поглощения снижается более чем вдвое. Следует отметить, что оптические и магнитооптические свойства Fe, Cr и мультислойных структур на рассматриваемом участке спектра 0.5–3.0 эВ определяются межзонными переходами [20,126]. С помощью численного моделирования $\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ в рамках одноэлектронного подхода было установлено [78], что полоса «А» в железе (рисунок 2.45) формируется межзонными переходами электронов ($d, p-p, d$)-типа преимущественно в системе энергетических зон со спином «вниз» (spin-down ($\downarrow$)). Отсутствие аналогичной полосы «А» на кривых 5,6 можно объяснить формированием в матрице Cr (в процессе эпитаксиального роста) интерфейсного слоя, состоящего из ФМ сплавов FeCr и микроскопических кластеров ОЦК-Fe. Сформировавшиеся интерфейсные слои определяют магнитооптические свойства наноструктур при толщинах слоев $t_{\text{Fe}}=2.1-3.2 \text{ \AA}$. Изменение формы спектров и уменьшение более чем вдвое магнитооптического отклика – по сравнению с амплитудой отклика для сверхрешеток Fe/Cr с $t_{\text{Fe}}=10 \text{ \AA}$ – показывают, что железо полностью расходуется на создание интерфейсных слоев в матрице Cr.

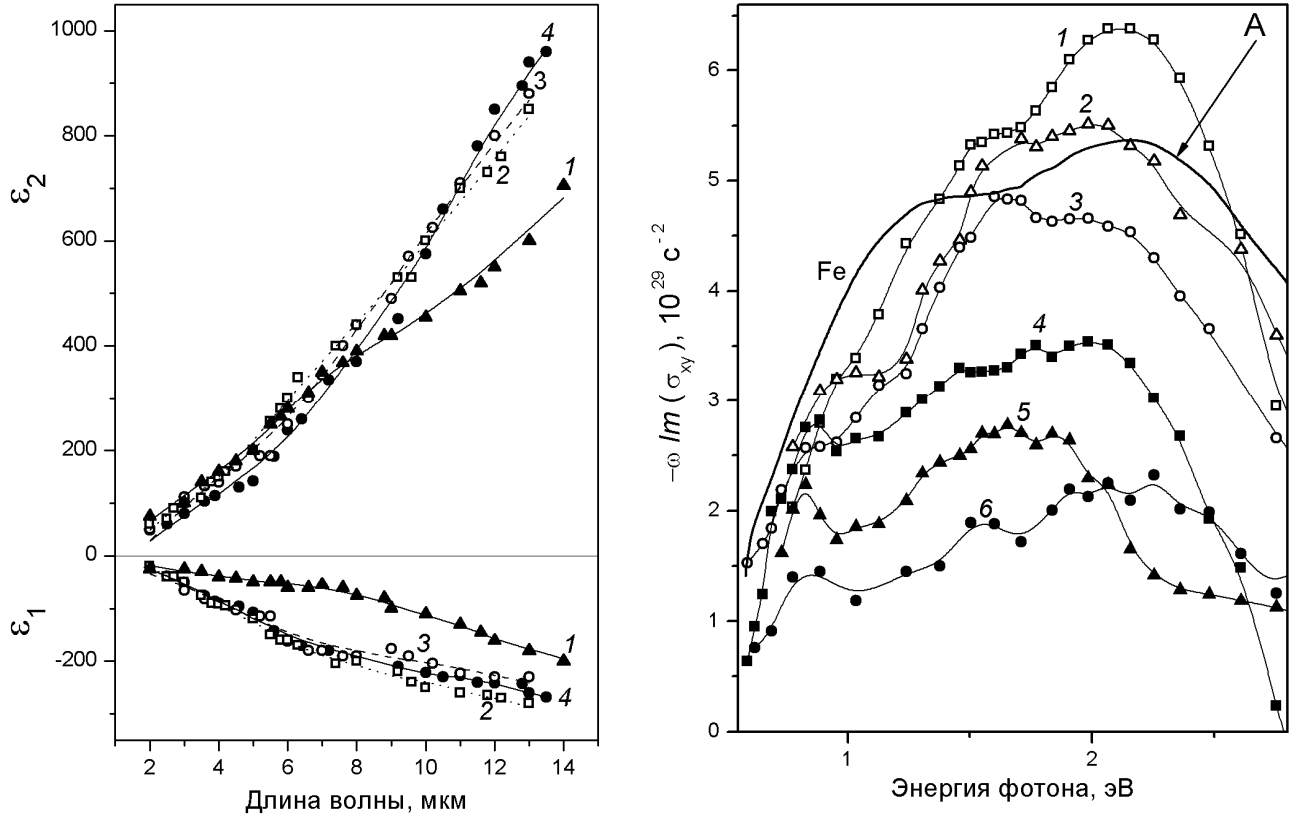


Рисунок 2.44 – Спектральная зависимость действительной $\varepsilon_1(\lambda)$ и мнимой $\varepsilon_2(\lambda)$ частей комплексной диэлектрической проницаемости ε^{eff} для сверхрешеток серии 1 Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) (t_x , Å: 1 – 5.2, 2 – 3.2, 3 – 2.6, 4 – 2.1).

Рисунок 2.45 – Диссипативная часть недиагональной компоненты тензора эффективной оптической проводимости $\text{Im}\sigma_{xy}^{eff}$ для пленки Fe (1000 Å), и для сверхрешеток Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) (t_x , Å: 1 – 15.3, 2 – 10.6, 3 – 7.2, 4 – 5.2, 5 – 3.2, 6 – 2.1). Величины $\omega \text{Im}\sigma_{xy}^{eff}$ для сверхрешеток нормированы на содержание Fe в бислое.

Таблица 2.6 – Параметры электронов проводимости, полученные из оптических измерений: плазменная частота $\hbar\omega_p$, эффективная концентрация N^{eff} , эффективное время релаксации τ_{opt}^{eff} .

t_{Fe} , Å	$\hbar\omega_p$, эВ	N^{eff} , (10^{28} м^{-3})	τ_{opt}^{eff} , (10^{-15} с)
5.2	3.14	0.69	2.3
3.2	3.05	0.685	3.3
2.6	2.94	0.63	4.5
2.1			

2.4.4 Магнитооптические свойства антиферромагнитного хрома

При изучении сверхтонких слоев железа в сверхрешетках Fe/Cr совершенно естественно встал вопрос об изучении магнитооптических свойств антиферромагнитного хрома [127]. Насколько нам известно, исследования магнитооптических свойств Cr до последнего времени не проводились. В данном разделе в антиферромагнитном хrome были измерены экваториальный и полярный эффекты Керра, а также квадратичный магнитооптический эффект в отраженном свете. Определена частотная дисперсия недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ Cr. Анализ полученных магнитооптических данных проведен на основе имеющихся сведений об электронной структуре хрома. Изучены спектральные зависимости нечетных по намагниченности экваториального и полярного эффектов Керра, а также спектральная зависимость квадратичного по намагниченности магнитооптического эффекта в отраженном свете. Отметим, что физическая природа этих эффектов различна. Гиротропные экваториальный и полярный эффекты Керра определяются магнитооптическим параметром $Q = i\epsilon_{ij} / \epsilon_{ii}$ (ϵ_{ii} и ϵ_{ij} — соответственно диагональная и недиагональная компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$). Источником гиротропии служит механизм спин-орбитального взаимодействия электронов. Негиротропный квадратичный магнитооптический эффект характеризует влияние магнитного поля на диагональную компоненту тензора диэлектрической проницаемости. Он обусловлен спин-орбитальным расщеплением энергетических зон и наблюдается на фоне нечетного по намагниченности ЭЭК.

В разделе 2.4.1. уже говорилось об обнаружении ЭЭК для двух пленочных образцов хрома, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии двумя разными способами: в едином технологическом цикле $[600 \text{ \AA}]_1$ и послойно $[10 \text{ \AA}]_{60}$. Спектры ЭЭК измерялись в магнитном поле 10 кЭ при угле падения световой волны на образец $\varphi=70^\circ$. Оказалось, что величина ЭЭК в пленках хрома при $H=10$ кЭ составляет $\sim 0.2\%$ от величины ЭЭК в ОЦК-Fe.

Измерения ЭЭК были выполнены при углах падения света 50° и 70° . Измерения полярного эффекта Керра были выполнены при s -поляризации падающего излучения и азимуте анализатора 45° относительно p - и s -поляризаций. Угол падения света на образец составлял 52° . Измерения ЭЭК и полярного эффекта Керра проводились при комнатной температуре в магнитном поле $H=10$ кЭ и длинах волн $\lambda=0.4\text{--}2.5$ мкм. Образец переманичивался с частотой $f=2$ Гц.

Квадратичный магнитооптический эффект на отражение был измерен в геометрии экваториального намагничивания при s -поляризации падающей световой волны и углах падения света 10° и 30° . Спектральный диапазон исследований составлял $\lambda=0.4\text{--}10$ мкм.

Показатели преломления n и поглощения k , необходимые для расчета диагональной и недиагональной компонент тензора диэлектрической проницаемости, определялись из эллипсометрических измерений методом Битти с погрешностью $\sim 2-3\%$. Образцами служили массивный поликристаллический хром и квазимонокристаллическая пленка Cr(100) толщиной $600 \text{ \AA}$, выращенная в сверхвысоком вакууме методом молекулярно-лучевой эпитаксии на монокристаллической подложке из сапфира. Зеркальная поверхность поликристаллического Cr была получена путем механической шлифовки алмазными пастами с последовательным понижением зернистости, с последующим отжигом и электрополировкой в хлорно-уксусном электролите. Полученные значения n и k хорошо согласуются с ранее опубликованными [128]. Температура Нееля $T_N=311\text{K}$ исследованного нами поликристаллического образца хрома была определена из нейтронографических данных. Для пленки Cr(100) значение $T_N=311\text{K}$ было получено из измерений электросопротивления.

2.4.4.1 Модельный подход к магнитооптике хрома

Если ограничиться простым случаем антиферромагнитного кристалла с двумя равными подрешетками ($\mathbf{M}_1=\mathbf{M}_2$), то возникновение магнитооптических эффектов в хrome можно связать с явлением так называемого «схлопывания» магнитных подрешеток. Оно заключается в том, что с увеличением внешнего магнитного поля векторы намагниченностей подрешеток $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ в антиферромагнитных доменах вначале выстраиваются почти перпендикулярно направлению внешнего поля, а затем начинают поворачиваться в направлении поля, что приводит к появлению результирующего магнитного момента. При этом намагниченность образца будет возрастать линейно с увеличением напряженности поля H , приводя к росту антисимметричной компоненты в тензоре диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q & 0 \\ i\varepsilon Q & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad Q = i \frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}}, \quad (2.21)$$

где Q – магнитооптический параметр, линейный по намагниченности; ε_{xx} ($\varepsilon = \varepsilon_{xx}$) и ε_{xy} – соответственно диагональная и недиагональная компоненты $\hat{\varepsilon}$. Тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ записан для кубического кристалла в системе координат, в которой вектор намагниченности $\mathbf{M}$ направлен вдоль оси OZ. Тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ мы не учитываем, поскольку для оптического диапазона частот, как показано в [129], $|\mu_{xy}| \sim 10^{-2} \cdot |\varepsilon_{xy}|$, а компонен-

та $\mu_{xx} \sim 1$. Тензор $\hat{\varepsilon}$ связан с тензором проводимости известным соотношением $\varepsilon_{ij}(\omega) = \eta_{ij} - 4\pi i \sigma_{ij}(\omega)/\omega$, где η_{ij} – символ Кронекера. В рамках рассмотренной простой модели возникновения результирующей намагниченности в двухподрешеточном антиферромагнетике можно применить обычные формулы для магнитооптических эффектов [130]. В частности, при расчете недиагональной компоненты ε_{xy} тензора диэлектрической проницаемости мы использовали выражение для ЭЭК при p -поляризации падающей электромагнитной волны, и магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости падения света (направление оси $OZ \parallel \mathbf{M}$): $\delta_p = -4tg\varphi \operatorname{Re}\{\varepsilon_{xy}/[(\varepsilon_{xx}-1)(\varepsilon_{xx}-tg^2\varphi)]\}$, где φ – угол падения света на образец. Для расчета угла вращения плоскости поляризации α_K в полярном эффекте Керра по найденным из измерений ЭЭК магнитооптическим параметрам Q использовалось выражение [130]

$$\alpha_K = -\operatorname{Im} \frac{r(r_s - r_p \operatorname{tg}^2 \theta) Q}{r_s^2 + r_p^2 \operatorname{tg}^2 \theta}. \quad (2.22)$$

Здесь Q – магнитооптический параметр (2.21), θ – угол отклонения плоскости поляризации падающей световой волны от s -компоненты. Далее,

$$r = \frac{n_0^2 \cos \varphi}{(\cos \varphi + g_0)(n_0^2 \cos \varphi + g_0)}, \quad (2.23)$$

$$r_s = \frac{\cos \varphi - g_0}{\cos \varphi + g_0}; \quad r_p = \frac{n_0^2 \cos \varphi - g_0}{n_0^2 \cos \varphi + g_0}.$$

В выражениях (2.23) r_p и r_s – коэффициенты отражения Френеля, $g_0 = \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi}$, n_0 – показатель преломления магнитной среды. Предполагалось также, что внешняя среда имеет показатель преломления $n_1=1$.

2.4.4.2 Экваториальный эффект Керра

На рисунке 2.46 представлены спектры $\delta_p(\hbar\omega)$, полученные нами для массивного поликристаллического образца (кривая 1) и для пленки Cr(100) (см. вставку к рисунку 2.46, кривая 3). Там же, для сравнения, приведены спектры ЭЭК толстой ($t \sim 1000 \text{ \AA}$) пленки железа (кривая 2) и кластерно-слоистой сверхрешетки $[\text{Fe}(1.2 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{60}$ (на вставке, кривая 4 (есть на рис. 2.39б в относительном виде)), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Отметим, что спектры ЭЭК в целом схожи для пленки и для массивного образца Cr. Однако, в случае квази-

монокристаллической пленки Cr(100) величина ЭЭК при энергиях $E \sim 1.8\text{--}2.0$ эВ в полтора раза больше, по сравнению с поликристаллическим образцом. Кривые $\delta\rho$ -эффекта, изображенные на вставке рисунка 2.46, показывают, что магнитооптический отклик слоев хрома вносит существенный вклад в величину ЭЭК в случае кластерно-слоистой сверхрешетки.

График функции $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$, характеризующей оптическое поглощение в хrome, приведен на рисунке 2.47. Из значений ЭЭК при двух углах падения света, и величин оптических постоянных n и k , была рассчитана мнимая часть недиагональной компоненты тензора оптической проводимости $\text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ (рисунок 2.48а), а также реальная ε'_{xy} и мнимая ε''_{xy} части недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости Cr (рисунок 2.48б).

Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, рассмотрим электронную структуру АФМ хрома. В рамках зонной теории существование волны спиновой плотности в хrome связывается с уникальной топологией поверхности Ферми в парамагнитной фазе. А именно, с наличием больших, почти равных по размерам листов – электронного “джека” с центром в точке Γ зоны Бриллюэна, и дырочного октаэдра с центром в точке H зоны Бриллюэна (рисунок 2.49), значительная часть которых совмещается друг с другом при трансляции на вектор $\mathbf{q}=(2\pi/a)(0.95,0,0)$ («nesting»-модель) и коллапсирует [131]. Взаимодействие конгруэнтных поверхностей обеспечивается притяжением электронов и дырок [132]. Таким образом, стабилизация волны спиновой плотности кардинальным образом изменяет топологию поверхности Ферми Cr по сравнению с таковой в парамагнитной фазе. Подтверждение этому получили Грибнер и Маркус [133], которые объяснили свои результаты по исследованию эффекта де Гааза-ван Альфена в хrome только присутствием дырок в точке N и электронных линз вдоль направления Γ - H зоны Бриллюэна. Уменьшение квадрата плазменной частоты электронов проводимости ω_p^2 на 25% в АФМ Cr [128] также указывает на коллапс части поверхности Ферми. При синусоидальной модуляции намагниченности, и появлении нового периодического члена в обменно-корреляционном потенциале, в зонном спектре хрома формируются новые энергетические щели $E(\mathbf{k})=E(\mathbf{k}\pm n\mathbf{q})$ (n – целое число), разделенные вектором $\mathbf{q}$. Величина этих щелей пропорциональна амплитуде спиновой волны P_0 . Теоретические оценки энергии «магнитных» щелей были впервые получены Асано и Ямашита [134], которые выполнили расчет энергетических зон хрома методом функций Грина с учетом спиновой поляризации для простого АФМ упорядочения, соответствующего $\mathbf{q}=(2\pi/a)(1,0,0)$, когда в вершинах куба спины направлены «вверх» ($\uparrow$), а в центре куба – «вниз» ($\downarrow$). В этом случае кристалл обладает простой кубической симметрией (решетка CsCl), и энергетический спектр электронов можно получить из первопринципных расчетов. Было установлено, что дополнительные энергетические щели в АФМ состоянии появляются при пересечении энергетических зон идентичной симметрии, смещенных друг относи-

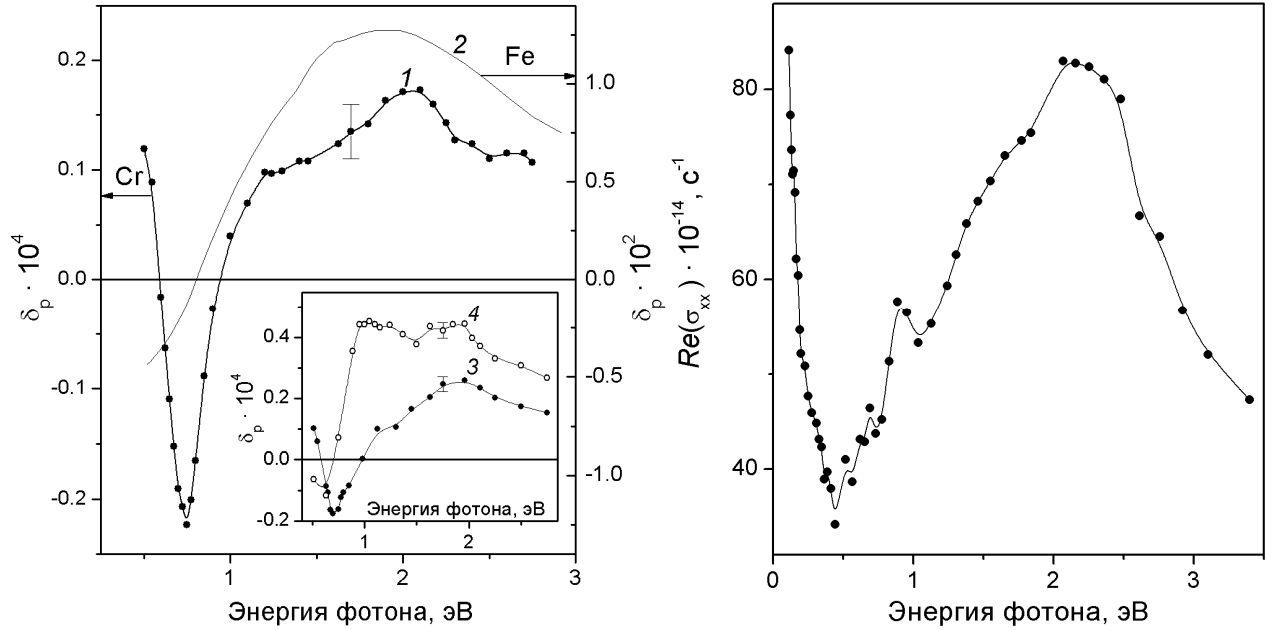


Рисунок 2.46 – Спектральные зависимости $\delta_p(70^\circ)$. 1 – поликристаллический Cr, 2 – пленка Fe ($t_{\text{Fe}}=1000 \text{ \AA}$). На вставке: 3 – эпитаксиальная пленка Cr(100) ($t_{\text{Cr}}=600 \text{ \AA}$), 4 – кластерно-слоистая сверхрешетка $[\text{Fe}(1.2 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{60}$. Вертикальными отрезками показаны ошибки измерений.

Рисунок 2.47 – Диссипативная часть диагональной компоненты тензора проводимости $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ хрома.

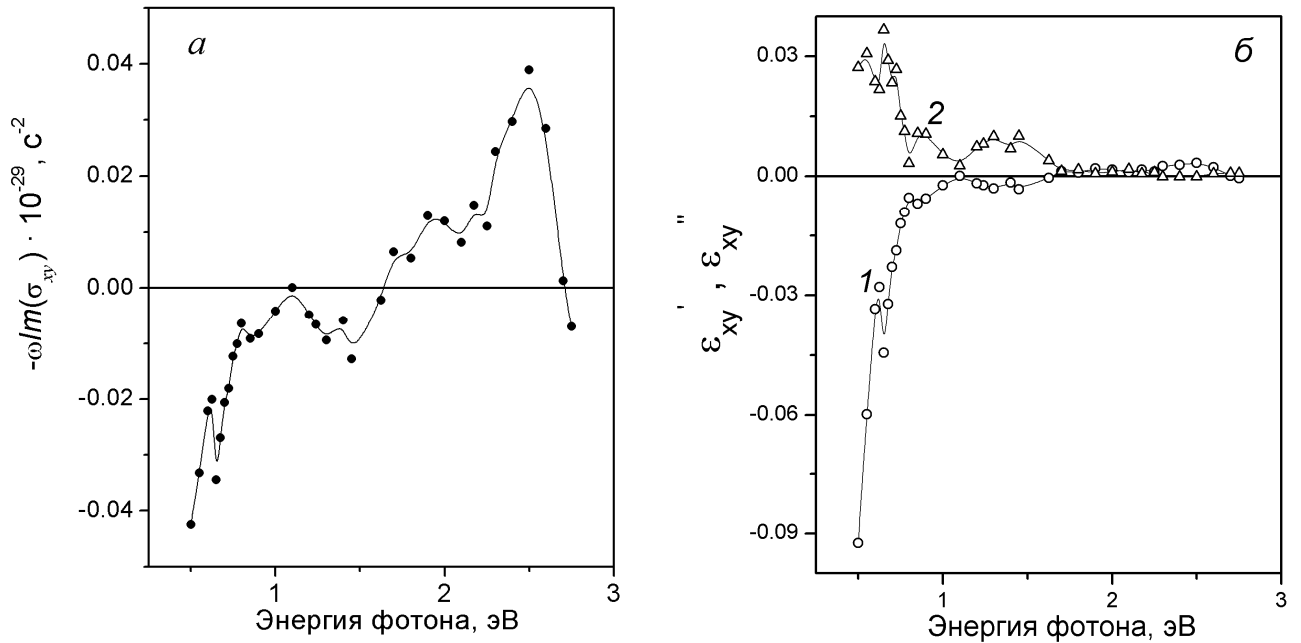


Рисунок 2.48 – (а) Диссипативная часть недиагональной компоненты тензора проводимости $\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ хрома. (б) Спектры реальной ϵ'_{xy} (1) и мнимой ϵ''_{xy} (2) частей недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости хрома.

тельно друга под действием обменного взаимодействия. Дополнительные щели, согласно [134], образуются вблизи уровня Ферми E_F , преимущественно в Λ - и Σ -направлениях зоны Бриллюэна, при этом плотность состояний на E_F уменьшается на 29%. Аномальное поведение оптических характеристик при стабилизации АФМ состояния, выразившееся в формировании дополнительных пиков поглощения на участках спектра $0.07 \text{ эВ} \leq \hbar\omega_1 \leq 0.20 \text{ эВ}$ и $0.36 \text{ эВ} \leq \hbar\omega_2 \leq 0.65 \text{ эВ}$, подтверждает наличие обменного расщепления зонных состояний в хrome [128,135,136].

Перейдем к рассмотрению спектральной зависимости диагональной σ_{xx} и недиагональной σ_{xy} компонент тензора оптической проводимости $\hat{\sigma}$ в хrome. Форма дисперсионной кривой реальной части проводимости $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ (рисунок 2.47) указывает на то, что в интервале спектра $E=0.3\text{--}3.5 \text{ эВ}$ оптические свойства хрома определяются межзонным механизмом поглощения света. На этом участке спектра формируется интенсивная полоса поглощения с максимумом при энергии фотона 2 эВ. Проведенные ранее [137] температурные измерения оптических свойств хрома показали, что эффекты обменного расщепления электронных состояний проявляются также при высоких энергиях фотона. В частности, дополнительные пики поглощения в АФМ Сг были обнаружены при энергиях фотона $E=1.9\text{--}2.4 \text{ эВ}$ в окрестности максимума основной полосы поглощения.

Теперь рассмотрим функцию $-\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$, характеризующую магнитопоглощение в хrome. Из рисунка 2.48а видно, что наблюдаемый магнитооптический отклик приходится на область основной полосы межзонного поглощения. Отличительными особенностями спектрального поведения функции $\text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ являются две области повышенных значений и смена знака в районе $\sim 1.7 \text{ эВ}$. Максимальные значения недиагональной компоненты оптической проводимости хрома достигаются при энергиях фотона $\hbar\omega_1=0.5 \text{ эВ}$ и $\hbar\omega_2=2.5 \text{ эВ}$, а минимальные – в интервале спектра 0.8–1.8 эВ.

Без соответствующих первопринципных расчетов объяснить спектральную зависимость магнитопоглощения в Сг не представляется возможным. Методика этих расчетов для функций $\text{Re } \sigma_{xx}(\omega)$ и $-\omega \text{Im } \sigma_{xy}(\omega)$ для ферромагнитных металлов разработана и успешно используется для анализа экспериментальных данных. В частности, хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными спектрами указанных функций для Fe получено в работах Успенского и Халилова [77,78]. При этом, было установлено, что спектральные особенности этих компонент непосредственно связаны с шириной d -зоны, а так же с величиной спин-орбитального и обменного взаимодействий. Другие примеры теоретического анализа магнитооптических данных ферромагнетиков приведены в обзоре [138]. Особый интерес вызывает то обстоятельство, что в области основной полосы межзонного поглощения (видимый и УФ интервалы спектра) теория предсказывает пропорциональность между недиагональными компонентами тензора проводи-

мости и разностью вкладов диагональных компонент, относящихся к различным спиновым подсистемам. В грубом приближении это можно записать как $-\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega) \sim (\text{Re} \sigma_{xx}^{\uparrow}(\omega) - \text{Re} \sigma_{xx}^{\downarrow}(\omega))$. Известно, что в железе обменное расщепление $3d$ -зоны составляет $2\Delta_{\text{exc}} \sim 2$ эВ. Большая разница в заселенности электронных состояний с разным направлением спина приводит к существенному различию вкладов в межзонное оптическое поглощение от спиновых подсистем ($\uparrow$) и ($\downarrow$), поэтому максимальная величина $-\omega \text{Im} \sigma_{xy}$ в этом металле (в области основной полосы межзонного поглощения) достигает высоких значений – около $6 \cdot 10^{29} \text{ с}^{-2}$ [79]. В хроме ситуация иная. Как уже отмечалось выше, величина магнитного момента в Cr не превышает значения $\mu = 0.59 \mu_B$, и обменное расщепление энергетических зон намного меньше по сравнению с ферромагнитным железом. К тому же, в Cr расщепление энергетических зон $E_i(\mathbf{k})$ происходит только в ограниченной части зоны Бриллюэна, а большинство зонных состояний не претерпевает изменений. Поэтому различие суммарных функций $\text{Re} \sigma_{xx}^{\uparrow}(\omega)$ и $\text{Re} \sigma_{xx}^{\downarrow}(\omega)$ в хроме ожидается незначительным. Как мы уже отмечали выше, эффекты обменного взаимодействия в оптических свойствах Cr проявляются в виде дополнительных полос поглощения при энергиях фотона 0.07–0.20 эВ, 0.3–0.65 эВ и 1.9–2.4 эВ. Напротив, в области спектра $\hbar\omega \sim 1.0$ –1.8 эВ в дисперсии функции $\text{Re} \sigma_{xx}(\omega)$ не замечено изменения, связанного с обменным расщеплением электронных состояний [137]. Эти экспериментальные результаты, на наш взгляд, объясняют низкие значения магнитопоглощения на участке спектра 0.9–2.0 эВ, и усиление амплитуды функции $-\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ при энергиях $E \leq 0.9$ эВ и $E \geq 2.1$ эВ. С ростом внешнего магнитного поля величина ЭЭК в Cr будет возрастать, однако это не повлияет на спектральную зависимость недиагональной компоненты тензора оптической проводимости.

2.4.4.3 Полярный эффект Керра

Перейдем к рассмотрению полярного эффекта Керра, измеренного для эпитаксиальной пленки Cr(100). Эксперимент показал немонотонную зависимость угла вращения плоскости поляризации α_K в хроме от энергии фотона (кривая 1, рисунок 2.50). Для сравнения, приведен также график спектральной зависимости угла вращения α_K^{Fe} в железе (кривая 3, рисунок 2.50) [79]. Максимальная величина относительного изменения интенсивности $\Delta I / I_0$ полярного эффекта Керра в Cr в исследуемом диапазоне спектра составляет $5 \cdot 10^{-5}$ в поле 10 кЭ. Это соответствует повороту плоскости поляризации электромагнитной волны на $1.5 \cdot 10^{-3}$ град. Нам извест-

ны диагональная ε_{xx} и недиагональная ε_{xy} компоненты тензора диэлектрической проницаемости Cr, поэтому можно сравнить измеренный спектр угла вращения плоскости поляризации световой волны с рассчитанным по феноменологической формуле (2.22). Оказалось, что рассчитанный спектр $\alpha_K(\omega)$ (кривая 2, рисунок 2.50) вполне удовлетворительно описывает поведение экспериментально полученной спектральной зависимости величины угла (кривая 1, рисунок 2.50), в частности, энергетическое положение экстремумов при 0.65 эВ и 1.35 эВ. Проведенное сопоставление экспериментальных значений α_K с рассчитанными является независимой проверкой правильности определения недиагональной компоненты ε_{xy} тензора диэлектрической проницаемости хрома. Сравним значения угла вращения α_K в хrome с результатами, полученными ранее для алюминия и серебра [139]. Полярный эффект Керра был зафиксирован в этих металлах на участке длин волн $\lambda=4150-8000 \text{ \AA}$ в магнитном поле $H=10 \text{ кЭ}$. Максимальные значения α_K составили $(31.4 \pm 1.0) \cdot 10^{-7} \text{ мин/Э}$ в алюминии, и $(74.9 \pm 7.5) \cdot 10^{-7} \text{ мин/Э}$ в серебре. Для АФМ хрома максимальное значение угла вращения Керра $\alpha_K = (98 \pm 9) \cdot 10^{-7} \text{ мин/Э}$, то есть имеет место небольшое (~30%) увеличение угла вращения плоскости поляризации световой волны по сравнению с серебром. Этому результату можно дать следующее объяснение. Во-первых, в Ag параметр спин-орбитального взаимодействия в 4–5 раз превосходит соответствующий параметр в Cr. Во-вторых, на величину α_K существенно влияет диагональная ε_{xx} компонента тензора диэлектрической проницаемости (см. формулы 2.22, 2.23), способствуя либо уменьшению эффекта в области интенсивного межзонного поглощения, либо его увеличению в области относительной прозрачности металла. Для ферромагнитных соединений этот вопрос теоретически рассмотрен в [138,140]. Магнитооптические свойства хрома изучены нами в области основной полосы межзонного поглощения (рисунок 2.47), высокая интенсивность которой обеспечивается ($d, p \rightarrow p, d$)-типом электронных переходов. На указанном участке спектра величина оптической проводимости хрома $\text{Re}\sigma_{xx} = (40-85) \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ почти на два порядка выше соответствующего значения в Ag, что и приводит к существенному уменьшению угла вращения α_K Cr.

2.4.4.4 Квадратичный магнитооптический эффект

Первое экспериментальное наблюдение квадратичного по намагниченности магнитооптического эффекта в отраженном свете, δ_q , было проведено на ферромагнитных металлах [141].

В геометрии экваториального намагничивания (магнитное поле H перпендикулярно плоско-

сти падения света и направлено вдоль оси OZ) при s -поляризации падающей световой волны величину эффекта $\delta_q(H)$ можно представить выражениями:

$$\delta_q(H) = \frac{I(0) - I(H)}{I(H)}, \quad I(H) = \left| \frac{\cos \varphi - \sqrt{\varepsilon_{zz} - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\varepsilon_{zz} - \sin^2 \varphi}} \right|^2, \quad (2.24)$$

где $I(0)$ и $I(H)$ – интенсивности отраженного от образца света соответственно при $H=0$, и в магнитном поле H ; $\varepsilon_{zz} = \varepsilon(H)$ – диэлектрическая проницаемость образца в магнитном поле H , φ – угол падения света на образец. Если учесть малую величину изменения диэлектрической проницаемости в магнитном поле, то $|\Delta \varepsilon| \ll |\varepsilon(H)|, |\varepsilon(0)|$, где $\Delta \varepsilon = \varepsilon(H) - \varepsilon(0)$. Тогда, согласно (2.24), получаем выражение:

$$\delta_q(\varphi) = 2 \cos(\varphi) \operatorname{Re} \left(\frac{\Delta \varepsilon}{(\varepsilon - 1) \sqrt{\varepsilon}} \right) = A \cos(\varphi). \quad (2.25)$$

Как видно из формулы (2.25), эффект имеет характерную угловую зависимость, достигая максимума при нормальном падении света, в то время как ЭЭК при s - и p -поляризациях света обращается в ноль в случае $\varphi=0^\circ$. Обращает на себя внимание то, что при s -поляризации падающей световой волны и экваториальном намагничивании феноменологические выражения для обсуждаемого квадратичного эффекта и для магниторефрактивного эффекта [142] совпадают. Оба эти эффекта являются негиротропными, но если первый обусловлен влиянием магнитного поля (намагниченности) на комплексный показатель преломления магнитно-однородной среды за счет спин-орбитального взаимодействия, то природа второго эффекта связана с асимметрией спин-зависящего рассеяния электронов проводимости на интерфейсах магнитно-неоднородной среды с эффективной компонентой ε_{zz} (сверхрешетки, гранулированные сплавы) [38].

При изучении квадратичного эффекта модуляционным методом, при экваториальном намагничивании образца в измеряемой величине будет присутствовать вклад от линейного магнитооптического эффекта (ЭЭК). С целью минимизации величины этого вклада измерение δ_q проводилось при s -поляризации падающего излучения с предварительным измерением гироманитного нечетного δ_s -эффекта в нескольких точках спектра для оценки его величины. На рисунке 2.51а приведены полевые зависимости δ_s -эффекта, и квадратичного эффекта в Cr, для энергии фотона 0.75 эВ при угле падения света 50° . Выбор величины $\varphi=50^\circ$ позволяет надежно разделить вклады в магнитооптический отклик от квадратичного δ_q -эффекта и от гироманитного δ_s -эффекта, поскольку при этом угле падения света почти достигается максимальная величина вклада δ_s из-за его угловой зависимости, пропорциональной $\sin(2\varphi)$ (угол в 45° технически не реализуем в используемом намагничивающем устройстве). Рисунок 2.51а демонстрирует существенное различие в характерах полевых зависимостей обсуждаемых эффектов. Если

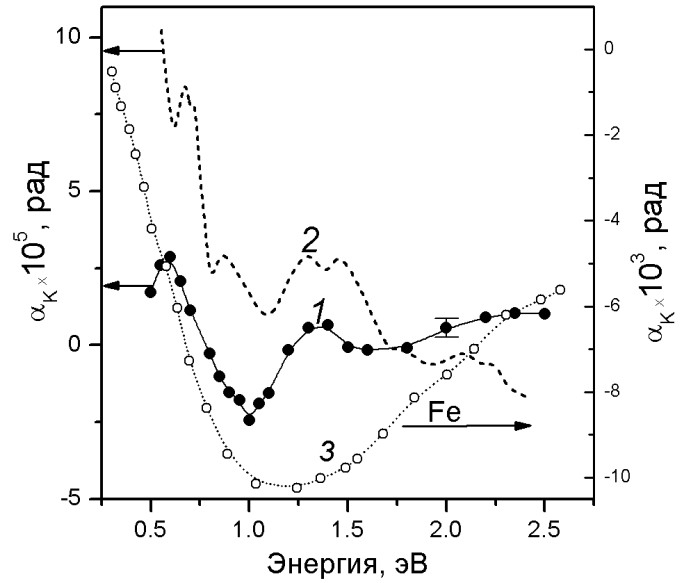
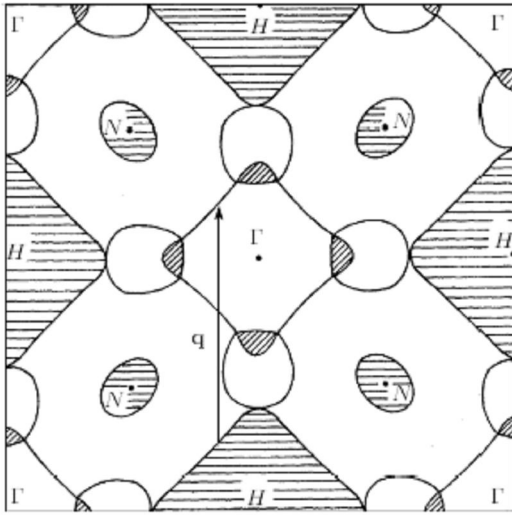


Рисунок 2.49 – Сечение ферми-поверхности парамагнитного Cr в плоскости (100) [143].

Рисунок 2.50 – Спектры угла вращения плоскости поляризации α_K в полярном эффекте Керра для различных образцов. 1 – эпитаксиальная пленка Cr(100) (эксперимент, $\varphi=52^\circ$). Вертикальный отрезок показывает ошибку измерений; 2 – кривая α_K при $\varphi=52^\circ$, рассчитанная на основе данных ЭЭК для пленки Cr(100); 3 – кривая α_K в Fe.

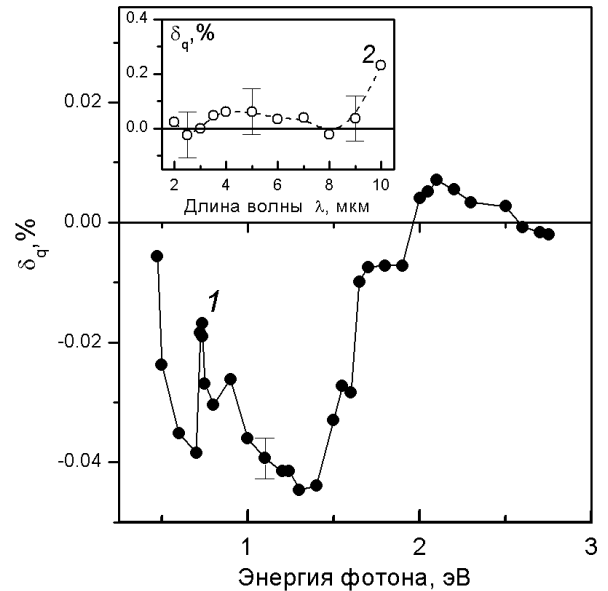
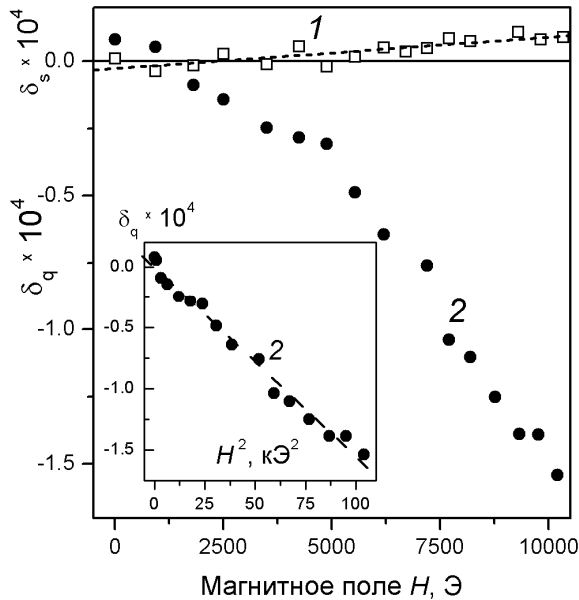


Рисунок 2.51 – (а) Полевые зависимости δ_s -эффекта (1), и квадратичного эффекта δ_q (2) в Cr, для энергии фотона $\hbar\omega=0.75$ эВ при угле падения света $\varphi=50^\circ$. (б) Спектр δ_q в поликристалле хрома (1). На вставке: δ_q -эффект (2) в пленке Cr(100) в ИК-области. Кривые приведены для $\varphi=10^\circ$. Вертикальными отрезками показаны ошибки измерений.

для δ_s наблюдается линейная зависимость от величины приложенного магнитного поля (кривая 1, рисунок 2.51а), то δ_q (кривая 2, рисунок 2.51а) зависит линейно уже от квадрата величины поля. Таким образом, видно, что вклад δ_s -эффекта в квадратичный эффект для хрома является малым. Также нами исследовалась угловая зависимость δ_q в ограниченном диапазоне углов $\varphi=30^\circ-70^\circ$, вычисляемая при помощи выражения (2.25).

На рисунке 2.51б (кривая 1) приведен спектр δ_q в видимой и в ближней ИК-областях, полученный для поликристаллического образца хрома. Основная полоса изменения ε_{zz} под действием магнитного поля в области межзонного поглощения заключена в интервале 0.6–1.6 эВ. Функция $\delta_q(\omega)$ имеет резко немонотонную частотную зависимость, обусловленную спин-орбитальным расщеплением вырожденных энергетических зон $E(\mathbf{k})$ хрома. На участке спектра 1.6–2.75 эВ, то есть в области максимума полосы межзонной оптической проводимости, энергетические зоны хрома мало подвержены воздействию магнитного поля. На вставке рисунка 2.51б приведен ИК спектр квадратичного эффекта для пленочного образца Cr(100) (кривая 1). Ошибка измерения указана вертикальными отрезками. Видно, что величина эффекта в измеренном интервале средней ИК-области находится в пределах ошибки измерения ± 0.08 , и только одно значение при 10 мкм выходит за ее границы. Необходимо отметить, что в работе [141] δ_q -эффект получил название ориентационного магнитооптического эффекта (ОМЭ) ввиду его зависимости от ориентации вектора намагниченности $\mathbf{M}$ относительно кристаллографических осей кристалла. Наиболее резкие особенности ОМЭ, как правило, обнаруживаются в областях спин-орбитального и обменного снятия вырождения энергетических зон. Мы полагаем, что в дальнейшем при изучении квадратичного эффекта в монокристаллических образцах хрома можно будет получить количественную информацию о зонных параметрах, и о характере электронных межзонных переходов в этом металле.

2.5 Заключение к Главе 2

Вначале перечислим результаты по изученным структурам.

Структуры Co/Cu:

Исследованы магнитооптические, оптические и магнитотранспортные свойства сверхрешеток Co(t_x , Å)/Cu(9.6 Å), отличающихся толщиной слоев Co.

На магнитооптических кривых $\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ сверхрешеток со слоями $t_{\text{Co}}=3-15$ Å в ультрафиолетовой области спектра $\hbar\omega=5-6.2$ эВ обнаружена предсказанная теоретически [78] полоса ос-

цилляционного типа («петля»), обусловленная обменным расщеплением $3d$ -зоны ГЦК Со ($2\Delta_{ex}^{3d} \sim 1$ эВ).

Анализ зависимости времени релаксации электронов проводимости τ_{opt}^{eff} от толщины слоя кобальта для сверхрешеток Со/Си позволяет выделить три участка толщин слоя Со в наших образцах. Область I ($t_{Co}=7-15$ Å) – сверхрешетки со сплошными ферромагнитными слоями и высокими значениями $\tau_{opt}^{eff}=(4.9-5.9)\cdot 10^{-15}$ с. Область II ($t_{Co}=2-3$ Å) – кластерно-слоистые наноструктуры с ферромагнитными и суперпарамагнитными частицами кобальта, а также с парамагнитными включениями Со. В этой области при толщине слоя Со 3 Å нами была обнаружена смена знака ЭЭК на большом участке спектра при сохранении величины эффекта. Численный анализ ЭЭК в рамках гранулярной модели позволил установить, что смена знака ЭЭК обусловлена перераспределением атомов Со между суперпарамагнитной, ферромагнитной и парамагнитной фракциями в пользу парамагнитной фракции. Это, в свою очередь, приводит к потере ферромагнитной составляющей в магнитооптическом отклике многослойной пленки с $t_{Co}=2$ Å. Кластерно-слоистые наноструктуры области II с толщиной слоя Со 2–3 Å показали самые низкие значения для времени релаксации – $\tau_{opt}^{eff}=1\cdot 10^{-15}$ с и $\tau_{opt}^{eff}=1.2\cdot 10^{-15}$ с, соответственно. Резкий спад τ_{opt}^{eff} между 7 Å и 3 Å слоев Со характеризует промежуточную область кластеризации слоев кобальта. Дальнейшее измельчение кластеров Со в интерфейсных областях и снижение их концентрации в матрице Си при толщинах $t_{Co}=0.3-1$ Å вызывает рост функции $\tau_{opt}^{eff}(t_{Co})$ (область III). В этой металлической среде (области III) наблюдается аномальная температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$, которая подавляется наложением внешнего магнитного поля H , подобно тому, как это происходит в сплавах, обладающих эффектом Кондо.

Структуры Fe/Cu:

Индивидуальная особенность зонного спектра меди, а именно, наличие энергетической щели $\Delta E = 2.1$ эВ между вершиной $3d$ -зоны и уровнем Ферми E_F (переход $L_3 \rightarrow L_2'(E_F)$) проявляется в оптическом поглощении МПС Fe/Cu уже при толщине меди в два монослоя. Анализ представленных результатов по магнитооптическим свойствам многослойной периодической системы Fe/Cu с постоянным отношением толщин t_{Fe}/t_{Cu} , и сравнение с результатами расчета в рамках феноменологической теории для металлических сверхрешеток, позволили сделать вывод о том, что с изменением периода модуляции T происходит изменение недиагональной компоненты ε_{xy} тензора диэлектрической проницаемости слоистой системы. Это изменение связано как с наличием в образцах с $T < 25$ Å фракции железа в ГЦК-фазе, так и с общей перестройкой электронной структуры МПС. Согласно развиваемым в работах [13,24,103] представлениям, причи-

ной такого поведения магнитооптических характеристик можно считать образование квазидискретных состояний в электронном спектре ультратонких металлических слоёв, и связанные с ними осцилляции магнитного момента.

Структуры Fe/Al:

Особый вид полевых зависимостей δ_p -эффекта для МПС с $t_{Al}=14$ и $30 \text{ \AA}$ свидетельствует об образовании в них суперпарамагнитной фазы, характеризующейся наличием невзаимодействующих магнитных кластеров.

Анализ показывает, что слои алюминия в МПС Fe/Al частично, а, начиная (в сторону уменьшения) с толщин $t_{Al}<14 \text{ \AA}$ – полностью растворены в железе. Полностью сформировавшийся переходный слой на границе раздела металлических сред имеет толщину $t_i \approx 14\text{--}16 \text{ \AA}$, и представляет собой немагнитный сплав FeAl с концентрацией, близкой к эквиатомной. В короткопериодных МПС с меньшим содержанием алюминия ($t_{Al}<14 \text{ \AA}$) образующиеся при взаимном растворении компонент переходные слои неоднородны по составу и магнитному состоянию.

Обнаруженная аномалия в зависимости $\delta_p(t_{Al})$ при $t_{Al}=6 \text{ \AA}$ коррелирует с максимумом энергии межслоевого обменного взаимодействия в сэндвиче Fe/Al/Fe при той же толщине слоя алюминия [109], что может указывать на их общую физическую природу.

Структуры Fe/Cr и антиферромагнитный хром:

1. Обнаружены эффекты квантовой интерференции электронных волн в инфракрасном и видимом диапазонах спектра в зависимостях ЭЭК, диагональной σ_{xx} , и недиагональной σ_{xy} компонент тензора эффективной оптической проводимости от толщины слоев Fe, при $t_{Fe}>7 \text{ \AA}$. Период квантовых осцилляций оптической проводимости $\sigma_{xx}(t_{Fe})$ на ИК частотах $\Lambda=2\pi/k=13 \text{ \AA}$ соответствует величине экстремального волнового вектора $\mathbf{k}$ дырочного листа поверхности Ферми вокруг точки H зоны Бриллюэна в спиновой подсистеме Fe ($\downarrow$).

2. Установлено, что в сверхрешетках Fe(t_x)/Cr($10 \text{ \AA}$) толщина слоя $t_{Fe}=7.2 \text{ \AA}$ является предельной, начиная с которой спектральные кривые ЭЭК имеют форму, аналогичную наблюдаемой в массивном железе (с максимумом при энергии фотона 1.85 эВ). Это свидетельствует о неизменной величине обменного расщепления спиновых подзон в ферромагнитных прослойках железа ($2\Delta_{exch} \sim 2 \text{ эВ}$) вплоть до пяти монослоев.

3. Кардинальное изменение электронных, оптических и магнитооптических свойств сверхрешеток при толщинах $t_{Fe}=1\text{--}6.6 \text{ \AA}$ ($0.7\text{--}4 \text{ ML}$) связано с формированием магнитных кластеров, содержащих помимо атомов железа также и атомы хрома. Спектральные зависимости ЭЭК в этих сверхрешетках содержат два пика, обусловленные «Fe-ядром» кластера, и его «оболочкой» из ферромагнитного сплава FeCr (с пониженной по сравнению с Fe температурой Кюри). Наиболее отчетливо этот эффект проявился в структуре Fe($1.2 \text{ \AA}$)/Cr($10 \text{ \AA}$).

4. В антиферромагнитном Cr обнаружены и изучены экваториальный и полярный эффекты Керра, а также квадратичный магнитооптический эффект в отраженном свете. Измерения выполнены в ИК, видимой и УФ областях спектра в магнитном поле $H=10$ кЭ. Определена частотная дисперсия недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ Cr. Анализ полученных магнитооптических данных проведен на основе имеющихся сведений об электронной структуре хрома. Показано, что обнаруженные в хrome магнитооптические эффекты необходимо учитывать при анализе магнитооптических свойств многослойных и кластерно-слоистых наноструктур, содержащих хром в качестве матрицы или прослойки.

В качестве основных результатов настоящей главы можно указать следующие:

- Квантовые размерные эффекты в сверхрешетках наблюдаются вплоть до толщин слоев 2.5 нм независимо от метода изготовления образцов.
- Образование широких интерфейсов ведет к исчезновению квантовых размерных эффектов.
- На примере ГЦК Co, в сверхрешетках Co/Cu на УФ участке спектра экспериментально подтверждено формирование осцилляционной особенности функции $\text{Im}\sigma_{xy}$, обусловленной обменным расщеплением 3d зон фм металлов.
- Магнитооптическим методом зафиксировано образование неоднородных магнитных кластеров, состоящих из Fe-ядра и оболочки из сплавов FeCr.
- Показано, что обнаруженные в хrome магнитооптические эффекты необходимо учитывать при анализе магнитооптических свойств многослойных и кластерно-слоистых наноструктур, содержащих хром в качестве матрицы или прослойки.

Основные результаты, приведенные в Главе 2, опубликованы в работах [53,73,106,108,117,122-125,127].

3 Магнитное упорядочение многослойных структур при наличии межслоевого обменного взаимодействия

Исследование полевых зависимостей ЭЭК во многих системах магнитных металлических сверхрешеток показало отличие кривых $\delta_p(H)$ сверхрешеток от кривых $\delta_p(H)$, полученных на массивных материалах. Основным критерий различия заключался в присутствии протяженного участка роста полевых зависимостей, который невозможно было объяснить наличием магнитной анизотропии, так как в этих системах поля магнитного насыщения могли достигать десятков килоэрстед, рисунок 3.1. Для объяснения новых свойств многослойных структур потребовалось введение нового взаимодействия [27].

В настоящее время известно, что гигантский магниторезистивный эффект, первоначально открытый в сверхрешетках Fe/Cr [7], связан с антипараллельным упорядочением магнитных моментов соседних магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой (спейсером). Было установлено [144,145], что энергия обменной антиферромагнитной связи в сверхрешетках Fe/Cr зависит от толщины слоя хрома t_{Cr} , и эта зависимость имеет вид затухающих осцилляций с первым максимумом при $t_{Cr}=9 \text{ \AA}$ и вторым – при $t_{Cr}=27 \text{ \AA}$. Осцилляционный характер обменного взаимодействия в магнитных многослойных структурах обсуждался в рамках обобщенной теории РККИ [146-148].

Изучение характера магнитного упорядочения является важным этапом в понимании природы обменного взаимодействия в сверхрешетках, и особенностей их магнитных характеристик. Магнитный порядок в пленочных системах Fe/Cr определялся в экспериментах по изучению поляризации отраженных нейтронов, а также методом снятия петель гистерезиса с помощью магнитооптического эффекта Керра [149-152]. В трехслойной системе Fe/Cr/Fe магнитооптическим методом было зафиксировано формирование ФМ, АФМ, а также 90°-типа магнитного упорядочения [21]. В структуре Si(111)/Cr(100 Å)/[Fe(32 Å)/Cr(10 Å)]₂₀/Cr(10 Å) в малых намагничивающих полях (~1 кЭ) взаимная ориентация магнитных моментов соседних слоев железа оказалась близка к 180°, а при 4 кЭ составляла 90° [149].

Гетероструктуры ферромагнитный металл-полупроводник привлекли к себе внимание в связи с проблемой магнетизма ультратонких пленок и возможностью применения этих структур в электронных устройствах. Большой интерес вызвала проблема межслоевого обменного взаимодействия через полупроводниковый слой. Первое наблюдение обменного взаимодействия антиферромагнитного типа в таких гетероструктурах выполнено группой Тоскано [153] на сэндвиче Fe/Si/Fe с аморфным слоем кремния. С ростом толщины слоя Si обменное взаимодействие осциллировало от ферромагнитного к антиферромагнитному и обратно. Проведенные

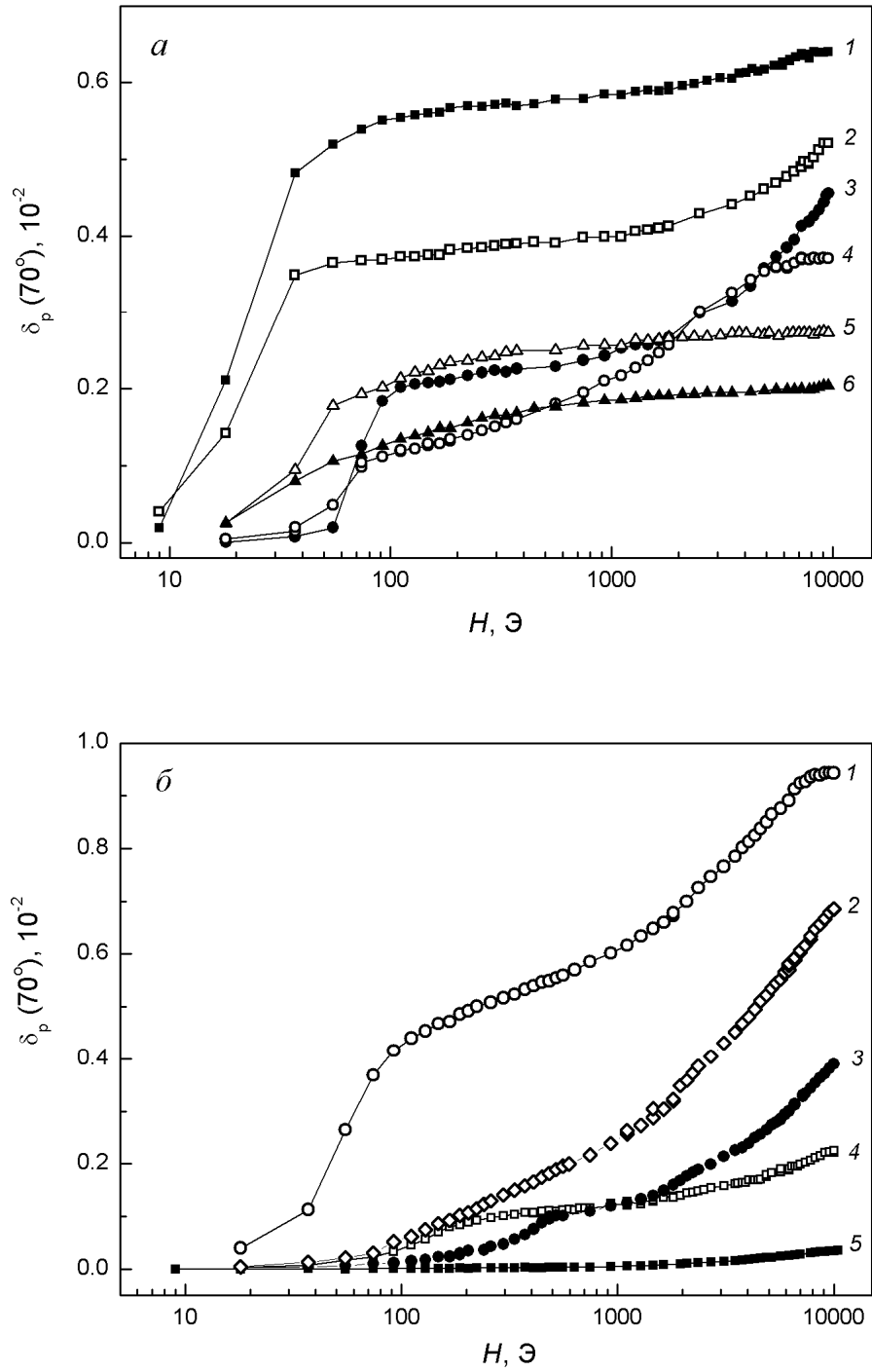


Рисунок 3.1 – Полевые зависимости ЭЭК в сверхрешетках Fe/Cr. (а) Fe(12 Å)/Cr(t_x) (t_x , Å: 1 – 7, 2 – 8, 3 – 11, 4 – 15, 5 – 23, 6 – 36) (серия 4); (б) Fe(t_x)/Cr(10 Å) (t_x , Å: 1 – 36, 2 – 26, 3 – 14, 4 – 8, 5 – 3) (серия 2).

позднее исследования [154-157] показали, что АФМ обменная связь в трех- и многослойных структурах на основе железа и кремния возникает при толщинах слоя кремния $t_{\text{Si}}=11-25 \text{ \AA}$, находящегося как в аморфной, так и кристаллической фазах. Позднее обмен АФМ типа наблюдали в системе Co/Ge. Имелись сообщения о наблюдении АФМ взаимодействия между слоями Fe через слои Si [153,154], SiFe [155,156], а также термически индуцированной слабой связи АФМ типа между слоями железа, разделенными прослойками Si, Ge и ZnSe [158].

В данной главе поставлены следующие задачи:

1. Показать возможность изучения магнитооптическим методом характера магнитного упорядочения магнитных многослойных структур с межслоевым обменным взаимодействием в рамках модели биквадратичного обмена. Определить параметры биквадратичного обмена в указанной модели с помощью линейных магнитооптических эффектов.
2. Произвести поиск межслоевого обменного взаимодействия в магнитных наногетероструктурах на основе слоев железа с полупроводниковыми прослойками арсенида галлия и теллурида цинка. Изучить проявление квантовых размерных эффектов в оптических и магнитооптических свойствах указанных систем.

3.1 Магнитные структуры в модели биквадратичного обмена: сверхрешетки

Рассмотрим сверхрешетку с равными толщинами слоев железа, в которой магнитные моменты ферромагнитных слоев, разделенных прослойками немагнитного металла, принимают последовательно значения $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ ($|\vec{M}_1| = |\vec{M}_2| = M_0$) с их периодическим повторением. Без учета анизотропии средний магнитный момент $\vec{M} = (1/2)(\vec{M}_1 + \vec{M}_2)$ параллелен намагничивающему полю $\vec{H}$. Предполагается, что углы θ_1 (между $\vec{M}_1$ и $\vec{M}$) и θ_2 (между $\vec{M}_2$ и $\vec{M}$) равны между собой: $\theta_1 = \theta_2 = \theta/2$. При учете билинейного и биквадратичного членов, энергию обменного взаимодействия магнитных слоев можно представить в виде

$$E_{\text{ex}} = J_1 \cos \theta + J_2 \cos^2 \theta, \quad (3.1)$$

где J_1 и J_2 – т.н. билинейная и биквадратичная константы косвенного обменного взаимодействия. Будем считать, что в наших сверхрешетках реализуется случай легкоплоскостного намагничивания, т.е. при $H=0$ и в намагничивающем поле H , приложенном в плоскости образца, магнитные моменты соседних ферромагнитных слоев $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ лежат в этой же плоскости. Если энергия анизотропии в плоскости сверхрешетки мала по сравнению с E_{ex} , то полная энергия в

отсутствии приложенного магнитного поля сводится к обменной энергии (3.1), и ее минимизация на промежутке $0^\circ \leq \theta_0 \leq 180^\circ$ определяет возможные типы магнитной структуры сверхрешетки. Результат минимизации представлен на рисунке 3.2 в виде фазовой диаграммы в плоскости переменных J_1 и J_2 . Диаграмма разделена на сектора ферромагнитного и антиферромагнитного упорядочения, а также сектор ВОС, в которой начальный угол разворота векторов $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ может принимать любое значение из интервала $0^\circ < \theta_0 < 180^\circ$. Этот последний сектор, включающую 90° -ю структуру, называют областью неколлинеарного упорядочения. Теоретически показано [20,159], что в области $|J_1| < 2J_2$ существует неколлинеарная фаза, в которой угол θ_0 связан с константами взаимодействия выражением

$$\cos(\theta_0/2) = \sqrt{1/2 - J_1/(4J_2)} . \quad (3.2)$$

Модель намагничивания многослойной периодической структуры

Для определения угла θ_0 магнитооптическим методом мы использовали модель намагничивания сверхрешетки с неколлинеарным упорядочением. В нашей модели [20] мы предполагаем, что в отсутствие внешнего поля (невозмущенное состояние) сверхрешетка разбита на магнитные домены (сквозные “колонны”, проходящие через всю толщу образца), в каждом из которых магнитные моменты $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ двух соседних слоев железа лежат в плоскости образца, и образуют между собой одинаковый для всех доменов угол $\theta = \theta_0$. В слабых полях (участок ОА кривой намагничивания, рисунок 3.3) изменение проекции суммарного момента на направление магнитного поля происходит главным образом благодаря вращению $\vec{M}$ к $\vec{H}$. При этом угол θ меняется слабо. В некотором поле величиной H_1 этот процесс заканчивается, т.е. $\vec{M}$ становится параллельным $\vec{H}$. После установления магнитного момента образца в направлении намагничивающего поля $\vec{H}$ магнитные моменты $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ соседних слоев железа образуют одинаковые углы $\theta_1 = \theta_2 = \theta/2$ с направлением магнитного поля. Дальнейшее изменение $\vec{M}$ происходит за счет изменения угла θ до тех пор, пока при $H = H_s$ не будет достигнуто насыщение, т.е. $\theta = 0^\circ$. За напряженность поля H_1 , которая соответствует преодолению магнитной анизотропии, можно принять величину поля, при которой в пленке чистого железа достигается насыщение. Как видно из вставки к рисунку 3.3, на которой показана кривая намагничивания для пленки Fe толщиной $\sim 1000 \text{ \AA}$, $H_1 \approx 150 \text{ Э}$. В этом поле $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ образуют угол $\theta_1 \leq \theta_0$. В общем случае $\theta_1 \leq \theta_0$, однако, при $H_1 \ll H_s$ можно положить $\theta_1 \cong \theta_0$. На втором этапе (участок АВ) происходит уменьшение угла разворота $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ от θ_0 до нуля (процесс «схлопывания»). Предельные случаи ФМ и АФМ упорядочения соответствуют условиям $H_1 = H_s$ и $H_1 = 0$. Следует отметить, что по данным [145], в сверхрешетках Fe/Cr начальные (до приложения внешнего магнитного поля)

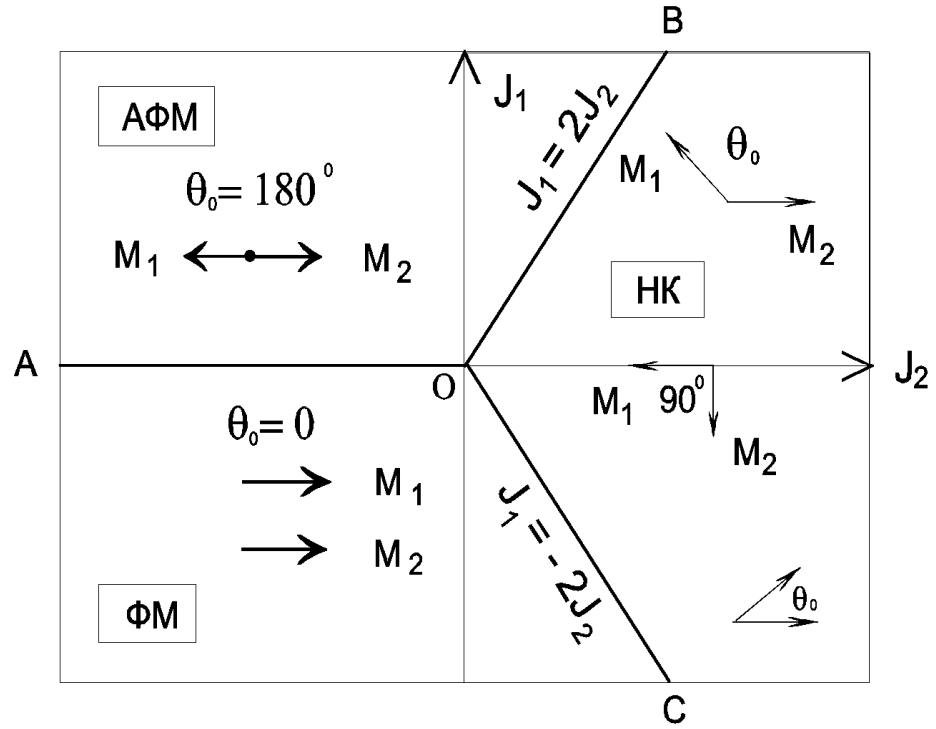


Рисунок 3.2 – Диаграмма магнитных состояний сверхрешетки Fe/Cr без учета анизотропии [20]. Сектор АОС – ферромагнитная область, сектор АОВ – антиферромагнитная область, сектор ВОС – область неколлинеарного (НК) упорядочения.

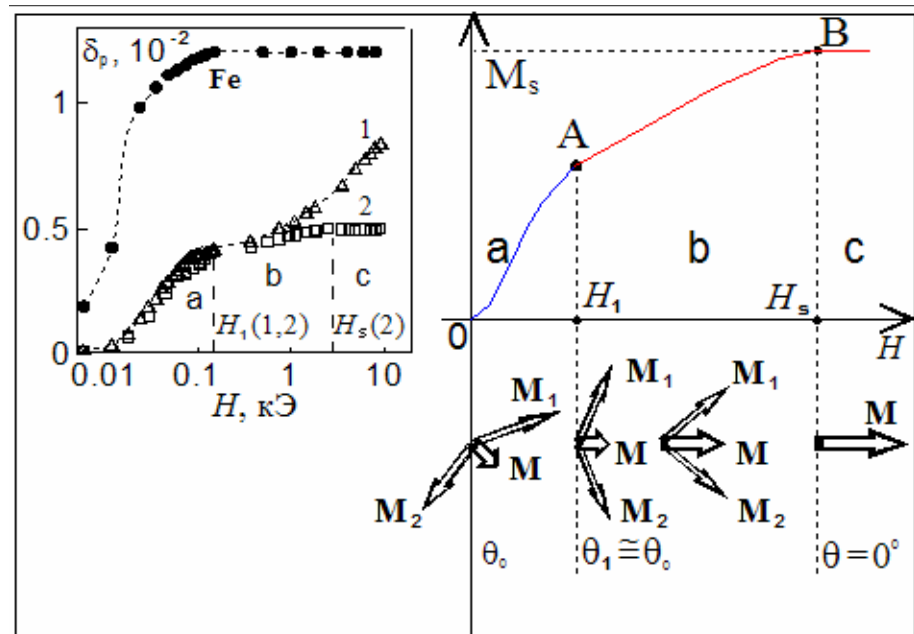


Рисунок 3.3 – Схема кривой намагничивания сверхрешетки с НК магнитным упорядочением. Поле H_1 соответствует установлению магнитного момента $\vec{M} = 1/2(\vec{M}_1 + \vec{M}_2)$ сверхрешетки вдоль внешнего магнитного поля, и началу процесса схлопывания магнитных моментов слоев $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$. На вставке приведены полевые зависимости для Fe ($t_{Fe} \sim 1000$ Å), и сверхрешеток из таблицы 2.5, серии 3: 1 – Fe(23 Å)/Cr(8 Å), и 2 – Fe(23 Å)/Cr(27 Å).

размеры доменов в слоях железа составляют $\sim 100 \cdot 100$ нм, т.е. их линейные размеры значительно превышают длину световой волны.

3.1.1 Определение начального угла разворота θ_0 в сверхрешетках Fe/Cr и Fe/Cu

Для периодической структуры выражение (1.11) можно записать так:

$$\delta_p = G_1 \cos \gamma_1 + G_2 \cos \gamma_2, \quad (3.3)$$

где γ_1 и γ_2 – экваториальные углы намагничивания двух соседних слоев железа. Из схемы измерения ЭЭК (рисунок 1.1б) видно, что в магнитном поле, перпендикулярном плоскости падения света, углы γ_1 и γ_2 для всех доменов равны углам θ_1 и θ_2 : $\gamma_1 = \theta_1 = \gamma_2 = \theta_2 = \theta/2$. С учетом этого формула (3.3) принимает вид [20]

$$\delta_p = G \cdot \cos(\theta/2), \quad (3.4)$$

где $G = G_1 + G_2 = \delta_p(H)$ – коэффициент, имеющий смысл величины ЭЭК в насыщении. Величина G зависит от диагональной ϵ_{xx} и недиагональной ϵ_{xy} компонент тензоров диэлектрической проницаемости слоев сверхрешетки, их толщин и угла падения света. θ – угол разворота магнитных моментов (или векторов намагниченностей) слоев железа, зависящий от величины намагничивающего поля. В известном поле H_1 угол $\theta_1 \cong \theta_0$ может быть получен из формулы (3.4) двумя способами, отличающимися способом получения коэффициента G : из расчета по формуле (1.11), или из эксперимента. В первом случае $\cos(\theta_0/2) = \delta_p(H_1)/G$, во втором $\cos(\theta_0/2) = \delta_p(H_1)/\delta_p(H_s)$. При недостаточной для достижения состояния насыщения образца величине магнитного поля мы прибегали к пересчету ЭЭК по данным магнитных измерений: $\delta_p(H_s) = [M_s/M(10 \text{ кЭ})] \delta_p(10 \text{ кЭ})$. Следует отметить, что для обоих способов определения угла θ_0 характер зависимости $\theta = \theta(H)$ несуществен.

Зависимости $\theta_0(t_{Cr})$ и $\theta_0(t_{Fe})$ в сверхрешетках Fe/Cr

Перейдем к обсуждению результатов измерений (рисунок 3.3). Для удобства рассмотрения кривые намагничивания разбиты на области а, б и с, обозначенные вертикальными штриховыми линиями. На вставке к рисунку 3.3 представлены полевые зависимости ЭЭК для толстой пленки чистого железа ($\sim 1000 \text{ \AA}$), и для двух образцов из серии 3, таблица 2.5: Fe(23 $\text{\AA}$)/Cr(8 $\text{\AA}$) (1) и Fe(23 $\text{\AA}$)/Cr(27 $\text{\AA}$) (2). Измерения проведены для длины волны $\lambda = 0.6$ мкм и угла падения света $\varphi = 70^\circ$. Отдельно выполненные магнитные измерения показали, что для всех образцов состояние технического насыщения намагниченности достигается в полях 100–150 Э. В соответ-

ствии с этим, мы предполагаем, что в поле $H_1 \sim 150$ Э вектор $\vec{M} = 1/2(\vec{M}_1 + \vec{M}_2)$ в сверхрешетке уже развернут вдоль направления магнитного поля. Дальнейший наблюдаемый рост ЭЭК в полях от 150 Э до 10 кЭ связан уже только с уменьшением угла θ между векторами магнитных моментов $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$. Исходя из этого, намагничивающее поле $H_1 = 150$ Э выбрано нами для определения начального угла разворота θ_0 для серии 3 из измерений ЭЭК. Для большей наглядности магнитное поле отложено по оси абсцисс в логарифмической шкале. Видно (вставка к рисунку 3.3), что значение 150 Э можно использовать для обеих кривых 1 и 2 в качестве поля H_1 . Точка $H_s(2)$ соответствует полю насыщения кривой 2, но для кривой 1 при этом значении поля еще продолжается участок b – участок схлопывания. Для сравнения, на той же вставке к рисунку 3.3 приведен график $\delta_p(H)$ для пленки Fe, где никаких особенностей, характерных для полевых зависимостей ЭЭК в образцах с неколлинеарным магнитным упорядочением, не должно быть. Полевые зависимости ЭЭК для серий 2 и 4 приведены на рисунке 3.1. Видно, что для всех образцов поле насыщения $H_s \geq 10$ кЭ.

Рассмотрим на примере сверхрешетки $[(\text{Fe}(23 \text{ \AA})/\text{Cr}(8 \text{ \AA}))_{30}]$ возможность определения угла θ_0 из магнитооптических измерений. На рисунке 3.4 представлены экспериментальные данные по угловой и спектральной зависимостям ЭЭК, измеренные в поле $H_1 = 150$ Э для данной сверхрешетки. На рисунке приведены также теоретические кривые эффекта, рассчитанные по формуле (1.11) при углах разворота $\theta_0 = 0^\circ, 90^\circ$ и 126° . Как отмечалось выше, теоретическое значение δ_p -эффекта при $\theta_0 = 0^\circ$ равно коэффициенту G в формуле (3.4). Приведенные зависимости помогают выбрать наиболее благоприятные условия для определения угла θ_0 . Из рисунка 3.4 видно, что эти условия достигаются вблизи точки $\lambda = 0.6$ мкм, $\varphi = 70^\circ$, где величина δ_p -эффекта и коэффициент G имеют наибольшие значения. В этом случае ошибка в определении угла θ_0 является наименьшей. Определенный в точке $\lambda = 0.6$ мкм при $\varphi = 70^\circ$ по формуле (3.4) угол начального разворота магнитных моментов слоев железа составляет $\theta_0 = 126^\circ$. Ошибка для него, вычисленная при $|\Delta G/G| = 0.1$, равна $\Delta\theta_0 = \pm 5.5^\circ$. Угловая и спектральная зависимости ЭЭК, рассчитанные при $\theta_0 = 126^\circ$ (кривые 3 на рисунке 3.4), достаточно хорошо согласуются с экспериментом. Зависимость угла θ от приложенного магнитного поля H и ошибка его определения $\Delta\theta$ для $|\Delta G/G| = 0.1$ приведены на рисунке 3.5. Видно, что с уменьшением угла θ растет ошибка $\Delta\theta$ его определения из ЭЭК. Из данных, приведенных на рисунке 3.5, угол θ_0 можно найти для других длин волн при заданном угле падения света, а также для других углов падения света при заданной длине волны. Спектр $\theta_0(\lambda)$ показан на вставке к рисунку 3.5. В интервале 0.27–0.75 мкм значения $\theta_0 = 126^\circ$, а затем, при переходе в ИК-область, наблюдается рост θ_0 до 140° . Такая зависимость найденных численных значений угла θ_0 от спектральных характеристик связана,

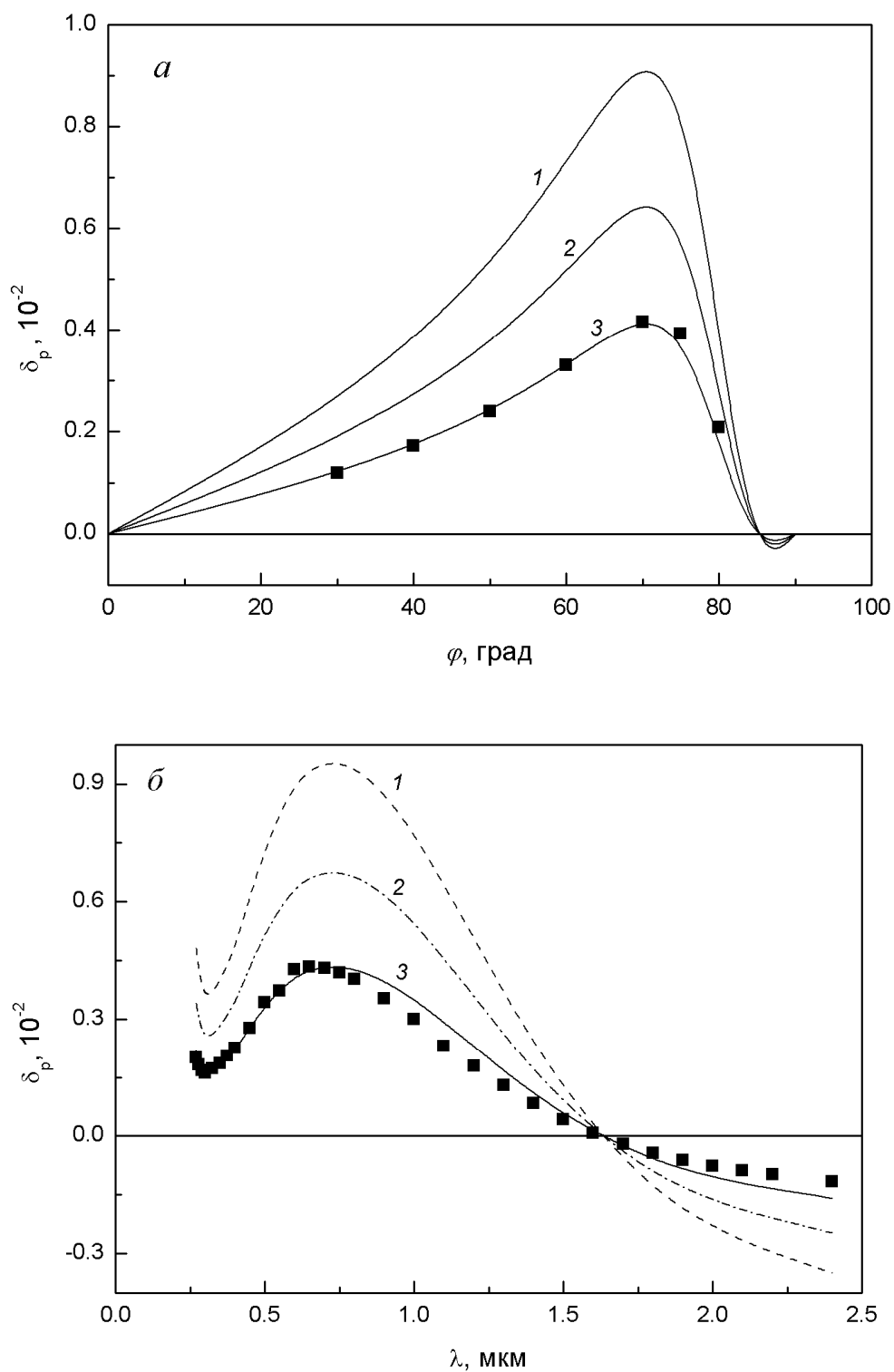


Рисунок 3.4 – (а) угловая, и (б) спектральная зависимости ЭОК сверхрешетки $[(\text{Fe}(23 \text{ \AA})/\text{Cr}(8 \text{ \AA}))_{30}]$ (серия 3) в поле $H_1=150$ Э. ■ – эксперимент, 1 – расчет при $\theta_0=0^\circ$, 2 – расчет при $\theta_0=90^\circ$, и 3 – расчет при $\theta_0=126^\circ$ по формуле (2.11).

возможно, с двумя обстоятельствами. Во-первых, при расчете θ_0 были использованы оптические и магнитооптические константы толстых пленок хрома и железа, выращенных на ситалловой подложке, которые могут несколько отличаться от оптических и магнитооптических констант эпитаксиальных слоев хрома и железа данной сверхрешетки. Во-вторых, оптические и магнитооптические константы тонких металлических слоев должны отличаться от констант массивных сред, и иметь спектральные особенности в силу существования квантовых размерных эффектов [24]. Среднее по использованному интервалу длин волн значение угла θ_0 составило $\langle\theta_0\rangle=134^\circ$. Такая же величина θ_0 получена для этого образца независимым методом из результатов измерения магнитосопротивления [20].

На рисунке 3.6 представлено сравнение наших данных по зависимости относительной намагниченности $m=(|\vec{M}|/M_0)=\cos(\theta_0/2)$ (кривая 1), полученных из измерений $\delta\rho$ -эффекта [160], с данными работы [161] по зависимости относительного поля насыщения H_s/H_s^{max} (кривая 2), где H_s^{max} – поле насыщения для сверхрешетки с $t_{Cr}=9$ Å, от толщины прослойки хрома. Поле насыщения H_s пропорционально энергии обменного взаимодействия ($J_{AF}\approx H_s M_s t/4$ [26]). Хорошо видно, что наблюдается корреляция между кривыми 1 и 2: максимумы и минимумы относительной намагниченности соответствуют минимумам и максимумам обменной энергии (относительного поля насыщения).

На рисунке 3.7а представлены результаты по углу θ_0 [124] для сверхрешеток Fe/Cr серий 2–4 (таблицы 2.4 и 2.5). Видно, что величина θ_0 имеет ярко выраженный осцилляционный характер в зависимости от толщины слоя хрома (кривые 1 и 2). Период наблюдаемых осцилляций T_{Cr} у обеих кривых составляет ~ 17 Å. Первый максимум $\theta_0(t_{Cr})$ для сверхрешеток серии 3 (таблица 2.5) с толщиной слоя Fe 23 Å (в среднем), находится при $t_{Cr}=11$ Å. Для серии образцов с $t_{Fe}\approx 12$ Å данный максимум смещается на 4 Å в сторону увеличения толщины прослойки хрома. Сравнение кривых 1 и 2 (рисунок 3.7а) также показывает, что второй максимум кривой 1 в полтора раза меньше соответствующего максимума кривой 2, хотя величины первых максимумов примерно одинаковы. Возможное объяснение заключается в том, что серии 3 и 4 имеют разные толщины бислоев при одинаковых толщинах слоев хрома, что сказывается на условиях рассеяния электронов проводимости при длинах свободного пробега, сопоставимых с периодом сверхрешеток. Наблюдается слабая немонотонность зависимости угла θ_0 от толщины слоя Fe (рисунок 3.7а, кривая 3) вблизи значения 160° в интервале $t_{Fe}=6.5\text{--}26$ Å, а при дальнейшем увеличении t_{Fe} наблюдается спад величины θ_0 .

Сравним наши результаты с теорией. J_1 можно представить [162] в виде

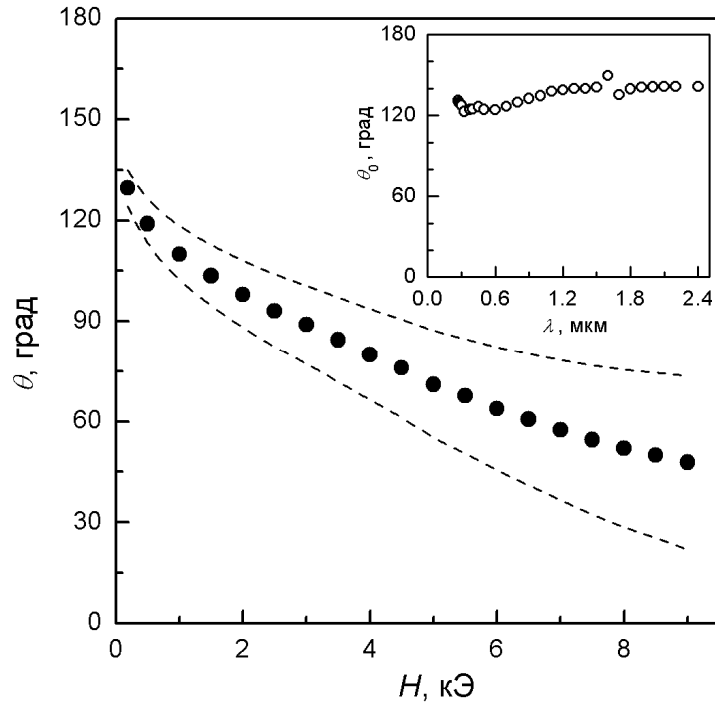


Рисунок 3.5 – Зависимость угла θ от магнитного поля H , вычисленная для сверхрешетки $[\text{Fe}(23 \text{ \AA})/\text{Cr}(8 \text{ \AA})]_{30}$ (серия 3). Пунктирные линии обозначают $\Delta \theta_0(H)$ при $|\Delta G / G| = \pm 0.1$. На вставке показана величина θ_0 , определенная при различных длинах волн при $\varphi = 70^\circ$.

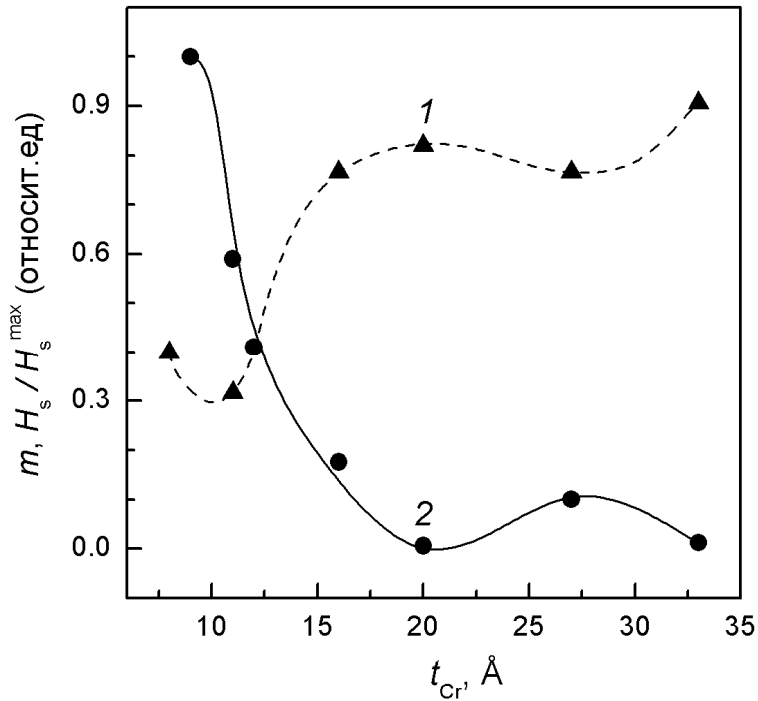


Рисунок 3.6 – (1) – относительная намагниченность m по нашим данным, (2) – относительное поле насыщения $(H_s / H_s^{\max})$ в зависимости от толщины слоя Cr. Данные по величинам H_s и $H_s^{\max}$ взяты из работы [161], $H_s^{\max}$ – поле насыщения H_s для сверхрешетки с $t_{\text{Cr}} = 9 \text{ \AA}$.

$$J_1 \sim A \frac{\sin(2k_F D)}{D^2} + B \frac{\sin(2k_F D + 2k_F^\uparrow L)}{\left(\frac{D}{k_F} + \frac{L}{k_F^\uparrow}\right)^2}, \quad (3.5)$$

где L и D – соответственно толщины магнитного и немагнитного слоев. Здесь $|A| \sim r^2$, $|B| \sim r^2(1-r^2)$, r имеет смысл коэффициента отражения электронных волн на интерфейсе ($r < 1$), k_F и $k_F^\uparrow$ – волновые векторы электронов на уровне Ферми соответственно для немагнитного слоя и для магнитного слоя со спином ($\uparrow$). Из соотношения (3.5) видно, что зависимость J_1 от толщины немагнитного слоя имеет осциллирующий характер и обратно пропорциональна квадрату его толщины. Зависимость J_1 от толщины ферромагнитного слоя также имеет осциллирующий характер, но амплитуда осцилляций менее выражена. Отметим, что у зависимости J_1 от толщины немагнитного слоя фаза зависит от толщины ферромагнитного слоя. Величина J_2 не имеет выраженной осцилляционной зависимости от толщин слоев и определяется, в основном, шероховатостью интерфейса [32]. Из выражения (3.2) по значениям $\theta_0(t_{Cr})$ и $\theta_0(t_{Fe})$, мы рассчитали отношение констант обмена J_1/J_2 , и сравнили получившийся результат с расчетом величины J_1 по формуле (3.5). Для этого при расчете константы обмена J_1 мы взяли для Cr значение $k_F = 0.18 \text{ \AA}^{-1}$ из работы [15], а параметр $k_F^\uparrow(\text{Fe})$ изменялся в ходе аппроксимации. Результат сравнения для значения $k_F^\uparrow(\text{Fe}) = 0.369 \text{ \AA}^{-1}$ представлен на рисунке 3.7б. Видно хорошее качественное согласие для периодов и фаз осцилляций между величинами $J_1/J_2(t_{Cr})$, полученными из эксперимента (рисунок 3.7б, кривые 1 и 2), и параметрами $J_1(t_{Cr})$ (кривые 4 и 5), рассчитанными по формуле (3.5). Отметим, что для данного значения $k_F^\uparrow(\text{Fe})$ период осцилляций по толщине слоя Fe ($T_{Fe} \approx 8.5 \text{ \AA}$) близок к наблюдавшемуся в эксперименте периоду $T_{Fe} \approx 7.5 \text{ \AA}$ в работе [13]. Иначе выглядит ситуация с зависимостью отношения констант обмена J_1/J_2 от толщины магнитного слоя. При $t_{Fe} \geq 26 \text{ \AA}$ экспериментально наблюдается спад величины J_1/J_2 от t_{Fe} (рисунок 3.7б, кривая 3), которого нет в $J_1(t_{Fe})$ на основе выражения (3.5) (рисунок 3.7б, кривая 6). Возможная причина этого заключается в том, что мы сравниваем между собой две разные величины – отношение J_1/J_2 и J_1 . Имеются сведения [163], что константа обмена J_2 имеет заметную толщинную зависимость. Следует отметить, что и другие физические характеристики (H_s , $\Delta\rho/\rho$) испытывают спад в области толщин слоев Fe $\sim 30 \text{ \AA}$ [13].

Оценка $\theta_0(t_{Cu})$ в сверхрешетках Fe/Cu

Обратимся теперь к МПС на основе железа и меди. Существование косвенного обменного взаимодействия в периодических многослойных системах Fe/Cu подтверждается результатами измерений магнитосопротивления [164]. По данным работ [89, 165], полученным для

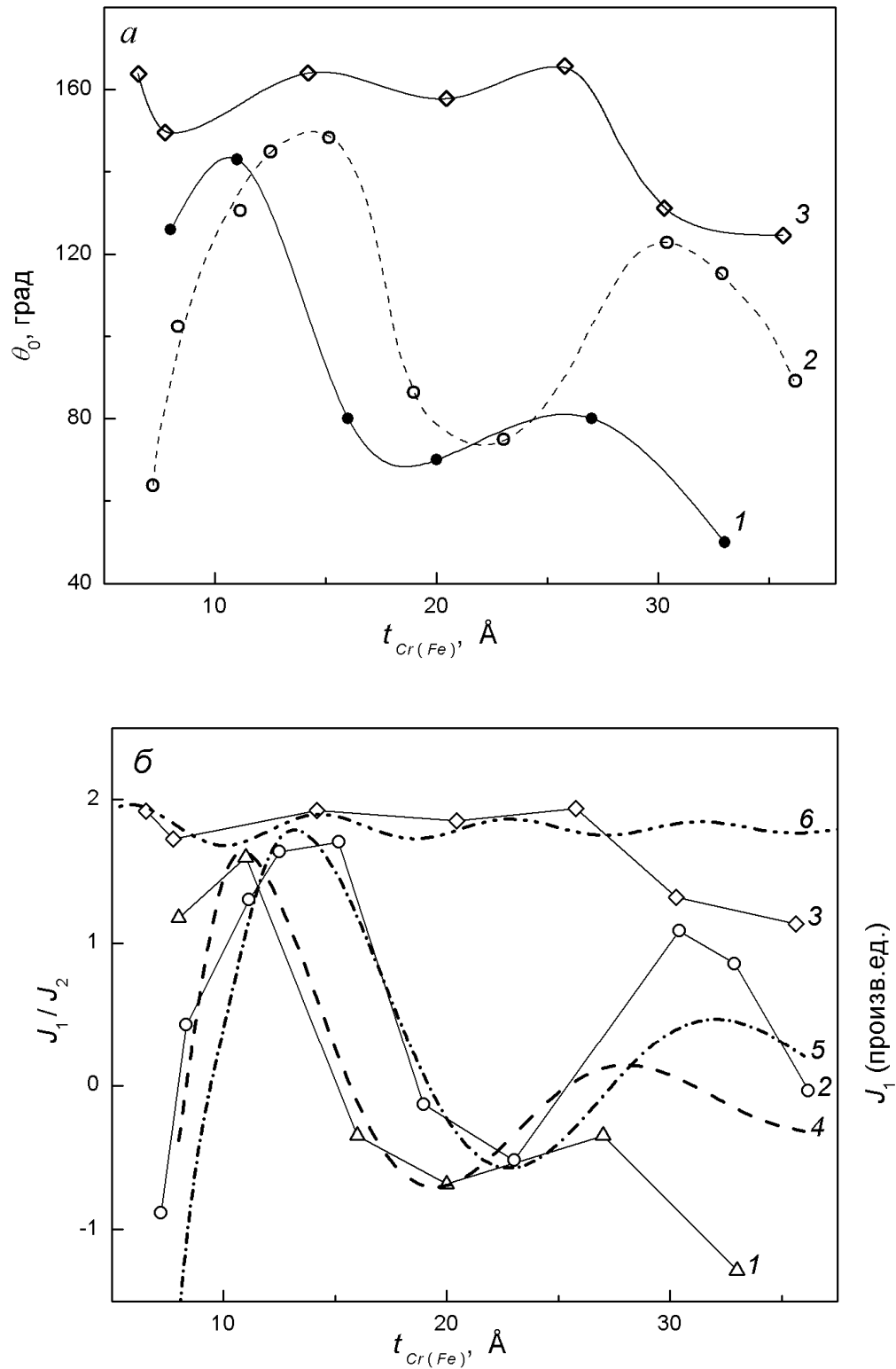


Рисунок 3.7 – (а) зависимости углов разворота магнитных моментов системы Fe/Cr от толщины слоев хрома: 1 – $\theta_0(t_{Cr})$ при $t_{Fe}=23$ Å, 2 – $\theta_0(t_{Cr})$ при $t_{Fe}=12$ Å, 3 – $\theta_0(t_{Fe})$ при $t_{Cr}=10$ Å; (б) кривые 1,2,3 – величины отношений констант косвенного обмена J_1/J_2 , рассчитанные из соответствующих углов θ_0 (кривые 1,2,3 рисунка 3.7а); кривые 4,5,6 – расчеты констант J_1 по формуле (3.5).

многослойных периодических структур и трехслойных структур γ -Fe/Cu/ γ -Fe, следует, что тонкие слои γ -Fe ($t_{Fe} \leq 5.5$ Å) ферромагнитны при $T \leq 400$ К и имеют перпендикулярную анизотропию. Кроме того, в трехслойных структурах на кривых зависимостей полярного эффекта Керра и поля насыщения H_s от толщины прослойки меди обнаружены максимумы, которые были интерпретированы как проявление косвенного обменного взаимодействия антиферромагнитного типа между магнитными моментами соседних слоев железа. Поэтому мы предполагаем существование косвенного обменного взаимодействия между ферромагнитно упорядоченными слоями железа в наших образцах и рассмотрим возможность определения угла θ_0 в сверхрешетках Fe/Cu аналогично тому, как мы делали в случае сверхрешеток Fe/Cr.

На рисунке 3.8 приведены полевые зависимости ЭЭК для МПС Fe/Cu с постоянным отношением толщин слоев Fe и Cu в бислое, $t_{Fe}/t_{Cu}=2/3$. Можно заметить, что образцы с $t_{Fe} > 10$ Å, содержащие железо в ОЦК-фазе, намагничиваются до насыщения в слабых полях ~ 50 Э, аналогично толстому слою ОЦК-Fe ($t_{Fe} \approx 1000$ Å). В то же время, поле насыщения возрастает до 300 Э у образца с $t_{Fe}=8$ Å, в котором железо присутствует в виде смеси α - и γ -фаз. Совершенно особый вид имеет полевая зависимость для структуры $[Fe(5 \text{ Å})/Cu(7.5 \text{ Å})]_{80}$, содержащей железо преимущественно в γ -фазе (рисунок 3.8, кривая 5). На кривой намагничивания отчетливо выделяются три области: начальный участок 0–30 Э, где δ_p -эффект мало отличен от нуля; интервал полей 30–60 Э, в котором эффект резко возрастает; и, наконец, участок пологого роста $\delta_p(H)$ вплоть до полного насыщения при $H=1600$ Э. Аналогичный вид имеют полевые зависимости ЭЭК для МПС Fe/Cu серии 3 (таблица 2.2) с постоянной толщиной $t_{Fe}=5$ Å и сверхтонкими слоями меди, $t_{Cu}=0.9$ Å и 1.8 Å (рисунок 3.9а). Отметим, что МПС с $t_{Cu}=3.6$ Å не имеет интервала полей с резким возрастанием эффекта после начального участка. На вставке к рисунку 3.9а приведены значения полей насыщения H_s для МПС Fe(5 Å)/Cu(t , Å) для случая ЭЭК. На рисунке 3.9б для этих же МПС приведены полевые зависимости интенсивностного полярного эффекта Керра $\delta^{pol}(H)$ (магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости образца). Обращает на себя внимание кривая полевой зависимости $\delta^{pol}(H)$ образца с толщиной слоя Cu 3.6 Å (рисунок 3.9б, кривая 3), отличающаяся выходом эффекта на насыщение. Сопоставление кривых намагничивания на рисунках 3.9а и 3.9б показывает, что в образцах с толщинами слоев меди 0.9, 1.8 и 7.5 Å вектор намагниченности лежит в плоскости пленок. В образце с $t_{Cu}=3.6$ Å величины полей магнитного насыщения для магнитного поля, приложенного в плоскости и перпендикулярно пленке, примерно одинаковы.

Обсудим полученные результаты, исходя из предположения о влиянии косвенного обменного взаимодействия между ферромагнитно упорядоченными слоями железа на магнитную структуру рассматриваемых образцов. Полевые зависимости ЭЭК для пленок

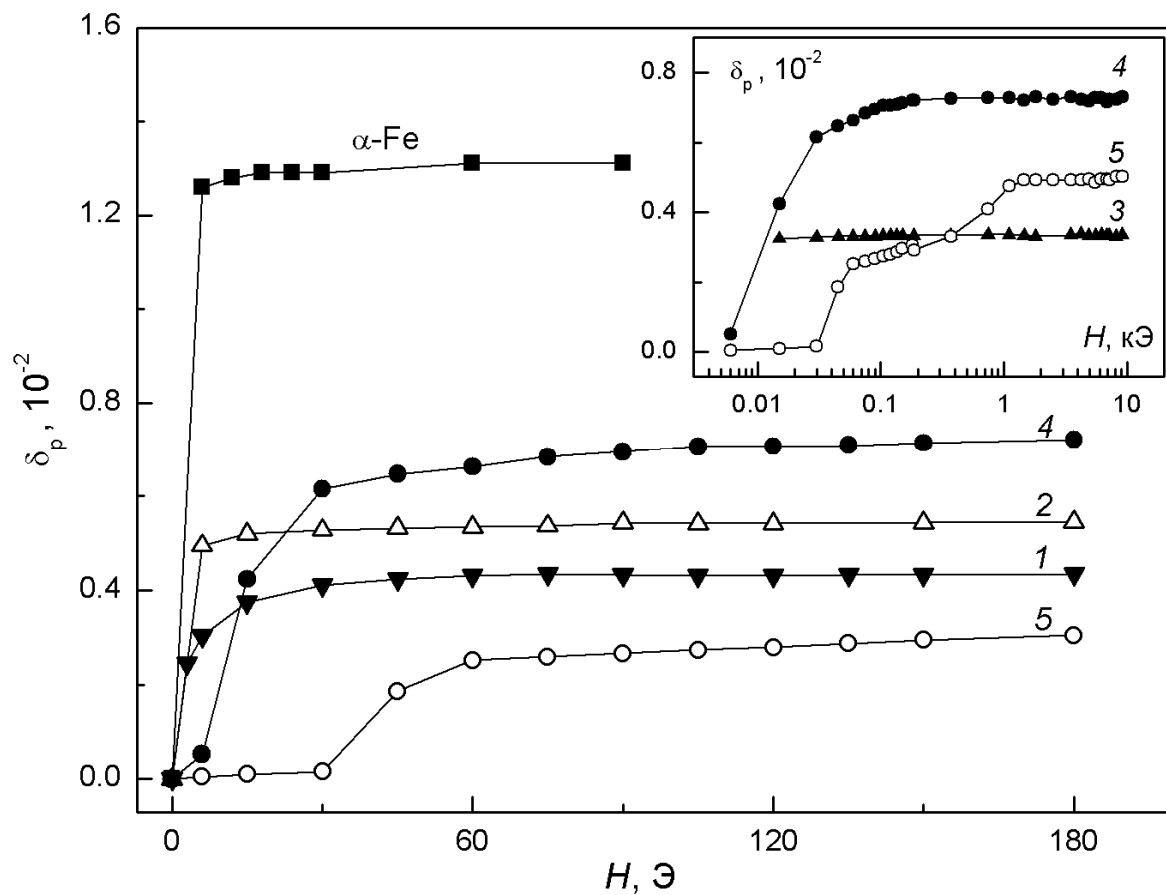


Рисунок 3.8 – Полевые зависимости ЭЭК для толстой пленки ОЦК-Fe, и для МПС Fe/Cu с постоянным отношением толщин слоев Fe и Cu в бислое (серия 2, таблица 2.2, $t_{\text{Fe}}/t_{\text{Cu}}=2/3$): 1 – [Fe(30 Å)/Cu(45 Å)]₁₄, 2 – [Fe(20 Å)/Cu(30 Å)]₂₀, 3 – [Fe(10 Å)/Cu(15 Å)]₄₀, 4 – [Fe(8 Å)/Cu(12.5 Å)]₅₀, 5 – [Fe(5 Å)/Cu(7.5 Å)]₈₀. На вставке: δ_p -эффект в сильных полях до 10 кЭ.

$\text{Fe}(5 \text{ \AA})/\text{Cu}(0.9; 1.8; 7.5 \text{ \AA})$ имеют вид, характерный для структур с неколлинеарным упорядочением магнитных моментов $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ в соседних магнитных слоях. Поля насыщения H_s составляют при этом 0.9–1.8 кЭ. Обменное взаимодействие осуществляется через немагнитный слой, который в случае $t_{\text{Cu}}=7.5 \text{ \AA}$ является слоем чистой меди, а в МПС с $t_{\text{Cu}}=0.9$ и $1.8 \text{ \AA}$ – немагнитным сплавом внедрения Fe-Cu.

По рентгеноструктурным данным толщина слоя меди $3.6 \text{ \AA}$ является критической для формирования γ -фазы слоя Fe. По оптическим данным, именно при $t_{\text{Cu}}=3.6 \text{ \AA}$ на кривой оптической проводимости σ_{xx}^{eff} , впервые проявляется пороговая структура «А», присущая объемной меди (рисунок 2.15, кривая 3). На рисунке 3.10 представлены экспериментальные данные о зависимости δ_p -эффекта в насыщении от номинальной толщины слоя меди для МПС $\text{Fe}(5 \text{ \AA})/\text{Cu}(t, \text{ \AA})$ при длине волны излучения $\lambda=0.6 \text{ мкм}$ и угле падения света $\varphi=70^\circ$. Здесь же приведены расчетные кривые (1–5) $\delta_p(t_{\text{Cu}})$ от толщины слоя меди в бислое $\text{Fe}(5 \text{ \AA})/\text{Cu}(t, \text{ \AA})$ по формуле (1.11). При расчете использовалась величина ε_{xy} для массивного α -Fe. Для центральной кривой 5 взяты оптические постоянные n и k массивных α -Fe и Cu. Кривые (1–4) получены вариацией этих оптических постоянных на $\pm 20\%$. Сравнение рассчитанных кривых с экспериментальной кривой показывает, что экспериментальная зависимость $\delta_p(t_{\text{Cu}})$ имеет более резкий спад (провал), чем предсказывает теория даже с учетом значительного изменения констант n и k . Такой аномальный излом экспериментальной кривой $\delta_p(t_{\text{Cu}})$ при $t_{\text{Cu}}=3.6 \text{ \AA}$ свидетельствует о критичности этой толщины слоя меди в процессе формирования γ -фазы Fe. Наблюдаемое при $t_{\text{Cu}}=0.9; 1.8$ и $3.6 \text{ \AA}$ уменьшение ЭЭК связано с образованием в МПС немагнитного переходного слоя и уменьшением эффективной толщины магнитоактивного слоя Fe. Минимум эффективной толщины магнитоактивного слоя железа приходится на образец с $t_{\text{Cu}}=3.6 \text{ \AA}$, что подтверждается наименьшей амплитудой эффектов в обеих геометриях намагничивания, рисунок 3.9. Таким образом, наблюдаемый выход $\delta^{\text{пол}}(H)$ на насыщение при перпендикулярном намагничивании образца с $t_{\text{Cu}}=3.6 \text{ \AA}$ (кривая 3 на рисунке 3.9б) можно объяснить преодолением поля анизотропии в плоскости образца, а отсутствие на рисунке 3.9а интервала полей с резким ростом ЭЭК после начального участка может свидетельствовать об антиферромагнитном упорядочении магнитных моментов соседних слоев Fe в указанном образце. Определим угол θ_0 для образца $[\text{Fe}(5 \text{ \AA})/\text{Cu}(7.5 \text{ \AA})]_{80}$. Для этого воспользуемся моделью намагничивания магнитной структуры, представленной на рисунке 3.3, и рассмотрим ее совместно с кривой намагничивания указанного образца на рисунке 3.9а. При $H=0$ магнитные моменты $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ соседних слоев ГЦК-Fe развернуты на угол θ_0 , зависящий от энергии обменного взаимодействия. При этом можно предположить, что векторы $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ лежат в плоскости образца. В слабых полях 0–30 Э,

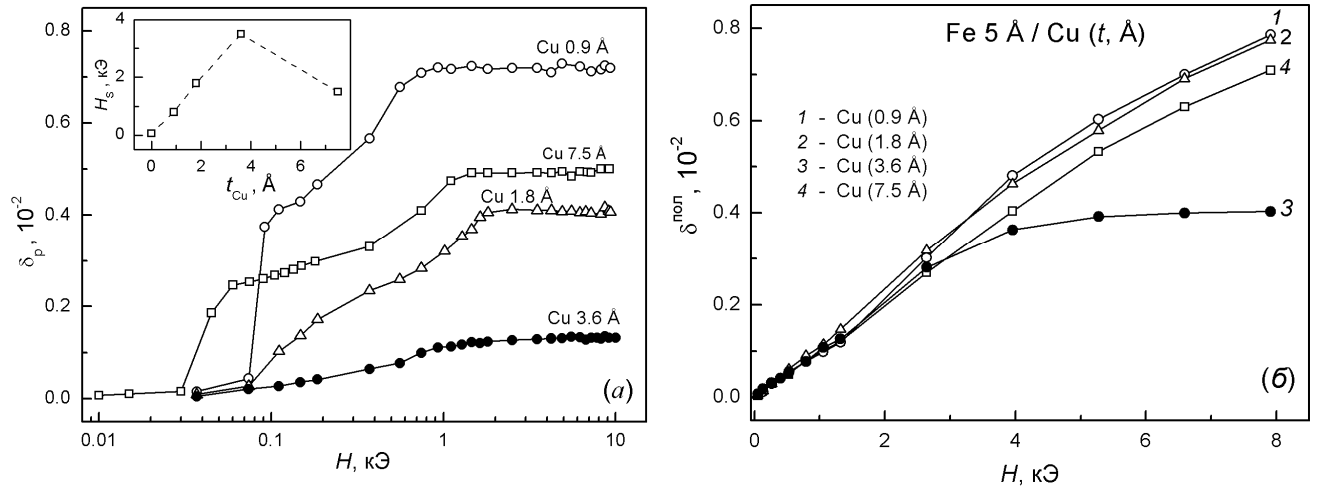


Рисунок 3.9 – Полевые зависимости магнитооптических эффектов в МПС Fe(5 Å)/Cu(t , Å) (серия 3, таблица 2.2.) при длине волны $\lambda=0.6$ мкм. (а) δ_p -эффект (магнитное поле приложено в плоскости образца) при угле падения света $\varphi=70^\circ$. На вставке: зависимость поля насыщения H_s от толщины слоя Cu. (б) Полевые зависимости полярного интенсивностного эффекта Керра при $\varphi=53^\circ$ (магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости образца).

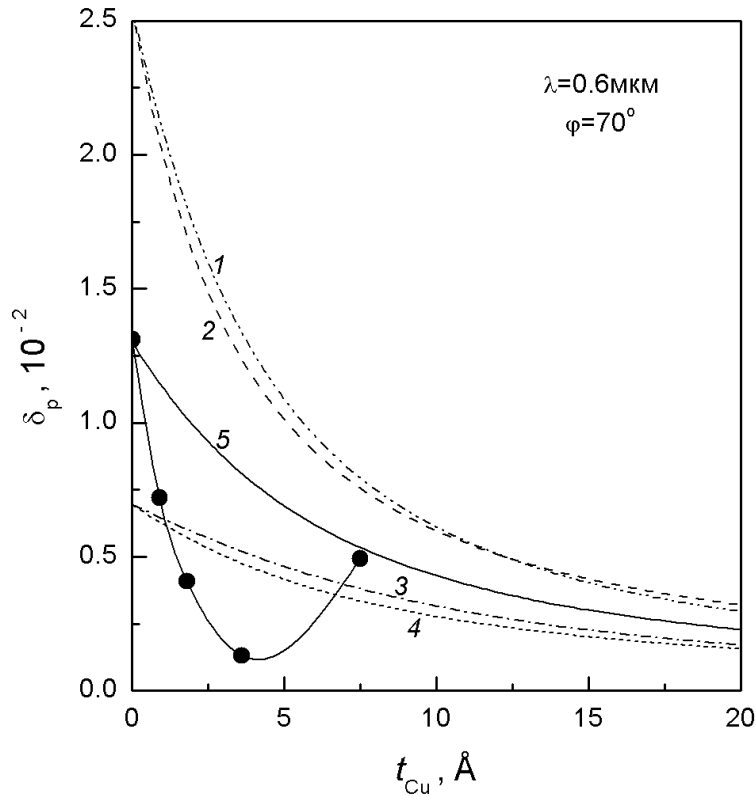


Рисунок 3.10 – Зависимость δ_p -эффекта от толщины слоя Cu для МПС Fe/Cu с $t_{Fe}=5$ Å (серия 3, таблица 2.2.). • – эксперимент, кривые (1–5) – расчет по формуле (1.11). Кривая 5 соответствует значениям оптических констант n и k массивных α -Fe и Cu. Кривые (1–4) рассчитаны при изменении значений n и k массивных α -Fe и Cu на $\pm 20\%$: 1 – Fe(+), Cu(+); 2 – Fe(+), Cu(-); 3 – Fe(-), Cu(+); 4 – Fe(-), Cu(-).

меньших поля магнитной анизотропии H_A , угол между $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$, в основном, сохраняется, в связи с чем значения ЭЭК в этой области полей близки к нулю. В интервале полей 30–60 Э ($H > H_A$) происходит быстрый поворот векторов $\vec{M} = (1/2)(\vec{M}_1 + \vec{M}_2)$, так что при $H=60$ Э они оказываются направленными вдоль внешнего поля H . Если энергия обменного взаимодействия значительно превосходит энергию магнитной анизотропии, то можно считать в первом приближении, что этот поворот происходит без значительного изменения угла θ_0 . На последнем участке 60–1600 Э возрастание поля приводит только к уменьшению угла разворота θ моментов $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ от значения θ_0 при 60 Э до 0° в поле насыщения 1600 Э. Величина ЭЭК на этом участке кривой намагничивания определяется выражением (3.5). Из значений $\delta_p(60 \text{ Э})$ и $\delta_p(1600 \text{ Э})$ был найден угол θ_0 для структуры $[\text{Fe}(5 \text{ \AA})/\text{Cu}(7.5 \text{ \AA})]_{80}$, который оказался равным 120° [106]. Аналогичным образом можно определить углы θ_0 для образцов с $t_{\text{Cu}}=0.9$ и $1.8 \text{ \AA}$.

3.2 Поиск межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах ферромагнетик-полупроводник

В многослойных металлических системах контролирование квантовомеханических свойств (таких, как спин электрона) продиктовано стремлением управлять магнитными и резистивными свойствами металлических гетероструктур. Процесс миниатюризации электронных устройств продолжается, и потому многослойные системы или, в общем смысле, любые гетерогенные (неоднородные) системы, в которых проявляются квантовые эффекты, будут находиться в фокусе внимания дальнейших исследований физики твердого тела и ее приложений.

Теоретическому описанию межслоевого обменного взаимодействия в слоистой структуре металл-изолятор посвящен ряд работ (см., например, [17,33,166]). Бруно [17] рассмотрел условия возникновения ФМ и АФМ обмена через слой изолятора в терминах квантовой интерференции электронных волн, используя концепцию комплексной поверхности Ферми. Он установил, что обменная энергия АФМ типа отлична от нуля лишь в сравнительно узком интервале значений толщины непроводящего слоя. В противоположность системе с немагнитной металлической прослойкой, константа обменного взаимодействия J_1 в системе «ФМ металл–изолятор (полупроводник)» возрастает с увеличением температуры.

На основе рассмотрения процессов отражения Блоховских волн на границе раздела контактирующих сред (теория квантовой интерференции электронных волн с использованием концепции комплексной поверхности Ферми) была разработана теория косвенного обменного взаимо-

действия через полупроводниковый спейсер (изолятор) [17]. Согласно ей, имеются два важных качественных различия между косвенным обменным взаимодействием через слой металла, и обменным взаимодействием через слой изолятора (полупроводника) с малым числом носителей заряда (рисунок 3.11). В первом случае обмен между магнитными слоями существует в широком диапазоне толщин разделяющего металлического слоя, при этом величина J_1 уменьшается с температурой. В случае прослойки из изолятора (полупроводника), обмен АФМ типа может наблюдаться лишь в узкой области толщин $t=10-20$ Å непроводящего слоя. При этом, энергия АФМ обмена через непроводящий слой заметно отличается от нуля лишь в узком интервале толщин $(t_0, t_0+\Delta t)$. По оценкам [17], в модели свободных электронов $t_0=10$ Å, $\Delta t=3$ Å. Вторая особенность состоит в том, что константа J_1 в случае прослойки из полупроводника возрастает с увеличением температуры T по закону

$$J_1(T) = J_1(0) \cdot \frac{x}{\sin(x)}, \quad x = \frac{2\pi k_B T t m}{\hbar^2 k_F}, \quad (3.6)$$

где k_B и k_F – соответственно постоянная Больцмана и волновой вектор на поверхности Ферми, t – толщина спейсера.

В качестве механизма, ответственного за межслоевой обмен АФМ типа через непроводящий слой, называются прямое туннелирование электронов через спейсер, резонансное туннелирование, базирующееся на наличии локализованных состояний в запрещенной зоне, и активации (инжекции) носителей в зону проводимости.

На момент начала работы над диссертацией какие-либо данные по изучению межслоевого обменного взаимодействия в магнитных наногетероструктурах с полупроводниковыми прослойками на основе GaAs и ZnTe в публикациях отсутствовали. В связи с этим нами были исследованы магнитооптические, магнитные и оптические свойства наногетероструктур на основе железа с указанными полупроводниковыми спейсерами [142,167,168]. Целью исследований был поиск межслоевого антиферромагнитного обменного взаимодействия в магнитных наногетероструктурах с полупроводниковыми прослойками на основе GaAs и ZnTe, и изучение проявлений квантовых размерных эффектов в оптических и магнитооптических свойствах в указанных системах.

3.2.1 Наногетероструктуры Fe/GaAs

Система Fe/GaAs является одной из базовых спин-туннельных структур и рассматривается

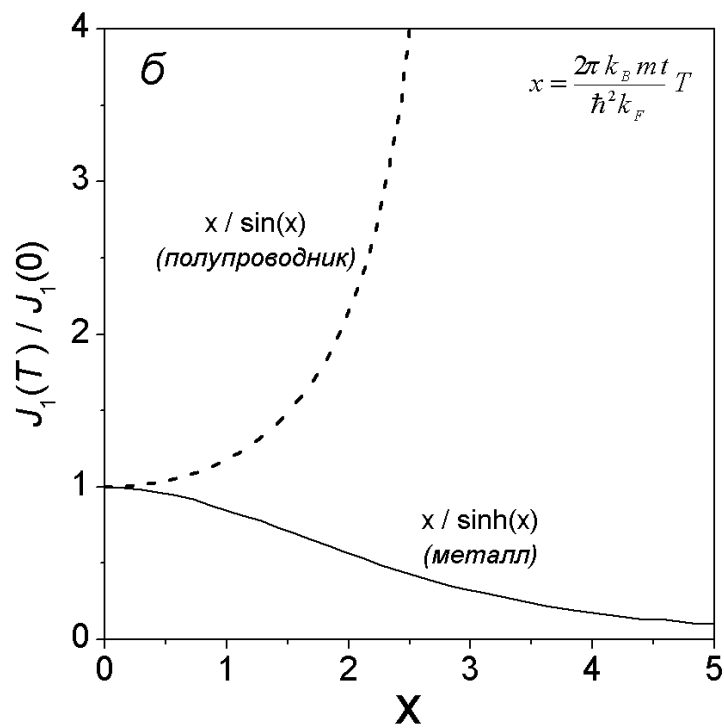
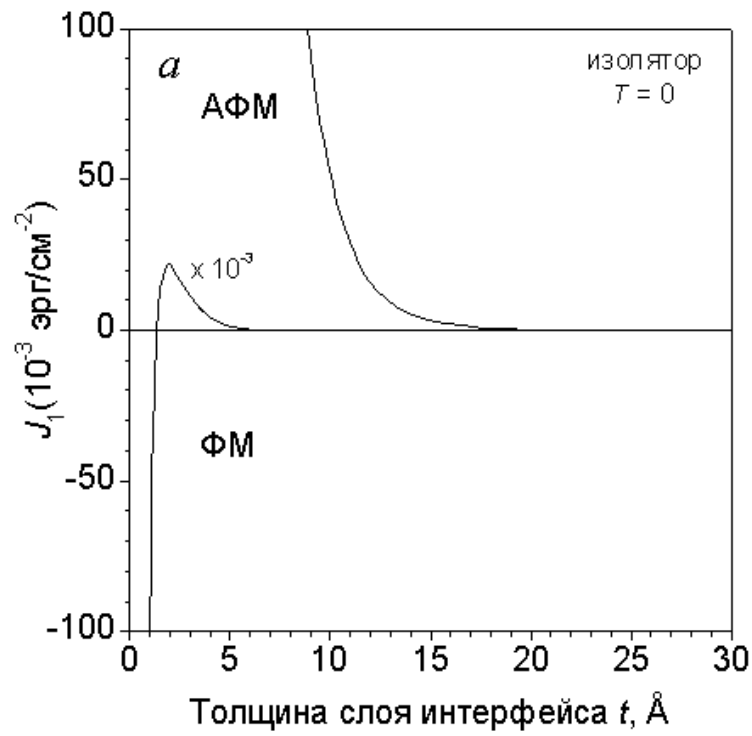


Рисунок 3.11 – (а) Зависимость константы межслоевого обмена J_1 от толщины интерфейса в случае полупроводника (изолятора). (б) Различие отношений $\left(\frac{J_1(T)}{J_1(0)}\right)(x)$ от природы материала интерфейса (по данным [17]).

как модельная для изучения возможности инжектирования спин-поляризованных электронов в полупроводниковый слой. Постоянные решеток ОЦК-Fe и ГЦК-GaAs отличаются почти в два раза ($2a_{Fe}/a_{GaAs}=1.014$), и расстояние между ближайшими соседями совпадает с точностью до 1.3 %, поэтому указанная пара веществ считается перспективной для твердотельного контакта. В данном разделе приведены результаты исследования оптических, магнитооптических и магнитных свойств тонкопленочных структур Fe/GaAs на кремниевой подложке.

Мы использовали наногетероструктуры Fe/GaAs трех серий: Si(100)/Fe(15 Å)/GaAs(t_{GaAs} , Å)/Fe(15 Å)/Al₂O₃(9 Å) (1), Si(100)/Fe(30 Å)/GaAs(t_{GaAs} , Å)/Fe(30 Å)/Al₂O₃(9 Å) (2) и Si(100)/Fe(30 Å)/GaAs(t_{GaAs} , Å)/Fe(30 Å)/GaAs(t_{GaAs} , Å)/Fe(30 Å)/Al₂O₃(9 Å) (3).

Толщина слоя t арсенида галлия менялась от 6.4 Å до 26.6 Å с шагом 0.75 Å. Сверху образцы были покрыты защитным слоем Al₂O₃ толщиной 9 Å. Пленки были изготовлены методом высокочастотного распыления в атмосфере аргона при давлении 10^{-1} Па при комнатной температуре на подложки из кремния КЭФ-4.5 с ориентацией (100). Скорость осаждения Fe и GaAs составляла соответственно 22.2 Å/мин и 22.6 Å/мин. Толщины слоёв определялись исходя из скорости и времени напыления.

Для пятислойной системы (B) был проведён рентгеновский фазовый анализ на дифрактометре ДРОН-3М в Cu K_α излучении. Для восьми образцов с номинальными толщинами t_{GaAs} в диапазоне от 7.9 до 25.9 Å было проанализировано соотношение интенсивностей двух рефлексов (110) ОЦК-Fe и (200) GaAs. Наблюдение дифракционной линии (200) GaAs при толщинах $t < 16$ Å свидетельствует о кристаллическом состоянии полупроводникового слоя. При $t > 16$ Å линия (200) GaAs размывается, что указывает на частичную аморфизацию слоя.

Измерение эффективных оптических постоянных, показателей преломления n^{eff} и поглощения k^{eff} , выполнено эллипсометрическим методом в области спектра 0.5–5.0 эВ на автоматическом эллипсометре с погрешностью 3–5%. Значения n^{eff} и k^{eff} использовали для вычисления эффективной оптической проводимости $\sigma^{eff} = n^{eff} \cdot k^{eff} \cdot \omega / 2\pi$ (ω – циклическая частота световой волны). Магнитооптические свойства были изучены с помощью экваториального эффекта Керра при угле падения света 70° в спектральном диапазоне 0.5–4.6 эВ. Полевые зависимости ЭЭК изучены при энергии $\hbar\omega = 2.0$ эВ в полях $H \leq 3$ кЭ.

Измерение температурных зависимостей магнитных моментов ряда наногетероструктур Fe/GaAs выполнено на СКВИД-магнитометре MPMS-XL5.

3.2.1.1 О природе короткопериодных осцилляций оптического поглощения и экваториального эффекта Керра в наногетероструктурах Fe/GaAs

В рассматриваемых образцах серий 1–3 толщины $t_{\text{Fe}}, t_{\text{GaAs}} \ll \lambda$, а суммарная толщина всех слоёв значительно меньше толщины скин-слоя. Поэтому для описания магнитооптических свойств справедливо приближение Друде, в рамках которого формула ЭЭК для сэндвичей (серии 1, 2) принимает вид:

$$\delta_p = \text{Im} \left[\left(A_1 + B_1 \frac{t_{\text{Fe}}}{\lambda} + C_1 \frac{t_{\text{GaAs}}}{\lambda} \right) \cdot \frac{t_{\text{Fe}}}{\lambda} \cdot \frac{\varepsilon_{xy}^{\text{Fe}}}{\varepsilon_{xx}^{\text{Fe}}} \right] \cdot \sin \varphi, \quad (3.7)$$

где основное слагаемое A_1 зависит только от диэлектрической проницаемости кремниевой подложки, а коэффициенты B_1 и C_1 зависят соответственно только от диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_{xx}^{\text{Fe}}$ и $\varepsilon_{xx}^{\text{GaAs}}$. Таким образом, спектральные особенности ЭЭК определяются в основном дисперсией проницаемостей $\varepsilon_{xx}^{\text{Fe}}$ и $\varepsilon_{xy}^{\text{Fe}}$, а величина эффекта пропорциональна толщине слоя ферромагнитного железа.

На рисунке 3.12 представлены спектральные зависимости $\delta_p(\hbar\omega)$ серий 1 и 2 с толщиной слоя железа 15 и 30 Å. Видно, что обе серии имеют железоподобные спектры ЭЭК; спектры серии 2 имеют бóльшую величину эффекта вследствие большей толщины слоя Fe, а спектры серии 1 имеют бóльшие изменения амплитуды эффекта с изменением толщины слоя GaAs. При представлении результатов эксперимента в виде зависимости величины ЭЭК от толщины слоя GaAs (t_{GaAs} изменялась от 6.4 до 26.6 Å) были обнаружены квазипериодические короткопериодные осцилляции величины ЭЭК в УФ, видимой и ближней ИК-областях спектра.

На рисунке 3.13 приведены зависимости ЭЭК от толщины слоя GaAs для серии 1 при различных длинах волн. Можно выделить их следующие особенности:

1. Характер осцилляций почти не меняется по спектру: колебания ЭЭК синфазны при различных длинах волн.
2. Относительная амплитуда колебаний ($\Delta\delta_p/\delta_p$) изменяется в пределах от 10 до 25%, и слабо зависит от длины волны.
3. При данной длине волны амплитуда колебаний ЭЭК мало меняется с изменением толщины слоя GaAs (отсутствуют явные признаки резонанса по t_{GaAs}).

Аналогичные свойства зависимостей ЭЭК от толщины слоя GaAs наблюдаются для образцов серий 2 и 3, рисунок 3.14а. Фурье-анализ зависимости ЭЭК от толщины слоя GaAs из серии 1 показал, что наибольший вклад дают гармоники с периодами 2 Å и 5 Å. Результаты расчета $\delta_p(t_{\text{GaAs}})$ по формуле (1.22) для сплошной среды, в котором использовались значения $\varepsilon_{xy}^{\text{Fe}}$ и эффективные оптические параметры n^{eff} и k^{eff} из оптических измерений, в основном воспроизводят наблюдаемые осцилляции ЭЭК (рисунок 3.14б).

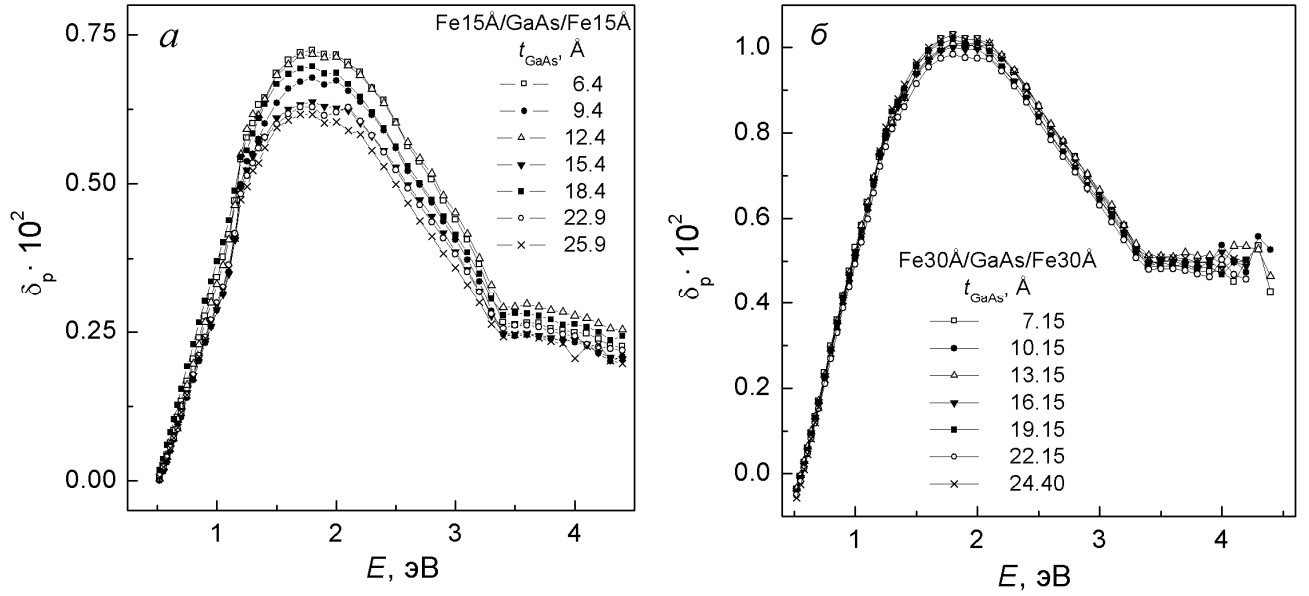


Рисунок 3.12 – Спектральные зависимости экваториального эффекта Керра в наногетероструктурах с интерфейсным слоем на основе арсенида галлия при угле падения света на образец $\varphi=70^\circ$. Серия 1 (а), серия 2 (б).

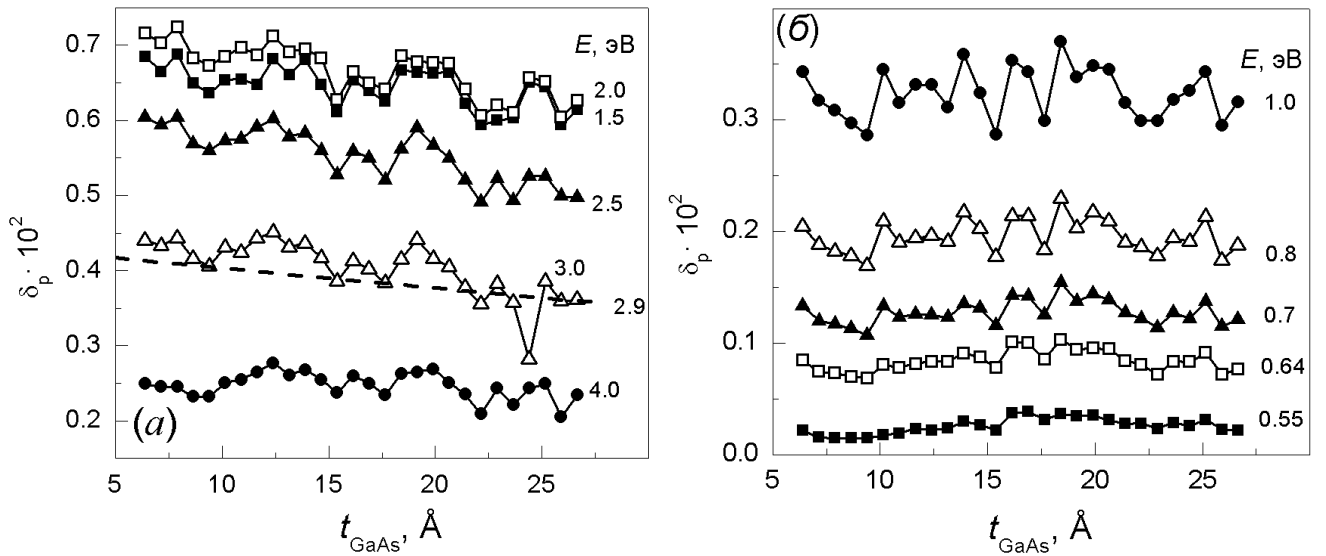


Рисунок 3.13 – Экспериментальные зависимости ЭЭК от толщины прослойки GaAs (серия 1). (а) Область энергий межзонных переходов в GaAs, штриховая кривая – расчет ЭЭК по формуле (3.7). (б) Область энергий внутризонных переходов в GaAs.

Измерения оптических характеристик для плёнок Fe/GaAs показали, что с ростом t_{GaAs} величина $\rho = |r_p| / |r_s|$ (где r_p и r_s – френелевские коэффициенты отражения соответственно p - и s -поляризации) и эффективная оптическая проводимость σ^{eff} испытывают квазипериодические осцилляции с амплитудой 5–10%, подобные тем, что наблюдались для величины ЭЭК. На рисунке 3.15а в качестве примера приведены зависимости σ^{eff} для энергии фотона $\hbar\omega = 1.5$ эВ (вблизи края фундаментального поглощения GaAs, переход $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_6$ в зоне Бриллюэна). Видно, что амплитуда пиков σ^{eff} не меняется, для энергий фотона в области межзонных переходов в арсениде галлия картина поведения σ^{eff} также существенно не отличается, рисунок 3.15б. Отсюда следует, что осцилляционное поведение ЭЭК обусловлено в первую очередь изменением оптических свойств структуры с ростом толщины полупроводникового спейсера, или другими словами – модификацией электронной структуры слоистого объекта.

В качестве возможных причин можно назвать изменение морфологии и диэлектрических свойств переходного слоя на границе металл-полупроводник, и проявление квантово-размерных осцилляций, период которых в друдевской области определяется длиной волны де Бройля свободных носителей, а в области фундаментального поглощения – поверхностью постоянной разности энергий $\Delta E_{ij}(\vec{k}) = \hbar\omega$ (i, j – индексы зон, между которыми происходят электронные переходы, $\hbar\omega$ – энергия перехода). Обнаружение стабильной картины осцилляций σ^{eff} и $\delta\rho$ -эффекта в широкой области энергий может свидетельствовать о влиянии других факторов, таких как структурное состояние пленок. Действительно, рентгеновский анализ показал, что образцы с максимальной амплитудой σ^{eff} и ЭЭК имеют более текстурированный слой GaAs, чем образцы с минимальным значением этих величин.

3.2.1.2 Обнаружение антиферромагнитного межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах Fe/GaAs

Нами была предпринята попытка обнаружить межслоевое обменное взаимодействие антиферромагнитного типа в системе Fe/GaAs/Fe, опираясь на данные магнитных и магнитооптических наблюдений. Наличие межслоевого АФМ взаимодействия должно приводить к росту поля магнитного насыщения H_s , и соответствующему изменению угла наклона графика зависимости $\delta\rho(H)$. Например, при учете кубической магнитной анизотропии и билинейного межслоевого обмена (т.е. константы обмена J_1) поле магнитного насыщения H_s в двух предельных случаях определяется соотношениями [169]

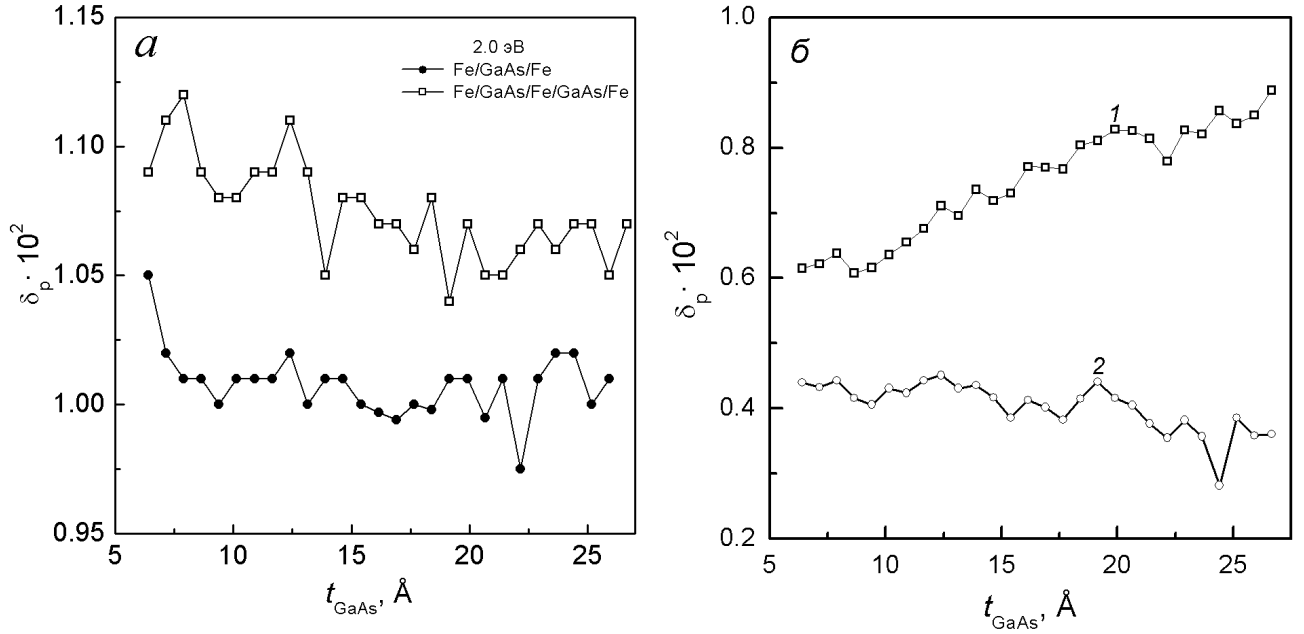


Рисунок 3.14 – (а) Зависимость ЭЭК от толщины слоя арсенида галлия в наногетероструктурах серий 2 и 3. (б) Зависимости ЭЭК от толщины слоя арсенида галлия при энергии фотона 3.0 эВ (серия 1). 1 – расчет по формуле (1.22) для сплошной среды, параметры n^{eff} и k^{eff} взяты из оптических измерений; 2 – эксперимент.

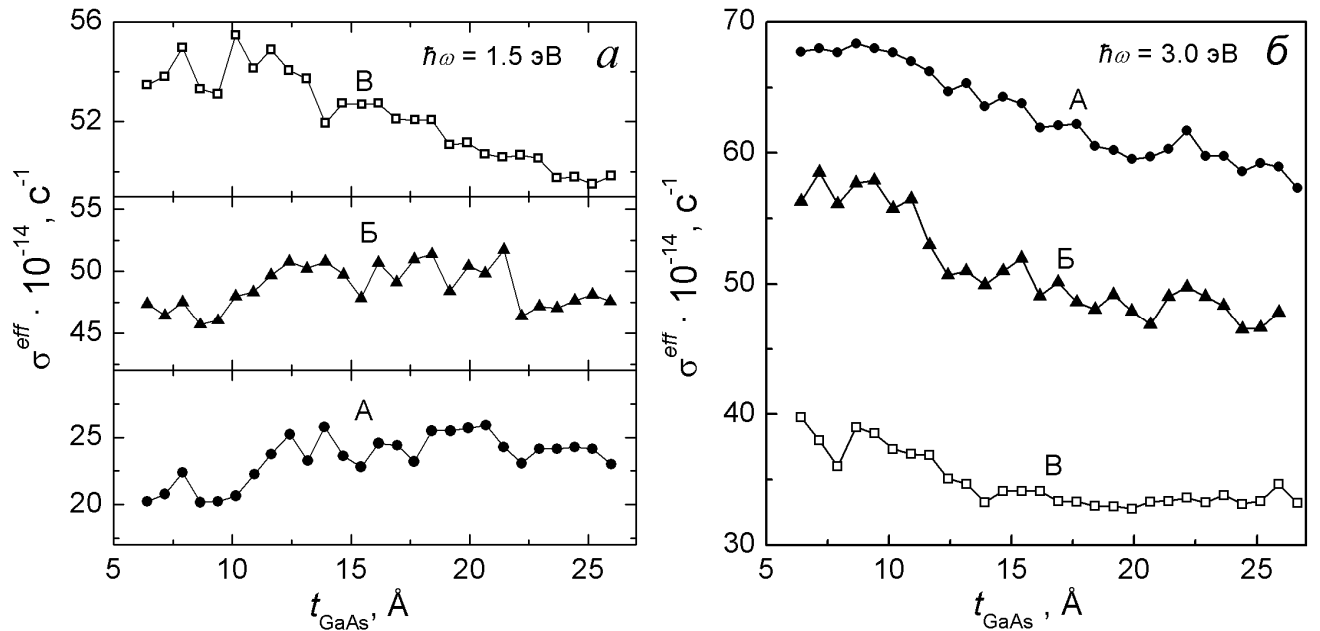


Рисунок 3.15 – Зависимости оптической проводимости σ^{eff} от толщины слоев GaAs в наногетероструктурах серий 1–3. Вблизи края фундаментального поглощения (а) и в области межзонного поглощения (б).

$$H_s = \frac{2J_1}{M_s t}, \quad (J_1 \gg K_4 t); \quad H_s = \frac{J_1}{M_s t}, \quad (J_1 \ll K_4 t), \quad (3.8)$$

где M_s и t – намагниченность насыщения и толщина ферромагнитного слоя, K_4 – константа анизотропии. Регистрация азимутальных кривых ЭЭК при нескольких значениях величины магнитного поля показала, что в пленках Fe/GaAs в основном присутствует одноосная магнитная анизотропия, индуцируемая постоянным магнитным полем в процессе изготовления образцов, рисунок 3.16.

Полевые зависимости $\delta_p(H)$ измерены вдоль легкой и трудной осей намагничивания для образцов серий 1–3 при $\lambda=0.6$ мкм и $\varphi=70^\circ$. Поле насыщения H_s образцов изменялось в пределах 5–50 Э. На рисунке 3.17 приведены типичные полевые зависимости ЭЭК вдоль легкой и трудной осей намагничивания для образцов из серий 2 и 3. Во всех трех сериях образцов наибольшее внимание обращает на себя увеличение поля насыщения H_s вблизи толщин слоя арсенида галлия $\sim 18\text{--}22$ Å. Далее мы проанализировали изменение параметра Δ в зависимости от толщины полупроводникового слоя

$$\Delta = \frac{\delta_p(H_s) - \delta_p(H_1)}{\delta_p(H_s)}, \quad (3.9)$$

где $\delta_p(H_s)$ – ЭЭК в насыщении, $\delta_p(H_1)$ – ЭЭК, измеренный в некотором поле H_1 . Поле H_1 (рисунок 3.17г) выбиралось из условия $H_1 < H_s^{\min}$, где $H_s^{\min}$ – минимальное поле насыщения для образцов данной серии. Параметр Δ пропорционален полю насыщения образца, и может служить характеристикой зависимости величины H_s от t_{GaAs} . На рисунке 3.18 представлены усреднённые зависимости $\Delta(t_{\text{GaAs}})$ для образцов серий 1–3. Наблюдается локальный пик параметра Δ для всех серий образцов в области $t_{\text{GaAs}}=18\text{--}22$ Å, причем азимутальные зависимости (рисунок 3.16) свидетельствуют об отсутствии связи пиков $\Delta(t_{\text{GaAs}})$ с магнитной анизотропией в области толщин $t_{\text{GaAs}}=18\text{--}22$ Å. Поэтому, в соответствии с [17] мы предполагаем, что локальный пик параметра Δ (и поля насыщения H_s) является признаком существования АФМ межслоевого взаимодействия между слоями железа через слой арсенида галлия толщиной $t \sim 20$ Å.

Для проверки гипотезы о наличии АФМ обмена в гетероструктурах Fe/GaAs были выбраны два образца из серии 3, №44 ($t_{\text{GaAs}}=16.9$ Å) и №49 ($t_{\text{GaAs}}=20.65$ Å). Для образца №44 параметр $\Delta=0.05$, для образца №49 $\Delta=0.43$ (пик зависимости параметра Δ от t_{GaAs} , рисунок 3.18). В соответствии с этим можно предположить существование АФМ обмена в образце №49 и его отсутствие в образце №44. Поэтому, если измерить температурные зависимости ($T=4.2\text{--}300$ К) магнитных моментов M указанных образцов в *ненасыщающем* магнитном поле, и взять их отношение η , $\eta(T)=M(t_{\text{GaAs}}=16.9 \text{ Å})/M(t_{\text{GaAs}}=20.65 \text{ Å})$, то можно ответить на вопрос о существовании АФМ обмена в системе Fe/GaAs. В отсутствие АФМ обмена величина $\eta(T)$ должна быть

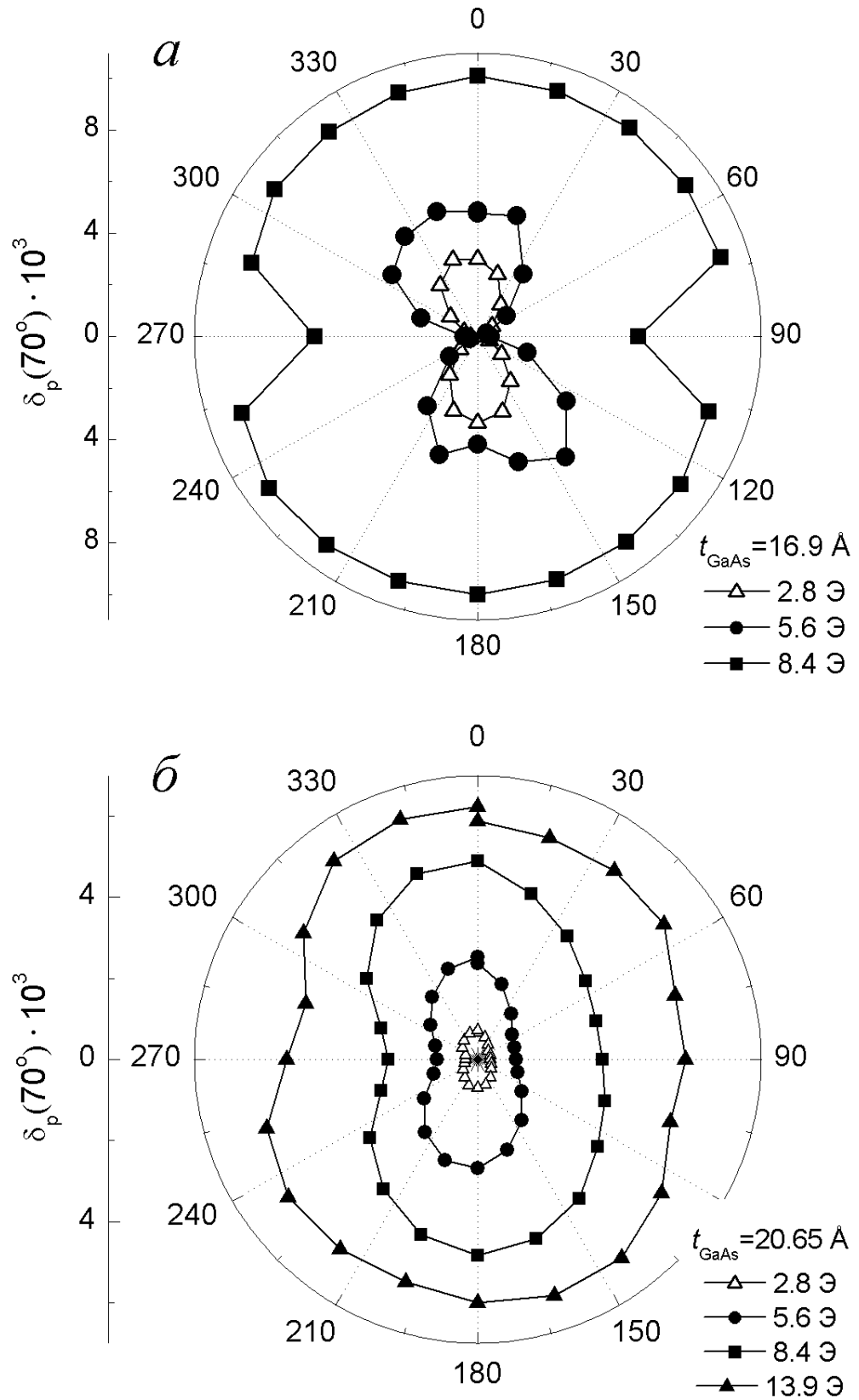


Рисунок 3.16— Азимутальные зависимости ЭЭК для двух образцов наногетероструктур из серии 3, $\lambda=0.689$ мкм, $\varphi=70^\circ$. $t_{\text{GaAs}}=16.9 \text{ \AA}$ (а), $t_{\text{GaAs}}=20.65 \text{ \AA}$ (б).

константой. При наличии обменного взаимодействия в образце, величина магнитного момента в поле H , *меньше* поля насыщения H_s , будет меньше на величину ΔM , которая увеличивается с ростом константы обменного взаимодействия J_1 . В случае полупроводникового спейсера константа J_1 , как отмечалось в [17], растёт с температурой, что приводит к росту ΔM и, следовательно, отношения $M(\text{№44})/M(\text{№49})$. Таким образом, возрастание функции $\eta(T)$ с температурой (рисунок 3.19) мы объясняем существованием межслоевого обмена АФМ типа в образце с $t_{\text{GaAs}}=20.65 \text{ \AA}$.

Константу обмена для этого образца можно оценить с помощью соотношений (3.8). Используя значение $M_s=1.55 \cdot 10^3 \text{ Гс}$, $H_s=35 \text{ Э}$ и $t_{\text{Fe}}=30 \text{ \AA}$, находим $J_1=(0.8-1.6) \cdot 10^{-2} \text{ эрг/см}^2$. Для сравнения, в сверхрешётках Fe/Si $J_1=1.0 \text{ эрг/см}^2$ и Co/Ge $J_1=5 \cdot 10^{-2} \text{ эрг/см}^2$ [170], а в сэндвиче Fe(40 \AA)/Cr(9.5 \AA)/Fe(40 \AA) $J_1=0.577 \text{ эрг/см}^2$ [163].

3.2.2 Наногетероструктуры Fe/ZnTe

Известно, что неидеальность полупроводникового слоя (причиной которой могут являться примеси, точечные дефекты, микропоры, свободные связи и др.) приводит к существованию уровней внутри запрещенной зоны. Мотт [171] высказал предположение, что если состояния обусловлены дефектом, например, свободной связью, то они могут выступать и как доноры, и как акцепторы, причем однократное или двукратное заполнение этих состояний приводит к образованию зон, разделенных энергией Хаббарда, или перекрывающихся зон с уровнем Ферми E_F посередине. Такая ситуация характерна для аморфных полупроводников. Известно также, что в запрещенной зоне аморфного полупроводника появляются «хвосты» плотности состояний $N(E)$ вблизи краев зоны проводимости и валентной зоны. Во всех случаях происходит увеличение плотности состояний (локализованных) внутри запрещенной зоны. Допускается также, что в системе металл-полупроводник имеет место некоторая металлизация полупроводникового слоя вследствие изгиба энергетических зон полупроводника, и выхода дна зоны проводимости на E_F . Все эти обстоятельства могут служить причиной появления осцилляций в магнитооптических свойствах гетероструктур металл-полупроводник, а также возникновения косвенного обменного взаимодействия через полупроводниковый слой.

В данном разделе приведены результаты исследования магнитооптических и магнитных свойств слоистой системы железо-теллурид цинка с варьируемыми толщинами слоев. Было исследовано четыре серии образцов:

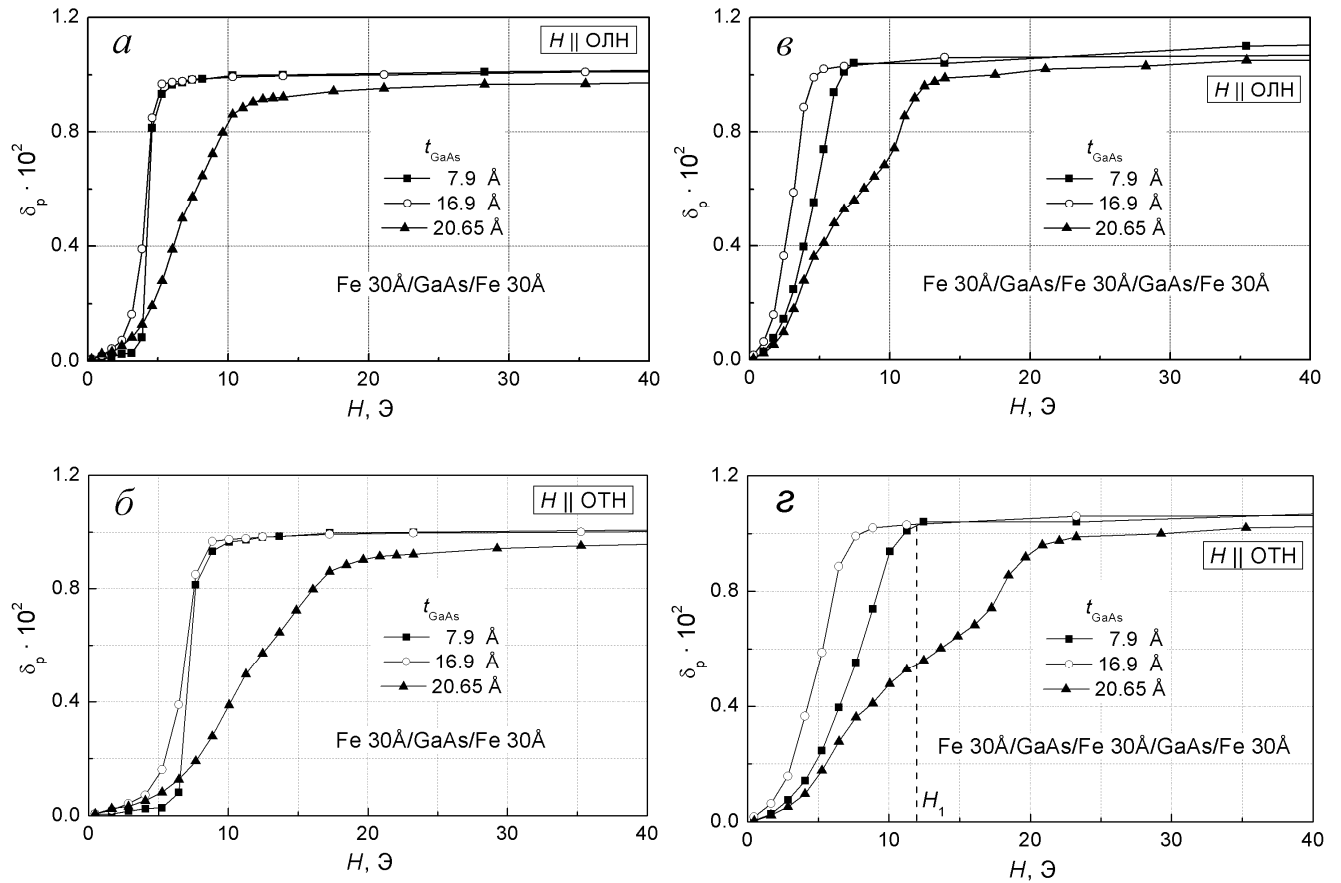


Рисунок 3.17 – Полевые зависимости ЭЭК в образцах наногетероструктур из серий 2 и 3 при нескольких толщинах слоя GaAs. Поле H приложено вдоль оси легкого намагничивания ($a, в$); H приложено вдоль оси трудного намагничивания ($б, г$).

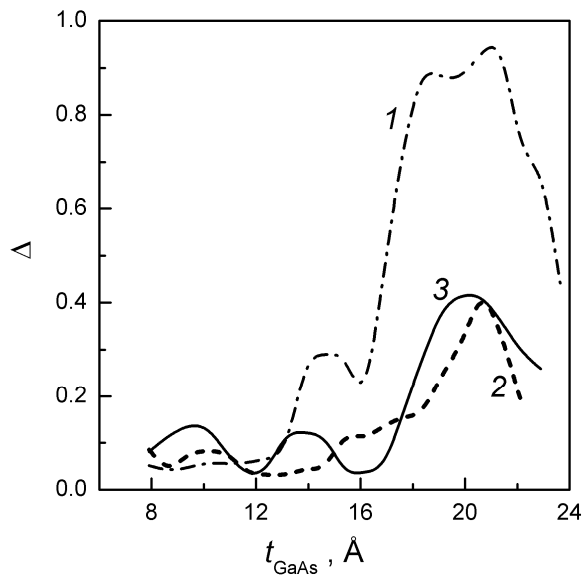


Рисунок 3.18 – Зависимости параметра Δ от толщины слоя арсенида галлия для образцов серий 1–3.

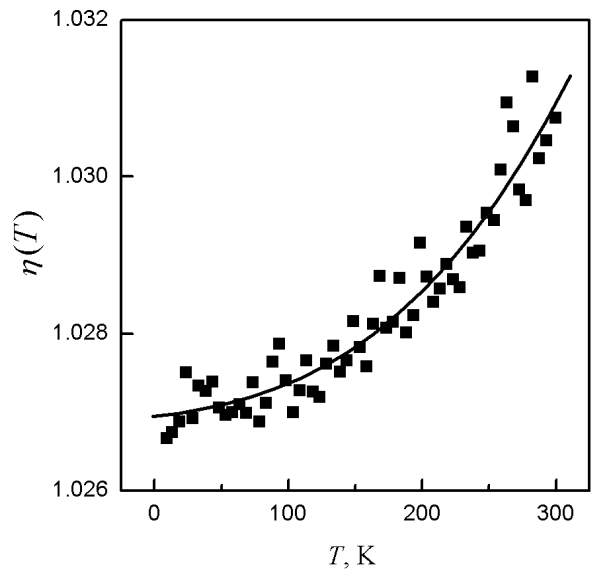


Рисунок 3.19 – Зависимость отношения магнитных моментов от температуры, $\eta(T) = M(t_{\text{GaAs}} = 16.9 \text{ Å}) / M(t_{\text{GaAs}} = 20.65 \text{ Å})$, $H = 12 \text{ Э}$.

- (1) Si(100)/ZnTe(10 Å)/Fe(25 Å)/ZnTe(t_x , Å)/Fe(25 Å)/Al₂O₃(8 Å), $t_x=6-30$ Å с шагом 0.75 Å
- (2) Si(100)/ZnTe(10 Å)/Fe(25 Å)/ZnTe(t_x , Å)/Fe(25 Å)/Al₂O₃(8 Å), $t_x=8-24$ Å с шагом 1 Å
- (3) Si(100)/ZnTe(10 Å)/Fe(25 Å)/ZnTe(t_x , Å)/Al₂O₃(8 Å), $t_x=8-24$ Å с шагом 1 Å
- (4) Si(100)/ZnTe(10 Å)/Fe(t_x , Å)/ZnTe(11.25 Å)/Fe(t_x , Å)/Al₂O₃(8 Å), $t_x=5-25$ Å с шагом 5 Å.

Образцы серии 3 (бислои) содержат по одному слою железа, и использовались для сравнения с результатами, полученными для образцов серий 1 и 2, имеющих по два слоя железа (сэндвичи). В дополнение к указанным слоистым структурам, на подложку Si(100) была напылена толстая (~800 Å) пленка теллурида цинка.

Пленки были изготовлены методом высокочастотного распыления в атмосфере аргона с давлением 10^{-1} Па при комнатной температуре на подложки из кремния КЭФ-4.5 с ориентацией (100). Мишенями служили поликристаллическое железо, полученное вакуумной плавкой, поликристаллический ZnTe, и лейкосапфир Al₂O₃. Скорости осаждения составляли: Fe – 34 Å/мин, ZnTe – 62 Å/мин и Al₂O₃ – 4 Å/мин. Номинальные толщины слоев определялись исходя из известных скорости и времени напыления.

ZnTe (фаза сфалерита, группа симметрии $T_d^2 - F\bar{4}3m$) имеет параметр решетки $a=6.089$ Å. В спектрах комбинационного рассеяния света на толстой ($t \sim 800$ Å) пленке ZnTe, изготовленной в этих же условиях, зафиксирован уширенный фоновый пик на частоте $\nu=204$ см⁻¹, отвечающий этой структуре. Измеренные методом Битти на указанной пленке оптические постоянные n и k (область измерений $\lambda=0.25-3$ мкм) согласуются по величине с имеющимися для этого соединения литературными данными [172].

Для ряда образцов 1-ой и 2-ой серий был проведен рентгеновский анализ на дифрактометре ДРОН-3М. На дифрактограммах, полученных в малых углах $2\theta=16-25^\circ$, было зафиксировано «гало» (сильно размытый дифракционный пик), свидетельствующее об аморфизации пленки ZnTe. Можно заключить, что слои ZnTe находятся преимущественно в аморфной фазе, по крайней мере, при толщинах $t \geq 19$ Å. На образцах с более тонкими слоями ZnTe рентгеновский анализ не проводился.

Магнитооптические свойства пленок исследовали с помощью ЭЭК при угле падения 70° в области спектра $\lambda=0.28-2.4$ мкм. Полевые зависимости ЭЭК были изучены при длине волны $\lambda=1.0$ мкм в магнитных полях $H \leq 5$ кЭ.

3.2.2.1 Магнитооптика наногетероструктур Fe/ZnTe с переменной толщиной слоя Fe

Исследовалась серия 4 Si/ZnTe(10 Å)/Fe(t_{Fe})/ZnTe(11.25 Å)/Fe(t_{Fe})/Al₂O₃(8 Å), где t_{Fe} =5, 10, 15, 20, 25 Å. С помощью ЭЭК были изучены магнитооптические (в спектральном интервале $\hbar\omega$ =0.5–4.4 эВ) и магнитные характеристики образцов. Целью изучения было установить, как меняются эти характеристики при переходе от тонких слоев Fe к сверхтонким. Отметим, что толщина монослоя ОЦК-Fe составляет 1.44 Å. Для рассматриваемой структуры, когда выполняется условие $(t_{\text{Fe}}/\lambda) \ll 1$, величина ЭЭК в феноменологической модели [20] дается выражением

$$\delta_p = \text{Im} \left\{ \left[A \cdot \frac{t_{\text{Fe}}}{\lambda} + B \cdot \left(\frac{t_{\text{Fe}}}{\lambda} \right)^2 \right] \cdot \frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} \cdot \sin \varphi \right\} \quad (3.10)$$

где ε_{xx} и ε_{xy} – диагональная и недиагональная компоненты тензора диэлектрической проницаемости слоя Fe, A и B – величины, зависящие от диэлектрических свойств и толщин немагнитных сред в пленке Fe/ZnTe. Таким образом, согласно (3.10), спектральные свойства гетероструктуры определяются в основном отношением $\varepsilon_{xy}/\varepsilon_{xx}$, а зависимость δ_p от t_{Fe} является квадратичной.

На рисунке 3.20 приведены спектральные зависимости δ_p -эффекта при угле падения света $\varphi=70^\circ$ для образцов серии 4. Существование отличного от нуля эффекта при $t_{\text{Fe}}=5$ Å (3.5 монослоя Fe) означает, что уже при этой толщине железо в слое формируется в ферромагнитной фазе. Видно, что, начиная с $t_{\text{Fe}}=5$ Å, все спектральные зависимости имеют вид, подобный спектральной зависимости δ_p -эффекта для массивного Fe с максимумом в районе 1.9 эВ. На рисунке 3.21 представлены экспериментальные зависимости $\delta_p(t_{\text{Fe}})$ образцов серии 4 при нескольких значениях энергии E световой волны. Одновременно, по формуле (3.10), с использованием объемных значений диэлектрических проницаемостей сред и номинальных толщин, был выполнен теоретический расчет зависимостей ЭЭК от толщины слоев Fe. Для толщин $t_{\text{Fe}} \geq 10$ Å было получено хорошее согласие расчета с экспериментом для $E=1.9$ эВ и $E=1.24$ эВ. Менее удовлетворительное согласие отмечается при $E=0.52$ эВ. С другой стороны, для образца с $t_{\text{Fe}}=5$ Å экспериментальные значения ЭЭК не укладываются на расчетные кривые (3.10). Можно предположить, что при $t_{\text{Fe}} < 10$ Å возникает кластерная структура Fe, и магнитооптические свойства пленки формируются наложением слоевого ферромагнетизма и кластерного суперпарамагнетизма. Полевые зависимости ЭЭК (кривые намагничивания) приведены на рисунке 3.22 ($E=1.24$ эВ, $\varphi=70^\circ$). Для образцов с $t_{\text{Fe}}=10, 20$ и 25 Å кривые намагничивания имеют вид, характерный для упорядочения ФМ типа с полями насыщения $H_s \leq 0.2$ кЭ. Можно отметить, что для случая $t_{\text{Fe}}=15$ Å поле насыщения $H_s \sim 0.6$ кЭ. Особый вид имеет кривая намагничивания для образца с $t_{\text{Fe}}=5$ Å: поле насыщения $H_s > 1$ кЭ, и в полях $H > 1$ кЭ еще наблюдается слабый, но заметный рост намагниченности. Мы объясняем это наличием в образце с $t_{\text{Fe}}=5$ Å суперпарамагнитной фазы Fe. Магнитооптическим методом были измерены также петли гистерезиса (M - H кривые) при

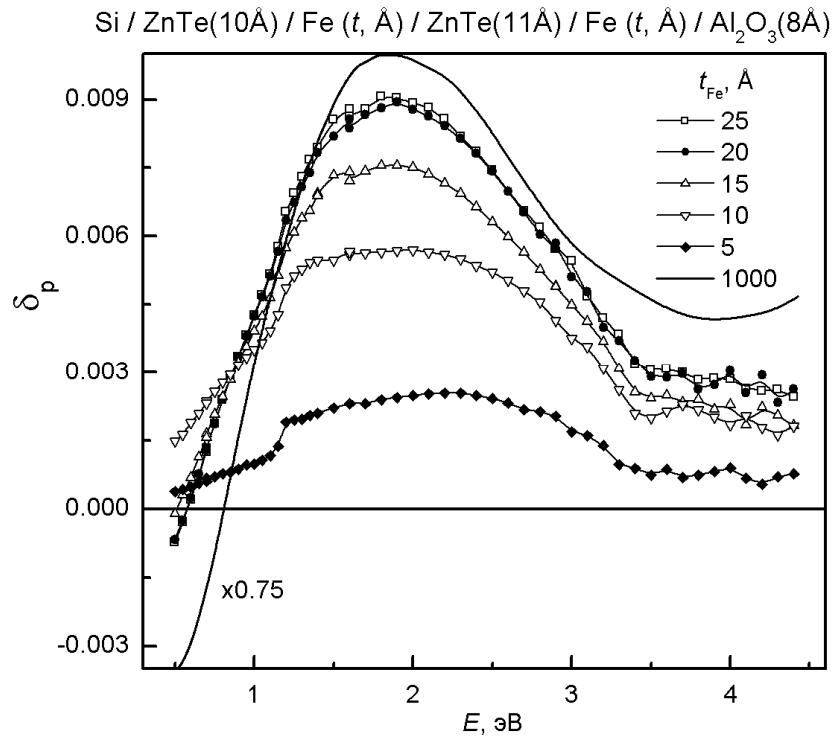


Рисунок 3.20 – Спектры ЭЭК, угол падения света $\varphi=70^\circ$ (серия 4).

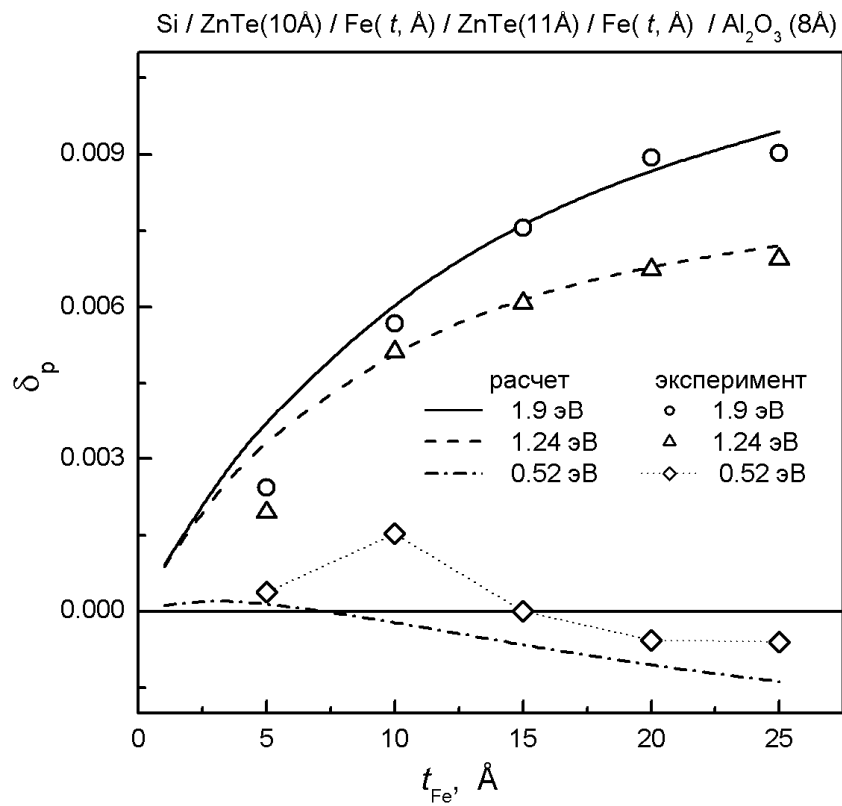


Рисунок 3.21 – Зависимости ЭЭК от t_{Fe} при нескольких энергиях фотона (серия 4). Расчеты δ_p выполнены по формуле (3.10).

намагничивании образцов вдоль легкой и трудной оси магнитной анизотропии в плоскости образца. Установлено, в частности, что для образца с $t_{\text{Fe}}=5 \text{ \AA}$ петля, измеренная вдоль трудной оси, безгистерезисна (рисунок 3.23).

Таким образом, спектральный профиль кривых ЭЭК гетероструктур Fe/ZnTe остается «железоподобным» вплоть до толщины слоев железа в $5 \text{ \AA}$, при этом при $t_{\text{Fe}} < 10 \text{ \AA}$ магнитные и магнитооптические свойства определяются суперпозицией слоевого ферромагнетизма и кластерного суперпарамагнетизма.

3.2.2.2 Осцилляции ЭЭК с изменением толщины слоя ZnTe

Феноменологическая теория ЭЭК [20] предсказывает линейную зависимость эффекта от толщины полупроводникового слоя t для случая, когда $(t_{\text{ZnTe}}/\lambda) \ll 1$ (где λ – длина световой волны). При использовании объемных параметров $\varepsilon_{xx}^{\text{Fe}}$, $\varepsilon_{xx}^{\text{ZnTe}}$, Q_{Fe} (ε и Q – соответственно диэлектрическая проницаемость и магнитооптический параметр) расчеты ЭЭК по формуле (3.7) описывают функции $\delta_p(t_{\text{ZnTe}})$ монотонными кривыми (штриховая кривая на рисунке 3.24б). Из рисунков видно, что наблюдаются осцилляции ЭЭК двух типов: короткопериодные (период $2\text{--}3 \text{ \AA}$) с малой амплитудой изменения эффекта $\sim 6\text{--}22\%$, и гигантские (с изменением эффекта в $2\text{--}5$ раз) с периодом $\sim 6 \text{ \AA}$ (рисунок 3.24а). Вопрос о поведении электронной подсистемы в слоистой структуре металл-полупроводник теоретически рассмотрен в работах [173,174] в связи с объяснением природы осцилляций температуры сверхпроводящего перехода T_c . В них показано, что при наличии когерентной связи между границами тонкой полупроводниковой (полуметаллической) пленки роль последней проявляется в изменении граничных условий для электронов в металле. При изменении толщины полупроводникового слоя фаза волновой функции электрона на интерфейсе металл-полупроводник осциллирует, что приводит к осцилляционной зависимости электронной плотности состояний $N(E_F)$ в металле. Квантовые по природе осцилляции $N(E_F)$ в ферромагнитной пленке железа объясняют, на наш взгляд, осцилляционное поведение ЭЭК в зависимости от толщины слоя ZnTe. На зависимостях $\delta_p(t_{\text{ZnTe}})$ для двухслойных структур Fe/ZnTe можно условно выделить две структурированные осцилляции с периодом $\Lambda \cong 6 \text{ \AA}$, близким к величине параметра кристаллической решетки ZnTe ($a=6.089 \text{ \AA}$). Это означает, что морфология пленки (достраивание и завершенность кристаллической решетки) оказывает большое влияние на флуктуации плотности состояний $N(E_F)$ железа.

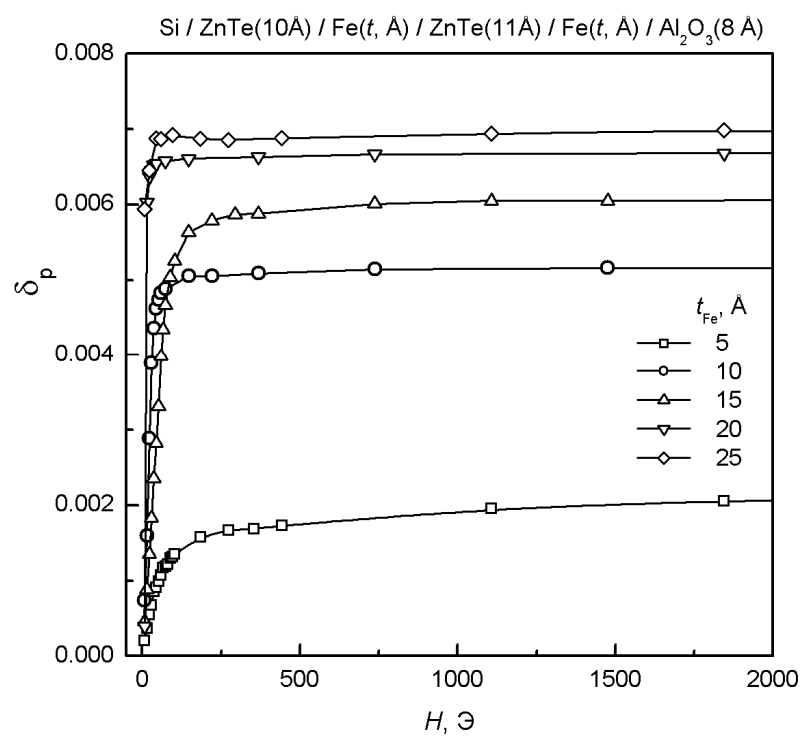


Рисунок 3.22 – Полевые зависимости ЭЭК (серия 4) при энергии фотона 1.24 эВ и угле падения света на образец 70° .

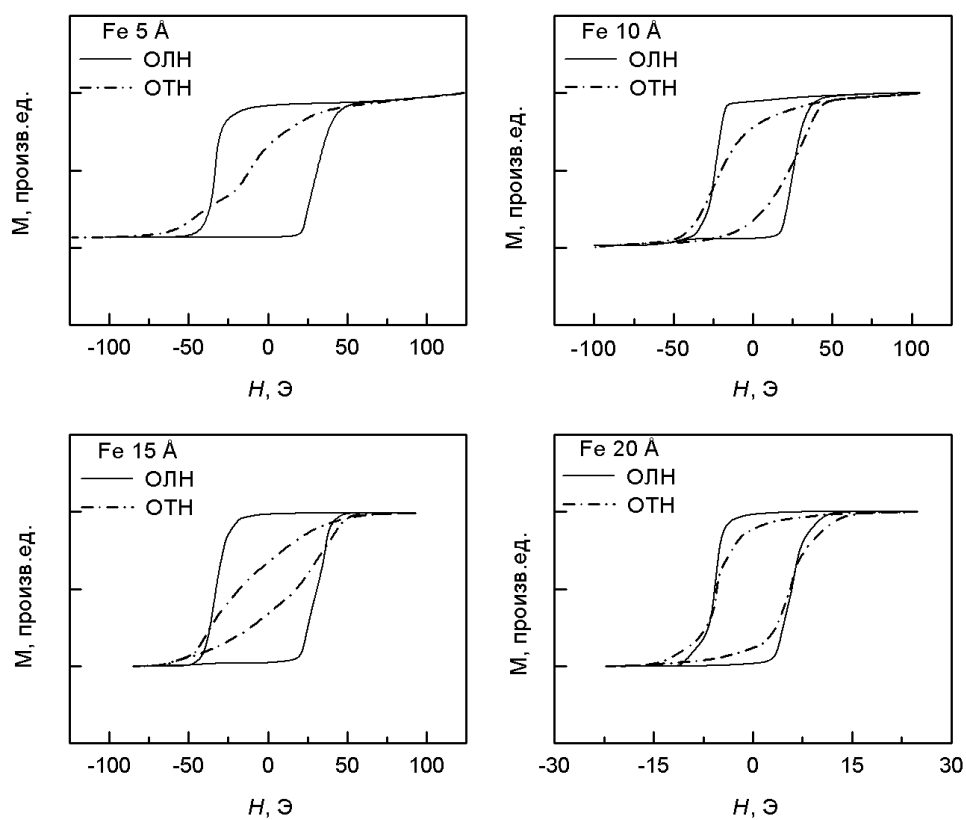


Рисунок 3.23 – M - H петли вдоль легкой (ОЛН) и трудной (ОТН) осей намагничивания.

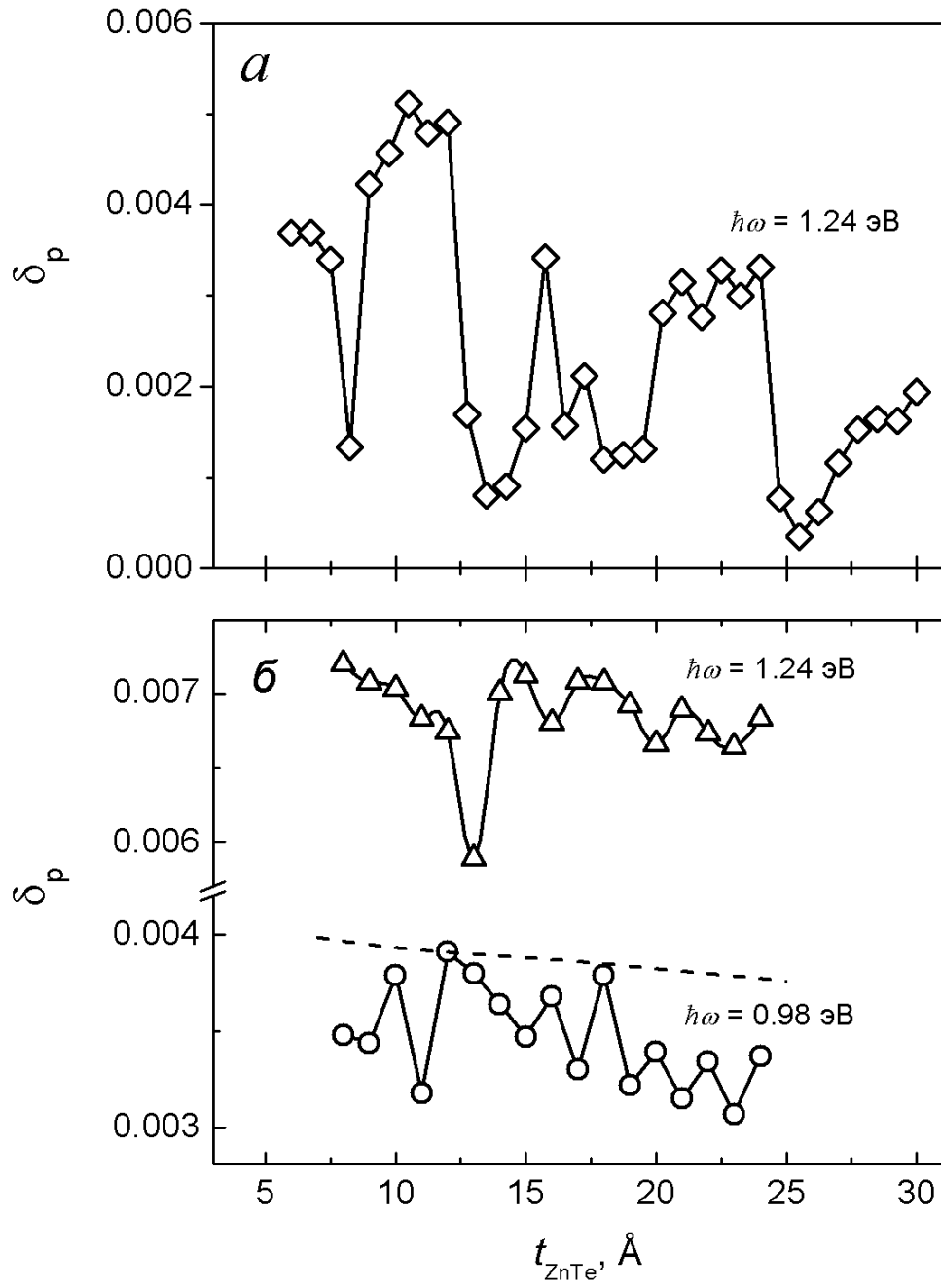


Рисунок 3.24 – Зависимость ЭЭК от толщины слоя t_{ZnTe} . (а) серия 1; (б) серия 2 – (Δ), серия 3 – (о). Штриховая кривая рассчитана с объемными параметрами $\epsilon_{xx}^{\text{Fe}}$, $\epsilon_{xy}^{\text{Fe}}$ по формуле (3.7).

Таким образом, природа обнаруженных нами осцилляций связана с изменением граничных условий для электронов в металле, возникающим вследствие размерного эффекта в полупроводниковой пленке. Но наблюдение гигантских осцилляций с периодом $\sim 6 \text{ \AA}$ в серии 1, и их отсутствие в серии 2, предполагает присутствие качественного различия между образцами из этих двух серий.

3.2.2.3 Поиск сильного антиферромагнитного межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах Fe/ZnTe

Наличие сильного межслоевого обмена АФМ типа в образцах должно проявляться в виде специфической формы кривых намагничивания и петель гистерезиса, а так же в виде роста величин поля насыщения H_s , магнитосопротивления, магниторефрактивного эффекта и т.д. Увеличение поля насыщения H_s (от 0.01 до $\sim 5 \text{ кЭ}$) и форма петель магнитного гистерезиса АФМ типа были получены нами при некоторых толщинах слоя ZnTe на образцах серии 1 (рисунок 3.25), что позволило предположить существование в них сильного межслоевого обмена через слой ZnTe.

Однако более детальная проверка не подтвердила наличие сильного АФМ обмена в наших образцах. Во-первых, было установлено, что максимумы H_s коррелируют с минимальными значениями ЭЭК и намагниченности насыщения M_s в образцах, рисунок 3.25. Во-вторых, магниторефрактивный эффект не показал увеличения в образцах с большими полями насыщения, являвшихся кандидатами на существование в них сильного АФМ обмена.

В предположении простейшего случая симметричной фазы магнитной структуры и без учета магнитной анизотропии ($H_A=0$) из экспериментальной кривой намагничивания $\mu(H)$ мы определили (как в [175]) для нескольких пар значений полей $\{H_i(H_i < H_s), H_s\}$ несколько пар $\{H_{bl}^i, H_{bq}^i\}$ билинейных и биквадратичных констант, и с их помощью из уравнения для свободной энергии F нашли кривые намагничивания $\mu_{теор}^i(H)$, (рисунок 3.26а). Видно, что результат моделирования неудовлетворителен, т.к. для различных значений H_i мы получаем различные (H_{bl}^i, H_{bq}^i) . Более удовлетворительное описание $\mu(H)$ нам дала обработка кривых намагничивания (как в [116]) в предположении о суперпарамагнитном состоянии части слоев железа (рисунок 3.26б).

Таким образом, существование сильного АФМ межслоевого обмена при комнатной температуре в наших образцах не подтвердилось. Результат, заключающийся в резком уменьшении δ_p

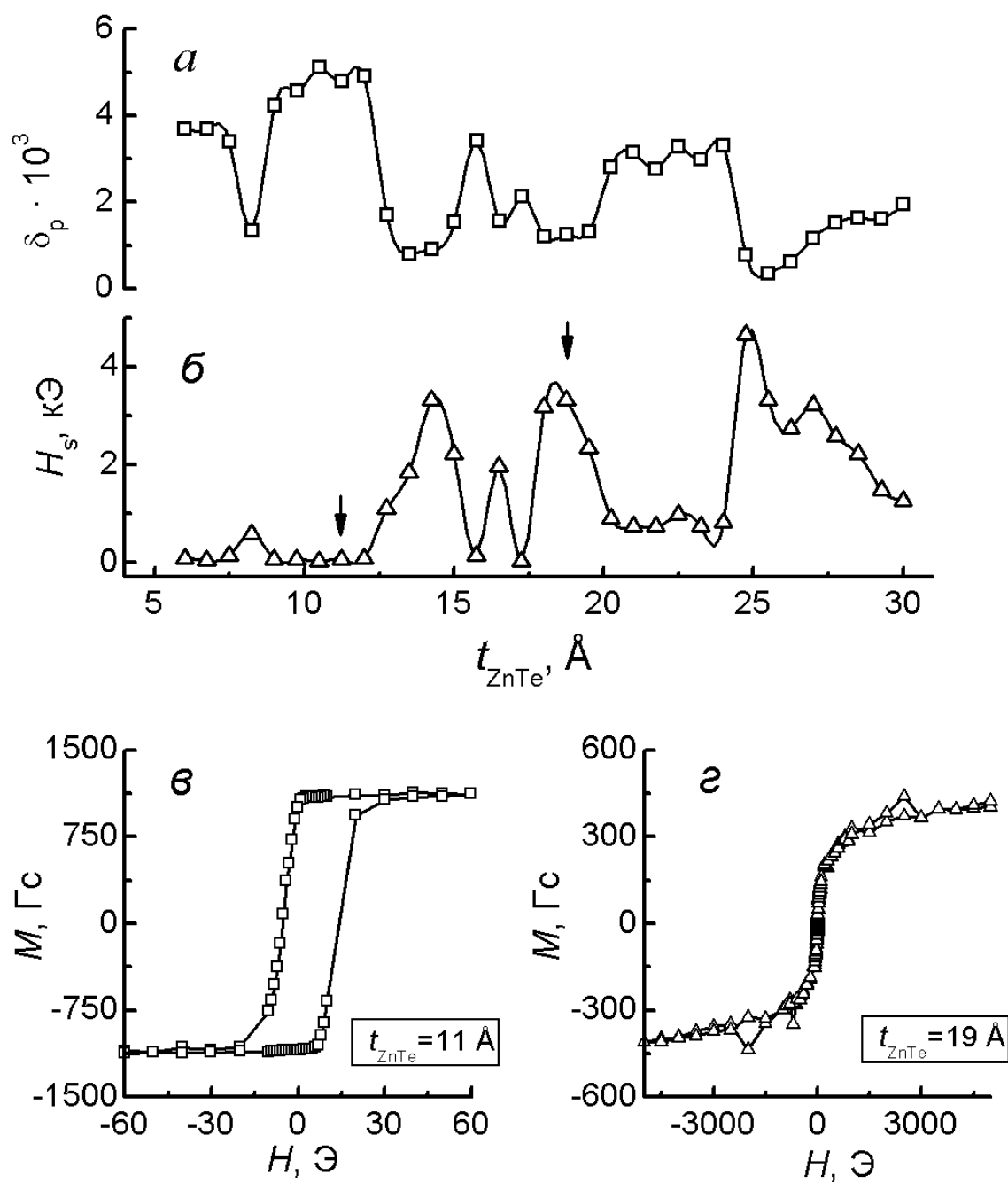


Рисунок 3.25 – Корреляция амплитуды ЭЭК (*a*) и поля насыщения H_s (*б*) для серии 1. Величина намагниченности и форма M - H петель для образцов в области малых (*в*) и больших (*г*) полей насыщения H_s . Стрелками на кривой H_s в (*б*) обозначены толщины слоев ZnTe, для которых приведены петли гистерезиса (*в*) и (*г*).

Si / ZnTe(10 Å) / Fe25Å / ZnTe(19 Å) / Fe25Å / Al₂O₃(8Å)

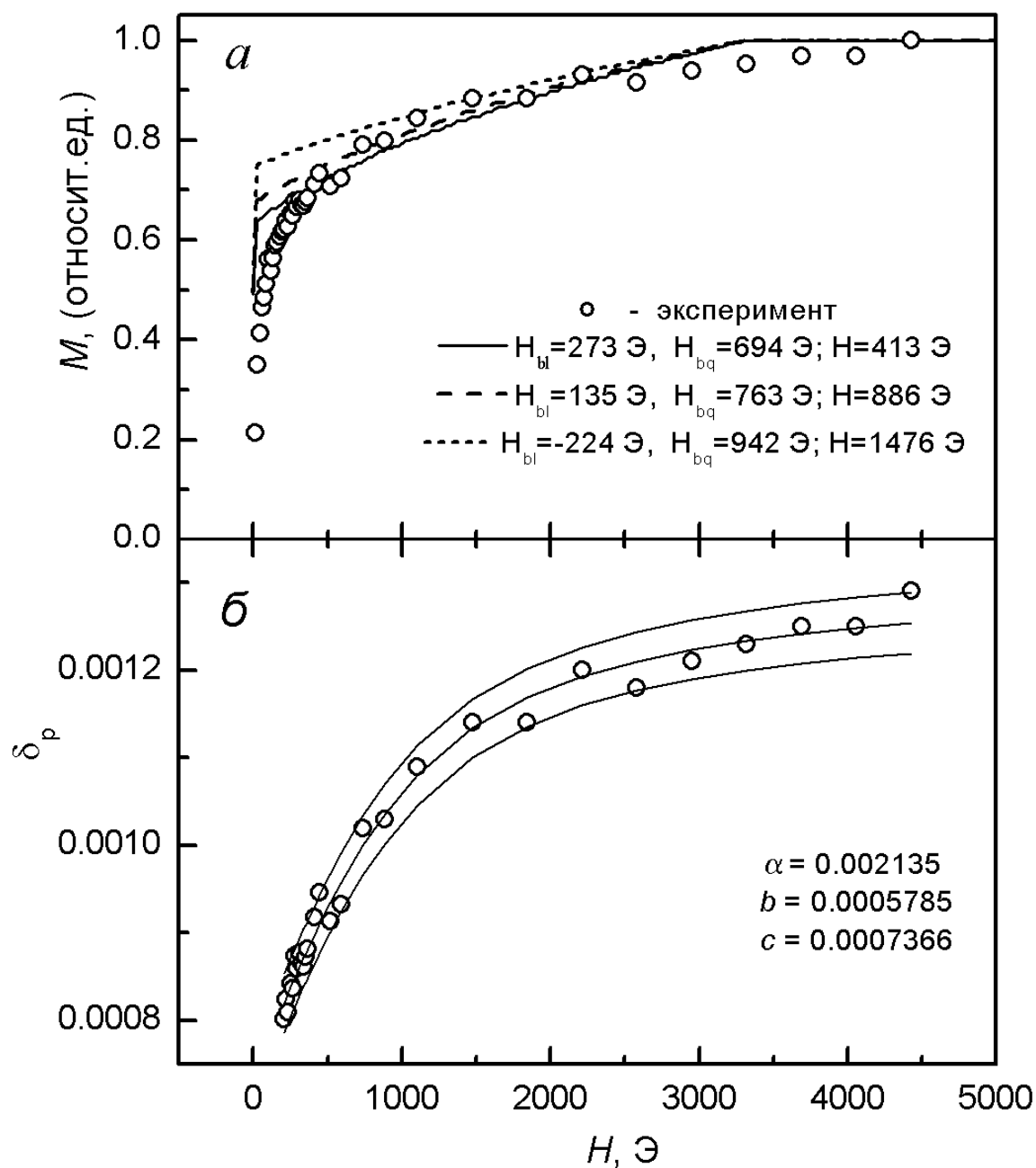


Рисунок 3.26 – Моделирование кривой намагничивания в предположении сильного АФМ обмена в серии 1 (а). Численная аппроксимация ЭЭК выражением $\delta_p(H)=c+b \cdot L(\alpha H)$, где c – ферромагнитный вклад, b – парамагнитный вклад, $L(x)$ – функция Ланжевена (б). В нашем случае суперпарамагнитный кластер составляют ~4300 атомов.

и M_s в ряде образцов серии 1, можно объяснить, например, образованием АФМ соединения FeTe_2 ($T_N=84\text{K}$). В пользу такого объяснения свидетельствуют данные магнитных исследований при низких температурах (смещенная петля гистерезиса, рисунок 3.27). Вопрос о существовании слабого АФМ обмена в слоистых материалах на основе теллурида цинка потребовал дополнительного исследования.

3.2.2.4 Обнаружение слабого антиферромагнитного межслоевого обменного взаимодействия в наногетероструктурах Fe/ZnTe

Магнитные и магнитооптические свойства структур Fe/ZnTe/Fe с варьируемой толщиной слоев ZnTe, изученные нами в предыдущем разделе, не выявили наличия сильного обмена, из чего был сделан вывод об отсутствии в этих гетероструктурах сильного межслоевого обменного взаимодействия АФМ типа при $T=300\text{K}$. Далее мы исследовали вопрос о существовании в этих объектах слабого межслоевого обмена, когда (в соответствии с (3.8)) константа косвенного обмена J_1 меньше констант магнитной анизотропии в образце. При решении этой задачи использовались методы, чувствительные к магнитной конфигурации слоистых структур: магнитооптический – интенсивностные магнитооптические эффекты ЭЭК и МРЭ, и магнитные – температурные измерения ac магнитной восприимчивости.

Следует остановиться на различной физической природе используемых магнитооптических эффектов. Негиротропный (четный по намагниченности) магниторефрактивный эффект (эффект влияния магнитного поля на комплексный показатель преломления среды [8]) обусловлен асимметрией рассеяния электронов проводимости с противоположным направлением спина на границах ФМ слоев и является высокочастотным (оптическим) аналогом гигантского магниторезистивного эффекта [8,38,40,48,49,176-178]. В магнитных системах с туннельной проводимостью МРЭ является следствием спин-зависящего высокочастотного туннелирования. Смена антипараллельной (АФМ) ориентации векторов намагниченностей соседних магнитных слоев на параллельную (ФМ) под влиянием внешнего магнитного поля приводит соответственно к уменьшению сопротивления слоистой структуры, и к усилению отражения на ИК частотах, т.е. к максимальным значениям ГМС и МРЭ. Корреляцию между ГМС и МРЭ наблюдали в сэндвичах Fe/Cr/Fe [48], сверхрешетках Fe/Cr [49], а также в ряде гранулированных структур типа «ФМ металл – нормальный металл» и «ФМ металл – диэлектрик» (см., например, [177]). То обстоятельство, что МРЭ и ГМС имеют общую природу, позволяет использовать МРЭ для бесконтактного исследования ГМС в многослойных структурах. Отметим, что наблюдение высо-

кой величины МРЭ не обязательно соответствует высокой величине косвенного обменного взаимодействия в образце.

С другой стороны, гиротропный (нечетный по намагниченности) ЭЭК, связанный с недиагональной компонентой тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$, обусловлен механизмом спин-орбитального взаимодействия, и его полевая зависимость отражает кривую намагничивания образца, анализируя которую, можно судить о наличии/отсутствии косвенного обменного взаимодействия в системе.

Исследования, выполненные нами на сэндвичах Fe/ZnTe/Fe с переменной толщиной слоя железа (раздел 3.2.2.1.), показали, что уже при $t_{\text{Fe}} \geq 10 \text{ \AA}$ (7 монослоев Fe) спектр δ_p -эффекта совпадает с аналогичным спектром для массивного железа. Это означает, что магнитные характеристики слоев железа в исследуемых образцах ($t_{\text{Fe}} = 25 \text{ \AA}$) не отличаются от таковых в массивном Fe.

3.2.2.4.1 Магнитооптический метод

В данном разделе использовались методики, основанные на измерении ЭЭК и МРЭ. Магниторефрактивный эффект на пленках Fe/ZnTe измерялся в геометрии на отражение при экваториальном намагничивании (магнитное поле $\vec{H}$ перпендикулярно плоскости падения света и направлено вдоль оси OZ) при s – поляризации падающей световой волны. В этом случае величина магниторефрактивного эффекта $r(H)$ дается выражениями:

$$r(H) = \frac{R(0) - R(H)}{R(H)}, \quad R(H) = \left| \frac{\cos \varphi - \sqrt{\epsilon_{zz} - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\epsilon_{zz} - \sin^2 \varphi}} \right|^2, \quad (3.11)$$

где $R(0)$ и $R(H)$ – интенсивности отраженного света для образца, находящегося соответственно при $H=0$, и в магнитном поле H , $\epsilon_{zz} = \epsilon(H)$ – эффективная диэлектрическая проницаемость образца, φ – угол падения света. Изменение коэффициента отражения плоской монохроматической волны под воздействием внешнего поля H достигает максимального значения при переходе магнитной конфигурации структуры от АФМ к ФМ. Поскольку магнитная конфигурация зависит от характера межслоевого обменного взаимодействия, то измерение МРЭ может служить одним из способов обнаружения межслоевого обмена АФМ типа в слоистых пленках. Если $\Delta\epsilon = \epsilon(H) - \epsilon(0)$, $|\Delta\epsilon| \ll |\epsilon(H)|$, $|\Delta\epsilon| \ll |\epsilon(0)|$, то согласно (3.11) имеем выражение:

$$r^s(\varphi) = 2 \cos(\varphi) \operatorname{Re} \left(\frac{\Delta\epsilon}{(\epsilon - 1)\sqrt{\epsilon}} \right) = A \cos(\varphi). \quad (3.12)$$

Как видно из выражения (3.12), МРЭ имеет характерную угловую зависимость, достигая максимума при нормальном падении света, в то время как ЭЭК при $\varphi=0^\circ$ обращается в ноль. Минимальный угол падения света при измерении МРЭ при s -поляризации у нас составлял 27.5° . При таких условиях измерений угловая зависимость МРЭ хорошо описывается выражением (3.12), что указывает на отсутствие паразитных эффектов в эксперименте, рисунок 3.28.

Изучение зависимости МРЭ от направления намагничивающего поля (при $H < H_s$), приложенного в плоскости образца, позволяет определить направление легкой (ОЛН) и трудной (ОТН) осей намагничивания, причем максимальная амплитуда МРЭ будет регистрироваться при приложении внешнего магнитного поля вдоль трудной оси, тогда как при измерении азимутальной зависимости ЭЭК максимум эффекта будет наблюдаться вдоль легкой оси магнитной анизотропии. На рисунках 3.29а,б корреляция азимутальных зависимостей МРЭ и ЭЭК показана для бислоев, рисунки 3.29в,г отражают корреляцию эффектов в сэндвичах.

Хорошо видно проявление одноосной магнитной анизотропии как в образцах с одним слоем Fe, так и в сэндвичах Fe/ZnTe/Fe. Отметим, что задание выделенного направления в процессе изготовления образцов путем приложения постоянного магнитного поля ~ 50 Э не привело к формированию единого направления одноосной анизотропии ни в бислоях, ни в сэндвичах. Каких-либо закономерностей в распределении направления осей анизотропии по толщине слоя теллурида цинка обнаружить не удалось.

Нами так же была исследована зависимость магниторефрактивного эффекта от толщины полупроводникового слоя вдоль трудной оси анизотропии в поле магнитного насыщения H_s , рисунок 3.30. Функция $R(t_{\text{ZnTe}})$ в поле насыщения H_s ведет себя монотонно, поэтому формирование особенностей в зависимости МРЭ от толщины слоя ZnTe можно связать только с изменением $R(0)$, т.е. с отражательной способностью образца при $H=0$. В свою очередь, величина $R(H=0)$ пленочной структуры определяется конфигурацией магнитных моментов слоев в этом состоянии. Если взаимное расположение магнитных моментов в соседних слоях железа при $H=0$ соответствует АФМ типу упорядочения, то согласно выражению (3.11) ожидается рост величины МРЭ при данной толщине прослойки.

Основной результат анализа зависимостей МРЭ от t_{ZnTe} заключается в том, что графики МРЭ(t_{ZnTe}) для сэндвичей (кривая 1) и для образцов с одним слоем Fe (кривая 2) существенно различны. Видно, что у структур вида Fe-ZnTe-Fe выделяются две области толщин, где величины МРЭ максимальны ($t_{\text{ZnTe}}=8-12$ Å и $20-23$ Å), и широкое “плато” при $t_{\text{ZnTe}}=13-19$ Å с существенно меньшими величинами эффекта, сравнимыми по амплитуде со значениями МРЭ в структурах Fe-ZnTe с одним слоем Fe. Можно предположить, что межслоевое обменное взаимодействие АФМ типа через слой теллурида цинка возникает как раз по обеим сторонам широкого «плато», рисунок 3.30. Отметим, что короткопериодные осцилляции зависимости МРЭ от t_{ZnTe}

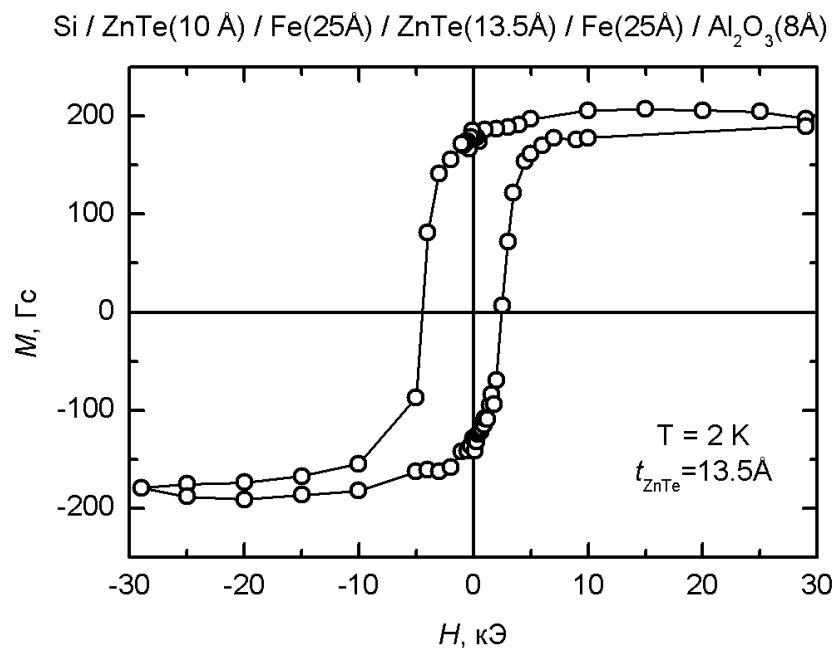


Рисунок 3.27 – Смещенная петля магнитного гистерезиса в образце из серии 1 с высоким полем магнитного насыщения H_s и малыми значениями δ_p и M_s .

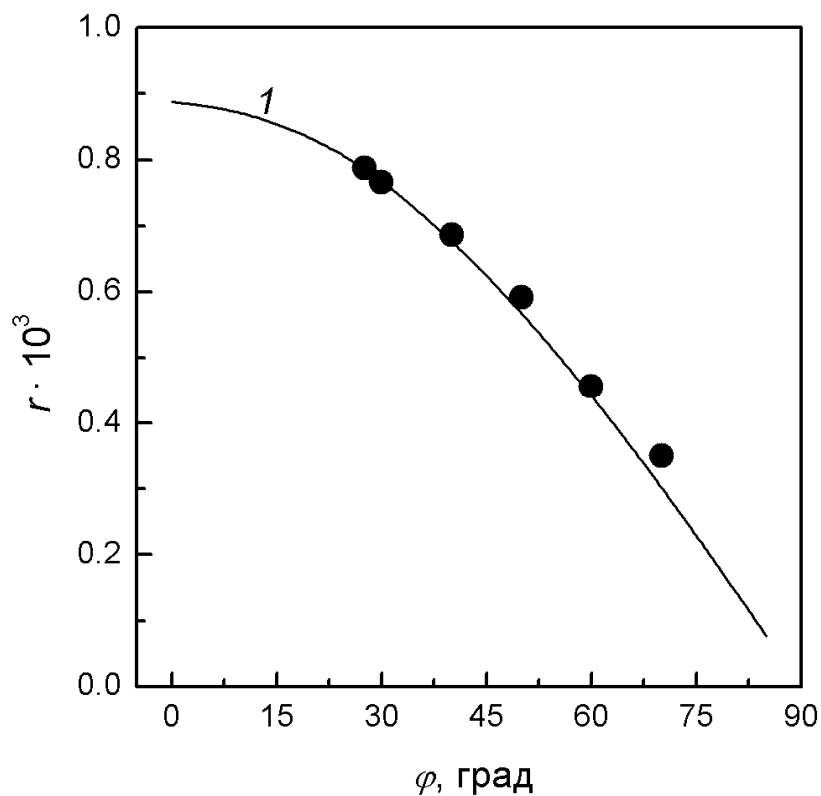


Рисунок 3.28 – Угловая зависимость магнитооптического эффекта в сэндвиче Fe(25 Å)/ZnTe(23 Å)/Fe(25 Å) в магнитном поле $H=54 \text{ Э}$ при длине волны $\lambda=2.52 \text{ мкм}$. ● – данные эксперимента, 1 – расчетная кривая функции $y = A \cos \varphi$.

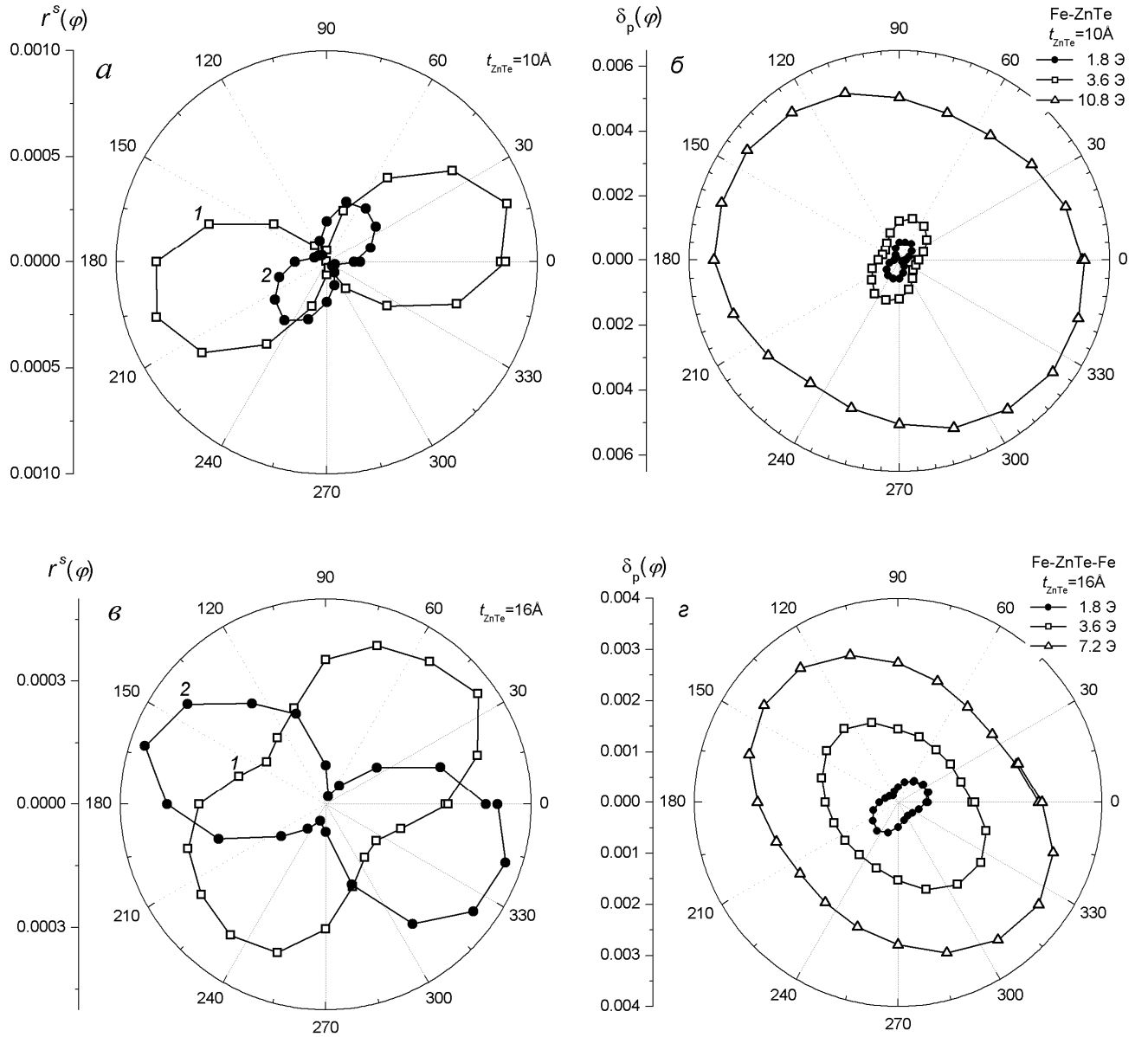


Рисунок 3.29 – Азимутальные зависимости магниторефрактивного эффекта в магнитном поле $H=54 \text{ Э}$ при $\lambda=2.52 \text{ мкм}$ в сэндвиче (1), и в бислое (2), для двух значений толщины полупроводниковой прослойки: $t_{\text{ZnTe}}=10 \text{ \AA}$ (а) и $t_{\text{ZnTe}}=16 \text{ \AA}$ (в). Азимутальные зависимости ЭЭК при нескольких значениях магнитного поля: в бислое с $t_{\text{ZnTe}}=10 \text{ \AA}$ при $\lambda=0.63 \text{ мкм}$ (б), и в сэндвиче с $t_{\text{ZnTe}}=16 \text{ \AA}$ при $\lambda=1.26 \text{ мкм}$ (г). Здесь угол φ – угол между направлением магнитного поля в напылительной камере при приготовлении образца, и в эксперименте, отсчитываемый, для определённости, против часовой стрелки.

(с периодом $\Lambda \sim 2 \text{ \AA}$) обусловлены размерным квантованием. На рисунке 3.31 приведен ИК спектр магниторефрактивного эффекта для образца Fe-ZnTe-Fe с $t_{\text{ZnTe}} = 22 \text{ \AA}$. Исследования спектральной зависимости МРЭ в ИК области показали, что максимальное значение эффекта достигается на участке длин волн $\lambda = 2.5\text{--}5 \text{ мкм}$. Видно, что МРЭ имеет максимум при 4 мкм, уменьшаясь с ростом длины волны. Основное отличие спектров магниторефрактивного эффекта в слоистых структурах (ФМ металл/полупроводник) от аналогичных спектров МРЭ структур (ФМ металл/НМ металл) заключается в отсутствии друдевского (внутризонного) вклада в эффект в случае полупроводниковой прослойки.

Микроскопическая природа МРЭ обсуждалась в [178]. В рамках метода сильной связи была рассчитана оптическая проводимость для параллельной и антипараллельной конфигураций соседних магнитных слоев в многослойной системе Co/Cu. Было показано, что спектральный профиль и знак МРЭ определяются соотношением внутризонного и межзонного вкладов в оптическую проводимость, при этом доминирующий межзонный вклад в оптическое поглощение может изменить знак МРЭ на противоположный (положительный). Известно [179], что в ФМ железе в ИК области спектра ($\lambda = 1\text{--}6 \text{ мкм}$) формируется интенсивная полоса межзонного поглощения, обусловленная электронными переходами в системе энергетических зон со спином вниз ($\downarrow$). Это дает возможность объяснить немонотонную спектральную зависимость и положительный знак МРЭ в сэндвичах Fe/ZnTe/Fe влиянием межзонного механизма возбуждения электронов в железе.

Признаки существования слабой межслойной косвенной обменной связи в системе Fe-ZnTe-Fe мы получили из анализа зависимости МРЭ от толщины слоя ZnTe (рисунок 3.30). Интересно было также изучить эту проблему, основываясь на измерениях величины ЭЭК. Полевые зависимости $\delta_p(H)$ ЭЭК не имеют каких-либо особенностей в образцах с одним слоем Fe (серия 3) при всех исследованных толщинах слоя ZnTe. С другой стороны, в образцах с двумя слоями Fe, при значениях толщины прослойки $(8\text{--}12) \text{ \AA}$ и $(20\text{--}23) \text{ \AA}$ (где были обнаружены максимумы МРЭ) на кривых $\delta_p(H)$ вдоль трудной оси анизотропии наблюдаются особенности в виде изломов («ступенек») (рисунок 3.32). Такие изломы на кривой намагниченности наблюдались ранее, например, для структур Fe/Cr [180], как результат влияния магнитокристаллической анизотропии в пленках Fe, и межслоевого обменного взаимодействия. Однако, насколько нам известно, такого рода особенности всегда наблюдались вдоль оси легкого намагничивания. В наших измерениях особенность в виде узкой «ступеньки» ($\sim 3.5 \text{ Э}$) явно прослеживается только при $\vec{H}$ вдоль оси трудного намагничивания. Мы объясняем существование изломов на кривых полевой зависимости ЭЭК вдоль оси трудного намагничивания в рамках общепринятой модели косвенного межслоевого обмена [181].

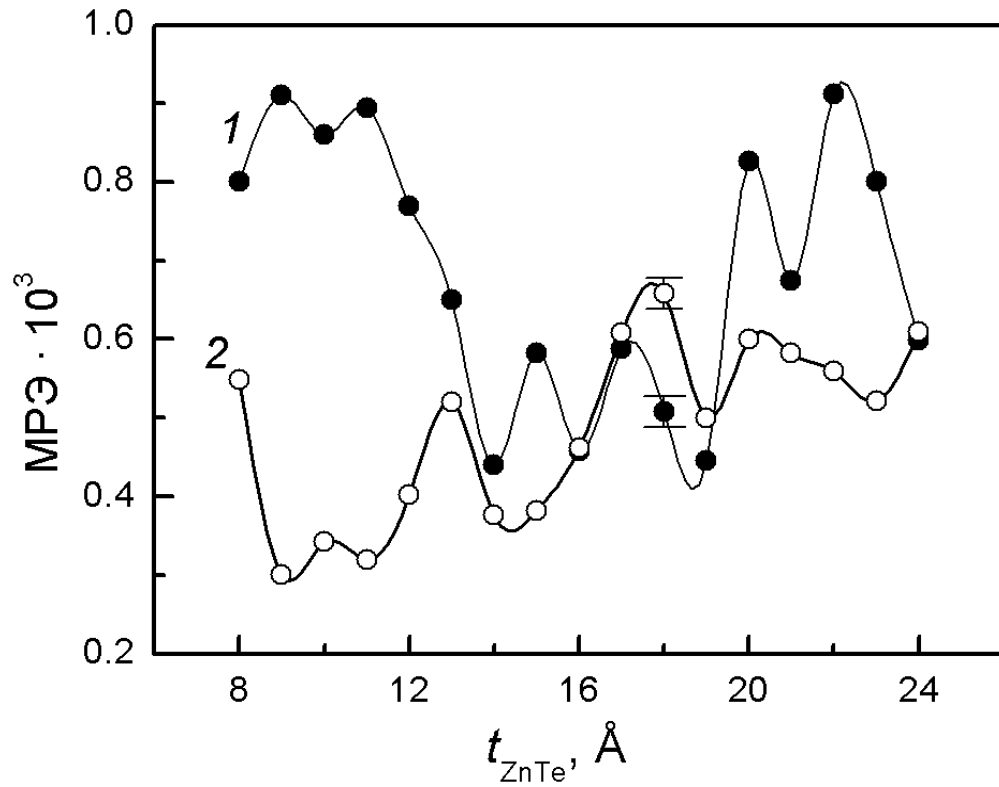


Рисунок 3.30 – Зависимость МРЭ от толщины слоя ZnTe при $H=54$ Э, $\lambda=2.52$ мкм в сэндвичах (1) и бислоях (2). Ошибки измерений указаны вертикальными отрезками. Линии – для глаз.

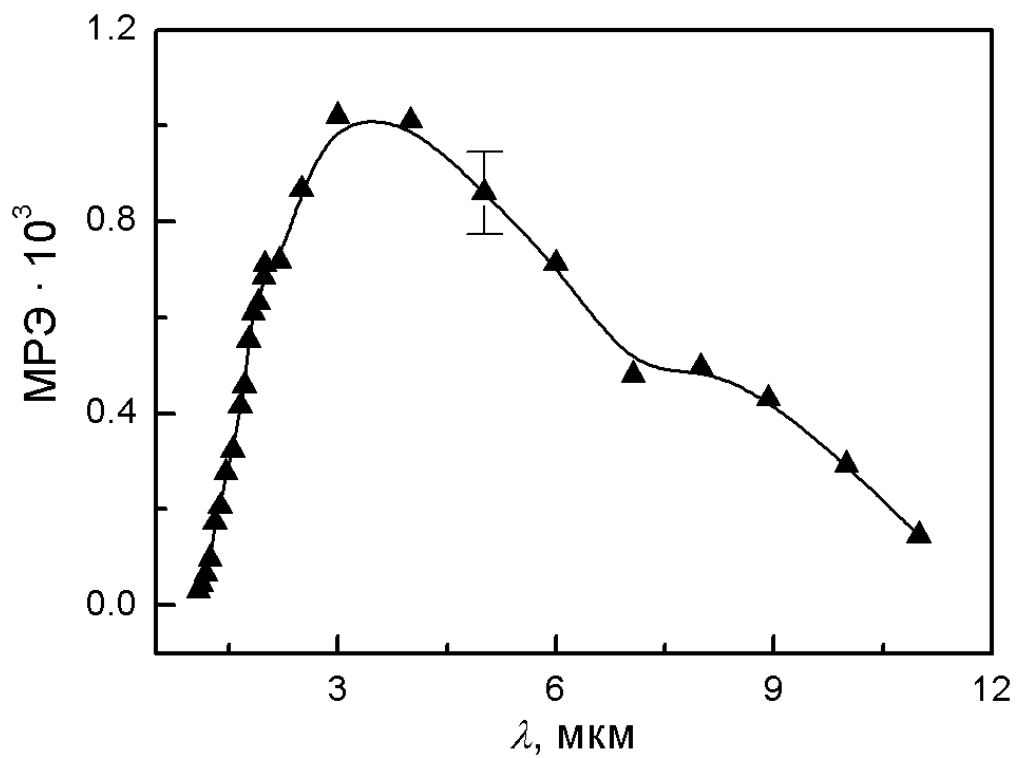


Рисунок 3.31 – Спектральная зависимость МРЭ в сэндвиче с толщиной слоя теллурида цинка 22 $\text{\AA}$ при $H=54$ Э. Величина ошибки измерений указана вертикальным отрезком.

Рассмотрим случай двух магнитных слоев равной толщины, с одинаковыми намагниченностями в плоскости слоев. Учитываем одноосную и магнитокристаллическую анизотропии независимо в каждом слое. Выражение для магнитной энергии нашей системы можно записать в удобном для анализа виде:

$$F = H_{bl} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + H_{bq} \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{1}{8} \sum_{i=1,2} H_{cr}^{(i)} \sin^2(2(\varphi_i - \gamma_i)) + \frac{1}{8} [H_u^{(1)} \sin^2 \varphi_1 + H_u^{(2)} \sin^2(\varphi_2 - \beta)] - H \sum_{i=1,2} \cos(\varphi_i - \theta). \quad (3.13)$$

В выражении (3.13) энергия приводится в единицах магнитного поля (эрстедах). Первые два слагаемых – это соответственно билинейный и биквадратичный вклады в энергию от межслоевого обменного взаимодействия. Для примера, при такой форме записи билинейный параметр H_{bl} выражается через константу билинейного обмена J_1 как $H_{bl} = J_1 / (M_s \cdot t)$, где M_s и t соответственно намагниченность насыщения и толщина магнитного слоя. Положительный знак H_{bl} означает присутствие косвенного межслоевого обмена АФМ типа. Третье слагаемое – вклад от магнитокристаллической анизотропии магнитных слоев, четвертое – вклад одноосной анизотропии, последнее слагаемое – вклад энергии Зеемана. Схема обозначения осей и углов, используемых в выражении (3.13), дана на рисунке 3.33. Здесь $M_{(i)}$ – намагниченности слоев, $EA_{(i)}$ – легкая ось одноосной анизотропии, $[100]_{(i)}$ – легкая ось “остаточной” магнитокристаллической анизотропии поликристаллического образца. Подстрочный индекс i ($i=1,2$) обозначает один из двух магнитных слоев. Все углы отсчитываются от направления оси одноосной анизотропии первого ферромагнитного слоя $EA_{(1)}$.

Численный анализ проводился следующим образом. Сначала минимизировалось выражение (3.13) при данном наборе параметров (H_{bl} , H_{bq} , $H_{cr}^{(i)}$, $H_u^{(i)}$, γ_i , β , θ) путем варьирования углов φ_i в выбранном интервале магнитных полей. Далее, для этого набора параметров вычислялись кривые намагничивания вдоль легкой и трудной осей намагничивания, т.е. при направлении магнитного поля вдоль углов θ и $(\theta + 90^\circ)$, и подсчитывались суммы квадратичных отклонений между экспериментальными и рассчитанными кривыми намагничивания. Затем варьировались основные параметры, и выбирался такой набор, при котором сумма квадратичных отклонений была минимальной. Расчетные кривые нормированной намагниченности M/M_s представлены на рисунке 3.34а при следующих численных значениях параметров: $H_{bl}=7$ Э, $H_{bq}=0.4$ Э, $H_{cr}^{(1)}=3$ Э, $H_{cr}^{(2)}=3.5$ Э, $H_u^{(1)}=18$ Э, $H_u^{(2)}=20$ Э, $\gamma_1=17^\circ$, $\gamma_2=-25^\circ$, $\theta=33^\circ$, $\beta=16^\circ$. Смещение основного подъема рассчитанной вдоль легкой оси кривой M/M_s (кривая 1) относительно экспериментальных точек не превышает (~ 1.5 Э). Оказалось возможным также частично воспроизвести основную особенность кривой намагничивания вдоль трудной оси («ступеньку»). На рисунке 3.34б пред-

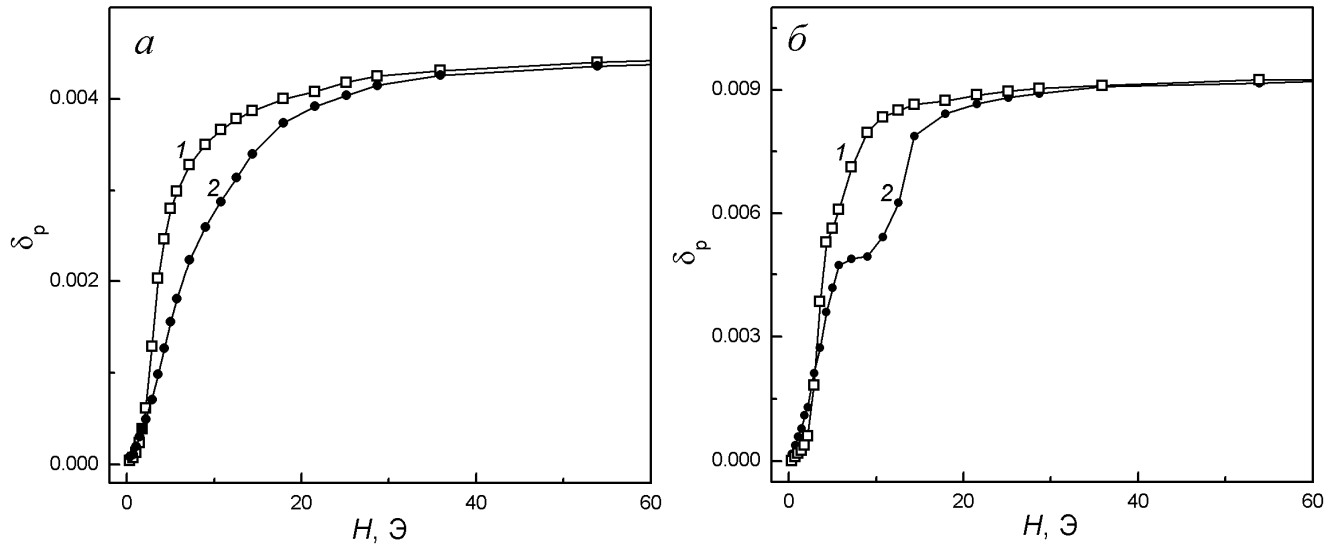


Рисунок 3.32 – Полевые зависимости ЭЭК вдоль легкой (1) и трудной (2) осей магнитной анизотропии, серия 2: $t_{\text{ZnTe}}=14 \text{ \AA}$, $\lambda=1.26 \text{ мкм}$ (а); $t_{\text{ZnTe}}=21 \text{ \AA}$, $\lambda=0.63 \text{ мкм}$ (б).

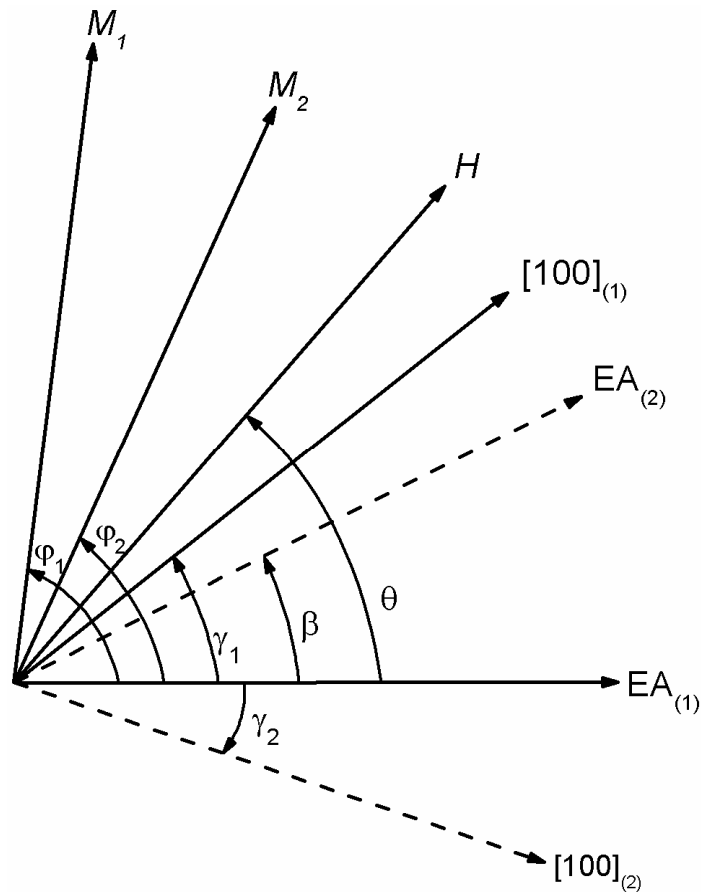


Рисунок 3.33 – Обозначение осей и углов, используемых при минимизации выражения (3.13) для магнитной энергии.

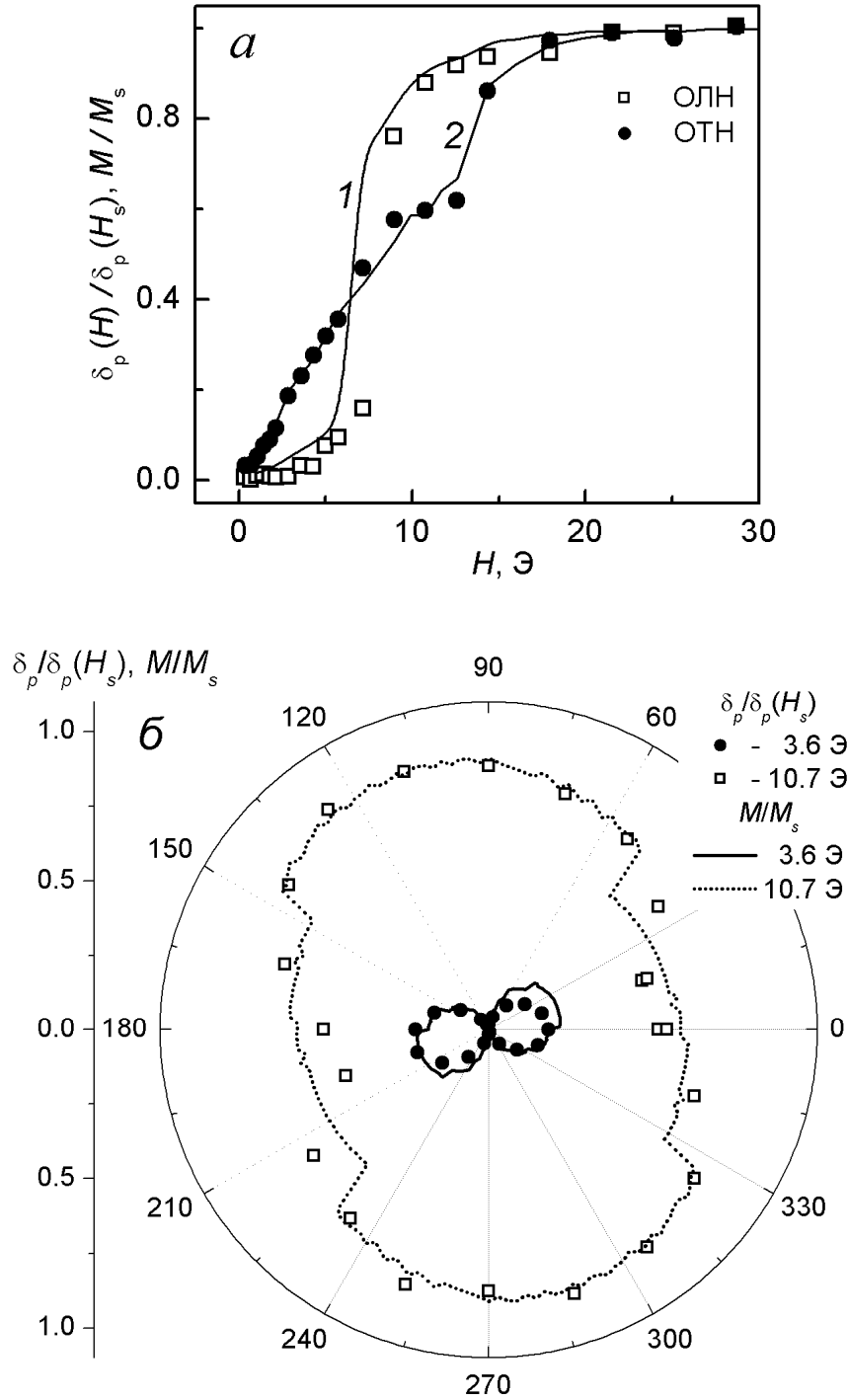


Рисунок 3.34 – (а) Полевые зависимости ЭЭК и M/M_s вдоль легкой (ОЛН) и трудной (ОТН) осей намагничивания для сэндвича с $t_{\text{ZnTe}}=10 \text{ \AA}$. Символами обозначен нормированный ЭЭК ($\delta_p/\delta_p^{\text{max}}$). Кривые M/M_s вдоль ОЛН (1) и ОТН (2) осей рассчитаны для значений параметров: $H_{bl}=7 \text{ Э}$, $H_{bq}=0.4 \text{ Э}$, $H_{cr}^{(1)}=3 \text{ Э}$, $H_{cr}^{(2)}=3.5 \text{ Э}$, $H_u^{(1)}=18 \text{ Э}$, $H_u^{(2)}=20 \text{ Э}$, $\gamma_1=17^\circ$, $\gamma_2=-25^\circ$, $\theta=33^\circ$, $\beta=16^\circ$. (б) Азимутальные зависимости ЭЭК и M/M_s для сэндвича с $t_{\text{ZnTe}}=10 \text{ \AA}$ при двух значениях магнитного поля. Символами обозначен нормированный ЭЭК ($\delta_p/\delta_p^{\text{max}}$). Зависимости M/M_s , рассчитанные для приведенных значений параметров, обозначены точечными и сплошными линиями.

ставлены рассчитанные и экспериментальные азимутальные зависимости нормированной намагниченности. Отметим хорошее согласие между ними. Сравнение величин параметров, найденных из расчета, показывает, что вклад магнитокристаллической анизотропии $H_{cr}^{(i)}$ является наименьшим, и составляет доли процента от ее истинной величины ~ 550 Э, что и следовало ожидать в случае поликристаллических слоев железа. Наибольший вклад дает одноосная анизотропия, причем константы $H_u^{(i)}$ различаются не более чем на 10%. Это объясняется тем, что оба магнитных слоя напылялись на одинаковые (аморфные) слои ZnTe. Также оказалось, что межслоевой обмен ($H_{bl}+H_{bq}$) составляет треть от величины одноосной анизотропии $H_u^{(i)}$. В целом, можно заключить, что магнитное поведение системы удовлетворительно описывается путем подбора соответствующих величин параметров для однодоменного случая. Таким образом, нами показано, что согласие между экспериментальными и теоретическими кривыми $\delta_p(H)$ для сэндвичей Fe/ZnTe/Fe с толщиной полупроводниковой прослойки $t_{\text{ZnTe}}=8-12$ Å и $t_{\text{ZnTe}}=20-23$ Å достигается только при учете межслоевого обмена, характеризуемого параметрами H_{bl} и H_{bq} .

3.2.2.4.2 Метод динамической (ас-) магнитной восприимчивости

Ранее метод ас-магнитной восприимчивости был применен для изучения многослойных тонких пленок с перпендикулярной к поверхности образца намагниченностью [182-184]. Мы воспользовались этим методом для зондирования межслоевого обмена в наших образцах. Выбранные для сравнения образцы серии 2 с $t_{\text{ZnTe}}=22$ Å и $t_{\text{ZnTe}}=17$ Å отличаются тем, что согласно полученным из ЭЭК и МРЭ данным, в первом образце имеется межслоевое обменное взаимодействие АФМ типа, а во втором оно отсутствует. Проведенные магнитные измерения не выявили зависимости реальной (обратимой) и мнимой (необратимой) компонент магнитной ас-восприимчивости $\chi=\text{Re}(\chi)+i \text{Im}(\chi)$ от частоты модулирующего поля ($f=8-800$ Гц). Представляло интерес исследование температурной зависимости ас-магнитной восприимчивости. Из рисунка 3.35а,б видно, что при изменении температуры от 10 К до 300 К функции $\text{Re}\chi(T)$ обоих образцов ведут себя подобным образом – их значения возрастают в 1.5-2 раза. В то же время поведение функций $\text{Im}\chi(T)$ с ростом температуры существенно различается, рисунок 3.35в,г. Если в образце с $t_{\text{ZnTe}}=17$ Å функция $\text{Im}(\chi)$ при 300 К больше в 2.5 раза, чем при 10 К, то в образце с $t_{\text{ZnTe}}=22$ Å величина $\text{Im}(\chi)$ с ростом температуры, наоборот, уменьшается примерно в 10 раз.

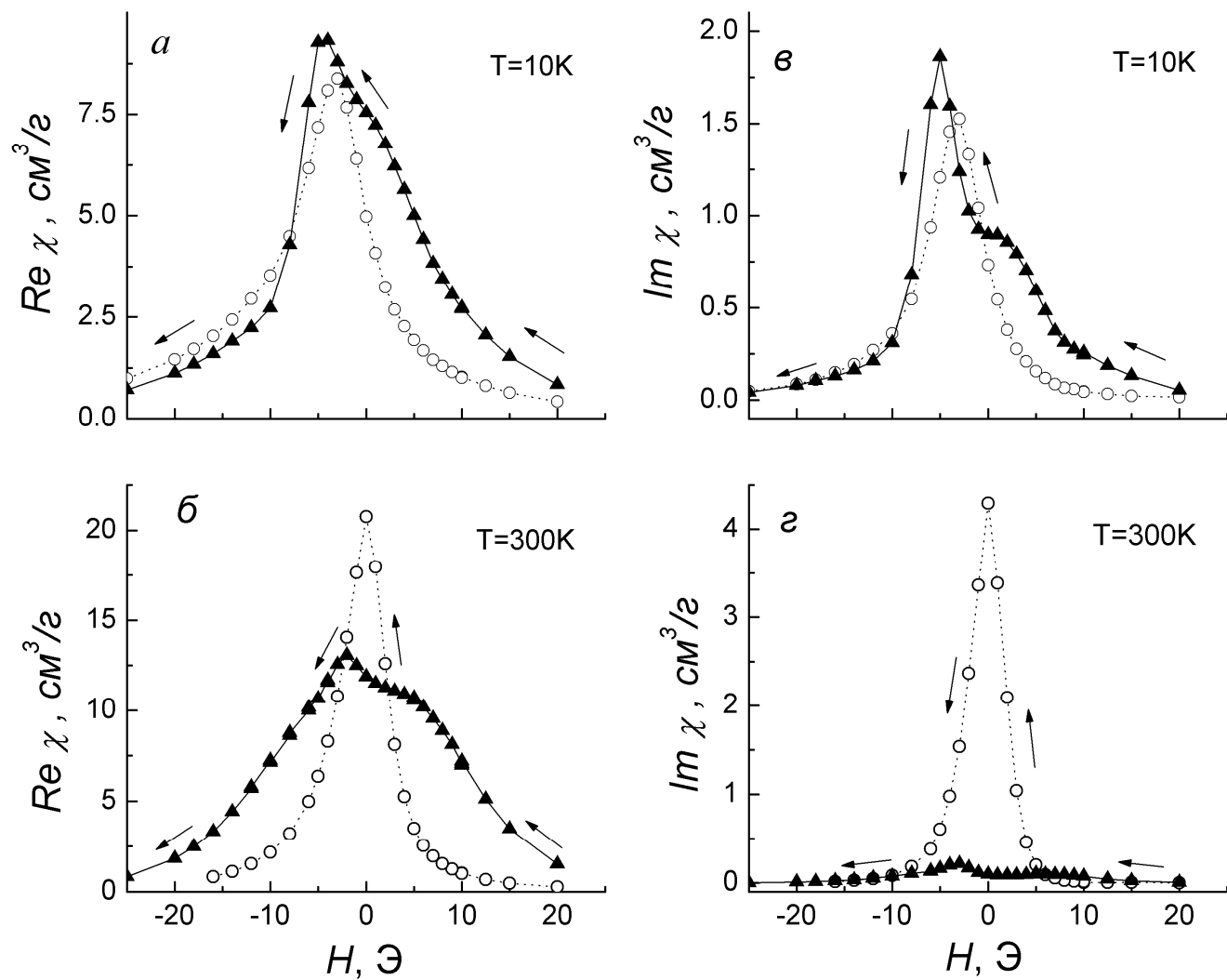


Рисунок 3.35 – Магнитная *ac*-восприимчивость для двух сэндвичей серии 2. $t_{\text{ZnTe}} = 17 \text{ \AA}$ (○), $t_{\text{ZnTe}} = 22 \text{ \AA}$ (▲). Частота модулирующего поля 80 Гц, амплитуда модуляции 4 Э.

Рассмотрим указанное различие температурного изменения функции $\text{Im}(\chi)$ с точки зрения существования межслоевого обмена. Известно, что мнимая компонента ac -восприимчивости характеризует тепловые потери, связанные с механизмами магнитной релаксации. Увеличение температуры уменьшает магнитный порядок, и способствует диссипации магнитной энергии в образце без межслоевого обмена. Поэтому в образце с $t_{\text{ZnTe}}=17 \text{ \AA}$ функция $\text{Im}\chi(T)$ растет с увеличением температуры. Далее, предположим, что межслоевое обменное взаимодействие АФМ типа имеется в образце с $t_{\text{ZnTe}}=22 \text{ \AA}$. Согласно теории [17], межслоевое обменное взаимодействие усиливается с ростом температуры в структурах с диэлектрической (полупроводниковой) прослойкой. Тогда можно предположить, что при $T=10\text{K}$ обменное взаимодействие еще отсутствует (мало), и величина функции $\text{Im}(\chi)$ первого и второго образцов примерно одинакова. Однако, с увеличением температуры обменное взаимодействие растет и достигает такой величины, что возникает АФМ (либо ФМ) упорядочение между соседними магнитными слоями. Межслоевое магнитное упорядочение в этом случае будет выполнять роль задерживающих центров при движении доменных границ в процессе перемангничивания. Следовательно, тепловые потери резко падают, и величина $\text{Im}(\chi)$ уменьшается в ~ 10 раз. Отметим, что величина функции $\text{Im}(\chi)$ в бислоях (с одним слоем железа) растет с увеличением температуры, и превосходит величину функции $\text{Im}(\chi)$ в сэндвиче с $t_{\text{ZnTe}}=17 \text{ \AA}$ (без межслоевого обмена). Таким образом, предположение о существовании межслоевого обменного взаимодействия АФМ типа в структурах с прослойкой из ZnTe подтверждается также данными по ac -магнитной восприимчивости.

3.3 Заключение к Главе 3

Предложен метод определения характера магнитного упорядочения в металлических сверхрешетках, основанный на измерении ЭЭК и определении углов θ_0 между векторами намагниченностей в соседних магнитных слоях. Метод позволяет получать отношение констант обмена J_1/J_2 , определять период и положение максимума межслоевого обменного взаимодействия. Проведенные исследования показали, что образцы сверхрешеток Fe/Cr с $t_{\text{Fe}} > 5 \text{ \AA}$ имеют неколлинеарную магнитную структуру. В сверхрешетках Fe/Cr угол θ_0 сравнительно слабо зависит от t_{Fe} , в отличие от зависимости θ_0 от t_{Cr} , которая имеет вид отчетливых осцилляций с периодом $\sim 17 \text{ \AA}$. Особый вид полевой зависимости ЭЭК для образцов [Fe(5 \AA)/Cu(0.9 \AA; 1.8 \AA; 7.5 \AA)] интерпретирован нами как проявление косвенного обменного взаимодействия, приводящего к неколлинеарному упорядочению магнитных моментов $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ в соседних слоях γ -железа.

Приведены результаты исследования магнитооптических, магнитных и оптических свойств слоистых наногетероструктур Fe/GaAs и Fe/ZnTe. Были обнаружены аномалии осцилляционного типа в зависимостях диэлектрической проницаемости слоистых пленок системы Fe/GaAs от длины волны и от толщины слоя арсенида галлия. На основе магнитных и магнитооптических данных был сделан вывод о наличии межслоевого обменного взаимодействия антиферромагнитного типа в системе Fe/GaAs при толщине $t_{\text{GaAs}} \sim 20 \text{ \AA}$. Была получена оценка величины энергии обменного взаимодействия. Показано, что энергия обменного взаимодействия соответствует величине $J_1 \sim 10^{-2} \text{ эрг/см}^2$.

В трехслойной структуре Fe/ZnTe(t_x)/Fe с аморфизированной прослойкой теллурида цинка был обнаружен магниторефрактивный эффект. Максимальные значения МРЭ приходятся на толщины спейсера $t_{\text{ZnTe}} = 8\text{--}12 \text{ \AA}$ и $t_{\text{ZnTe}} = 20\text{--}23 \text{ \AA}$. Было показано, что для указанных толщин полупроводникового слоя в системе Fe/ZnTe наблюдаются изломы на кривых намагничивания $\delta_p(H)$. Магнитные исследования показали, что при указанных толщинах слоя ZnTe с ростом температуры от 10 К до 300 К происходит резкое уменьшение мнимой компоненты *ас-*магнитной восприимчивости. Совокупность экспериментальных данных позволяет сделать вывод о существовании в сэндвичах Fe/ZnTe/Fe при указанных толщинах полупроводниковой прослойки слабого межслоевого обменного взаимодействия антиферромагнитного типа. По нашим оценкам, энергия межслоевого обмена при комнатной температуре в Fe/ZnTe/Fe не превышает величину $J_1 \sim 10^{-2} \text{ эрг см}^{-2}$.

Основные результаты, приведенные в Главе 3, опубликованы в работах [20,106,124,142,160,167,168].

4 Исследование рассеяния электронов проводимости на интерфейсах слоистых металлических структур

Эффект гигантского магнитосопротивления нашел применение почти сразу после своего открытия, поэтому вопросы технологического улучшения его характеристик и расширения области применения являются крайне актуальными. Но проблема исследования ГМС заключается в том, что параметры, его описывающие, обычно получают в экспериментах с использованием гелиевых температур и с применением фотолитографии при подготовке образцов [185]. Это обусловлено тем, что методика получения параметров, определяющих гигантское магнитосопротивление, разработана только для CPP MR из-за сложности теоретического описания CIP MR, который измерять гораздо проще. Выполнять измерения магнитосопротивления в геометрии CPP сложнее и затратнее, так как при суммарной толщине металлических слоев несколько сотен ангстрем сигнал от исследуемой многослойной структуры очень мал. По этой причине необходимо предварительно уменьшать площадь поперечного сечения образцов с помощью фотолитографических процессов, и применять сверхпроводящие подводящие проводники, что в конечном итоге помогает получить приемлемое соотношение сигнал/шум для определения параметров рассеяния.

Считается установленным, что эффект гигантского магнитосопротивления в многослойных наноструктурах и гранулированных средах связан с асимметрией спин-зависящего рассеяния электронов проводимости на интерфейсах и в ферромагнитных слоях [47,176,186-190]. Получение информации о параметрах электронного рассеяния необходимо для разработки новых материалов этого класса. Поэтому всегда будут представлять интерес независимые способы определения параметров рассеяния. В частности, с момента обнаружения нового магнитооптического эффекта в магнитных многослойных структурах, названного авторами магниторефрактивным эффектом [8], обращалось внимание на корреляцию полевых зависимостей эффекта гигантского магнитосопротивления и магниторефрактивного эффекта [8,51,191]. Предлагался бесконтактный метод контроля магниторезистивных свойств на основе МРЭ [192,193]. Магниторефрактивный эффект является оптическим аналогом ГМС, его можно описывать теми же параметрами, что и магнитосопротивление в приближении двух независимых токовых каналов спин-зависящего рассеяния электронов проводимости [8]. В литературе мало информации о получении параметров рассеяния электронов с помощью магниторефрактивного эффекта. Задача определения параметров рассеяния по спектрам магниторефрактивного эффекта ранее не ставилась. Мы попытались решить такую задачу, привлекая дополнительные методики. Нами развит подход для определения параметров интерфейсного рассеяния электронов проводимости

слоистых металлических наноструктурах из получаемых экспериментально спектров магнитоотражения, т.е. из оптических измерений.

4.1 Спин-зависящее рассеяние электронов проводимости в сверхрешетках Fe/Cr

В многослойных структурах Fe/Cr изменение коэффициентов пропускания и отражения неполяризованного света при приложении магнитного поля к образцу впервые наблюдалось в сэндвиче Fe/Cr/Fe [48]. Магниторефрактивный эффект достигал максимального значения при длине волны $\lambda \sim 5$ мкм, и стремился к нулю в коротковолновой области спектра, при $\lambda \leq 2$ мкм. Влияние внешнего магнитного поля на коэффициент отражения s -поляризованной световой волны при $\lambda = 2.45$ мкм было обнаружено нами в сверхрешетках Fe/Cr [49]. Магнитоотражение от семислойной пленки Fe/Cr на участке спектра $2.5 \text{ мкм} < \lambda < 6 \text{ мкм}$ было зафиксировано в работе [194]. Однако во всех перечисленных выше экспериментах эффект магнитоотражения в исследованном ИК-диапазоне спектра ($\lambda < 6$ мкм) имел знак, противоположный ожидаемому для МРЭ в области ускорительного (друдевского) механизма поглощения света.

В настоящем разделе рассматриваются ИК-спектры магнитоотражения сверхрешеток Fe/Cr во взаимосвязи с их магнитными и магниторезистивными характеристиками. Сверхрешетки отличались толщиной слоев хрома t_{Cr} , $10 \text{ \AA} \leq t_{\text{Cr}} \leq 23 \text{ \AA}$, и железа t_{Fe} , $0.3 \text{ \AA} \leq t_{\text{Fe}} \leq 27 \text{ \AA}$. Целью исследования являлось определение параметров интерфейсного спин-зависящего рассеяния электронов проводимости, а именно:

- времени релаксации $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$;
- вероятности рассеяния $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$;
- коэффициента спиновой асимметрии $\gamma_{\text{Fe/Cr}(100)}$

при различных вариантах упорядочения магнитных моментов соседних магнитных слоев в зависимости от толщины прослойки хрома (параллельное, антипараллельное, неколлинеарное). Также нас интересовал случай сверхрешеток с ультратонкими (кластерными) слоями железа при толщине слоя хрома $10 \text{ \AA}$, соответствующей антипараллельному упорядочению магнитных моментов соседних магнитных слоев.

Для решения поставленных задач мы использовали теорию магниторефрактивного эффекта, разработанную J.C. Jacquet and T. Valet [8] (JV) (см. раздел 1.3) для многослойных структур (в том числе), обладающих эффектом гигантского магнитосопротивления.

Сверхрешетки Fe/Cr были изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сверхвысоковакуумной установке “Катунь-С”. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины из MgO и Al₂O₃ с буферным слоем хрома толщиной ~80 Å. Температура подложки поддерживалась постоянной ~180°C. Скорость напыления слоев Cr и Fe была одинаковой, и составляла примерно один атомный слой в минуту. Период сверхрешетки и толщины слоев определялись рентгеновскими методами. На рисунке 4.1 показан типичный для исследованных сверхрешеток спектр малоугловой рентгеновской дифракции, полученный на дифрактометре ДРОН-3М. На нем отчетливо выделяются пики, обусловленные периодичностью многослойной наногетероструктуры. Номинальную толщину отдельных слоев определяли исходя из контролируемых времени и скорости их напыления. Число бислоев n в сверхрешетках изменялось от 10 до 60 в зависимости от толщины бислоя.

Намагниченность и петли магнитного гистерезиса сверхрешеток определялись с помощью вибрационного магнитометра. Магнитосопротивление измерялось по стандартной четырехконтактной схеме в постоянном магнитном поле напряженностью до 32 кЭ. При этом вектор напряженности магнитного поля был параллелен току и лежал в плоскости пленки. Величину магниторезистивного эффекта определяли как $r(H) = [\rho(H) - \rho(0)] / \rho(0)$, где $\rho(H)$ соответствует электросопротивлению в поле H , а $\rho(0) = \rho(H = 0)$.

Для измерения магниторефрактивного эффекта использовались магнитооптические спектрометры, описанные в разделе 1.5. Магниторефрактивный эффект на отражение измерялся в геометрии экваториального намагничивания при p - и s -поляризациях падающей световой волны, и углах падения света на образец соответственно $\varphi_1 = 70^\circ$ и $\varphi_2 = 10^\circ$. Измерение ЭЭК в нескольких точках по спектральному диапазону показало, что вклад от линейного эффекта незначителен, и укладывается в ошибку измерения, не превышающую $\pm 0.06\%$. Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

4.1.1 Магнитооптический метод определения параметров рассеяния электронов проводимости

На примере сверхрешеток Fe/Cr покажем, как из данных по магниторефрактивному эффекту можно извлекать информацию о параметрах рассеяния электронов проводимости независимым

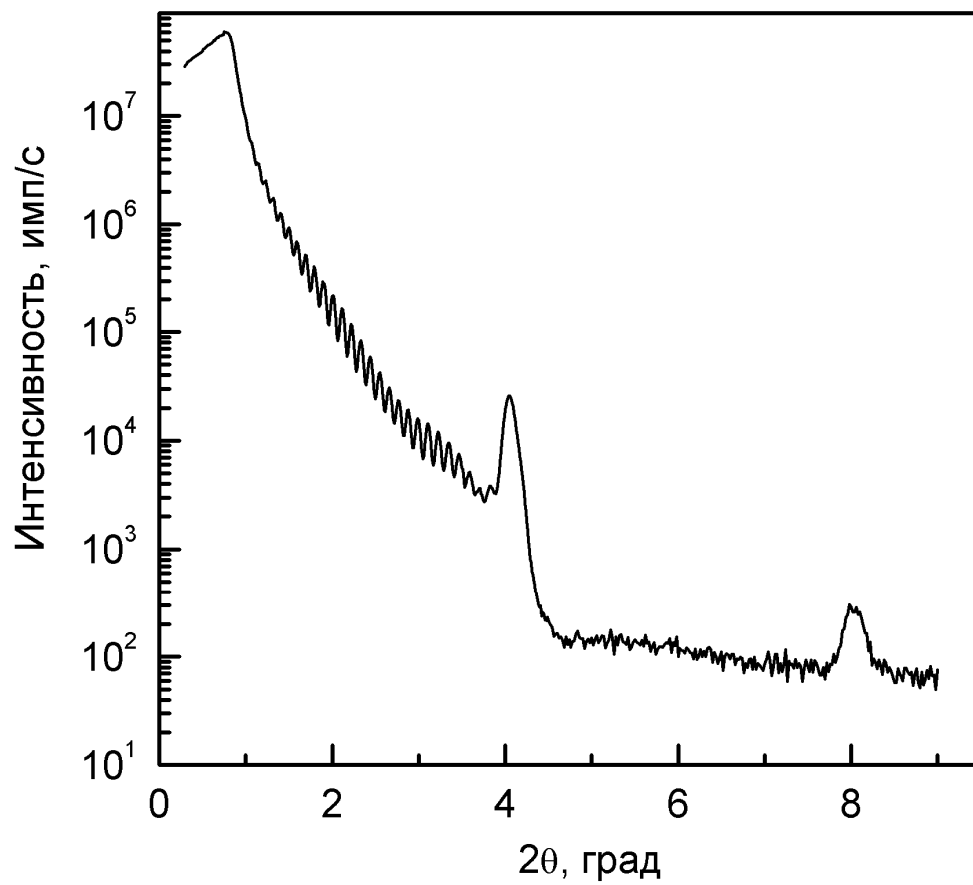


Рисунок 4.1 – Спектр малоугловой рентгеновской дифракции сверхрешетки Fe(10.6 Å)/Cr(10 Å), полученный в $\text{Co } K_\alpha$ -излучении.

способом в оптическом диапазоне частот. Задача моделирования спектров магниторефрактивного эффекта включает задание значений для девяти неизвестных параметров. Она сведена нами к задаче определения двух параметров: γ – коэффициента спиновой асимметрии рассеяния на интерфейсе, и τ_i – времени релаксации на интерфейсе. Мы также привлекаем следующие известные данные:

а) оптические экспериментальные данные по плазменной частоте ω_p^{eff} , и времени релаксации электронов проводимости в чистых материалах τ_{Fe} , τ_{Cr} ;

б) магнитооптические данные о ширине интерфейса;

в) результаты вычислений плотности электронных состояний в Fe.

Последовательность действий может быть следующей:

- 1) определение методом оптической эллипсометрии диапазона длин волн, пригодного для обработки спектров МРЭ, а также определение ряда параметров – времени релаксации свободных носителей заряда материалов бислоя $\tau_{Fe(Cr)}$ и плазменной частоты электронов проводимости образца ω_p ;
- 2) оценка объемных концентраций магнитных и немагнитных слоев и интерфейсов каким-либо образом, например, из анализа спектров ЭЭК;
- 3) задание значения для параметра относительной намагниченности $m(H)=M(H)/M_s$ из магнитных, магниторезистивных и/или магнитооптических измерений;
- 4) оценка коэффициента спиновой асимметрии рассеяния β магнитного слоя из расчетной плотности электронных состояний на уровне Ферми.

Этим мы свели задачу определения девяти неизвестных параметров при моделировании МРЭ к задаче определения двух параметров – коэффициента спиновой асимметрии рассеяния на интерфейсе (γ) и параметра времени релаксации электронов проводимости на интерфейсе (τ_i). Задача решается, так как в эксперименте мы имеем две независимые измеряемые величины – амплитуду магниторефрактивного эффекта, и спектральное положение максимума эффекта. Варьируя рассчитываемый эффект по двум подгоночным параметрам γ и τ_i , необходимо добиться разумного согласия расчетной кривой с экспериментом.

Оптические свойства и электронные характеристики сверхрешеток Fe/Cr

Применение метода оптической эллипсометрии в задаче позволило нам выделить участок спектра длин волн, на котором справедливы формулы JV , и на котором можно определять значения параметров рассеяния, а также трех параметров теории JV – времена релаксации $\tau_{Fe(Cr)}$ и плазменную частоту образца ω_p . Проанализируем оптические отклики исследуемых сверхрешеток $[Fe(t_{Fe}, \text{\AA})/Cr(10 \text{\AA})]_{30}$ в диапазоне спектра $\lambda=0.3\text{--}13 \text{ мкм}$, включающем ИК-, видимую и

УФ области спектра. На рисунке 4.2 представлены кривые эффективной оптической проводимости $\sigma = nk\omega/2\pi$ для двух сверхрешеток. Там же приведены данные о спектральной зависимости оптической проводимости $\sigma(\omega)$ железа и хрома [128,179]. Соответствующие графики действительной $\varepsilon_1 = n^2 - k^2$ и мнимой $\varepsilon_2 = 2nk$ частей эффективной диэлектрической проницаемости представлены на рисунке 4.3.

При помощи численных расчетов оптических свойств ферромагнитного ОЦК-Fe, выполненных в одноэлектронном приближении (см., например, работы [78,195]), установлено, что оптическое поглощение на участке спектра $\hbar\omega=0.6-3.5$ эВ формируется преимущественно переходами электронов ($d, p - p, d$)-типа в системе энергетических зон $E(\mathbf{k})$ ($\downarrow$). Вклад в проводимость от межзонных возбуждений электронов в системе зон со спинами вверх ($\uparrow$), невелик из-за почти полного заполнения $3d(\uparrow)$ энергетических полос и уменьшения фазового объема $\mathbf{k}$ -пространства для электронных переходов. Специфической особенностью оптических свойств железа является наличие низкоэнергетического межзонного поглощения в ИК-области $\hbar\omega=0.15-0.53$ эВ ($\lambda=2.3-8.2$ мкм) [179], наличие которого не удавалось объяснить в рамках стандартных зонных вычислений $\sigma(\omega)$. Дальнейший теоретический анализ оптических данных показал [196], что аномалия оптического поглощения обусловлена гибридизацией зон с противоположенными спинами, расположенных вблизи уровня Ферми, в условиях спин-орбитального (SO) взаимодействия электронов. Пики межзонного поглощения формируются при энергиях фотона $\hbar\omega=2|\xi|$, где ξ – параметр SO -связи, который в Fe варьируется от 0.1 эВ в окрестности точки N зоны Бриллюэна, до 0.24 эВ вдоль линии симметрии Γ -Н. Таким образом, наличие значительного межзонного вклада в оптическую проводимость железа на участке спектра $\lambda=2-8$ мкм было обнаружено экспериментально и получило теоретическое объяснение.

Вернемся к рассмотрению частотных зависимостей $\sigma(\omega)$, $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$ для сверхрешеток $[\text{Fe}(15.3 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{30}$ и $[\text{Fe}(10.6 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{30}$ (рисунки 4.2 и 4.3). Можно констатировать, что в обеих наноструктурах, как и в чистом Fe, межзонное поглощение наблюдается в УФ, видимой и ИК-областях спектра, при $\lambda \leq 8-10$ мкм ($\hbar\omega \geq 0.12-0.15$ эВ). Характер изменения ε_1 и ε_2 с увеличением длины волны свидетельствует о доминирующей роли «друдевского» механизма поглощения при $\lambda > 8$ мкм. Анализируя частотную зависимость диэлектрических функций, можно оценить основные параметры электронов проводимости – эффективную плазменную частоту ω_p и эффективное время релаксации τ^{eff} . Числовые значения ω_p были получены нами из наклона прямолинейного участка графика зависимости $1/(1 - \varepsilon_1) = \omega^2/(\omega_p)^2 + \gamma_{opt}^2/(\omega_p)^2$ при длинах волн $\lambda=6-13$ мкм. Значения эффективной частоты релаксации электронов γ_{opt} были

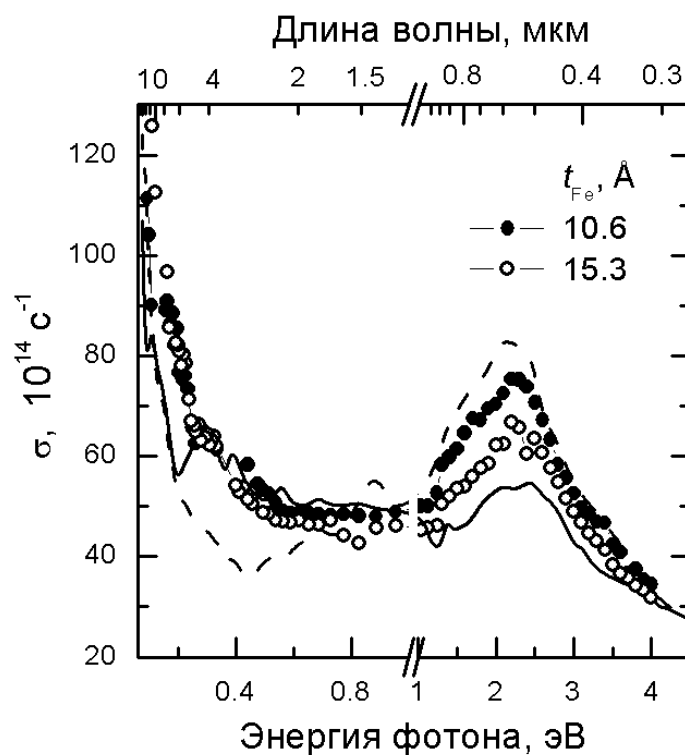


Рисунок 4.2 – Спектры оптической проводимости сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ ($t_x, \text{\AA}$: $\bullet$ —10 $\text{\AA}$, $\circ$ —15.3 $\text{\AA}$). Сплошной и пунктирной кривыми обозначены соответственно оптические проводимости толстых ($\sim 1000 \text{\AA}$) пленок Fe и Cr.

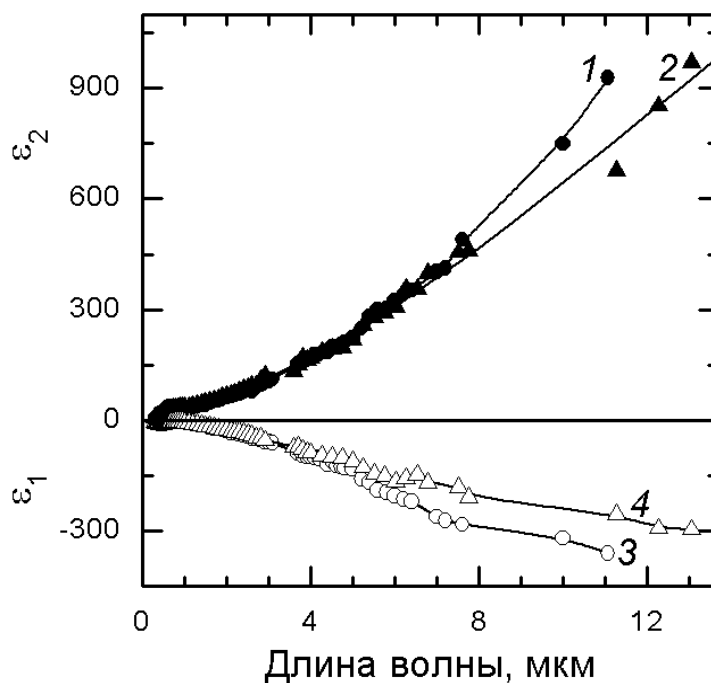


Рисунок 4.3 – Спектральная зависимость действительной ε_1 и мнимой ε_2 частей комплексной диэлектрической проницаемости ε^{eff} сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$. Толщины слоев железа: 1,3 – 15.3 $\text{\AA}$; 2,4 – 10.6 $\text{\AA}$

определены из отрезка на оси ординат, отсекаемого этой прямой (вкладом от виртуальных электронных переходов при этом пренебрегалось), $\tau^{eff}=1/\gamma_{opt}$. Результаты оптического исследования характеристик электронов проводимости в сверхрешетках Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) со сплошными слоями железа приведены в таблице 4.1. Здесь N^{eff} – эффективная концентрация электронов проводимости, определенная из формулы $(\omega_p)^2 = 4\pi N^{eff} e^2 / m_0$ (где e , m_0 – заряд и масса свободного электрона, соответственно).

Спектры МРЭ в сверхрешетках Fe/Cr

Экспериментальные данные по магниторефрактивному эффекту в сверхрешетках Fe/Cr представлены на рисунках 4.4–4.6. На рисунке 4.4 показаны спектры МРЭ при p - и s -поляризациях падающего излучения для сверхрешетки с бислоем Fe(12 Å)/Cr(15 Å). Для этого образца поле магнитного насыщения составляет $H_s=8$ кЭ, а величина МС равняется (–6.2%). Магниторефрактивный эффект в ближней ИК-области имеет положительный знак. С увеличением длины волны МРЭ изменяет знак на противоположный: при $\lambda=7.2$ мкм для p -поляризации и при 8.3 мкм для s -поляризации световой волны. На примере многослойной структуры Co/Cu в рамках метода сильной связи было показано, что вклад в МРЭ от межзонных переходов электронов имеет положительный знак [178]. Таким образом, немонотонную спектральную зависимость и положительный знак МРЭ в сверхрешетке Fe/Cr можно объяснить вкладом в магниторефрактивный отклик от межзонных электронных переходов, играющих доминирующую роль в формировании оптических свойств ферромагнитного железа в ближней ИК-области. Из вставки на рисунке 4.4 видно, что магнитосопротивление и МРЭ при намагничивании образца имеют одинаковую (четную) зависимость от внешнего поля H . Это хорошо видно также из рисунка 4.5, на котором представлены экспериментальные данные по магнитосопротивлению и МРЭ как функциям приложенного магнитного поля. Полевые зависимости магниторефрактивного эффекта были измерены при длине волны 9.5 мкм на внутризонном участке спектра (рисунок 4.5(а–в)), и при длине волны 4 мкм на межзонном участке спектра, рисунок 4.5г. Корреляция между МРЭ и магнитосопротивлением наблюдается в обоих случаях, хотя МРЭ при длине волны 4 мкм имеет противоположный знак. Незначительный вклад от линейных магнитооптических эффектов в магниторефрактивный эффект проявляется в виде очень малого смещения кривой МРЭ относительно графика магнитосопротивления на участке межзонного поглощения света, рисунок 4.5г. Следует также отметить, что наблюдаемый в ближней ИК-области спектра магнитооптический сигнал положительного знака, помимо вклада от МРЭ, может содержать также вклад от ориентационного магнитооптического эффекта δ_q . Этот эффект обусловлен влиянием магнитного поля (намагниченности) на комплексный показатель преломления

Таблица 4.1 – Параметры электронов проводимости, полученные методом оптической эллипсометрии: плазменная частота $\hbar\omega_p$, эффективная концентрация N^{eff} , и эффективное время релаксации τ_{opt}^{eff}

$t_{Fe}, \text{\AA}$	$\hbar\omega_p, \text{эВ}$	$N^{eff}, 10^{28} \text{ м}^{-3}$	$\tau_{opt}^{eff}, 10^{-15} \text{ с}$
7.2	3.22	0.76	3.3
10.6	3.30	0.79	3.8
15.3	3.35	0.82	4.3

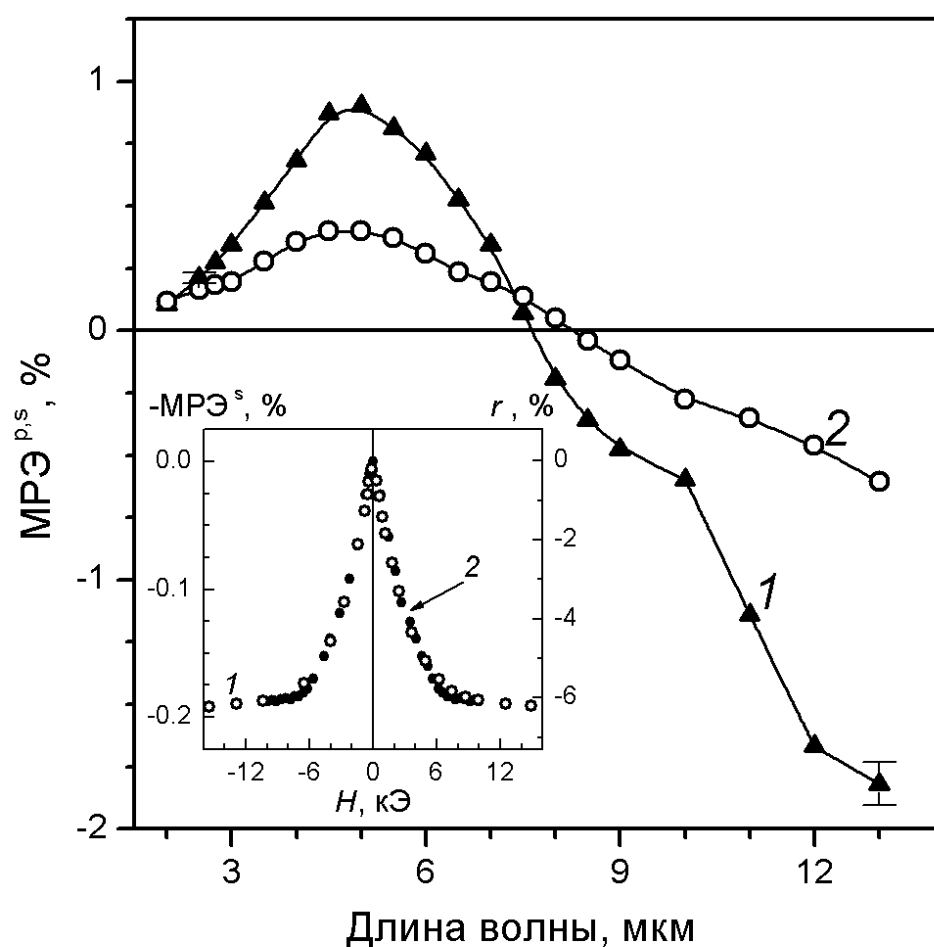


Рисунок 4.4 – Магниторефрактивный эффект в сверхрешетке с бислоем Fe(12 Å)/Cr(15 Å) и неколлинеарной магнитной структурой при p - (1) и s - (2) поляризациях света. Магнитное поле насыщения $H_s=8$ кЭ. На вставке: полевые зависимости магнитосопротивления r (1) и $MPЭ^s$ (2), измеренного при $\lambda=2.75$ мкм.

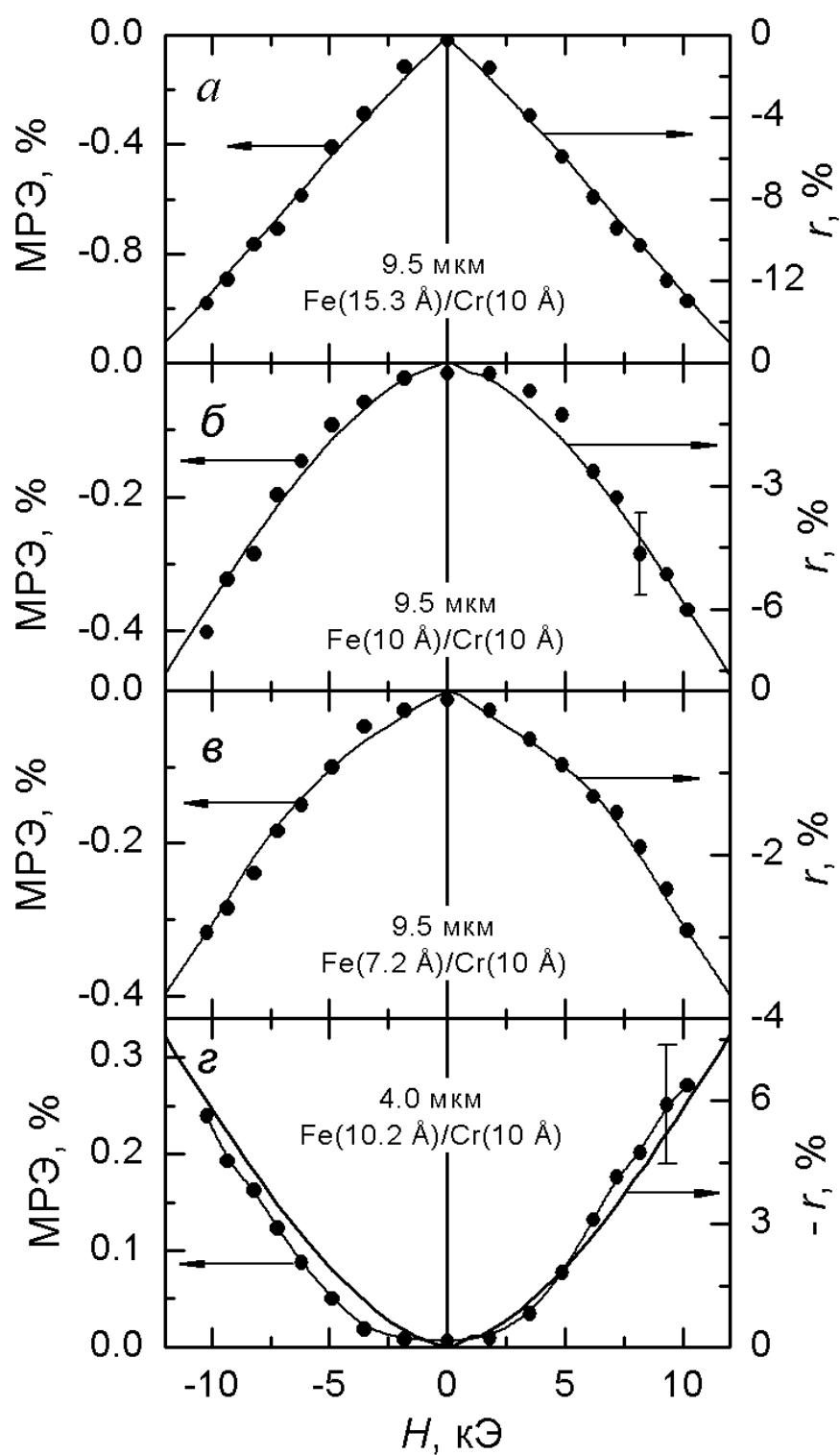


Рисунок 4.5 – Корреляция между экспериментальными данными МС ($MC=r$) и МРЭ, как функций приложенного магнитного поля в сверхрешетках Fe/Cr. Вертикальные отрезки обозначают ошибки измерения МРЭ.

магнитно-однородной среды (в данном случае слоев Fe и Cr). Оба эти эффекта являются негиротропными, четными по намагниченности, и их разделение весьма проблематично. Из имеющихся экспериментальных данных для величины ориентационного эффекта в переходных d -металлах ($\delta_q \sim 0.04\text{--}0.1\%$) [127,141] можно заключить, что основной вклад в формирование четного эффекта, наблюдаемого в сверхрешетках Fe/Cr в ближней ИК-области, вносит магнито-рефрактивный отклик, связанный с изменением магнитного упорядочения соседних слоев Fe.

На рисунках 4.6а и 4.6б представлены графики МРЭ при p - и s -поляризациях падающего излучения для сверхрешеток с различной толщиной слоя железа. Отметим, что с увеличением длины волны от $\lambda=5.3$ мкм для образца с толщиной слоя $t_{\text{Fe}}=15.3$ Å до $\lambda=7.4$ мкм для образца с $t_{\text{Fe}}=3.2$ Å эффект меняет знак на противоположный (p -поляризация). Аналогично ведут себя спектры МРЭ при s -поляризации света. Выше уже отмечалось, что положительный знак МРЭ обусловлен вкладом от межзонных переходов электронов в железе в оптические свойства сверхрешеток. Магнитные и магнитооптические (экваториальный эффект Керра) свойства сверхрешеток Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) изучались нами в главе 2. Было установлено, что спектры ЭЭК в образцах с $t_{\text{Fe}} \geq 7$ Å сохраняют «железоподобный» профиль с максимумом при энергии фотона $E=1.85$ эВ, что свидетельствует о неизменной величине обменного расщепления спиновых подзон ($\uparrow$) и ($\downarrow$) d -типа ($2\Delta_{\text{ex}} \sim 2$ эВ) в ферромагнитных слоях железа. Дальнейшее уменьшение толщины слоя железа приводит не только к снижению амплитуды ЭЭК, но и к изменению его спектрального профиля. В этой связи интересно было проследить за эволюцией спектров МРЭ в ИК-диапазоне спектра с уменьшением толщины слоев железа.

Как следует из экспериментальных результатов, представленных на рисунке 4.6, с уменьшением толщины слоя железа до $t_{\text{Fe}}=3.2$ Å включительно, спектральное поведение МРЭ в образцах сохраняет знакопеременный вид. При $t_{\text{Fe}} < 3.2$ Å величина эффекта в области внутризонного механизма поглощения света ($\lambda=8\text{--}13$ мкм) резко уменьшается. Это же можно сказать и о межзонном участке ИК-спектра ($\lambda=2\text{--}5$ мкм). Это означает, что в кластерно-слоистых наноструктурах Fe/Cr происходит значительное ослабление межслоевого обменного взаимодействия. Последнее может быть вызвано совокупностью нескольких факторов, в частности, нарушением целостности магнитного слоя (приводящим к суперпарамагнитному поведению ансамбля кластеров Fe в матрице Cr), увеличением расстояний между кластерами в соседних магнитных слоях, ростом шероховатости на интерфейсах и т.д.

Для сравнения нами была исследована сверхрешетка с бислоем Fe(3.5 Å)/Cr(20 Å), в которой толщина слоя хрома соответствует ферромагнитному упорядочению намагниченностей соседних слоев железа в исходном состоянии ($H=0$). По этой причине в данной сверхрешетке отсутствует механизм ГМС, и должен отсутствовать МРЭ как его высокочастотный аналог.

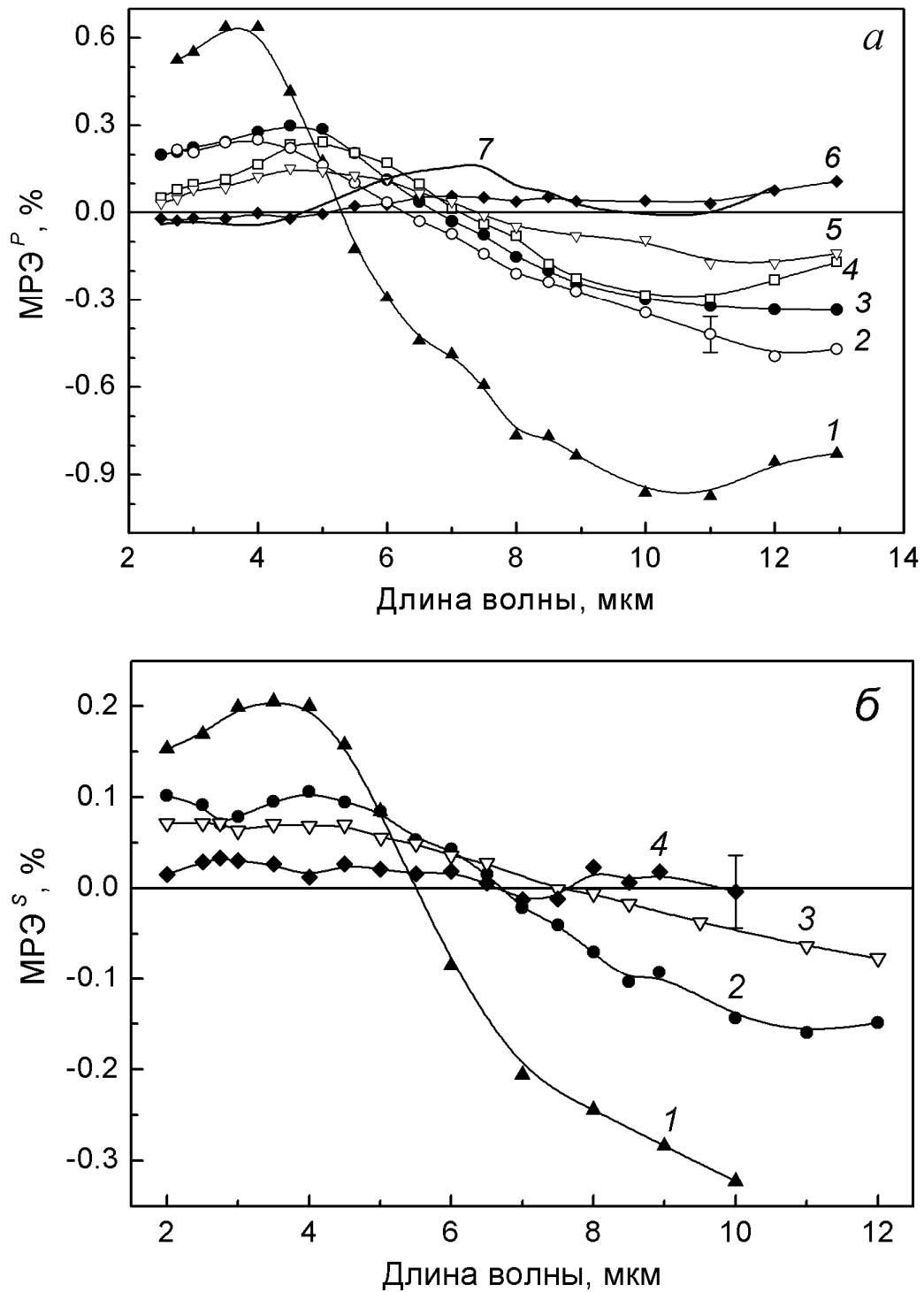


Рисунок 4.6 – Спектры МРЭ серии 1, магнитное поле $H=9$ кЭ, вертикальными отрезками показаны ошибки измерений. (а) $\text{Fe}(t_x, \text{Å})/\text{Cr}(10 \text{ Å})$ ($t_x, \text{Å}$: 1 – 15.3, 2 – 10.6, 3 – 7.2, 4 – 5.2, 5 – 3.2, 6 – 1.2) и 7 – $\text{Fe}(3.5 \text{ Å})/\text{Cr}(20 \text{ Å})$. p -поляризация, $\varphi_1=70^\circ$. (б) $\text{Fe}(t_x, \text{Å})/\text{Cr}(10 \text{ Å})$ ($t_x, \text{Å}$: 1 – 15.3, 2 – 7.2, 3 – 3.2, 4 – 1.2). s -поляризация, $\varphi_2=10^\circ$.

Действительно, спектральные зависимости МРЭ наноструктур с бислоями Fe(3.5 Å)/Cr(20 Å) и Fe(1.2 Å)/Cr(10 Å) отличаются от остальных образцов положительными значениями магнитооптического отклика при длинах волн, больших 7 мкм (рисунок 4.6). Это означает, что магниторефрактивный эффект на свободных носителях заряда в этих наноструктурах не наблюдается. То же можно сказать и про образцы с толщинами слоев железа менее 1.2 Å. Поэтому можно утверждать, что при $t_{\text{Fe}} \leq 1.2 \text{ Å}$ (комнатная температура) отсутствует и ГМС, так как механизм возникновения МРЭ и ГМС один и тот же – спин-зависящее рассеяние электронов проводимости в слоистых и гранулярных структурах [8]. Слабый магнитооптический отклик, зарегистрированный в указанных выше образцах, мы относим к ориентационному квадратичному магнитооптическому эффекту [141], создаваемому ферромагнитными слоями Fe и сплавами FeCr.

На рисунке 4.7 показаны полевые зависимости магнитосопротивления сверхрешеток Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å), а на рисунке 4.8 проведено сопоставление величин МРЭ (при p -поляризации), и магнитосопротивления в магнитном поле $H=9 \text{ кЭ}$ при разных толщинах ферромагнитного слоя. При сравнении были использованы максимальные (по абсолютной величине) значения МРЭ в пределах длинноволнового участка спектра ($\lambda \sim 8\text{--}13 \text{ мкм}$), где межзонный вклад в оптическую проводимость железа практически отсутствует, а МРЭ имеет отрицательный знак, характерный для области свободных носителей заряда. Как следует из рисунка 4.8, наблюдается хорошая корреляция полученных зависимостей МРЭ и магнитосопротивления от толщины слоя Fe.

Если использовать максимальную по амплитуде величину МРЭ, зафиксированную в сверхрешетке [Fe(15.3 Å)/Cr(10 Å)]₃₀ при p -поляризации падающего излучения и угле падения света $\varphi=70^\circ$ в поле $H=9 \text{ кЭ}$, то отношение ГМС/МРЭ ≈ 11 . Согласно имеющимся представлениям [197], величина МРЭ будет нарастать с увеличением длины световой волны вплоть до области Хагена-Рубенса ($\omega\tau \ll 1$, $n \sim k$, $R(\varphi=0^\circ) \approx 1 - 2(\omega/2\pi\sigma)^{1/2}$), а затем стремиться к нулю как $\omega^{1/2}$. Полученные из оптических измерений электронные характеристики показывают, что область Хагена-Рубенса в наших измерениях не была достигнута, поскольку для всех образцов в исследованном диапазоне спектра соотношение $\omega\tau \ll 1$ заведомо не выполняется. Ситуация несколько улучшается в случае сверхрешетки с $t_{\text{Fe}}=7.2 \text{ Å}$ из-за уменьшения на $\sim 30\%$ эффективного времени релаксации свободных носителей τ . Для этого образца отношение ГМС/МРЭ ~ 7.5 .

Моделирование спектров МРЭ

Моделирование спектров МРЭ мы выполняли в рамках теории JV [8], приведенной в разделе 1.3. При моделировании МРЭ необходимо максимально сократить число произвольно варьируемых параметров. Эффективные плазменные частоты электронов проводимости ω_p

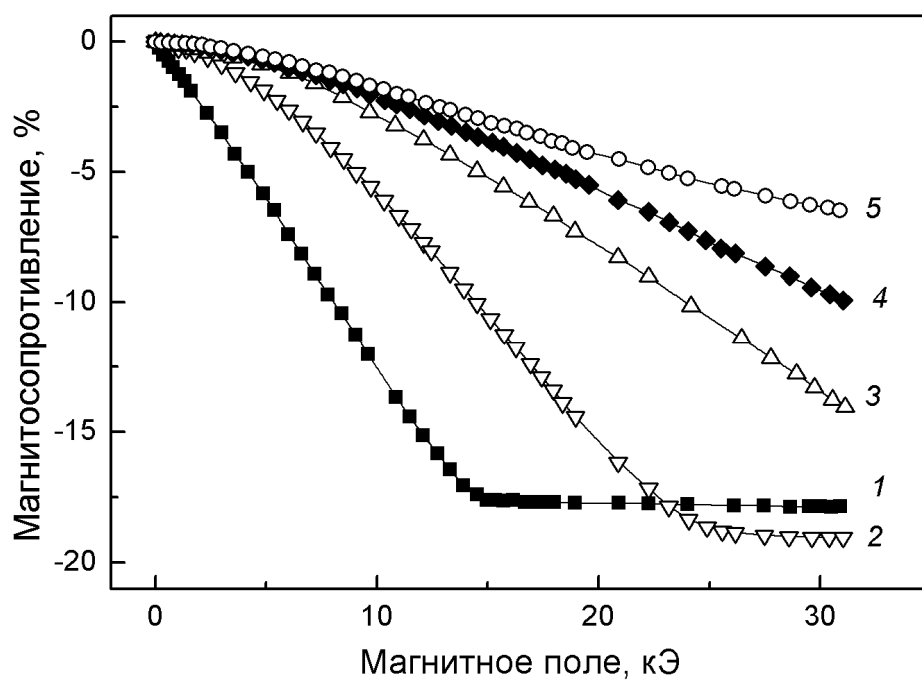


Рисунок 4.7 – Магнитосопротивление сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ ($t_x, \text{\AA}$: 1 – 15.3 $\text{\AA}$, 2 – 10.6 $\text{\AA}$, 3 – 7.2 $\text{\AA}$, 4 – 5.2 $\text{\AA}$, 5 – 3.2 $\text{\AA}$)

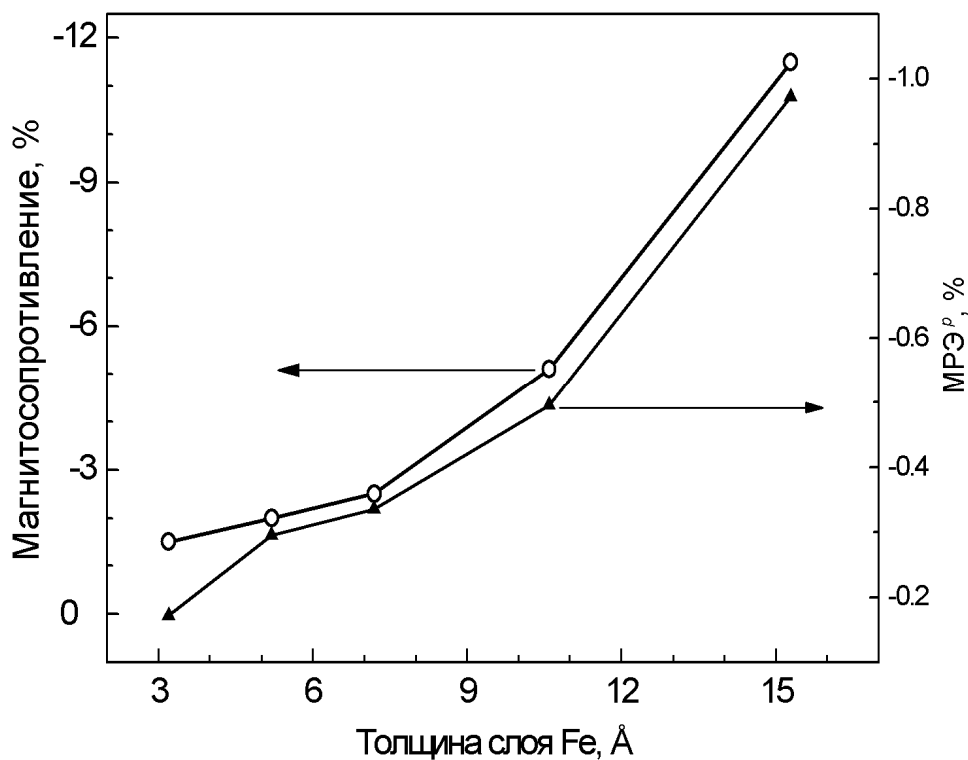


Рисунок 4.8 – Корреляция между МС и МРЭ (p -поляризация, $\varphi = 70^\circ$) в образцах $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ с различной толщиной слоев железа. Магнитное поле $H = 9 \text{ кЭ}$.

были определены нами из эллипсометрических измерений диэлектрической проницаемости ε в ИК-области спектра (их числовые значения приведены в таблице 4.1). Время релаксации электронов проводимости в слоях Cr и Fe было принято равным $\tau_{Cr}=\tau_{Fe}\cong 1.2\cdot 10^{-14}$ с. Указанные значения τ были получены в [128,179] из оптических измерений в ИК-диапазоне спектра, и относятся к объемным образцам. Значения параметра m в поле $H=9$ кЭ брались из магнитных, магниторезистивных и/или магнитооптических измерений. Для оценки коэффициента спиновой асимметрии рассеяния в объеме ФМ железа β мы использовали полученное теоретически для железа отношение плотностей состояний электронов на уровне Ферми $n_F^\downarrow/n_F^\uparrow=0.27$ [198]. Отсюда получается значение $\beta=(n^\uparrow-n^\downarrow)/(n^\uparrow+n^\downarrow)=0.57$. Остаются пока неопределенными параметры, связанные с объемными долями чистого железа и интерфейса – c_{Fe} и c_i ($c_{Cr}=1-c_{Fe}-c_i$), а также эффективное время релаксации электронов проводимости на интерфейсе τ_i , и коэффициент спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе γ . Далее мы покажем, как можно определить c_{Fe} и c_i .

Вклады в формирование интерфейса со стороны Fe и Cr полагаем одинаковыми, так как эти металлы имеют практически одинаковую ОЦК решетку ($a_{Fe}=2.87$ Å, $a_{Cr}=2.88$ Å) и при эпитаксиальном напылении повторяют кристаллографическое направление роста. Также полагаем одинаковой ширину интерфейса для границ Fe/Cr и Cr/Fe. Измерения ЭЭК в сверхрешетках Fe/Cr, проведенные нами в диапазоне длин волн $\lambda=0.28\text{--}2.4$ мкм, показали (см. глава 2, рисунок 2.34), что энергетическое положение максимума ЭЭК, сформированного при 1.85 эВ и относящегося к массивному железу, остается неизменным при уменьшении толщины слоя железа в сверхрешетке вплоть до $t_{Fe}=7.2$ Å. При толщине слоя железа $t_{Fe}<7.2$ Å магнитооптический отклик существенно трансформируется, происходит резкий сдвиг энергетического положения максимума ЭЭК на 0.8 эВ в ближнюю ИК-область и формирование максимума нормированной функции ЭЭК при энергиях фотона ~ 1 эВ. На наш взгляд, это связано с нарушением целостности слоев железа и формированием кластерных слоев на основе чистого железа и сплавов FeCr.

Исходя из этого, мы полагаем, что в образце с номинальной толщиной слоя железа в 7.2 Å содержится «чистое» железо и два полностью сформированных интерфейса. Для сохранения объемных свойств вещества необходимо иметь хотя бы три монослоя данного вещества, чтобы средний (внутренний) монослой имел в ближайшем окружении атомы своего сорта. Так как слой железа толщиной 7.2 Å содержит 5 монослоев, каждый толщиной 1.44 Å, будем считать, что два крайних монослоя участвуют в формировании интерфейсов, а три внутренних монослоя представляют собой «чистое» железо. Таким образом, ширину интерфейса Fe/Cr t_i можно считать равной 2.88 Å (2 ML), поскольку она включает в себя по одному монослою хрома и железа. Заметим, что такой вариант выбора толщины интерфейса – единственно возможный в контек-

сте анализа экспериментальных данных по ЭЭК для наших образцов. Тем самым, исходя из номинальных значений толщин слоев в сверхрешетках Fe/Cr, мы оценили параметры, связанные с объемными долями железа, хрома и интерфейсов.

Задача численного моделирования спектров МРЭ свелась к определению двух параметров, γ и τ_i . Так как спектральная кривая магниторефрактивного эффекта в друдевской области спектра характеризуется двумя параметрами – величиной и спектральным положением максимума (по абсолютной величине), то, варьируя значения независимых параметров γ и τ_i , можно добиться приемлемого согласия расчетного и экспериментального значений МРЭ в области свободных носителей, т.е. определить интерфейсные параметры рассеяния электронов проводимости. При этом следует руководствоваться известными данными о знаке γ для интерфейса Fe/Cr ($\gamma_{Fe/Cr} < 0$), полученными на основании экспериментального изучения ГМС [199] и теоретических первопринципных вычислений [64].

В нашем распоряжении находился ряд сверхрешеток Fe/Cr, различавшихся толщинами слоев железа и хрома. Мы разбили их на три группы.

1. Сверхрешетки с антипараллельным упорядочением магнитных моментов соседних сплошных магнитных слоев, $Fe(t_{Fe}=15.3-7.2 \text{ \AA})/Cr(10 \text{ \AA})$. Эта группа должна обладать максимально высокими значениями параметров рассеяния.
2. Сверхрешетки $Fe(t_x)/Cr(10 \text{ \AA})$ с ультратонкими слоями железа, $t_{Fe} < 7.2 \text{ \AA}$.
3. Сверхрешетки $Fe(12 \text{ \AA})/Cr(t_x, \text{ \AA})$ со сплошными слоями железа и переменным слоем хрома.

4.1.2 Параметры интерфейсного рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках $Fe(t_x, \text{ \AA})/Cr(10 \text{ \AA})$ со сплошными слоями железа

В нашем распоряжении было три таких образца, с номинальными толщинами слоя железа $t_{Fe}=15.3 \text{ \AA}$, $10.6 \text{ \AA}$ и $7.2 \text{ \AA}$. Значения параметра m в поле $H=9 \text{ кЭ}$ составляли, соответственно, 0.818, 0.514 и 0.391. Совпадение расчетных данных с максимальными значениями МРЭ^{max} в области свободных носителей достигалось варьированием параметров τ_i и γ . Проанализируем сведенные в таблице 4.2 результаты обработки спектров МРЭ.

Полученное нами значение $\gamma_{Fe/Cr(100)} = -0.59 \pm 0.04$ находится в хорошем согласии с теоретической оценкой этого параметра $\gamma_{Fe/Cr(100)}^{th} = -0.58$ [64]. Отрицательный знак коэффициента спиновой асимметрии рассеяния на интерфейсе Fe/Cr(100) указывает на большую проводимость ($\downarrow$)-

спиновое канала ($\sigma^{\downarrow} > \sigma^{\uparrow}$). Это объясняется близким соответствием дисперсии энергетических зон $E(\mathbf{k})$ Fe $\downarrow$ и $E(\mathbf{k})$ парамагнитного Cr, в результате которого электроны со спином ($\downarrow$) рассеиваются на интерфейсе в меньшей степени, нежели электроны со спином ($\uparrow$).

Среднее значение τ_i в исследованных сверхрешетках Fe/Cr составляет $(1.79 \pm 0.16) \times 10^{-15}$ с. Рассчитанные по формуле $\tau_i^{\uparrow\downarrow} = \tau_i / (1 \mp \gamma \cdot m)$ времена релаксации электронов проводимости для спиновых подполос ($\uparrow$) и ($\downarrow$) в интерфейсе Fe/Cr(100) при $m=1$ имеют следующие значения: $\tau_i^{\uparrow} = 1.13 \cdot 10^{-15}$ с и $\tau_i^{\downarrow} = 4.37 \cdot 10^{-15}$ с. Соответственно, вероятности рассеяния электронов со спином ($\uparrow$) и ($\downarrow$) на границах раздела можно определить по формулам $P_i^{\uparrow(\downarrow)} = t_i / (\tau_i^{\uparrow(\downarrow)} \cdot \langle v_F^{\uparrow(\downarrow)} \rangle)$. Результаты фотоэмиссионного исследования с угловым разрешением зонного спектра Fe [200] показывают, что значения волновых векторов в направлении [100] (Г-Н линия высокой симметрии в зоне Бриллюэна) составляют $k_F^{\downarrow} = 1.18 \text{ \AA}^{-1}$ и $k_F^{\uparrow} = 0.46 \text{ \AA}^{-1}$, а эффективная масса электрона $m^* = 1.4 \cdot m_0$. Для электронов со спином ($\uparrow$), имеем $k_F^{\uparrow} = 1.08 \text{ \AA}^{-1}$ с $m^* = 3.4 \cdot m_0$ и $k_F^{\downarrow} = 1.70 \text{ \AA}^{-1}$ с $m^* = 1.1 \cdot m_0$. Согласно этим данным $\langle v_F^{\downarrow} \rangle \approx 6.7 \cdot 10^7$ см/с и $\langle v_F^{\uparrow} \rangle \approx 10.8 \cdot 10^7$ см/с. Используя данные о $\langle v_F \rangle$ и τ_i , получаем следующие оценки вероятностей рассеяния электронов на интерфейсе: $P_i^{\uparrow} = 0.24$ и $P_i^{\downarrow} = 0.10$.

На рисунке 4.9 приведены измеренные и рассчитанные спектры МРЭ образца [Fe(10.6 Å)/Cr(10 Å)]₃₀ при s - и p -поляризациях световой волны. Рассмотрение модельных кривых 3 и 4 показывает, что при коротких длинах волн вклад эффекта от свободных носителей уменьшается до нуля, а с ростом λ – постепенно возрастает. Такое поведение МРЭ согласуется с частотной дисперсией функций диэлектрической проницаемости сверхрешеток (рисунок 4.2б). Различие между измеренной и рассчитанной кривыми МРЭ при $\lambda < 8$ мкм обусловлено межзонным вкладом в магниторефрактивный отклик (рисунок 4.9, кривая 5).

На рисунке 4.10 представлены результаты моделирования спектра МРЭ^P при варьировании коэффициентов спиновой асимметрии β , γ , и интерфейсного времени релаксации электронов τ_i (для случая $m=1$). В качестве исходных значений β , γ , и τ_i были взяты данные из таблицы 4.2 для образца [Fe(10.6 Å)/Cr(10 Å)]₃₀. Из приведенных графиков видно, что величина МРЭ^P зависит, в основном, от асимметрии спинового рассеяния электронов γ , и времени релаксации электронов проводимости τ_i на интерфейсе. Если рост γ увеличивает лишь амплитуду эффекта, то при уменьшении τ_i наблюдается не только сильный рост величины МРЭ, но и сдвиг максимального значения эффекта в область коротких длин волн (рисунки 4.10а и 4.10б). Увеличение параметра

Таблица 4.2 – Параметры электронов проводимости. Параметры интерфейса: коэффициент спиновой асимметрии γ ; время релаксации τ_i . Параметры сверхрешетки: коэффициент средней спиновой асимметрии β_{sal} ; среднее время релаксации τ_{sal} .

Интерфейс			Сверхрешетка	
$t_{Fe}, \text{\AA}$	γ	$\tau_i, 10^{-15} \text{ с}$	β_{sal}	$\tau_{sal}, 10^{-15} \text{ с}$
7.2	-0.55	1.95	-0.36	4.4
10.6	-0.58	1.74	-0.34	4.5
15.3	-0.63	1.63	-0.32	4.9
	-0.58 ^(*)			

^(*) [64]

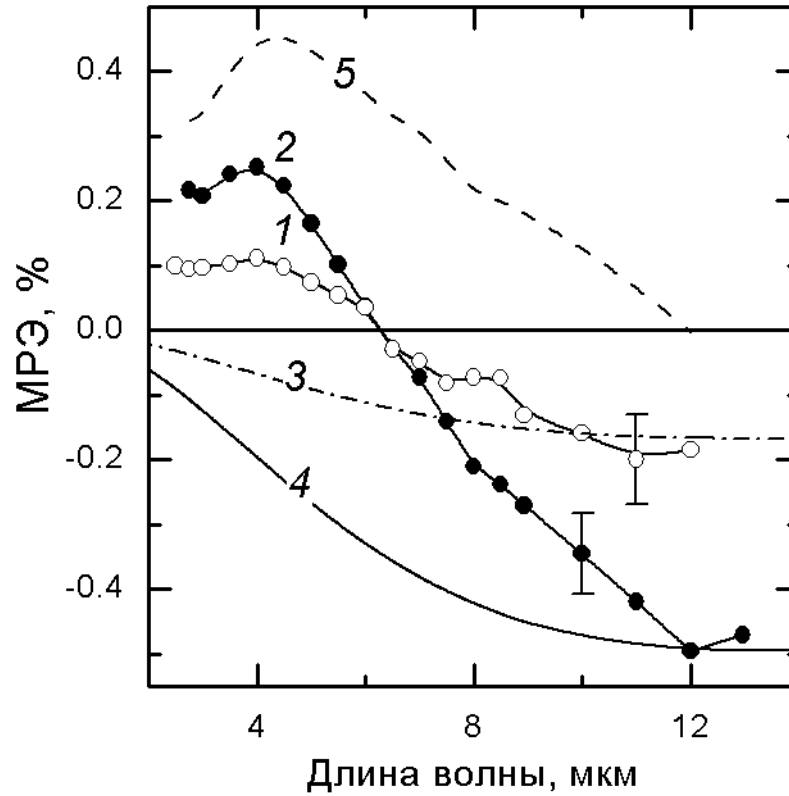


Рисунок 4.9 – Спектры МРЭ для сверхрешетки Fe(10.6 Å)/Cr(10 Å). 1, 2 – экспериментальные спектры при s - и p -поляризации; 3, 4 – модельные спектры МРЭ ^{$s(p)$} , 5 – межзонный вклад в МРЭ^P. Параметры расчета: $\hbar\omega_p=3.30$ эВ, $M/M_s=0.514$, $\tau_{sal}=4.5\cdot 10^{-15}$ с, $\beta_{sal}=-0.34$, $H=9$ кЭ. Вертикальными отрезками показаны ошибки измерения.

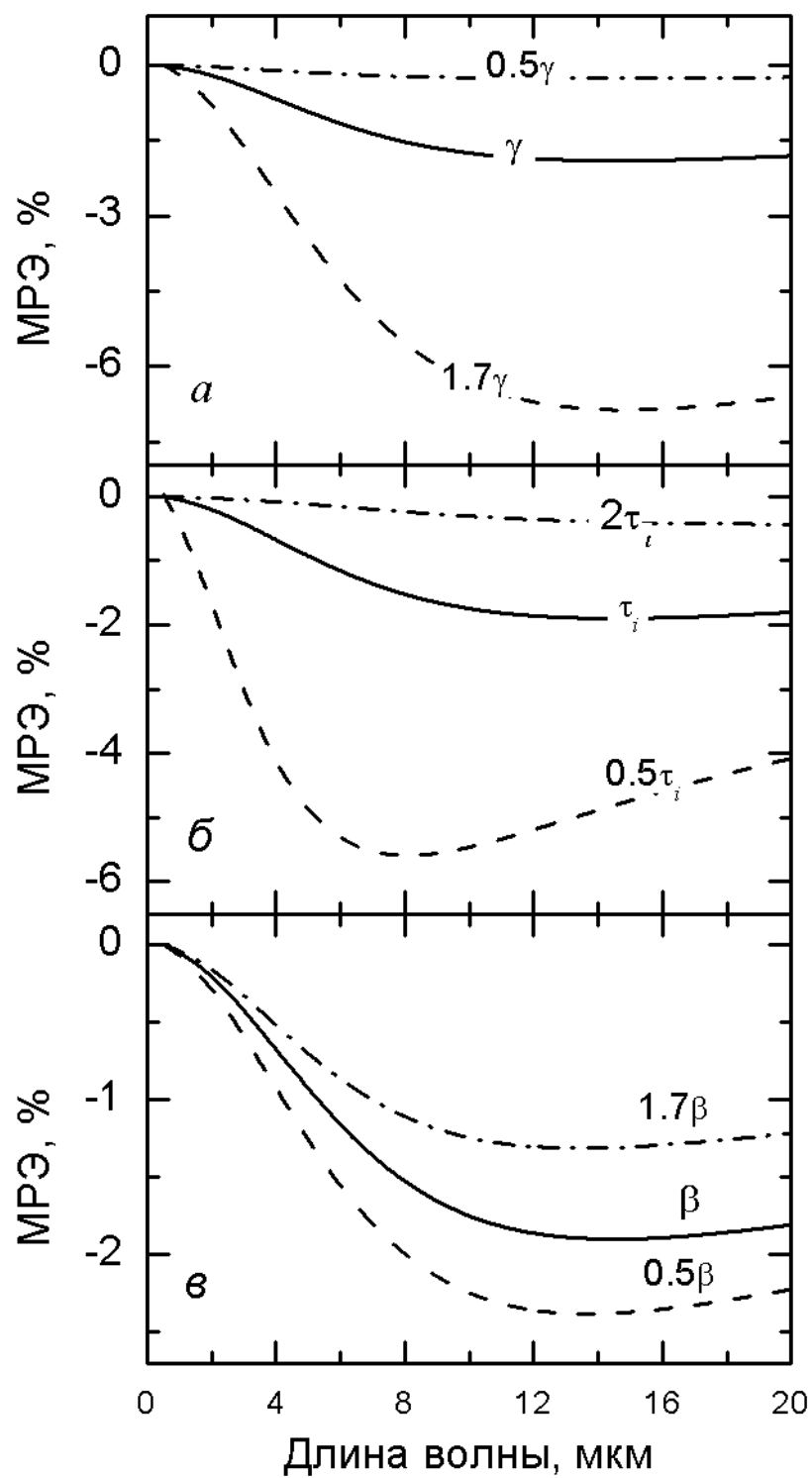


Рисунок 4.10 – Спектры МРЭ^Р, рассчитанные для сверхрешетки Fe(10.6 Å)/Cr(10 Å) ($m=1$). Варьируемые параметры: γ (а), τ_i (б), и β (в).

спиновой асимметрии в объеме ФМ слоя β , напротив, ведет лишь к уменьшению эффекта вследствие противоположных знаков β и γ (рисунок 4.10в). Нами рассмотрено также влияние плазменной частоты ω_p электронов проводимости на величину МРЭ. Можно констатировать, что с ростом эффективной концентрации свободных носителей N^{eff} магниторефрактивный отклик в Fe/Cr ослабляется.

Моделирование спектров МРЭ сверхрешеток Fe/Cr, проведенное нами в рамках теории JV , правильно описывает ход зависимостей ее основных параметров от толщины слоя Fe – среднего времени релаксации электронов проводимости τ_{sal} , и константы средней спиновой асимметрии рассеяния β_{sal} (см. таблицу 4.2). Полученные из оптических измерений величины эффективно-го времени релаксации электронов проводимости τ_{opt}^{eff} сверхрешеток согласуются с τ_{sal} в пределах 25%.

Для проверки применимости теории JV к нашим образцам необходимо оценить также длину свободного пробега электронов $\ell^{\uparrow(\downarrow)} = \langle v_F^{\uparrow(\downarrow)} \rangle \cdot \tau_{sal}^{\uparrow(\downarrow)}$, которая должна превышать период сверхрешетки T . Проверим это на примере образца с $t_{Fe}=10.6 \text{ \AA}$. Значения $\tau_{sal}^{\uparrow}=3.4 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ и $\tau_{sal}^{\downarrow}=6.9 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ для указанной сверхрешетки получены из выражения $\tau_{sal}^{\uparrow(\downarrow)} = \tau_{sal} / (1 \mp \beta_{sal} \cdot m)$ при $m=1$. Используя эти данные, и результаты о величине средней скорости электронов на поверхности Ферми железа, приведенные выше, мы получили значения $\ell_F^{\uparrow}=37 \text{ \AA}$ и $\ell_F^{\downarrow}=46 \text{ \AA}$, которые удовлетворяют требованиям формализма SAL [8].

Величину магнитосопротивления $r(H)=(\rho(H)-\rho(0))/\rho(0)$ можно выразить через проводимость $\sigma(H)$ при $\omega=0$, тогда в модели JV формула для магнитосопротивления имеет вид $r(H) = -m^2 \cdot \beta_{sal}^2$. Вычисленное по данной формуле значение МС при $m=1$ для сверхрешетки с толщиной слоя железа $15.3 \text{ \AA}$ составляет 73% от экспериментально измеренной величины.

4.1.3 Параметры интерфейсного рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках $Fe(t_x, \text{\AA})/Cr10 \text{ \AA}$ с ультратонкими слоями железа

В данном разделе объектами нашего исследования будут сверхрешетки $Fe(t_x, \text{\AA})/Cr(10 \text{ \AA})$ с ультратонкими слоями Fe ($t_{Fe} < 7 \text{ \AA}$) [201]. Известно, что сверхрешетки с ультратонкими слоями Fe обладают уникальными магнитными и магнитотранспортными свойствами. При комнатной температуре эти наноструктуры – идеальные суперпарамагнетики, а при низких (гелиевых)

температурах они проявляют свойства кластерного спинового стекла. В данном разделе мы исследовали спин-зависящее рассеяние электронов проводимости в сверхрешетках $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ с ультратонкими слоями Fe, $t_{\text{Fe}}=3.2, 2.6, 2.1 \text{\AA}$. Выбор объектов с такими толщинами t_{Fe} обусловлен тем, что толщина слоев железа в них варьируется в пределах двух и менее монослоев Fe, что в нашем предположении соответствует объемной доле железа, расходующегося на создание интерфейсов. Целью исследований в данном случае являлось получение параметров интерфейсного спин-зависящего рассеяния электронов проводимости. Основным интересом при этом представляет поведение характеристик рассеяния при последовательном уменьшении толщины магнитных слоев вплоть до их полного исчезновения вследствие растворения в интерфейсах.

Рентгеновские исследования показали наличие хорошо выраженной периодической структуры исследованных образцов. На рисунке 4.11 представлен спектр малоугловой рентгеновской дифракции на линии излучения $\text{Co } K_\alpha$ для образца $\text{Fe}(2.1 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$. В спектре отчетливо выделяется пик, обусловленный периодичностью многослойной структуры. Магнитные и магниторезистивные данные этих образцов обсуждались ранее (глава 2, рисунок 2.2). Измерения МРЭ на отражение проводились на ИК Фурье-спектрометре Frontier с оптической приставкой VeeMAX 2 в диапазоне длин волн 1.2–28 мкм, в режиме постоянного магнитного поля при p -поляризации световой волны, и угле падения света 70° . Величина МРЭ определялась из выражения $r^{\text{МРЭ}}(H)=(R(0)-R(H))/R(0)$, где $R(0)$ и $R(H)$ – коэффициенты отражения света от образца в исходном состоянии ($H=0$), и во внешнем магнитном поле H , соответственно. Напряженность магнитного поля изменялась от 0 до 5 кЭ. Количество сканов составляло несколько тысяч при каждом значении $R(0)$ и $R(H)$. Обработку измерений проводили на участке спектра 2.5–22.5 мкм.

В главе 2 мы показали, что изменение формы спектров ЭЭК, и уменьшение более чем вдвое магнитооптического отклика по сравнению с амплитудой отклика «железоподобных» сверхрешеток $\text{Fe}/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ свидетельствует о том, что в образцах с ультратонкими магнитными слоями железо полностью расходуется на создание интерфейсных слоев в матрице Cr. Исследование оптических свойств позволило определить эффективные плазменную ω_p и релаксационную γ_{opt} ($\gamma_{\text{opt}}=1/\tau_{\text{opt}}$) частоты электронов проводимости (глава 2, таблица 2.6), которые будут использованы нами при моделировании и анализе спектров МРЭ.

Спектры МРЭ исследуемых структур приведены на рисунке 4.12. В магнитном поле 5 кЭ максимальные (по абсолютной величине) значения МРЭ в области спектра 2.5–22.5 мкм составляют: (–0.23%) для $\text{Fe}(3.2 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$, (–0.16%) для $\text{Fe}(2.6 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ и (–0.13%) для $\text{Fe}(2.1 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$. Изучаемые наноструктуры можно представить чередованием слоев Cr и магнитных интерфейсов на основе твердых растворов FeCr. Для моделирования

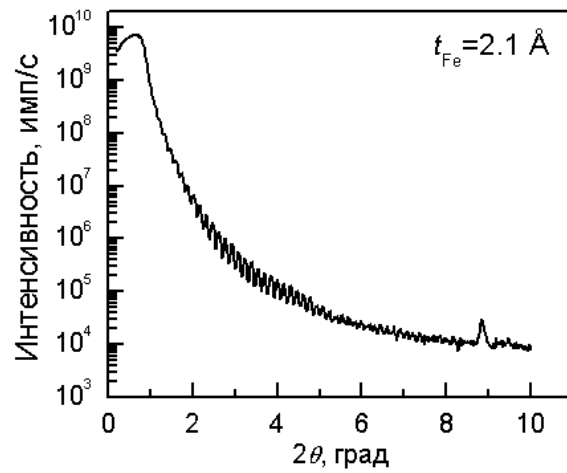


Рисунок 4.11 – Спектр малоугловой рентгеновской дифракции в кластерно-слоистой наноструктуре $\text{MgO/Cr}(80 \text{ \AA})/[\text{Fe}(2.1 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{50}/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$ в $\text{Co } K\alpha$ излучении.

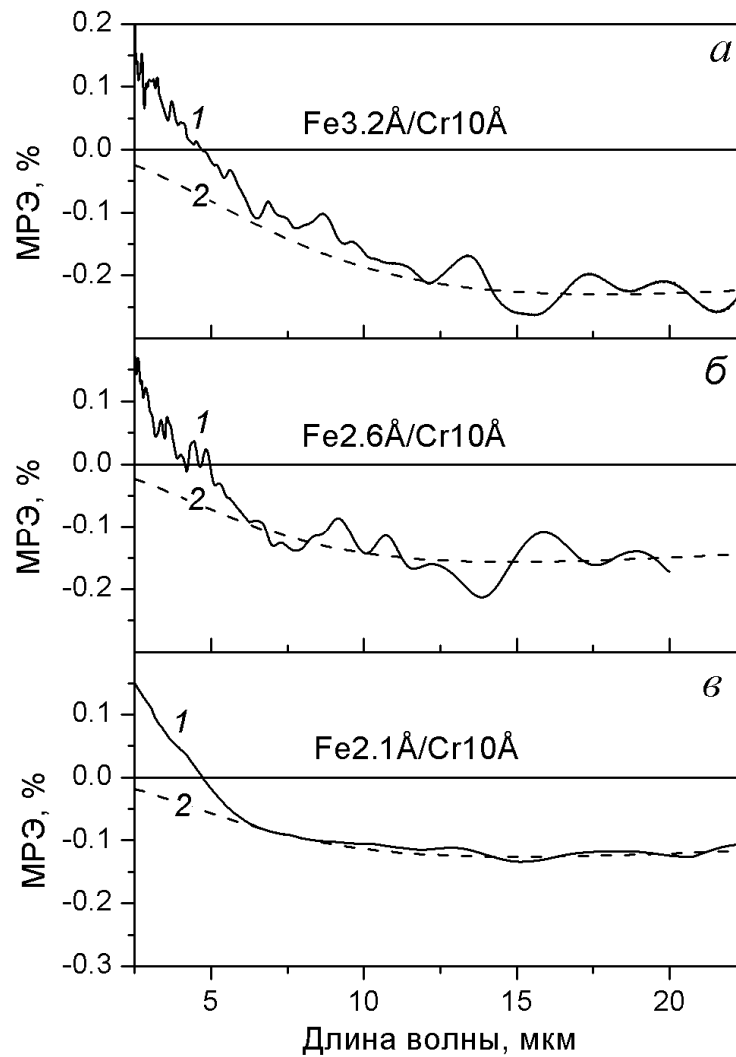


Рисунок 4.12 – Спектры МРЭ сверхрешеток при p -поляризации световой волны и угле падения света 70° : эксперимент (1), расчет в модели JV (2). Магнитное поле $H=5 \text{ кЭ}$.

магниторефрактивного эффекта воспользуемся моделью JV , с той лишь разницей, что объемные доли железа c_{Fe} и, соответственно, коэффициент спиновой асимметрии слоя железа β , учитываться не будут. Параметры, входящие в эффективную диэлектрическую проницаемость друдевского типа ε_{sal} , будут выглядеть следующим образом: $\tau_{sal}^{-1} = c_i/\tau_i + (1 - c_i)/\tau_{Cr}$, $\beta_{sal} = \tau_{sal} \times (\gamma \cdot c_i/\tau_i)$, период мультислойной структуры $T = t_{Cr} + t_i$, где t_i – ширина интерфейсного слоя (при номинальных толщинах железа 3.2, 2.6 и 2.1 Å принимаем $t_i \leq 4$ ML, рисунок 4.13).

Вероятность рассеяния электрона P при прохождении одного периода сверхрешетки T будет определяться как сумма вероятностей рассеяния электрона в слое хрома, P_{Cr} , и на интерфейсе, P_i : $P = P_{Cr} + P_i$. Ширина интерфейсного слоя t_i в сверхрешетках Fe(3.2 Å)/Cr(10 Å), Fe(2.6 Å)/Cr(10 Å) и Fe(2.1 Å)/Cr(10 Å) полагалась равной 5.76, 5.2 и 4.2 Å, соответственно. Варьируя параметры τ_i и γ , мы достигали приемлемого совпадения теоретической и экспериментальной кривых МРЭ по величине и положению максимума спектров. Рассчитанные спектры приведены на рисунке 4.12 под цифрами 2. Параметры модели сведены в таблицу 4.3. Там же для сравнения приведены характеристики рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках со сплошными слоями железа.

Прежде всего, следует отметить, что расхождение параметров τ_{sal} с результатами оптических измерений эффективного времени релаксации электронов проводимости τ_{opt}^{eff} у исследованных сверхрешеток с ультратонкими слоями железа не превышает 15%. Исключение составляет образец с $t_{Fe}=3.2$ Å, для которого $\tau_{opt}^{eff}/\tau_{sal} \sim 0.55$. Коэффициент спиновой асимметрии интерфейсного рассеяния γ изменяется у данных наноструктур (см. таблицу 4.3) от (–0.43) до (–0.50). Значения γ и отношения вероятностей рассеяния электронов проводимости на интерфейсе $P^\uparrow/P^\downarrow$ оказались несколько меньшими в сравнении с аналогичными параметрами сверхрешеток со сплошными слоями Fe ($t_{Fe}=7.2$ –15.3 Å). Отметим, что выполненные в работе [202] расчеты интерфейсного сопротивления в мультислоях Fe/Cr в CPP геометрии показали, что сближение вероятностей интерфейсного рассеяния $P^\uparrow$, $P^\downarrow$, и уменьшение коэффициентов спиновой асимметрии рассеяния γ обусловлены дефектностью интерфейсных слоев, и усилением процессов диффузного рассеяния электронов. В нашем случае наиболее высокое значение $\gamma = -0.50$ получено для наноструктуры с толщиной слоя железа $t_{Fe}=2.1$ Å. Тем не менее, эта наноструктура имеет меньшие величины γ и $P^\uparrow/P^\downarrow$ в сравнении с аналогичными параметрами сверхрешеток со сплошными слоями железа (см. таблицу 4.3). Это обусловлено, по-видимому, большей дефектностью интерфейсных слоев, образующихся в сверхрешетках с ультратонкими (кластерными) слоями железа ($t_{Fe}=2.1$ –3.2 Å). Несмотря на ухудшение качества интерфейсов, величина МРЭ в насыщении не уменьшается при уменьшении толщины слоев

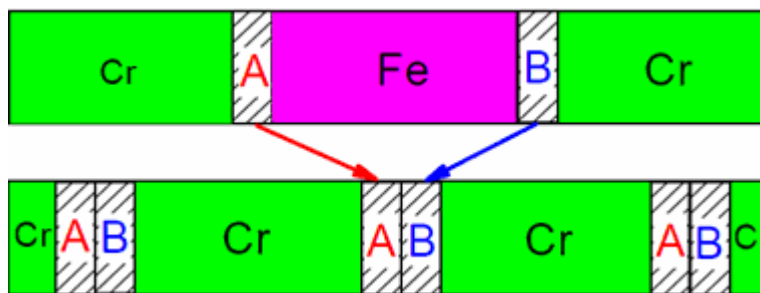


Рисунок 4.13 – Схема удвоения толщины интерфейса из-за уменьшения толщины слоя Fe.

Таблица 4.3 – Параметры электронов проводимости. Для сверхрешеток: коэффициент спиновой асимметрии β_{sal} , время релаксации τ_{sal} . Для интерфейсов: коэффициент спиновой асимметрии γ , времена релаксации τ_i и $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$, вероятности рассеяния на интерфейсе $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$.

$t_{Fe}, \text{\AA}$	γ	β_{sal}	$\tau_{sal}, 10^{-15} \text{ c}$	$\tau_i, 10^{-15} \text{ c}$	$\tau_i^{\uparrow}, 10^{-15} \text{ c}$	$\tau_i^{\downarrow}, 10^{-15} \text{ c}$	$P_i^{\uparrow}$	$P_i^{\downarrow}$
15.3	-0.63	-0.32	4.9	1.63	1.00	4.40	0.27	0.10
10.6	-0.58	-0.34	4.5	1.74	1.13	4.37	0.24	0.10
7.2	-0.55	-0.36	4.4	1.95	1.26	4.33	0.21	0.10
3.2	-0.49	-0.356	6.1	3.85	2.58	7.63	0.21	0.11
2.6	-0.43	-0.319	5.1	2.80	1.97	4.87	0.25	0.16
2.1	-0.50	-0.36	5.2	2.50	1.67	5.01	0.23	0.13

железа вплоть до ультратонких слоев. Максимальная величина рассчитанного в насыщении ($m=1$) МРЭ составляет в сверхрешетках со сплошными слоями Fe величину -2.2% при $t_{\text{Fe}}=7.2 \text{ \AA}$, а в образце с $t_{\text{Fe}}=2.1 \text{ \AA}$ $r^{\text{МРЭ}}(H_s)=-2.1\%$. Ухудшение качества интерфейсов в случае ультратонких слоев железа компенсируется ростом их числа на длине свободного пробега электрона из-за уменьшения периода T сверхрешетки. Более того, можно констатировать, что происходит уменьшение МРЭ в сверхрешетках Fe/Cr при толщинах слоев Fe, начиная с $t_{\text{Fe}} > 7 \text{ \AA}$, т.е. там, где наряду с интерфейсами формируются и сплошные слои ОЦК-Fe. Поскольку коэффициент спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости в интерфейсном слое и в объеме ОЦК-Fe имеет противоположные знаки [199], то наибольшая величина МРЭ ожидается в наноструктурах с «оптимальными» параметрами интерфейсов при отсутствии сплошных слоев Fe. Такому случаю соответствует гипотетическая сверхрешетка с толщиной слоя Fe в бислое, равной двум монослоям, Fe(2.88 $\text{\AA}$)/Cr(10 $\text{\AA}$), и с оптимальными величинами интерфейсных параметров $\gamma=-0.63$, $\tau_i=1.63 \cdot 10^{-15} \text{ с}$, полученными в сверхрешетке Fe(15.3 $\text{\AA}$)/Cr(10 $\text{\AA}$) (таблица 4.3). Расчет дает значение $r^{\text{МРЭ}}(H_s) \sim -7.9\%$, которое более чем в три раза превышает величину эффекта в реальном образце Fe(2.1 $\text{\AA}$)/Cr(10 $\text{\AA}$).

До сих пор мы исследовали сверхрешетки Fe/Cr с постоянной средней толщиной слоя хрома, равной 10 $\text{\AA}$. Такая толщина слоев хрома соответствует антиферромагнитному упорядочению соседних слоев железа. Следующий шаг – вариация толщины слоев хрома, влияющая на характер магнитного упорядочения соседних слоев Fe в сверхрешетке.

4.1.4 Параметры интерфейсного рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Fe(12 $\text{\AA}$)/Cr(t_x , $\text{\AA}$) с переменной толщиной слоя Cr

Известно, что в сверхрешетках Fe/Cr многие физические свойства испытывают осцилляции при изменении толщины слоя хрома, в том числе обменное взаимодействие между соседними слоями Fe. При этом изменяются петли гистерезиса и поля магнитного насыщения. На рисунке 4.14 представлены кривые намагничивания сверхрешеток с различной толщиной слоев Cr, на вставке к рисунку 4.14 – петли магнитного гистерезиса. Видно, что сверхрешетка Fe(11 $\text{\AA}$)/Cr(23 $\text{\AA}$) с почти параллельным упорядочением намагниченностей соседних слоев Fe достигает насыщения уже в слабых магнитных полях и имеет сравнительно небольшую коэрцитивную силу (кривые 1). Образец Fe(10.6 $\text{\AA}$)/Cr(10 $\text{\AA}$) с антипараллельным упорядочением магнитных моментов соседних слоев Fe имеет малую величину остаточной намагниченности, и достигает магнитного насыщения в гораздо больших по величине полях – $\sim 20 \text{ кЭ}$ (кривые 3).

Сверхрешетка Fe(21 Å)/Cr(14 Å) относится к неколлинеарным магнитным структурам, и отличается от рассмотренных выше как величиной поля насыщения, так и формой петли гистерезиса (кривые 2).

Полевые зависимости относительного магнитосопротивления рассмотренных выше сверхрешеток представлены на рисунке 4.15. Видно, что максимальная величина магниторезистивного эффекта наблюдается у сверхрешетки с антипараллельным упорядочением магнитных моментов соседних слоев Fe ($t_{Cr}=10$ Å), а наименьшая – у сверхрешетки с почти параллельным упорядочением слоев железа ($t_{Cr}=23$ Å). Таким образом, для исследованных наноструктур имеет место четко выраженная корреляция между кривыми намагничивания и полевыми зависимостями магнитосопротивления, зависящими, в свою очередь, от толщины слоя хрома. В частности, в изготовленных сверхрешетках исходная (при $H=0$) взаимная ориентация намагниченностей соседних слоев Fe с увеличением толщины слоев хрома изменялась от антипараллельной (при $t_{Cr}=10$ Å) к неколлинеарной (при $t_{Cr}=12.5-15$ Å) и далее к почти параллельной (при $t_{Cr}=19$ Å и 23 Å) взаимной ориентации. Приведем интервалы толщины слоев хрома (условные), соответствующие проявлению разных типов обменного взаимодействия: АФМ ($6 \text{ Å} \leq t_{Cr} \leq 12 \text{ Å}$), НК ($12 \text{ Å} < t_{Cr} < 18 \text{ Å}$) и ФМ ($18 \text{ Å} \leq t_{Cr} \leq 23 \text{ Å}$).

Спектры МРЭ сверхрешеток с переменной толщиной хрома представлены на рисунке 4.16. Немонотонная спектральная зависимость и положительный знак МРЭ в системе Fe/Cr обусловлены вкладом межзонных электронных переходов, играющих доминирующую роль в формировании оптических свойств ферромагнитного железа в ближней ИК-области. На рисунке 4.16 приведены графики МРЭ для сверхрешеток Fe(12 Å)/Cr(t_x , Å) с АФМ (кривая 1), НК (кривые 2,3) и ФМ (кривые 4,5) обменным взаимодействием, измеренные при $H \sim 9$ кЭ. Межслоевое обменное взаимодействие ФМ типа в системе Fe/Cr устанавливается при $t_{Cr} \sim 20$ Å. При этом должны отсутствовать ГМС и магниторефрактивный эффект. В наших сверхрешетках Fe(12 Å)/Cr(19 Å) и Fe(11 Å)/Cr(23 Å) малая величина магнитосопротивления (рисунок 4.15, кривая 1) и МРЭ (рисунок 4.16, кривые 4, 5) указывают на то, что в данных образцах в отсутствие поля устанавливается близкое к ФМ типу межслоевое обменное взаимодействие.

Целью исследований на данном этапе являлось определение параметров интерфейсного спин-зависящего рассеяния электронов проводимости: времен релаксации $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$, вероятностей рассеяния $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$ и коэффициента спиновой асимметрии $\gamma_{Fe/Cr(100)}$ при различных типах межслоевого обмена в сверхрешетках Fe/Cr.

Для случая АФМ обменного взаимодействия значение коэффициента спиновой асимметрии составляет $\gamma_{Fe/Cr(100)} = -0.59$ (рисунок 4.17). Эта величина находится в хорошем согласии с его теоретической оценкой $\gamma^{th} = -0.58$ [64], полученной в рамках первопринципных вычислений для

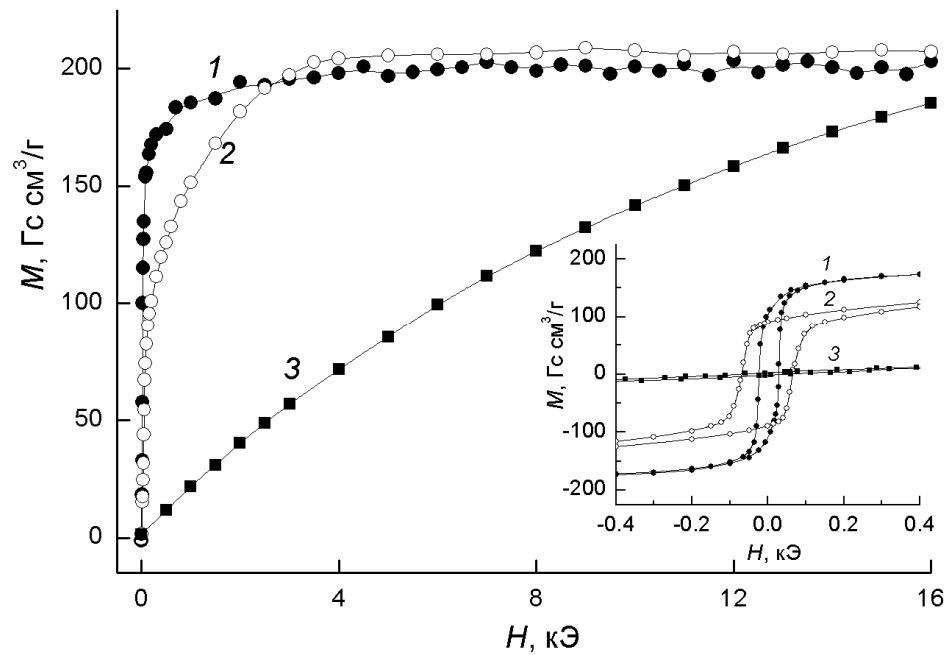


Рисунок 4.14 – Кривые намагничивания сверхрешеток Fe/Cr с различной толщиной слоев Cr, соответствующие разделению (условному) по типу обменного взаимодействия. 1 – Fe(11 Å)/Cr(23 Å) (ФМ), 2 – Fe(21 Å)/Cr(14 Å) (НК), 3 – Fe(10.6 Å)/Cr(10 Å) (АФМ). На вставке – соответствующие петли магнитного гистерезиса.

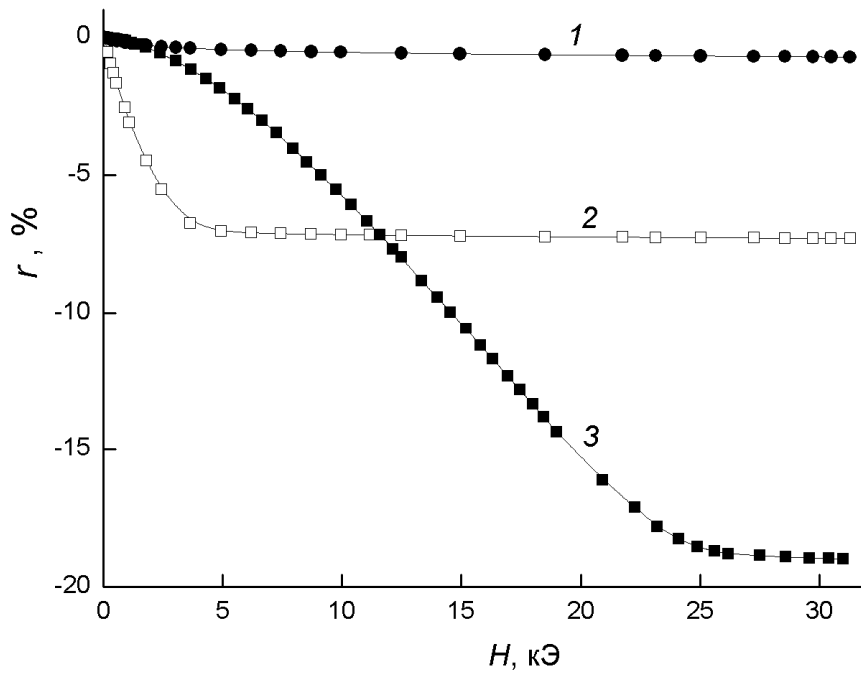


Рисунок 4.15 – Магнитосопротивление сверхрешеток Fe/Cr с различной толщиной слоев Cr. 1 – Fe(11 Å)/Cr(23 Å) (ФМ), 2 – Fe(21 Å)/Cr(14 Å) (НК), 3 – Fe(10.6 Å)/Cr(10 Å) (АФМ).

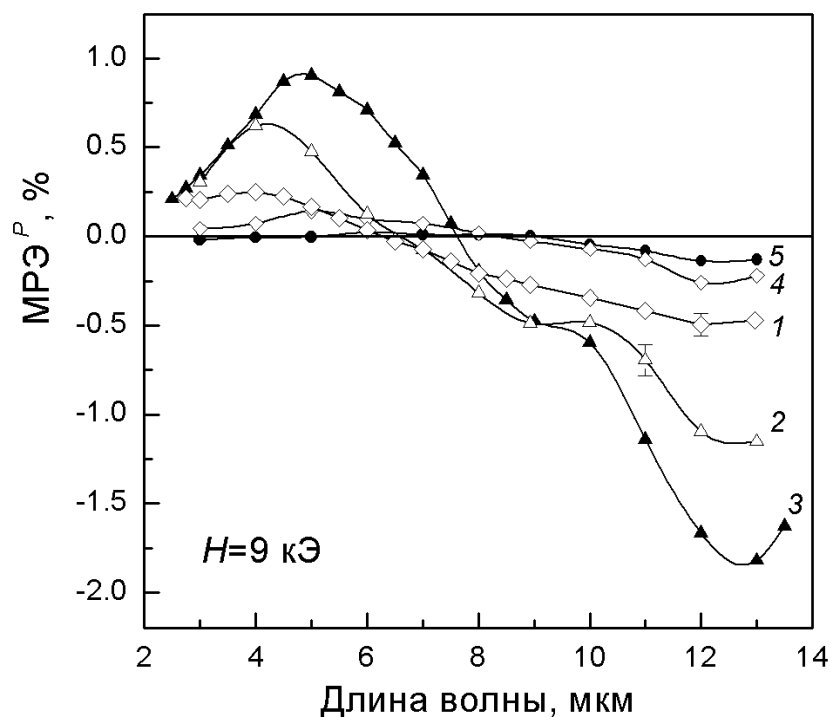


Рисунок 4.16 – Спектры МРЭ сверхрешеток $\text{Fe}(\sim 12 \text{ \AA})/\text{Cr}(t_x, \text{ \AA})$ при p -поляризации света и угле падения $\varphi=70^\circ$. 1 – $\text{Fe}(10.6 \text{ \AA})/(\text{Cr}10 \text{ \AA})$, 2 – $\text{Fe}13 \text{ \AA}/\text{Cr}12.5 \text{ \AA}$, 3 – $\text{Fe}(12 \text{ \AA})/(\text{Cr}15 \text{ \AA})$, 4 – $\text{Fe}(12 \text{ \AA})/\text{Cr}(19 \text{ \AA})$, 5 – $\text{Fe}(11 \text{ \AA})/\text{Cr}(23 \text{ \AA})$.

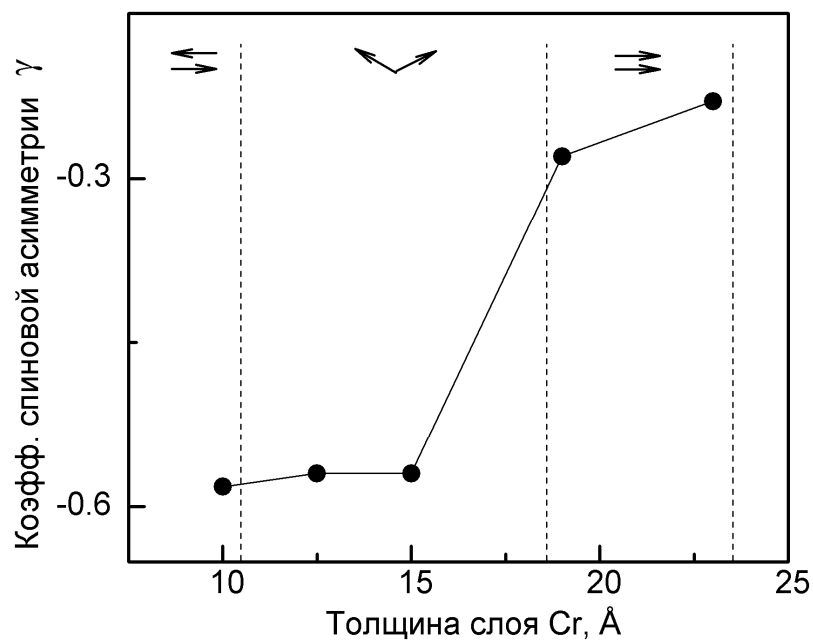


Рисунок 4.17 – Зависимость коэффициента спиновой асимметрии $\gamma_{\text{Fe}/\text{Cr}(100)}$ от толщины слоя Cr при различных типах межслоевого обмена в сверхрешетках Fe/Cr.

случая зеркального отражения электронов. Отрицательный знак γ указывает на преобладающую проводимость ($\downarrow$)-токового канала, и допускает следующее объяснение. Дисперсия энергетических зон $E(\mathbf{k})\downarrow$ железа качественно близка зонному спектру $E(\mathbf{k})$ парамагнитного хрома (см., например, [203,204]). Благодаря схожести топологии поверхности Ферми для Fe ($\downarrow$) и парамагнитного Cr, электроны со спином ($\downarrow$) могут относительно свободно проходить через интерфейс, испытывая лишь частичное отражение. Тогда как электроны со спином ($\uparrow$) будут почти полностью отражаться из-за большого отличия симметрии электронных состояний Fe ($\uparrow$) и Cr на интерфейсе. В реальных структурах из-за шероховатости интерфейсов необходимо также принимать во внимание диффузное рассеяние электронов проводимости. Расчеты интерфейсного сопротивления в многослойной структуре, выполненные в рамках полуклассического приближения Больцмана для СРР геометрии [205], показали, что наличие диффузного рассеяния электронов приводит к сближению значений проводимости в токовых каналах ($\downarrow$) и ($\uparrow$). Отметим также, что при толщинах слоев хрома 12.5–15 Å (НК область) коэффициент спиновой асимметрии рассеяния электронов $\gamma = -0.57$. В области ФМ обмена ($t_{Cr} = 18$ и 23 Å) параметр γ уменьшается в 2.5 раза.

На рисунке 4.18 представлена зависимость времени релаксации электронов проводимости на интерфейсе от толщины слоя хрома $\tau_i(t_{Cr})$ [206]. Там же приведены рассчитанные по формуле $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)} = \tau_i / (1 \mp \gamma \cdot m)$ при $m = m_0$ ($H = 0$) и $m = 1$ ($H = H_s$) значения времени релаксации электронов со спинами ($\uparrow$) и ($\downarrow$) на интерфейсе Fe/Cr(100). В области АФМ обменного взаимодействия при $m = 1$ (рисунок 4.18б) времена релаксации $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$ электронов проводимости существенно различаются между собой ($\tau_i^{\uparrow} = 1.13 \times 10^{-15}$ с, $\tau_i^{\downarrow} = 4.37 \times 10^{-15}$ с). С увеличением толщины слоя Cr до 23 Å (область ФМ межслоевого обмена) существенное изменение испытывает только параметр $\tau_i^{\downarrow}$, уменьшающийся в три раза, в то время как параметр $\tau_i^{\uparrow}$ меняется незначительно. Одной из причин наблюдаемой зависимости $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$ от толщины слоя хрома можно назвать размерное квантование поперечной компоненты квазиимпульса свободных электронов в слое хрома. Базовая идея о “тождественности” между периодом осцилляций межслоевого обменного взаимодействия и периодом квантовых осцилляций электронных свойств в многослойных наноструктурах обсуждалась в [207,208]. Существует мнение, что из-за малой длины волны де Бройля шероховатость интерфейсов может существенно ослаблять размерное квантование зарядовой волны в многослойных пленках. Тем не менее, в ряде работ (см., например, [209,210]) были получены экспериментальные доказательства проявления размерного квантования в магнитных и магнитооптических свойствах многослойных структур. В системе Fe/Cr нами также было обнаружено

осцилляционное поведение оптических и магнитооптических свойств при изменении толщины слоев Cr и Fe (см. главу 2, рисунки 2.41–2.43).

Перейдем к рассмотрению вероятности рассеяния электронов проводимости на интерфейсе Fe/Cr. Для оценки этого параметра мы использовали формулу $P_i^{\uparrow(\downarrow)} = t_i / (\tau_i^{\uparrow(\downarrow)} \cdot \langle v_F^{\uparrow(\downarrow)} \rangle)$, полученную в рамках квазиклассической кинетической теории. Средние скорости электронов $\langle v_F^{\downarrow} \rangle \approx 6.7 \cdot 10^7$ см/с и $\langle v_F^{\uparrow} \rangle \approx 10.8 \cdot 10^7$ см/с были определены из результатов фотоэмиссионного исследования с угловым разрешением зонного спектра Fe [200]. Полученные значения вероятностей рассеяния электронов проводимости на интерфейсе $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$ приведены на рисунке 4.19 при $m=m_0$ ($H=0$) и $m=1$ ($H=H_s$). Отметим, что различие в $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$ при $m=m_0=0$ ($H=0$) в области первого АФМ пика ($t_{Cr}=10$ Å) обусловлено различием в скоростях $\langle v_F^{\uparrow(\downarrow)} \rangle$, рисунок 4.19а. Отметим также, что в районе первого АФМ пика ($t_{Cr}=10$ Å) вероятности рассеяния электронов на интерфейсе имеют минимальные значения. С увеличением толщины слоя Cr их значения несколько возрастают. В области ФМ обменной связи при $t_{Cr}=18–23$ Å вероятности рассеяния электронов в двух токовых каналах на интерфейсах уравниваются в поле насыщения (рисунок 4.19б). Полученное нами при $m=1$ ($H=H_s$) для области АФМ межслоевого обмена ($t_{Cr}=10$ Å) отношение $(P_i^{\uparrow} / P_i^{\downarrow})^{exp} = 2.4$ оказалось близким к полученной из первопринципных расчетов величине $(P_i^{\uparrow} / P_i^{\downarrow})^{th} = 2.1$ (случай зеркального отражения электронов от интерфейса Fe/Cr(001)) [207], хотя теоретические оценки амплитуды обменного взаимодействия в указанной работе завышены.

4.2 Спин-зависящее рассеяние электронов проводимости в сверхрешетках Co/Cu

Среди магнитных металлических сверхрешеток система Co/Cu вызывает особый интерес из-за большой величины ГМС при комнатной температуре [9,58,211–215]. Осцилляции непрямого обменного взаимодействия и магнитосопротивления наблюдаются в сверхрешетках Co/Cu(t_x) [9,211,214]. Теоретический анализ, базирующийся на RKKY-схеме обменного взаимодействия, адаптированной к плоскостной геометрии, соотносит период осцилляций обменного взаимодействия с размерами и топологией ферми-поверхности немагнитного слоя [15,17,216]. Фотоэмиссионные исследования, выполненные на структурах Co/Cu(t_x) [217–219], выявили наличие осцилляций плотности электронных состояний на уровне Ферми (E_F) в меди (т.е. состояний квантовых ям – QWS), обусловленных квантованием поперечной компоненты

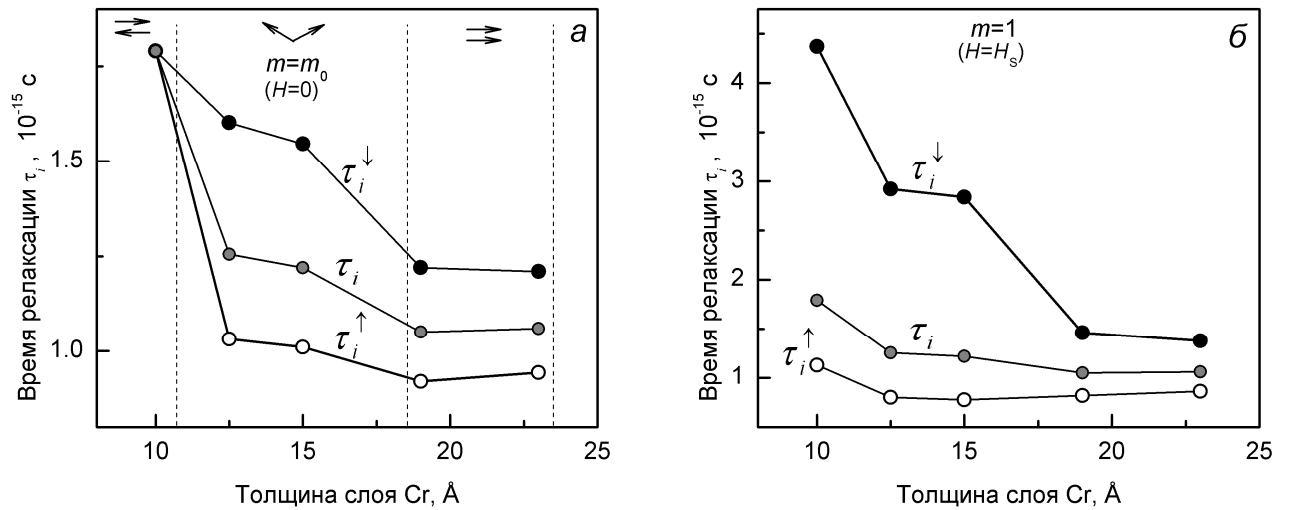


Рисунок 4.18 – Зависимость времени релаксации τ_i и $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$ электронов проводимости на интерфейсе от толщины слоя Cr при различной величине относительной намагниченности m сверхрешетки. (а) $m=m_0$ ($H=0$), (б) $m=1$ ($H=H_s$).

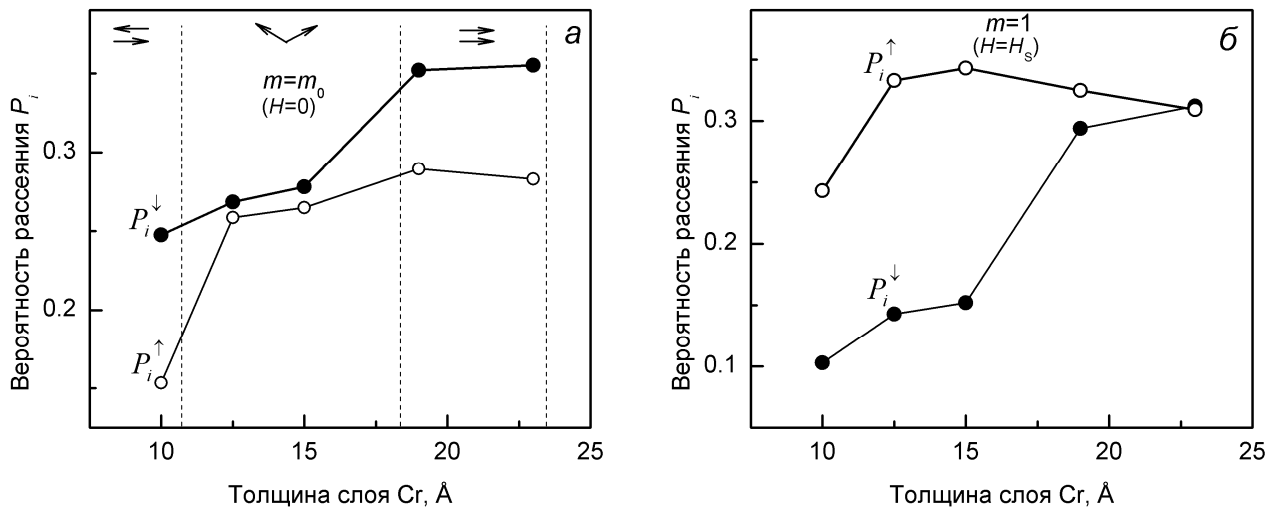


Рисунок 4.19 – Зависимость вероятности интерфейсного рассеяния электронов проводимости $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$ от толщины слоя Cr в сверхрешетках Fe/Cr при различной величине относительной намагниченности m сверхрешетки. (а) $m=m_0$ ($H=0$), (б) $m=1$ ($H=H_s$).

квазиимпульса свободных электронов k_z по толщине слоя Cu. Там же обсуждалась связь QWS-состояний с осцилляциями непрямого обменного взаимодействия в системе Co/Cu. Считается установленным, что микроскопическая природа ГМС в магнитных металлических сверхрешетках обусловлена спин-зависящим рассеянием электронов проводимости в объеме ферромагнитных слоев, и на интерфейсах, с преобладающим вкладом последнего. Теоретически влияние особенностей электронной структуры на величину ГМС в Co/Cu изучалось в работах [59,60]. В частности, было показано, что реалистичное описание эффектов ГМС, формирующихся в многослойных структурах Co/Cu в CIP- и CPP-геометриях опыта, достигается при учете: спиновой поляризации ГЦК-Co, ($s,p-d$)-гибридизации электронных состояний, и вклада d -электронов в проводимость σ на E_F . Имеются числовые оценки коэффициента спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе Co/Cu. Они были получены на основе теоретических вычислений вероятностей прохождения электронов через интерфейс [64], а также из измерений магнитосопротивления в CPP-геометрии при нано- и микрометровой толщинах слоев кобальта и меди [61,62].

В настоящем разделе будут рассмотрены ИК-спектры магнитоотражения сверхрешеток Co/Cu. Ставилась задача определения (как и в разделе 4.1) следующих параметров интерфейсного спин-зависящего рассеяния электронов проводимости в металлических магнитных сверхрешетках Co/Cu(t_x):

- времени релаксации $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$;
- вероятности рассеяния $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$;
- коэффициента спиновой асимметрии рассеяния $\gamma_{Co/Cu}$.

Мы использовали теорию магниторефрактивного эффекта, разработанную J.C. Jacquet and T. Valet для многослойных структур, обладающих эффектом ГМС [8] (см. раздел 1.3). Особенностью данной модели является описание изменений оптических свойств многослойной среды под влиянием внешнего магнитного поля посредством тех же параметров электронов, которыми описываются магниторезистивные свойства сверхрешеток в модели T.Valet and A.Fert [52]. Полученные результаты рассмотрены во взаимосвязи с электронной структурой Co/Cu.

Исследованные нами образцы сверхрешеток Co/Cu были изготовлены способом магнетронного напыления в режиме постоянного тока на подложках из стекла (Corning) в установке MPS 4000 C6 (Ulvac) при комнатной температуре в атмосфере аргона высокой чистоты. Давление остаточных газов в распылительной камере составляло 10^{-7} Па. Поверхность подложек предварительно очищалась обратным распылением в режиме переменного тока. Скорости напыления составляли соответственно 30, 25, 33 и 65 Å/мин для мишеней из Co, Fe, Cr и Cu. В результате, в нашем распоряжении были следующие многослойные наноструктуры:

- (1) – glass/Fe(50 Å)/[Co(15 Å)/Cu(t_x , Å)]₁₀/Cr(20 Å), $t_{Cu}=(8.25-27)$ Å – серия «А»;
- (2) – glass/Fe(50 Å)/[Co(15 Å)/Cu(9.75 Å)]₁₀/Cr(20 Å) – образец «Б»;
- (3) – glass/Fe(50 Å)/[Co(15 Å)/Cu(9.0 Å)]₃₀/Cr(20 Å) – образец «В».

Структурные характеристики образцов изучались на дифрактометре ДРОН-3М в $Co K_\alpha$ -излучении с Si пластинкой в качестве монохроматора на входном пучке. На рисунке 4.20 показаны рентгенограммы в больших углах для мультислоев [Co(15Å)/Cu(t_{Cu})]₁₀. Все образцы имели ГЦК поликристаллическую структуру. Брэгговских пиков не наблюдалось при толщинах слоев меди вблизи первого антиферромагнитного максимума обменного взаимодействия.

Брэгговский совмещенный пик при $2\theta=51.15^\circ$ для ГЦК (111) CoFe и Cu наблюдался только для образцов с толщинами слоев меди, соответствующими второму антиферромагнитному максимуму обменного взаимодействия. Для подтверждения наличия текстуры $\langle 111 \rangle$ была использована методика качания кривой (ω -сканирование). Величина полной ширины на полувысоте максимума (FWHM) кривой качания использовалась для оценки совершенства текстуры. Большие величины FWHM соответствуют меньшему текстурному совершенству. Кривые качания подгонялись гауссианой. Для образцов с толщинами слоев меди $t_{Cu}=21.75$ Å, 23.75 Å и 27 Å величины FWHM составляли соответственно $\omega=53.1^\circ$, 23.9° и 20.7° . При увеличении толщины слоев меди в мультислоях [Co(15 Å)/Cu(t_{Cu})]₁₀ наблюдается возникновение текстуры $\langle 111 \rangle$ и рост ее совершенства.

Измерение эффективных показателей преломления n^{eff} и поглощения k^{eff} было выполнено эллипсометрическим методом Битти [220] при длинах волн $\lambda=0.3-13$ мкм для образцов [Co(15 Å)/Cu(9 Å)]₃₀ и [Co(15 Å)/Cu(23.75 Å)]₁₀. В исследованной области спектра для этих образцов справедливо соотношение $\delta \leq L$ (где δ – глубина проникновения световой волны, L – суммарная толщина слоистой среды).

Магнитосопротивление измерялось по стандартной четырехконтактной схеме в постоянном магнитном поле напряженностью до 32 кЭ, приложенном в плоскости пленки (CIP-геометрия). Величина магниторезистивного эффекта (относительное магнитосопротивление) определялась как $r(H)=(\rho(H)-\rho(0))/\rho(H)$, где $\rho(H)$ соответствует электросопротивлению в поле H , а $\rho(0)=\rho(H=0)$.

Измерения МРЭ были выполнены на Фурье-спектрометре Frontier с оптической приставкой VeeMax 2 в диапазоне длин волн $\lambda=1.2-28$ мкм, в режиме постоянного магнитного поля H , при p -поляризации световой волны, и угле падения света $\varphi=70^\circ$. Величина эффекта определялась из выражения $r^{MRE}(H)=(R(0)-R(H))/R(0)$, где $R(0)$ и $R(H)$ – коэффициенты отражения света от образца в исходном состоянии ($H=0$), и во внешнем магнитном поле H , соответственно.

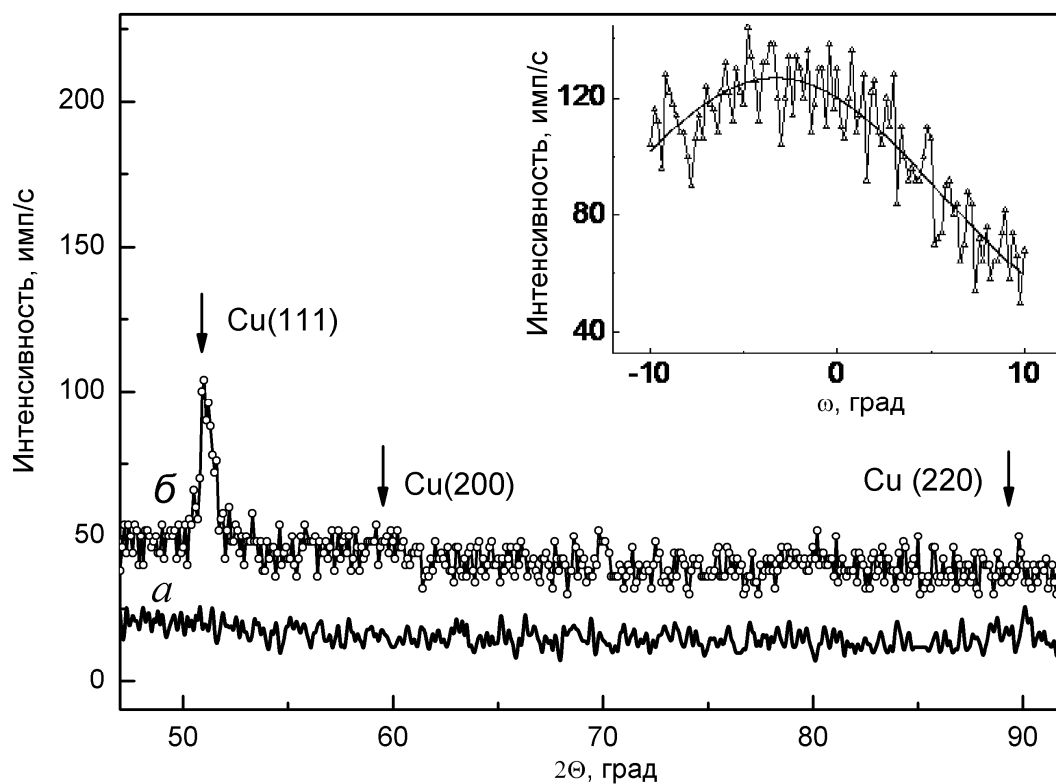


Рисунок 4.20 – Высокоугловая рентгеновская дифракция на образцах $\text{Fe}(50 \text{ \AA})/[\text{Co}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(t_{Cu}, \text{ \AA})]_{10}/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$: $t_{Cu} = 9.8 \text{ \AA}$ (a); $t_{Cu} = 27 \text{ \AA}$ (б). На вставке показана кривая качания (ω -скан) для образца с толщиной слоя меди $t_{Cu} = 27 \text{ \AA}$.

Напряженность магнитного поля изменялась от 0 до 9 кЭ. Суммарное количество сканов составляло несколько тысяч при каждом значении $R(0)$ и $R(H)$. Обработка измерений проводилась на участке спектра 2.5–22.5 мкм.

4.2.1 Определение параметров рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Co/Cu

Здесь, как и в случае сверхрешеток Fe/Cr, мы рассмотрим ряд параметров и обсудим обстоятельства, позволяющие нам воспользоваться теорией J.C.Jacquet and T.Valet [8] для определения параметров рассеяния электронов проводимости из спектров МРЭ в сверхрешетках Co/Cu.

Оптические свойства и электронные характеристики сверхрешеток Co/Cu

На рисунке 4.21 представлены кривые эффективной оптической проводимости $\sigma^{eff}(\omega) = n^{eff} k^{eff} \omega / 4\pi$. Действительная $\varepsilon_1^{eff}(\lambda)$ (где λ – длина световой волны) и мнимая $\varepsilon_2^{eff}(\lambda)$ части комплексной эффективной диэлектрической проницаемости представлены на рисунке 4.22. Вклад межзонного поглощения в оптическую проводимость становится заметным при энергиях фотона $\hbar\omega > 0.3$ эВ, и проявляется в формировании пика «А» и протяженной полосы. Согласно первопринципным расчетам [196], межзонные переходы ($d,p-p,d$)-типа в объемном ГЦК-Со начинаются на ИК частотах в системе зон ($\downarrow$). Однако энергия фотона $\hbar\omega = 0.3$ эВ (рисунок 4.21) не является низкоэнергетическим порогом межзонного поглощения в Со. Теоретические расчеты оптической проводимости ГЦК-Со [78], выполненные ЛМТО методом (метод линеаризованных «маффин-тин» орбиталей), предсказывают формирование дополнительной полосы межзонного поглощения на участке спектра 0.15–0.32 эВ (8.2–3.8 мкм). Причиной этого является гибридизация зон с противоположным направлением спинов в условиях спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости. На кривых оптической проводимости $\sigma(\omega)$ (рисунок 4.21) низкоэнергетическое межзонное поглощение маскируется друдевским вкладом. С увеличением толщины слоя меди до $t_{Cu} = 23.75$ Å (кривая 2) оптическая проводимость существенно возрастает, при этом становится заметным край межзонного поглощения в Си при энергии фотона $\hbar\omega = 2.1$ эВ. Доминирующий вклад внутризонного поглощения в формирование диэлектрических функций ε_1 и ε_2 с ростом длины волны λ продемонстрирован на рисунке 4.22. Из анализа частотной зависимости диэлектрических функций можно оценить основные параметры электронов проводимости – эффективную плазменную частоту ω_p и эффективное

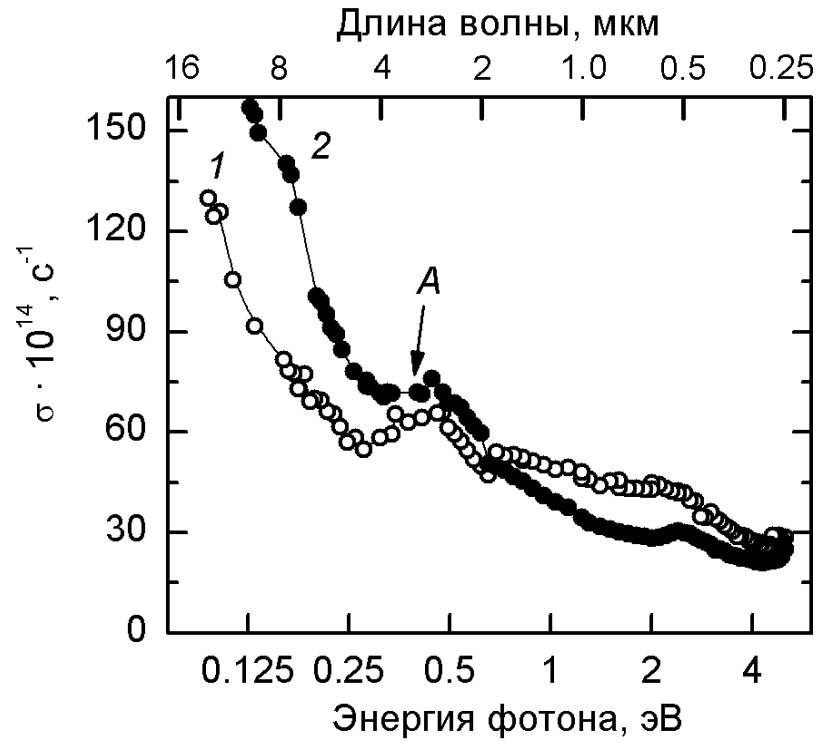


Рисунок 4.21 – Спектры оптической проводимости мультислойных структур Co/Cu: 1 – $[\text{Co}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(9.0 \text{ \AA})]_{30}$, 2 – $[\text{Co}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(23.75 \text{ \AA})]_{10}$. Низкоэнергетическая полоса обозначена символом «A».

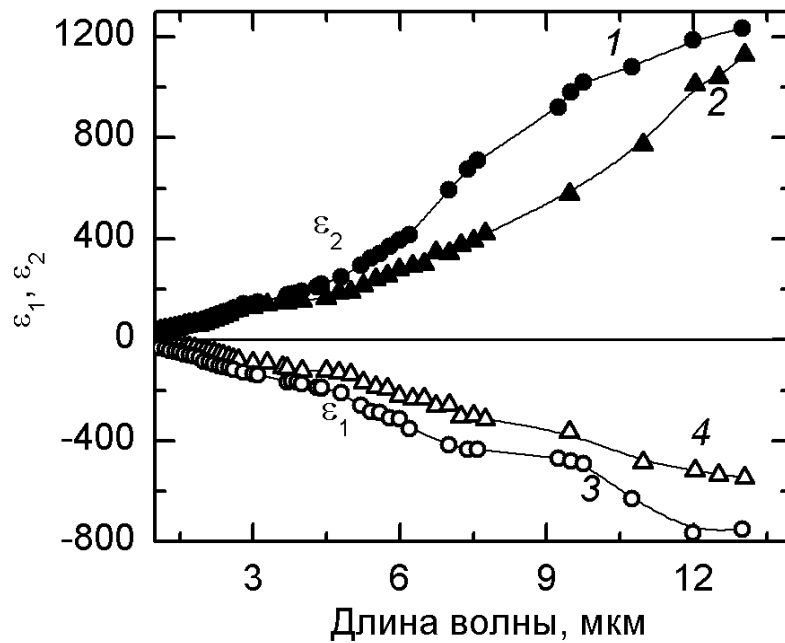


Рисунок 4.22 – Действительная ε_1 и мнимая ε_2 части комплексной диэлектрической проницаемости: 1, 3 – $[\text{Co}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(23.75 \text{ \AA})]_{10}$; 2, 4 – $[\text{Co}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(9.0 \text{ \AA})]_{30}$.

время релаксации τ_{opt}^{eff} , как это мы делали ранее. Полученные для двух образцов значения электронных параметров приведены в таблице 4.4. Здесь N^{eff} – эффективная концентрация электронов проводимости, определенная из выражения $(\omega_p)^2 = 4\pi N^{eff} e^2 / m_0$ (где e и m_0 – соответственно заряд и масса свободного электрона). Обращаем внимание на увеличение плазменной частоты, и концентрации свободных электронов в Co/Cu(t_x) с ростом толщины слоя Cu. Полученные оптические данные будут использованы при моделировании спектров МРЭ исследуемых многослойных структур для определения параметров рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Co/Cu.

Спектры МРЭ в сверхрешетках Co/Cu

Спектры МРЭ системы Co/Cu(t_x) при p -поляризации падающей световой волны представлены на рисунке 4.23. Отметим, что с ростом толщины слоя меди максимальная величина эффекта МРЭ^{max} и ее спектральное положение изменяются немонотонно. Положительный знак эффекта при длинах волн $\lambda < 8$ мкм обусловлен вкладом межзонного поглощения в слоях ферромагнитного ГЦК-Co в реальную часть оптической проводимости $\text{Re}\sigma$ мультислойной структуры. В теоретическом плане вопрос о влиянии межзонного возбуждения электронов на спектры МРЭ мультислойных пленок Co/Cu обсуждался в работе [178].

На рисунке 4.24 приведено сравнение зависимостей МРЭ и МС от толщины слоя меди в исследованных структурах Co/Cu(t_x) в полях насыщения H_s . При построении кривой МРЭ(t_{Cu}) использовали максимальные (по абсолютной величине) значения МРЭ в пределах диапазона длин волн $\lambda = 8\text{--}22$ мкм. Сравнение значений МС и МРЭ показывает, что их зависимости от толщины слоя меди на участке $t_{Cu} = 8\text{--}27$ Å схожи между собой. Максимальные значения МС и МРЭ приходятся на области первых двух максимумов межслоевого антиферромагнитного обменного взаимодействия, в данном случае, $t_{Cu} = 9\text{--}10$ Å и $t_{Cu} = 22\text{--}24$ Å. Их минимальные значения при толщинах слоев меди $t_{Cu} = 16\text{--}18$ Å находятся на участке межслоевой обменной связи ферромагнитного типа. Период осцилляций обеих функций составляет ~ 12.7 Å. На рисунке 4.24 приведены также данные измерений МРЭ и МС для образца «Б» с наибольшими значениями МС (–50%) и МРЭ (–7.25%).

Моделирование спектров МРЭ

При проведении моделирования были приняты во внимание следующие соображения. Слои кобальта имеют ГЦК структуру из-за своей малой толщины, и непосредственного контакта с ГЦК слоями меди. Постоянные ГЦК решеток Co (в пленке) и Cu близки (~ 3.61 Å), поэтому вклады в интерфейсный слой от слоев Co и Cu предполагались равными. Крайне низкая взаимная растворимость компонентов системы кобальт-медь позволяет получать хорошо разграниченные слои. Исходя из этого, толщина интерфейсного слоя была выбрана нами равной двум

Таблица 4.4 – Параметры электронов проводимости, полученные методом оптической эллипсометрии: плазменная частота $\hbar\omega_p$, эффективная концентрация N^{eff} , и эффективное время релаксации τ_{eff}^{opt} .

$t_{Cu}, \text{\AA}$	$\hbar\omega_p, \text{эВ}$	$N^{eff}, 10^{28} \text{ м}^{-3}$	$\tau_{opt}^{eff}, 10^{-15} \text{ с}$
9.0	3.02	0.67	9.0
23.75	3.37	0.83	9.3

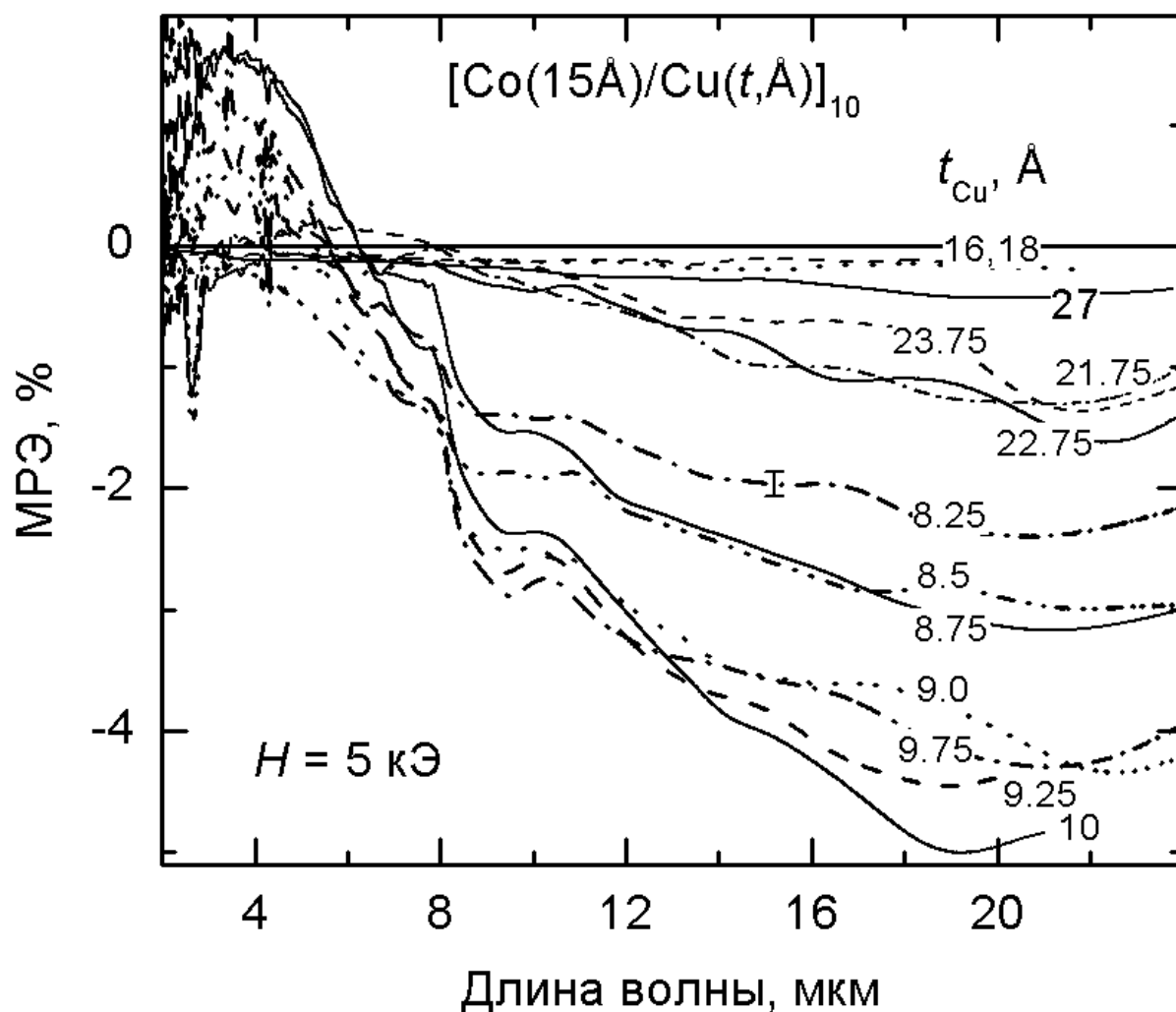


Рисунок 4.23 – Экспериментальные ИК спектры МРЭ при p -поляризации падающей электромагнитной волны. Номинальные толщины слоев меди в ангстремах обозначены числами на кривых. Вертикальным отрезком указана ошибка измерения.

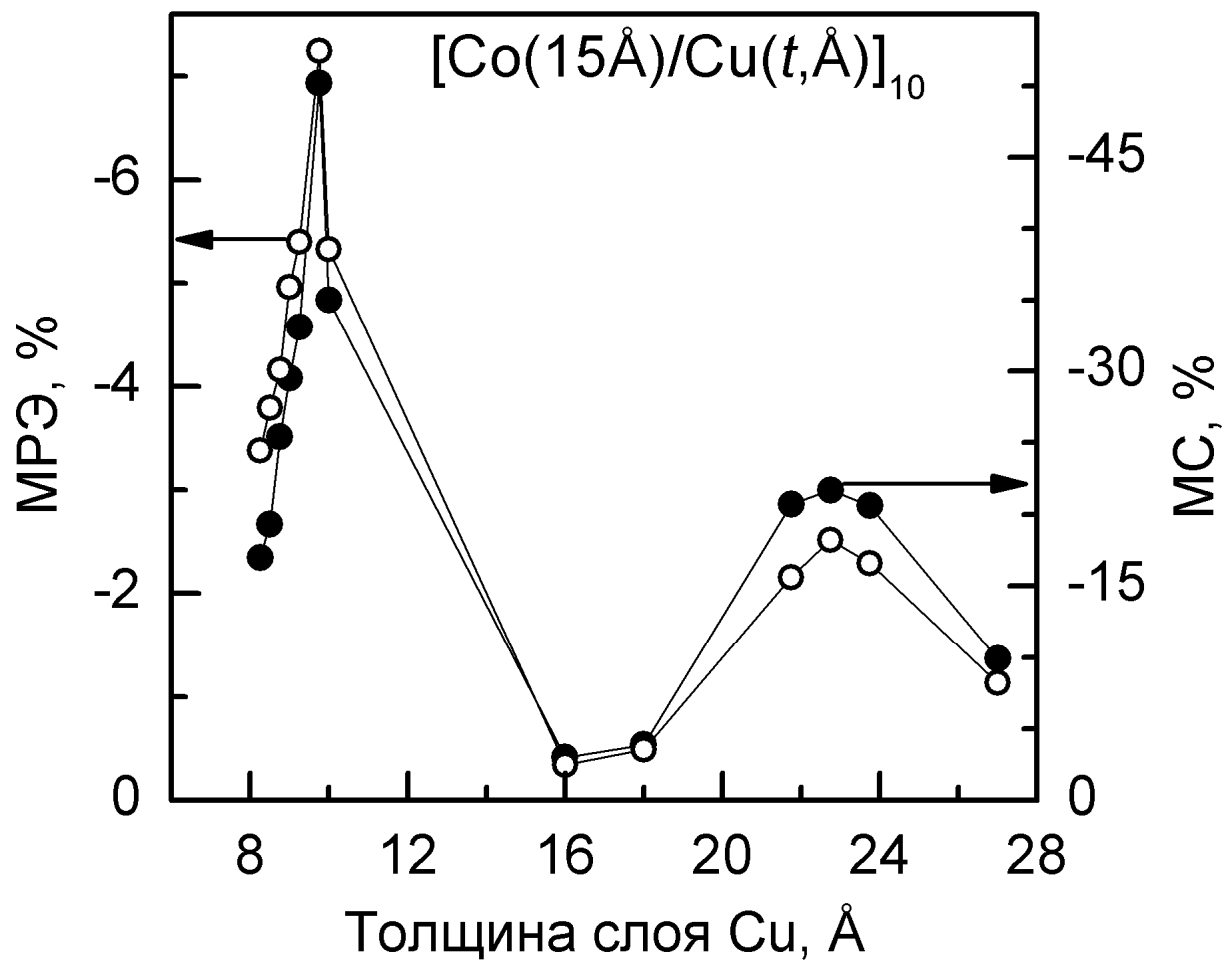


Рисунок 4.24 – Магниторефрактивный и магниторезистивный эффекты в зависимости от толщины слоев меди.

монослоям, по одному монослою от каждого из компонентов (Со и Си в равной пропорции). Моделирование заключалось в вычислении по формулам Френеля изменения интенсивности отраженной образцом световой волны при приложении магнитного поля H . В расчете использовалось выражение (1.45) для функции модифицированной диэлектрической проницаемости друдевского типа ε_{sal} [8]. Опишем выбор числовых значений параметров, входящих в выражение для ε_{sal} применительно к системе сверхрешеток Со/Си. Эффективные плазменные частоты электронов проводимости ω_p были взяты из эллипсометрических измерений на мультислойных пленках Со/Си (таблица 4.4). Значения $\omega_p=3.02$ эВ ($t_{Cu}=9$ Å) и $\omega_p=3.37$ эВ ($t_{Cu}=23.75$ Å) использовались в расчетах соответственно на участках толщин слоев меди $t_{Cu}=8-18$ Å и $t_{Cu}=20-27$ Å. Величины относительной намагниченности магнитных слоев m ($m = M/M_s$, M_s – намагниченность насыщения) брались из магниторезистивных измерений ($m^2 = (r/r_s)$, где r_s – величина магнитосопротивления в поле насыщения H_s). Среднее время релаксации электронов проводимости в нулевом поле τ_{sal} , и константа средней спиновой асимметрии β_{sal} получены в пределе самоусреднения вероятностей рассеяния электронов проводимости [8,50] по периоду мультислойной структуры $T = t_{Co} + t_{Cu} + 2 \times t_i$ (где t_i – ширина интерфейсного слоя) и могут быть представлены как в [51]:

$$(\tau_{sal})^{-1} = 2 \cdot c_i / \tau_i + c_{Co} / \tau_{Co} + (1 - 2 \cdot c_i - c_{Co}) / \tau_{Cu};$$

$$\beta_{sal} = \tau_{sal} \times (\gamma \cdot 2 \cdot c_i / \tau_i + \beta \cdot c_{Co} / \tau_{Co}).$$

Здесь доли объемных фракций кобальта, c_{Co} , и интерфейса, c_i , рассчитывались исходя из номинальных толщин слоев кобальта и меди. При этом использовался факт минимальной толщины интерфейсного слоя из-за несмешиваемости компонентов при учете равных вкладов слоев кобальта и меди в интерфейсный слой. Параметры τ_i , τ_{Co} и τ_{Cu} – времена релаксации электронов проводимости на интерфейсе, и в слоях Со и Си соответственно; γ и β – коэффициенты спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе Со/Си и в слое кобальта. Коэффициенты спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсах Со/Си и Си/Со полагались равными. Для времен релаксации электронов проводимости в слоях кобальта и меди использовались значения $\tau_{Co} = 1.2 \times 10^{-14}$ с и $\tau_{Cu} = 2.0 \times 10^{-14}$ с (где параметр τ_{Cu} вычислен по эллипсометрическим данным [221]). Отношение спин-поляризованных плотностей электронных состояний на уровне Ферми в ГЦК-Со $(n_F^\uparrow / n_F^\downarrow)_{Co}$ можно оценить как ~ 0.2 [222], мы использовали это значение для оценки параметра β , $\beta=0.67$. Таким образом, задача численного моделирования спектров МРЭ свелась к определению двух параметров, γ и τ_i . В [126] было показано, что спектральное положение максимума МРЭ в основном контролируется временем релаксации τ_i , а амплитуда эффекта – величинами

γ и τ_i . Поэтому величина и спектральное положение максимума магниторефрактивного эффекта являются критическими экспериментально определяемыми параметрами в этой процедуре.

Подгонка измеренных спектров расчетными кривыми МРЭ была выполнена вручную с использованием метода покоординатного спуска. Критерием качества подгонки γ и τ_i служило получение амплитуды и спектрального положения рассчитанного максимума МРЭ в области значений, ограниченных сегментами $(MP\mathcal{E}_{\max}^{\text{exp}} \pm 0.1)\%$, и $(\lambda_{\max}^{\text{exp}} \pm 0.5)$ мкм. На рисунке 4.25 приведены погрешности определения γ и τ_i в нашей процедуре подгонки в виде контурных графиков. На рисунке 4.26 представлен спектр МРЭ мультислойной структуры $[\text{Co}15 \text{ \AA}/\text{Cu}9.75 \text{ \AA}]_{10}$ (образец *Б*) вместе с расчетной кривой, полученной описанным выше способом. Видно, что при коротких длинах волн вклад в МРЭ от свободных носителей стремится к нулю, и постепенно нарастает с увеличением λ . Расхождение между экспериментальной (1) и рассчитанной в модели свободных электронов (2) кривыми характеризует межзонный вклад в магниторефрактивный отклик (3). Для других образцов соответствие между модельной и экспериментальной кривыми МРЭ аналогичное.

Вероятность рассеяния электронов P при прохождении одного периода сверхрешетки $T = t_{Co} + t_{Cu} + 2t_i$ определяется эффективной скоростью релаксации электронов проводимости τ_{sal}^{-1} , $\tau_{sal}^{-1} = \langle v_F \rangle P / T$ (где $\langle v_F \rangle$ - средняя скорость электрона на поверхности Ферми). Значения спин-независящего времени релаксации электронов проводимости τ_{sal} , полученные на основе моделирования спектров МРЭ, приведены на рисунке 4.27. Видно, что на участке толщин меди 8–27 Å функция $\tau_{sal}(t_{Cu})$, характеризующая поведение усредненного по периоду сверхрешеток $\text{Co}/\text{Cu}(t_x)$ времени релаксации электронов проводимости в нулевом внешнем поле H , имеет два резких максимума. Такое поведение параметра τ_{sal} указывает на сложный характер рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках $\text{Co}/\text{Cu}(t_x)$, обусловленный электронной структурой Co и Cu , и свидетельствует о связи с квантовыми осцилляциями плотности электронных состояний на E_F в слое меди с увеличением его толщины. Отметим, что расхождение величин параметра τ_{sal} на рисунке 4.27 с величинами τ_{opt} , полученными из эллипсометрических измерений, не превышает 22%.

Далее мы обсудим фундаментальные характеристики рассеяния электронов проводимости системы $\text{Co}/\text{Cu}(t_x)$, полученные из моделирования спектров МРЭ.

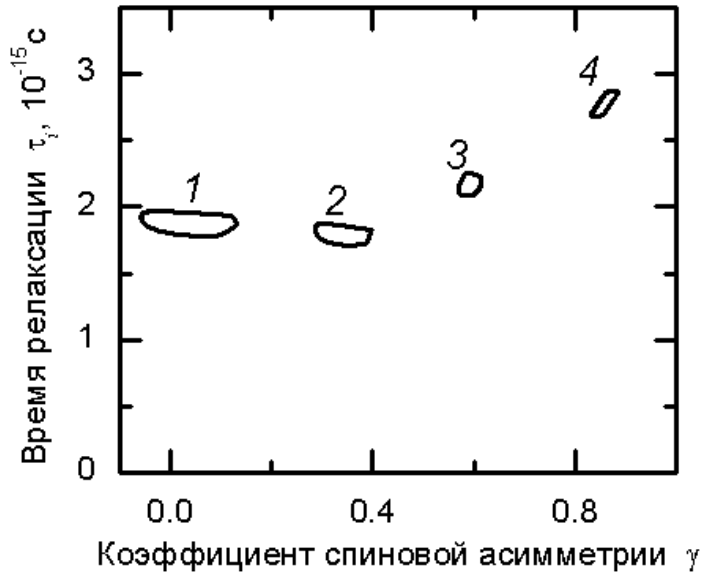


Рисунок 4.25 – Контурные отклонения спектральных положений и амплитуд рассчитанных максимумов МРЭ, как функций времени релаксации τ_i , и коэффициента спиновой асимметрии γ . t_{Cu} , Å: 1 – 16, 2 – 27, 3 – 22.75. 4 – образец «Б». Контурная линия выделяет область значений (τ_i, γ) , соответствующую отклонениям $MPЭ_{\text{max}}^{\text{calc}}$ в пределах $\{(\lambda_{\text{max}}^{\text{exp}} \pm 0.5) \text{ мкм}, (MPЭ_{\text{max}}^{\text{exp}} \pm 0.1) \%\}$.

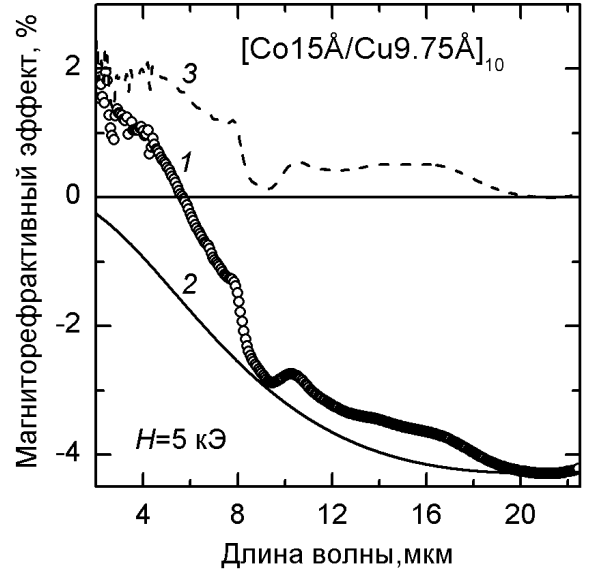


Рисунок 4.26 – Спектры МРЭ образца «Б»: 1 – экспериментальный спектр; 2 – расчетный спектр; 3 – межзонный вклад в МРЭ. Параметры расчета: $\hbar\omega_p=3.02$ эВ; $m=0.778$; $\tau_{\text{sal}}=6.38 \cdot 10^{-15}$ с; $\beta_{\text{sal}}=0.745$.

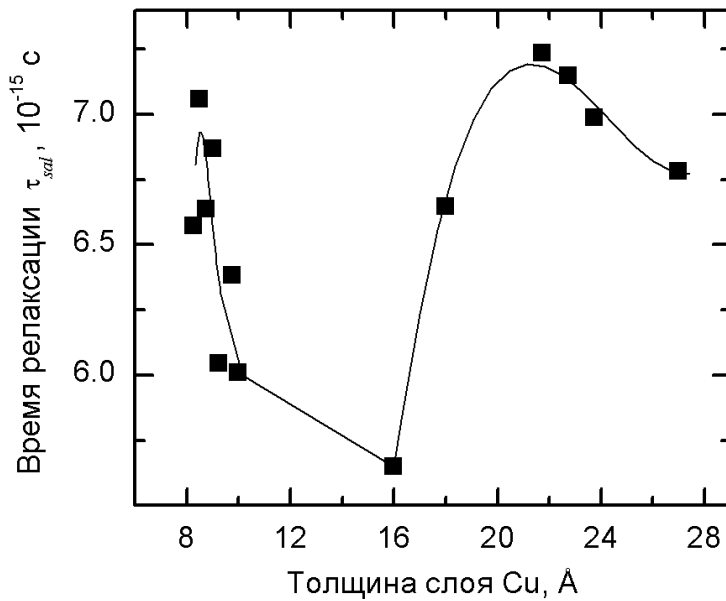


Рисунок 4.27 – Зависимость эффективного времени релаксации τ_{sal} от толщины слоя меди в бислое.

4.2.2 Параметры интерфейсного рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Co/Cu с переменной толщиной слоя меди

Рассмотрим зависимость коэффициента асимметрии рассеяния электронов проводимости γ от толщины слоя меди, полученную нами из анализа спектров МРЭ в модели JV (рисунок 4.28). Видно, что с ростом толщины слоя меди, на кривой $\gamma(t_{Cu})$ формируются при $t_{Cu}=9-10 \text{ \AA}$, и при $22-24 \text{ \AA}$ два осцилляционных пика с амплитудой 0.6–0.7, соответствующие первым двум пикам антиферромагнитного межслоевого обменного взаимодействия. В области ферромагнитного обменного взаимодействия ($t_{Cu}=16-18 \text{ \AA}$) значения γ резко снижаются до 0.1. В образце «Б», с максимальной величиной магнитосопротивления 50% в области первого пика АФМ обменной связи, коэффициент асимметрии рассеяния электронов достигает значения $\gamma_{Co/Cu} = 0.86$. Период осцилляционной зависимости функции $\gamma(t_{Cu})$ составляет $\Lambda \sim 12.7 \text{ \AA}$. Этот результат аналогичен периоду осцилляций МРЭ и ГМС с толщиной слоя меди, наблюдаемых в этих образцах в поле насыщения H_s (рисунок 4.24), а также периоду осцилляций силы АФМ косвенного обменного взаимодействия в мультислоях Co/Cu: $\Lambda=10-13 \text{ \AA}$ [9,211,214].

Известно, что в ферромагнитном ГЦК-Co энергетические зоны $E(\mathbf{k})3d^{\uparrow}$ и $E(\mathbf{k})3d^{\downarrow}$ смещены относительно друг друга на энергию $E \sim 1.5 \text{ эВ}$ вследствие обменного взаимодействия. В результате этого уровень Ферми E_F проходит выше вершины $3d^{\uparrow}$ -зоны, и пересекает $3d^{\downarrow}$ -зону в ее средней части. Разница в заселенности электронных состояний со спинами ($\uparrow$) и ($\downarrow$) приводит к существенному отличию топологии их ферми-поверхностей и величин проводимостей $\sigma_F^{\uparrow(\downarrow)}$. Теоретически показано, что s, p -электроны вносят основной вклад в $\sigma_{Co}^{\uparrow}$ проводимость ($\sim 80\%$ [59,60]), в то время как в формировании $\sigma_{Co}^{\downarrow}$ проводимости основную роль играют d -электроны, гибридные с s, p -электронами. Считается, что из-за близкой схожести дисперсии энергетических зон $E(\mathbf{k}) Co^{\uparrow}$ с зонами $E(\mathbf{k}) Cu$, электроны со спином ($\uparrow$) могут относительно свободно проходить через интерфейс, испытывая лишь частичное отражение, в то время как электроны со спином ($\downarrow$) испытывают на интерфейсах значительное рассеяние ввиду большого отличия симметрии электронных состояний $E(\mathbf{k}) Co^{\downarrow}$ и $E(\mathbf{k}) Cu$. Первопринципные расчеты коэффициента спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости для случая зеркального отражения, учитывающего лишь электронную структуру контактирующих металлов, дают результаты, достаточно близкие к полученным нами из спектров МРЭ: $\gamma_{Co/Cu(111)}^{th} = 0.64$ и $\gamma_{Co/Cu(100)}^{th} = 0.76$ [64].

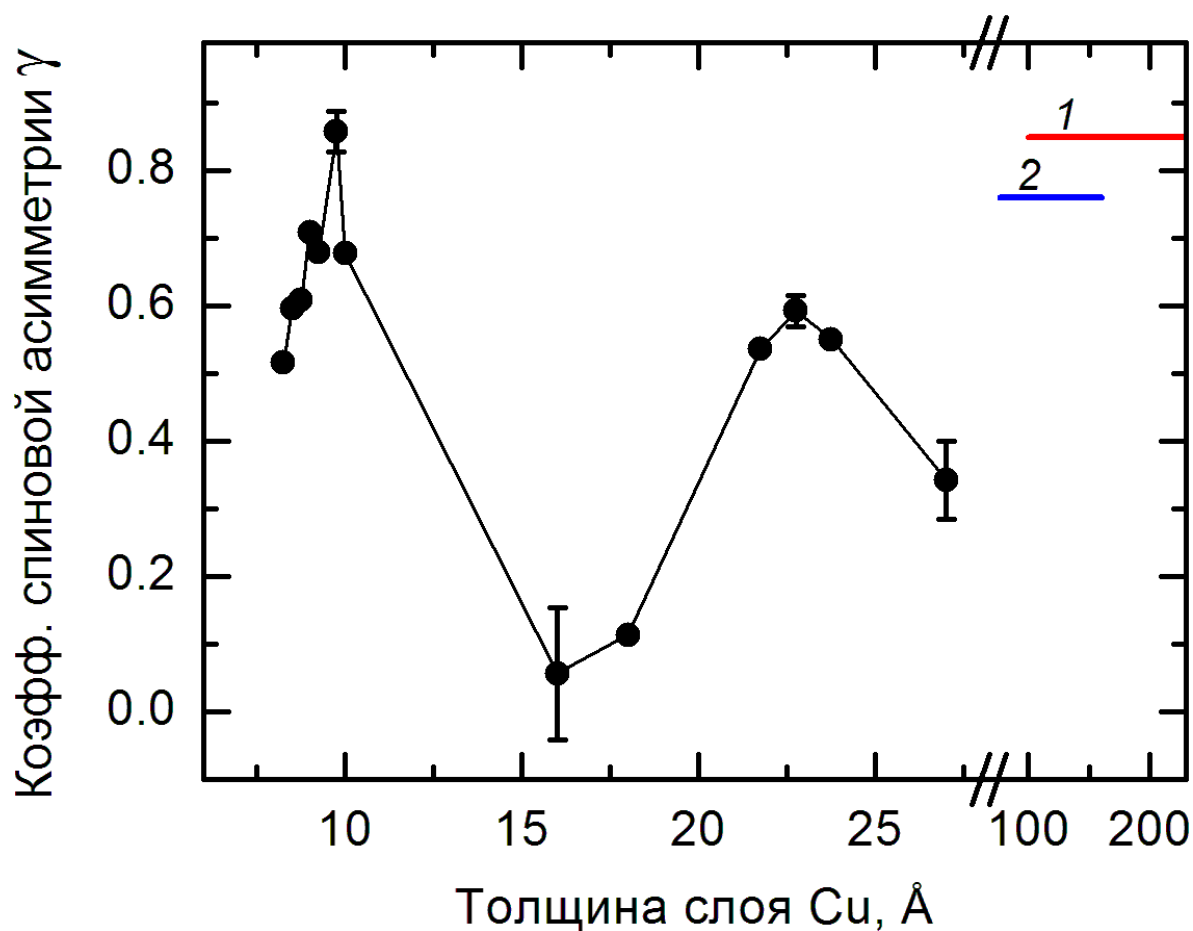


Рисунок 4.28 – Зависимость коэффициента асимметрии спин-зависящего рассеяния электронов проводимости γ от толщины слоя меди в бислое. Значения γ , полученные из CPP-MR, указаны горизонтальными отрезками: 1 – в нанопроволоках [62], 2 – в сверхрешетках [61]. Погрешности определения параметра γ , соответствующие контурным линиям рисунка 4.25, обозначены вертикальными отрезками.

Значения $\gamma_{Co/Cu}$ целесообразно сравнить с данными CPP-MR измерений для мультислойных пленок и для электроосажденных проволок с нанометровыми и микрометровыми толщинами слоев Co и Cu ($t_{Cu} > 60 \text{ \AA}$). В таких структурах, как правило, межслоевое обменное взаимодействие сильно ослаблено или полностью отсутствует. Анализ результатов измерения CPP-MR [61,62] в рамках теории [52] дал значения $\gamma_{Co/Cu} = 0.76$ (4.2K) и 0.85 ± 0.1 (77K), весьма близкие к полученным нами (см. рисунок 4.28).

Может возникнуть вопрос о правомерности сравнения параметров, полученных в столь разных экспериментах, ведь до сих пор сравнивались результаты экспериментов по МРЭ и CIP-MR, а величины магнитосопротивлений, получаемые в CIP-геометрии, всегда меньше результатов измерений в CPP-геометрии. Ответ, по нашему мнению, заключается в следующем. Как мы знаем, экспериментальную информацию о параметрах интерфейсного рассеяния электронов проводимости до сих пор получали только из измерений магнитосопротивления в CPP-геометрии. Носителем (или источником) информации в CPP-MR эксперименте является электрон, движущийся перпендикулярно поверхности слоев образца. Носителем информации в магниторефрактивном эффекте является электромагнитная волна, распространяющаяся практически перпендикулярно поверхности слоев (как электрон в CPP-геометрии) в металлической сверхрешетке, в средней ИК-области длин волн. Например, при $\lambda = 13 \text{ мкм}$, $\varphi = 70^\circ$ и показателе преломления $n^{eff} = 20$ (сверхрешетка Co/Cu), угол отклонения от нормали к поверхности образца для электромагнитной волны, распространяющейся внутрь сверхрешетки, не превышает 2.7° , рисунок 4.29а. При этом вектор электрического поля E электромагнитной волны колеблется в плоскости образца, проходя последовательно все слои и интерфейсы, и реализуя тем самым схему измерения CPP-MR без шунтирования интерфейсов. Электрическое сопротивление в простейшем случае рассчитывается в CPP-геометрии согласно формулам последовательной цепи электрического тока в каждом спиновом канале, рисунок 4.29б. Отраженная электромагнитная волна I в магниторефрактивном эффекте также представляет собой сумму последовательно отраженных волн I_i от слоев и интерфейсов (рисунок 4.29в), в то время как в случае CIP-MR имеет место параллельное соединение проводников с током, и шунтирование тока по интерфейсу (рисунок 4.29г). Поэтому мы считаем правомерным сравнивать результаты эксперимента по МРЭ с данными CPP-MR.

Расчеты интерфейсного сопротивления в слоистых пленках [202] показывают, что наличие дефектов в интерфейсах приводит к сближению значений проводимости в токовых каналах ($\uparrow$) и ($\downarrow$) и, соответственно, уменьшает коэффициент спиновой асимметрии рассеяния γ .

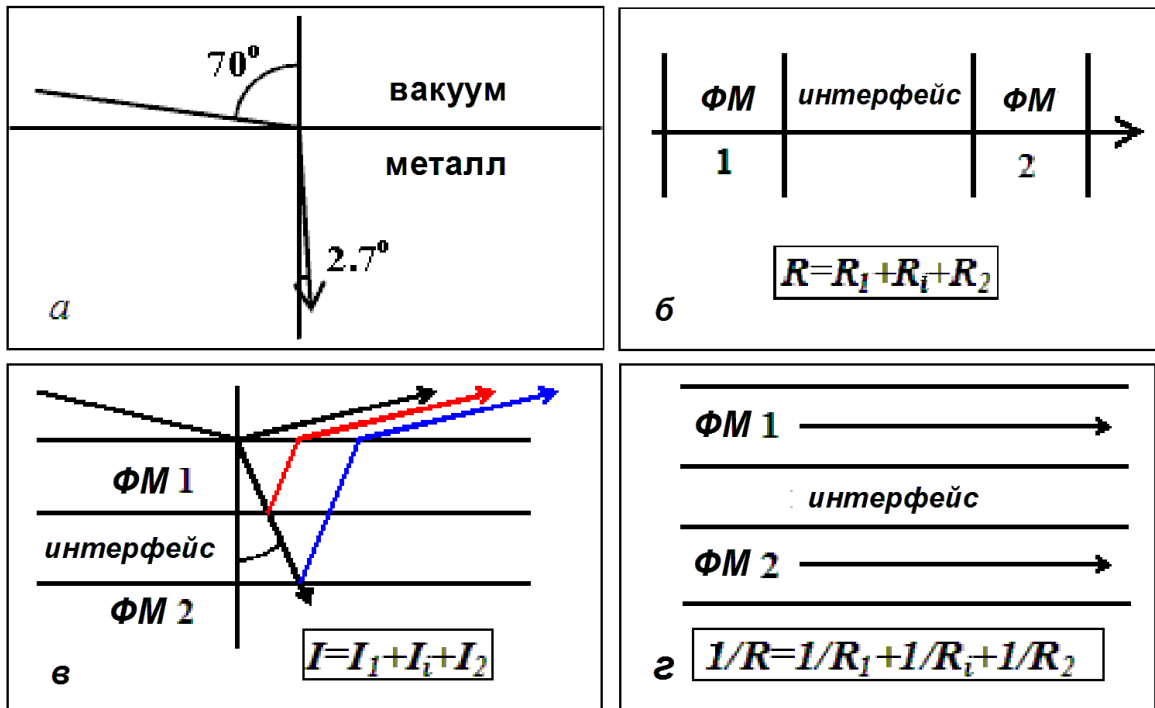


Рисунок 4.29 – (а) Распространение электромагнитной волны в средней ИК-области спектра при падении из вакуума на металлическую поверхность. (б) CRR-геометрия. Электрический ток I течет перпендикулярно слоям (вдоль стрелки), сопротивление R равно сумме сопротивлений слоев и интерфейсов. (в) Геометрия МРЭ. Отраженная электромагнитная волна I равна сумме последовательно отраженных волн от слоев и интерфейсов. Угол рефракции для наглядности показан непропорционально большим. (г) CRR-геометрия измерения магнитосопротивления. Электрический ток I течет параллельно слоям (вдоль стрелок). В каждом спиновом канале электрическое сопротивление рассчитывается по формулам параллельной цепи электрического тока.

Полученное нами повышенное (в сравнении с серией «А») значение $\gamma_{Co/Cu}=0.86$ для образца «Б» $[Co(15 \text{ \AA})/Cu(9.75 \text{ \AA})]_{10}$ с $MC=50\%$ (рисунок 4.28)) свидетельствует о более совершенной микроструктуре интерфейсных слоев в нем по сравнению с образцами из серии «А».

На рисунках 4.30 представлены графики спин-независящего $\tau_i(t_{Cu})$ и спин-зависящих $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}(t_{Cu})$ интерфейсных времен релаксации электронов проводимости, здесь $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)} = \tau_i / (1 \mp \gamma \cdot m)$ при $m=m_0$ (рисунок 4.30а) и $m=1$ (рисунок 4.30б). Величина τ_i в исследованных нами мультислоях Co/Cu на участке толщин $t_{Cu}=8-27 \text{ \AA}$ изменяется в пределах $(1.8-3.4) \cdot 10^{-15} \text{ с}$.

Электроны со спином $\downarrow$ сохраняют минимальные значения времени релаксации при всех толщинах слоя меди. Параметр $\tau_i^{\uparrow}$, напротив, при $m=1$ испытывает существенные изменения с ростом толщины слоя меди t_{Cu} . Будучи максимальным в первом АФМ пике обменного взаимодействия, параметр $\tau_i^{\uparrow}$ с ростом толщины слоя меди сначала уменьшается до $2 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ ($t_{Cu} \sim 17 \text{ \AA}$), далее снова возрастает до $5.3 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ во втором пике АФМ обменного взаимодействия (рисунок 4.30б). В образце «Б» время релаксации электронов со спином ($\uparrow$) на интерфейсе Co/Cu достигает максимального значения $19.6 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ (рисунок 4.30б). Величина времени релаксации электронов проводимости в объемной ($t_{Cu} \sim 1000 \text{ \AA}$) пленке меди, полученная нами из анализа эллипсометрических данных на участке спектра 1–10 мкм [221], составляет $\tau_{Cu} = 20 \cdot 10^{-15} \text{ с}$. Таким образом, интерфейсный параметр $\tau_i^{\uparrow}$ образца «Б» практически достигает своего предельного значения, сравнившись по величине со временем релаксации электронов проводимости в объеме слоя Cu. Причиной этого является схожесть топологии поверхности Ферми «немагнитной» меди с топологией поверхности Ферми ГЦК-Co($\uparrow$), которая соответствует «свободно-электронному» ($s-p$)-характеру проводимости. Максимальное отличие в интерфейсном рассеянии электронов проводимости с разным направлением спина в образце «Б» характеризуется отношением $\tau_i^{\uparrow} / \tau_i^{\downarrow} \approx 13$.

Обсудим вероятности спин-зависящего рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Co/Cu. Вероятности рассеяния электрона P при прохождении одного периода сверхрешетки T были получены из соотношения $P^{\uparrow(\downarrow)} = P_{Co}^{\uparrow(\downarrow)} + P_{Cu} + 2P_i^{\uparrow(\downarrow)}$, где $P_{Co}^{\uparrow(\downarrow)}$, P_{Cu} и $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$ – соответственно, вероятности рассеяния электрона при прохождении слоев кобальта, меди и интерфейса. При этом величины $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$ полагались одинаковыми для интерфейсов Co/Cu и Cu/Co. Вероятности рассчитывались по формуле $P_a^{\uparrow(\downarrow)} = t_a / \left(\tau_a^{\uparrow(\downarrow)} \langle v_{F(a)}^{\uparrow(\downarrow)} \rangle \right)$, где индексом (a) обозначены Co, Cu и интерфейс. Приведем не упоминавшиеся до сих пор величины: $t_{Co}=11.35 \text{ \AA}$ (за вычетом

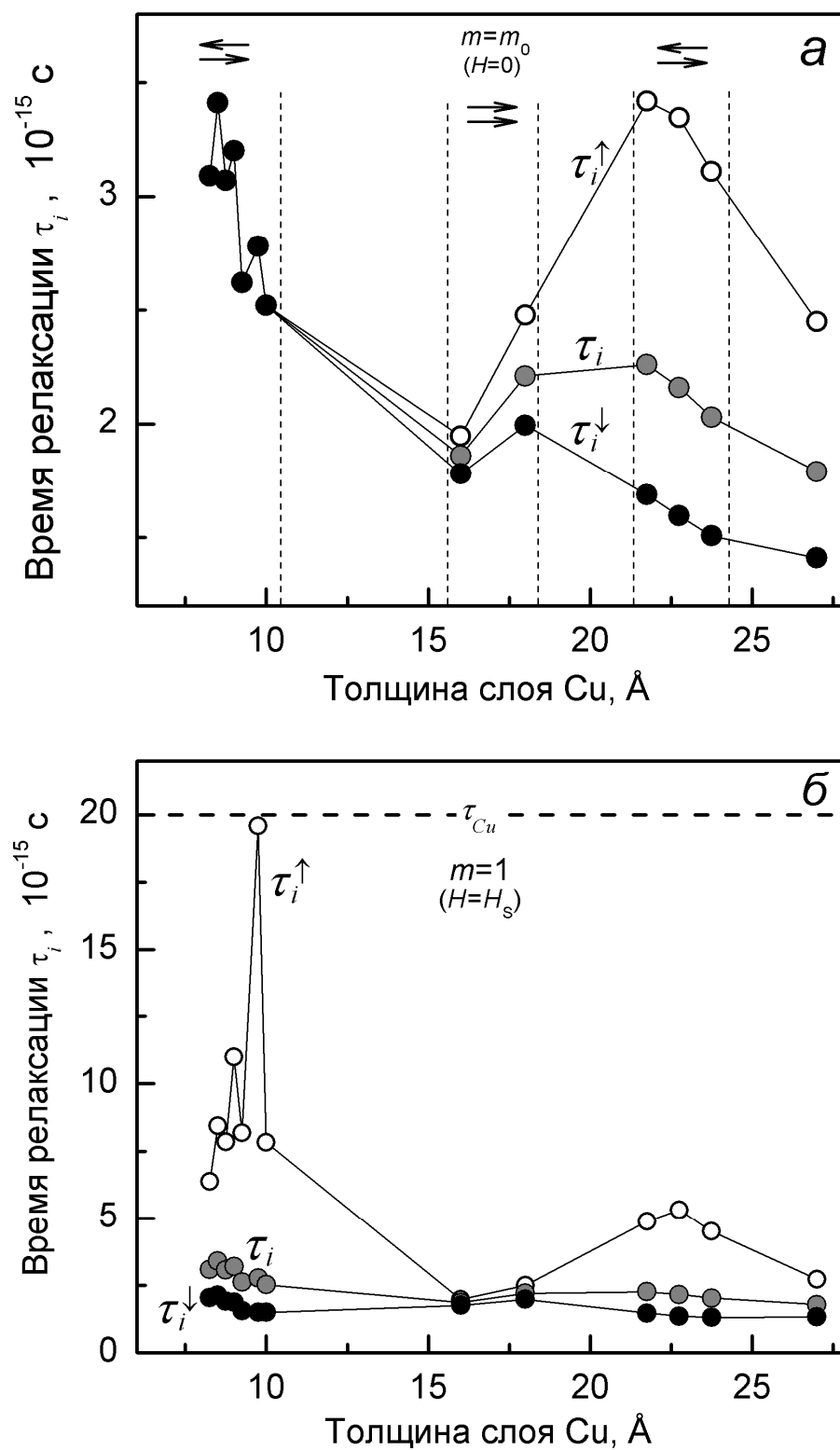


Рисунок 4.30 – Зависимость времени релаксации τ_i и $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$ электронов проводимости на интерфейсе от толщины слоя меди при различной величине относительной намагниченности m сверхрешетки. (а) $m=m_0$ ($H=0$), (б) $m=1$ ($H=H_s$).

интерфейса), $t_{Cu}=t_x-3.65 \text{ \AA}$, $t_i=3.65 \text{ \AA}$ (2 монослоя). Времена релаксации в слое кобальта $\tau_{Co}^{\uparrow(\downarrow)}$ оценивались по формуле $\tau_{Co}^{\uparrow(\downarrow)} = \tau_{Co}/(1 \mp \beta_{Co})$. Для скоростей электрона на поверхности Ферми использовались следующие значения: $\langle v_{F(Co)}^{\uparrow(\downarrow)} \rangle = 8 \cdot 10^7 (5 \cdot 10^7) \text{ см/сек}$; $\langle v_{F(Cu)} \rangle = 1 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. Возможной спиновой поляризацией электронов проводимости в слоях меди в сверхрешетках Co/Cu мы пренебрегали, $\beta_{Cu}=0$.

На рисунке 4.31 приведены полные ($P^{\uparrow(\downarrow)}$) и парциальные ($P_{Co}^{\uparrow(\downarrow)}, P_{Cu}, 2P_i^{\uparrow(\downarrow)}$) вероятности рассеяния электрона проводимости при прохождении одного периода сверхрешетки Co/Cu как функции толщины слоя меди. Видно, что для электронов со спином ($\uparrow$) полные вероятности рассеяния при прохождении одного периода T меньше единицы для всех имеющихся толщин слоя меди в бислое. Иная ситуация наблюдается для электронов спинового канала ($\downarrow$), полная вероятность рассеяния которых при прохождении одного бислоя почти всегда достигает своего физического предела ($P^{max}=1$) при $m=m_0$, и всегда при $m=1$. Хорошо видно, что основной вклад в рассеяние как при $m=m_0$, так и при $m=1$ дает парциальный вклад от интерфейсов в обоих каналах проводимости. В отличие от параметров γ (коэффициент асимметрии спин-зависящего рассеяния электронов проводимости, рисунок 4.28) и $\tau_i^{\uparrow}$ (время релаксации электронов проводимости со спином ($\uparrow$) на интерфейсе, рисунок 4.30), образец «Б» на кривых вероятностей рассеяния ничем особо не выделился (рисунок 4.31). Так же малоинформативен анализ вероятностей рассеяния при обсуждении пиков АФМ обменного взаимодействия.

Целесообразно оценить длины свободного пробега электронов, рассчитанные по формуле $\ell^{\uparrow(\downarrow)} = \langle v_F^{\uparrow(\downarrow)} \rangle \tau_{sal}^{\uparrow(\downarrow)}$, где $\langle v_F^{\uparrow(\downarrow)} \rangle = (1/T) \left(\langle v_{F(Co)}^{\uparrow(\downarrow)} \rangle \cdot t_{Co} + \langle v_{F(Cu)} \rangle \cdot t_{Cu} \right)$ (здесь t_{Cu} и t_{Co} берутся номинальными), рисунок 4.32. Пунктиром на рисунке обозначен период сверхрешетки T . Видно, что в изученной системе сверхрешеток Co/Cu средние длины свободного пробега электрона всегда не менее периода сверхрешеток. При $m=1$ длина свободного пробега $\ell^{\downarrow}$ электронов фактически совпадает с периодом сверхрешетки (рисунок 4.32б). Величина $\ell^{\uparrow}$ при $m=1$ осциллирует с изменением толщины слоя меди, достигая максимальных значений при толщинах t_{Cu} , соответствующих положению максимумов АФМ обменного взаимодействия, и становясь минимальной в области ФМ обмена. Для образца «Б» мы получили значения $\ell^{\uparrow} \approx 220 \text{ \AA}$ и $\ell^{\downarrow} \approx 26 \text{ \AA}$ при номинальном периоде сверхрешетки T , равном $24.75 \text{ \AA}$. Это означает, что электроны со спином ($\downarrow$) ограничены в своем перемещении областью одного периода сверхрешетки, в то время как электроны со спином ($\uparrow$) могут перемещаться на большие расстояния от подложки до верхнего слоя многослойной структуры.

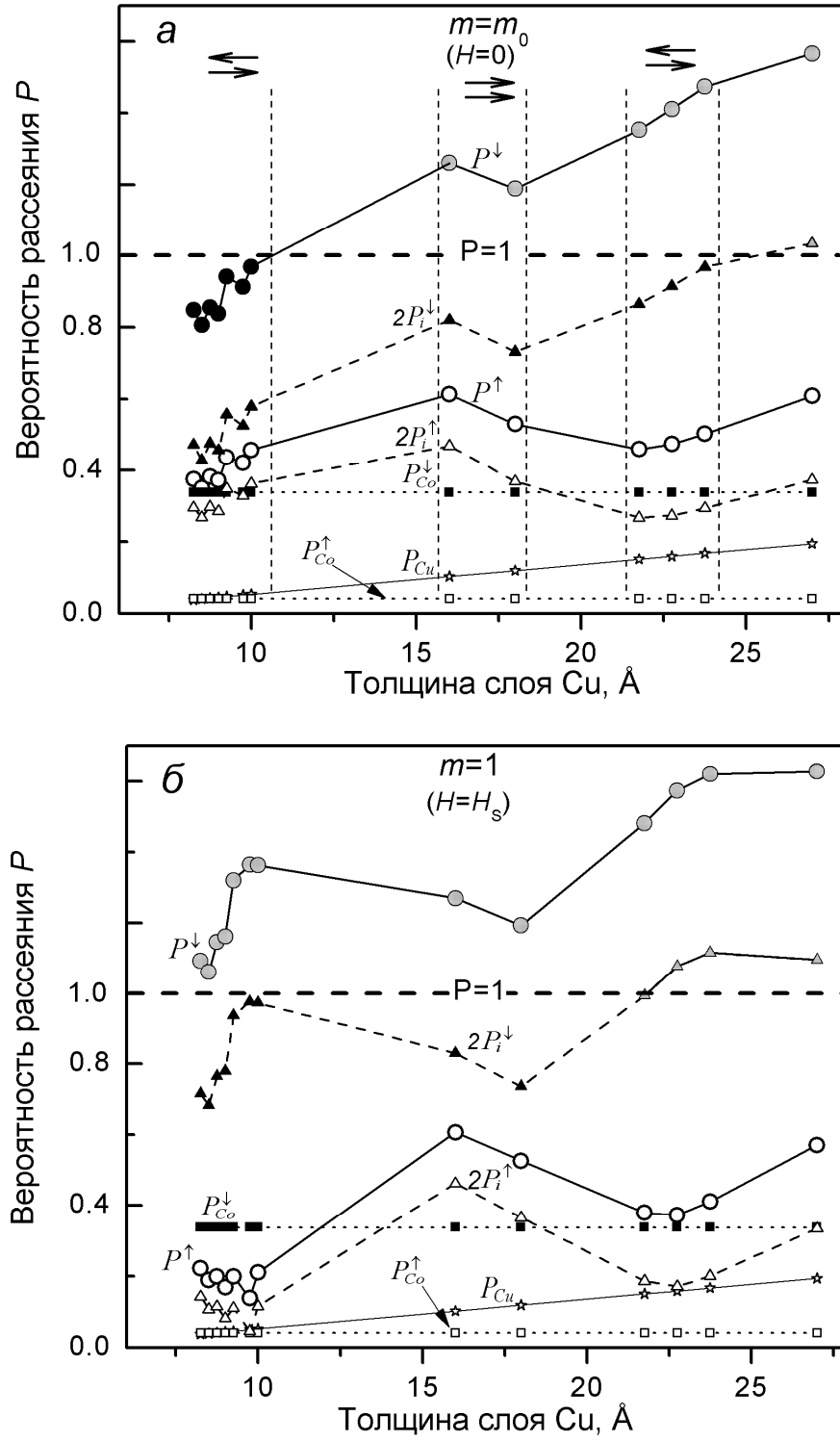


Рисунок 4.31 – Полные ($P^{\uparrow(\downarrow)}$) и парциальные ($P_{Co}^{\uparrow(\downarrow)}$, $P_{Cu}^{\uparrow(\downarrow)}$, $2P_i^{\uparrow(\downarrow)}$) вероятности рассеяния электронов проводимости при прохождении одного периода мультислой Co/Cu от толщины слоя меди при различной величине относительной намагниченности m сверхрешетки: (а) $m=m_0$ ($H=0$), (б) $m=1$ ($H=H_s$).

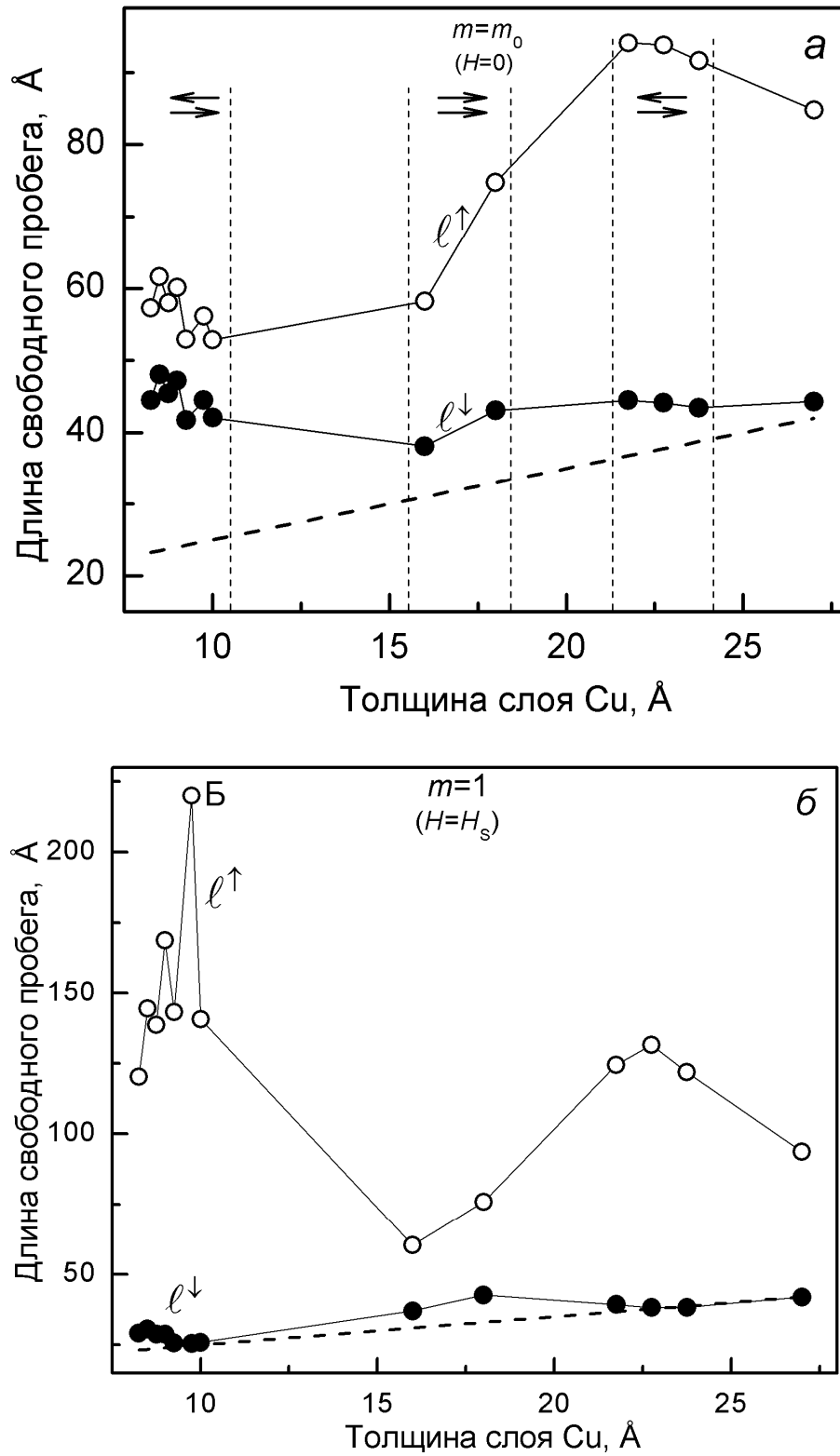


Рисунок 4.32 – Зависимость длины свободного пробега $\ell^{\uparrow(\downarrow)}$ электронов проводимости от толщины слоя меди при различной величине относительной намагниченности m сверхрешетки: (а) $m = m_0$ ($H = 0$), (б) $m = 1$ ($H = H_s$). Символом «Б» обозначено значение длины свободного пробега $\ell^\uparrow$ образца «Б». Штриховой линией обозначен бислойный период многослойной структуры Co/Cu.

Сопоставление рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Fe/Cr и Co/Cu

Сравнение вероятностей рассеяния, и длин свободного пробега электронов в многослойных структурах Fe/Cr [206] и Co/Cu [63] показывает (см. рисунки 4.31-4.33), что различия между спин-зависящими электронными характеристиками в системе Co/Cu более ярко выражены. В частности, вероятность рассеяния электронов проводимости при прохождении через бислойный период в системе Fe/Cr почти всегда строго меньше единицы, а значение функции $\Delta P_i^{\downarrow(\uparrow)}$ (равной разности вероятностей рассеяния на интерфейсе электронов проводимости с противоположными спинами) в области первого максимума АФМ обменного взаимодействия составляет 0.14 в сверхрешетках Fe/Cr, по сравнению с $\Delta P_i^{\downarrow(\uparrow)}=0.46$ в Co/Cu. Отношение длин свободного пробега для электронов проводимости в области первого максимума АФМ обмена составляет $\ell^\uparrow/\ell^\downarrow=8.6$ в Co/Cu, и $\ell^\downarrow/\ell^\uparrow=1.6$ в Fe/Cr.

Получило объяснение резкое уменьшение амплитуды второго максимума $\theta_0(t_{Cr})$ при $t_{Fe}=23 \text{ \AA}$, по сравнению с $\theta_0(t_{Cr})$ при $t_{Fe}=12 \text{ \AA}$ (глава 3, рисунок 3.7а). При толщинах слоя хрома более $20 \text{ \AA}$ длина свободного пробега электронов проводимости со спином ($\downarrow$) не превышает $40 \text{ \AA}$, рисунок 4.33в,г. При $t_{Fe}=23 \text{ \AA}$, во втором пике АФМ обменного взаимодействия ($t_{Cr}=27 \text{ \AA}$), период сверхрешетки Fe/Cr равен $50 \text{ \AA}$, что значительно превышает величину $\ell^\downarrow$. Это приводит к резкому уменьшению величины обменного взаимодействия, что мы и видим из сравнения кривых 1 и 2 рисунка 3.7а главы 3. Предполагаем, что понижение температуры приведет к увеличению длины свободного пробега электронов $\ell^\downarrow$, и восстановлению АФМ обменного взаимодействия в образце Fe($23 \text{ \AA}$)/Cr($27 \text{ \AA}$). Проведение низкотемпературных измерений ЭЭК и их обработка в модели биквадратичного обмена должны подтвердить, что величины первоначальных углов разворота векторов магнитных моментов соседних слоев железа $\theta_0(t_{Cr})$ в сверхрешетках Fe/Cr при толщинах слоев Fe $23 \text{ \AA}$ и $12 \text{ \AA}$ будут выравниваться в области толщин слоев хрома, соответствующих второму пику АФМ обменного взаимодействия. Тем самым наше объяснение причины резкого уменьшения амплитуды второго максимума $\theta_0(t_{Cr})$ при $t_{Fe}=23 \text{ \AA}$ по сравнению с $\theta_0(t_{Cr})$ при $t_{Fe}=12 \text{ \AA}$, полученное из магниторефрактивного эксперимента, будет подтверждено независимым экспериментом.

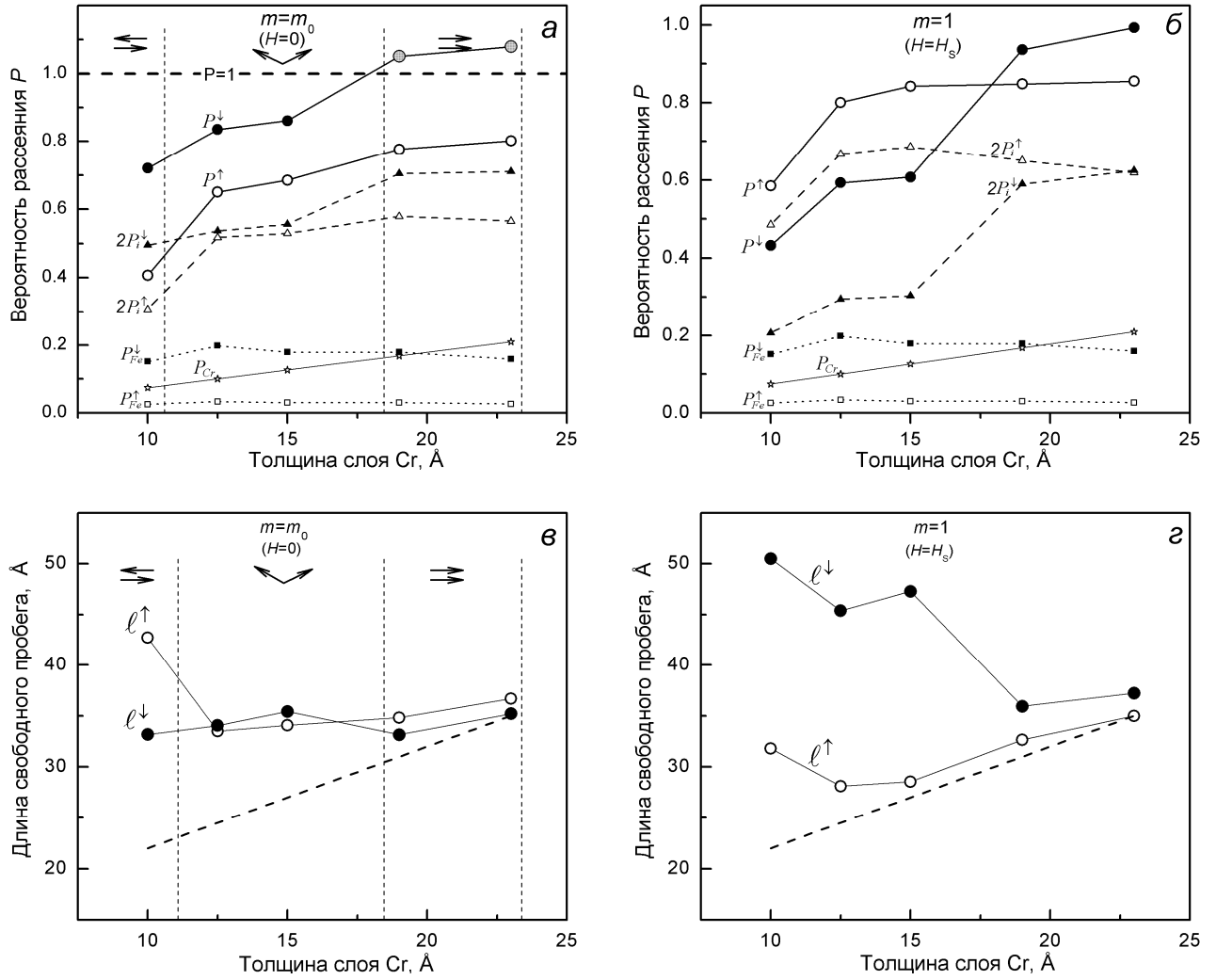


Рисунок 4.33 – Полные ($P^{\uparrow(\downarrow)}$) и парциальные ($P_{Fe}^{\uparrow(\downarrow)}$, P_{Cr} , $2P_i^{\uparrow(\downarrow)}$) вероятности рассеяния электронов проводимости при прохождении одного периода сверхрешетки Fe/Cr от толщины слоя хрома при различной величине относительной намагниченности m сверхрешетки: (а) $m=m_0$ ($H=0$), (б) $m=1$ ($H=H_s$). Средняя длина свободного пробега электрона $\ell^{\uparrow(\downarrow)}$ как функция толщины слоя Cr в бислой при различной величине относительной намагниченности m сверхрешетки: $m=m_0$ ($H=0$) (в), $m=1$ ($H=H_s$) (г). Штриховой линией обозначен бислойный период сверхрешетки Fe12 Å/Cr(t).

4.3 Заключение к Главе 4

Показано, что метод ИК-магнитоотражения является эффективным способом изучения транспортных свойств многослойных металлических наноструктур при наличии ГМС. Показана применимость теории J.C.Jacquet and T.Valet [8] для описания магниторефрактивного эффекта в области поглощения света свободными носителями.

Сверхрешетки Fe/Cr. На сверхрешетках Fe/Cr, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, впервые изучены спектры магниторефрактивного эффекта. Показано, что вклад в оптические свойства сверхрешеток Fe/Cr от свободных носителей заряда становится доминирующим при длинах волн $\lambda \geq 8$ мкм. Установлена корреляция между максимальными значениями магниторефрактивного эффекта в области поглощения света свободными носителями и величиной магнитосопротивления.

Методом ИК-магнитоотражения исследовано рассеяние электронов проводимости на интерфейсах. Установлено, что при увеличении толщины слоев хрома и смене типа межслоевого обменного взаимодействия от АФМ к ФМ основные изменения параметров интерфейсного рассеяния электронов происходят в spin-down ($\downarrow$)-токовом канале, в нем время релаксации электронов на интерфейсе $\tau_i^\downarrow$ уменьшается в три раза и, соответственно, втрое увеличивается вероятность электронного рассеяния $P_i^\downarrow$. В spin-up ($\uparrow$)-токовом канале изменение параметров $\tau_i^\uparrow$ и $P_i^\uparrow$ не превышает 20–30%. Коэффициент спиновой асимметрии рассеяния электронов при АФМ типе межслоевого обмена имеет значение $\gamma_{Fe/Cr(100)} = -0.59$ и уменьшается в 2.5 раза в области ФМ межслоевого обменного взаимодействия.

Установлено, что минимальная толщина слоя Fe, необходимая для возникновения магниторефрактивного эффекта, составляет $t_{Fe} \sim 2$ Å (при 300 К). Магниторефрактивный эффект в таких наноструктурах обусловлен исключительно асимметрией рассеяния электронов проводимости на интерфейсах. Значение коэффициента асимметрии интерфейсного рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках с ультратонкими (кластерными) слоями Fe оказалось равным -0.47 ± 0.04 , что примерно на 20% меньше в сравнении с аналогичным параметром сверхрешеток со сплошными слоями железа. В кластерно-слоистых наноструктурах Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) с $t_{Fe} < 2$ Å в ИК-диапазоне спектра зафиксирован только ориентационный четный магнитооптический эффект. Изменение вероятностей рассеяния электронов проводимости происходит в обоих spin-up ($\uparrow$)- и spin-down ($\downarrow$)- токовых каналах, сближая значения $P^\uparrow$ и $P^\downarrow$, что указывает на повышенную дефектность интерфейсного слоя в кластерно-слоистых наноструктурах Fe/Cr.

Сверхрешетки Co/Cu. Из анализа спектров магниторефрактивного эффекта следует, что с изменением толщины слоя меди основные изменения параметров интерфейсного рассеяния электронов проводимости происходят в spin-up ($\uparrow$) токовом канале. В образце с MC=50% (область первого пика АФМ межслоевого обмена) была получена величина времени релаксации электронов проводимости на интерфейсе $\tau_i^\uparrow$, почти равная времени релаксации электронов в объемной меди ($\tau_i^\uparrow \approx \tau_{Cu}$), что является следствием схожести топологии поверхности Ферми (*s-p*)-типа в Cu и ГЦК Co($\uparrow$). Таким образом, достигнута почти предельная величина наблюдаемого эффекта, поскольку проводимость spin-up ($\uparrow$) канала далее будет ограничена объемными свойствами структуры, а не свойствами интерфейса. Вероятность рассеяния электронов проводимости в spin-down ($\downarrow$) токовом канале в исследованной области толщин меди достигает своего максимума ($P^\downarrow=1$) уже на одном периоде сверхрешетки. Это означает, что spin-down ($\downarrow$) электроны в своем движении ограничены областью одного периода сверхрешетки, в то время как spin-up ($\uparrow$) электроны свободно перемещаются по слоям сверхрешетки, реализуя своего рода «односпиновый» транспорт в направлении, перпендикулярном плоскости образца.

Из магниторефрактивного отклика многослойных структур Co/Cu был определен фундаментальный физический параметр электронного рассеяния – коэффициент спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе $\gamma_{Co/Cu}$ и обнаружено его осцилляционное поведение с толщиной слоя меди. Соответствие амплитудного значения этого параметра в области толщин меди $t_{Cu}=8-27 \text{ \AA}$ числовым оценкам $\gamma_{Co/Cu}$, полученным методом CPP-MR при низких температурах на слоевых структурах в области сотен нанометров $t_{Co(Cu)}$, где отсутствуют квантово-размерные осцилляции, не прямое обменное взаимодействие, и где толщины слоев меди и кобальта много больше длин свободного пробега электронов, указывает на доминирующую роль электронной структуры контактирующих металлов в интерфейсном рассеянии.

С изменением толщины слоя меди в системе Co/Cu(t_x) магниторефрактивный эффект, коэффициент спиновой асимметрии рассеяния $\gamma_{Co/Cu}$ и времена релаксации электронов проводимости $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$ осциллируют с периодом $\Lambda \approx 12.7 \text{ \AA}$, совпадающим по величине с периодом осцилляций ГМС и непрямого обменного взаимодействия. Наблюдаемое осцилляционное поведение макро- и микрохарактеристик в сверхрешетках Co/Cu является результатом размерного квантования поперечной компоненты квазиимпульса свободных электронов по толщине слоя меди t_{Cu} .

Основные результаты, приведенные в Главе 4, опубликованы в работах [63,125,126,191,201,206].

Заключение

1. Результаты комплексного изучения высокочастотных свойств сверхрешеток, изготовленных на основе $3d$ -ферромагнетиков Fe и Co с прослойкой из Cu, Al и Cr, позволяют утверждать, что квантовые размерные эффекты в металлических сверхрешетках наблюдаются вплоть до толщин слоев 2.5 нм, и только образование широких интерфейсов ($\sim 14\text{--}16$ Å) приводит к исчезновению проявлений квантовых размерных эффектов в оптических и магнитооптических свойствах многослойных периодических структур. В сверхрешетках Co/Cu подтверждено формирование предсказанной теоретически полосы осцилляционного типа в спектрах функции $\omega \text{Im}\sigma_{xy}(\omega)$ в ультрафиолетовой области спектра, обусловленной обменным расщеплением $3d$ -зоны ГЦК-Co. Кардинальное изменение спектральных свойств сверхрешеток Fe/Cr при толщине слоев железа (1–3) Å связано с формированием неоднородных магнитных кластеров, содержащих помимо атомов Fe также атомы Cr. Показано, что при анализе магнитооптики кластерно-слоистых структур, содержащих Cr в качестве матрицы, необходимо учитывать обнаруженные в хроме магнитооптические эффекты.

2. Обнаружено межслоевое обменное взаимодействие антиферромагнитного типа в системах Fe/ZnTe и Fe/GaAs. Предложен метод определения характера магнитного упорядочения многослойных периодических структур с межслоевым обменным взаимодействием в рамках модели биквадратичного обмена, основанный на измерении экваториального эффекта Керра и определении углов θ_0 между векторами намагниченностей в соседних магнитных слоях. Этот метод позволяет получать отношение констант обмена J_1/J_2 , а также определять период и положение максимума межслоевого обменного взаимодействия.

3. Предложен метод определения параметров рассеяния электронов проводимости на интерфейсах в слоистых металлических структурах на основе ИК магнитоотражения. Этот метод позволяет исследовать параметры рассеяния электронов проводимости без применения фотолитографии и гелиевых температур.

Определены интерфейсные параметры рассеяния электронов в сверхрешетках Fe/Cr и Co/Cu. Показано, что в сверхрешетках Fe/Cr(t_x) преобладающие изменения в рассеянии электронов на интерфейсе происходят в токовом канале ($\downarrow$). В кластерно-слоистых наноструктурах Fe(t_x)/Cr изменение вероятностей рассеяния $P^{\uparrow(\downarrow)}$ происходит в обоих токовых каналах, что указывает на повышенную дефектность интерфейсного слоя.

В сверхрешетках Co/Cu(t_x) основные изменения в рассеянии электронов проводимости на интерфейсе происходят в токовом канале ($\uparrow$). В области первого пика АФМ обмена времена релаксации электронов проводимости на интерфейсе и в объемной меди уравниваются ($\tau_i^{\uparrow} \approx \tau_{Cu}$),

что является следствием схожести топологии поверхности Ферми (s - p)-типа в Cu и в ГЦК-Co($\uparrow$). Вероятность рассеяния электронов проводимости со спином ($\downarrow$) в Co/Cu достигает максимума на одном периоде сверхрешетки, а электроны со спином ($\uparrow$) свободно перемещаются перпендикулярно слоям сверхрешетки, реализуя «односпиновый» транспорт в приложенном магнитном поле. Амплитудное значение коэффициента спиновой асимметрии рассеяния $\gamma_{Co/Cu}$ в области толщин $t_{Cu}=8\text{--}27\text{ \AA}$ совпадает с оценкой, полученной из CPP-MR в области толщин слоев Cu и Co без квантово-размерных осцилляций и непрямого обмена. Это указывает на доминирующую роль электронной структуры контактирующих металлов в интерфейсном рассеянии.

В заключении хотелось бы остановиться на следующих моментах.

1. Результат по наблюдению в сверхрешетках Co/Cu полосы осцилляционного типа («петли») в ультрафиолетовой области в спектрах функции $\omega \text{Im}\sigma_{xy}(\omega)$ может служить очень хорошим тестом для оптических и магнитооптических спектрометров на соответствие заявленным характеристикам в УФ области спектра, так как получение «петли» возможно только при почти полном отсутствии рассеянного света в оптическом тракте спектрометров.
2. Имеется мнение, что из-за малой величины волны де Бройля шероховатость интерфейсов может существенно ослабить размерное квантование зарядовой волны в слоистых пленках. Мы показали, что квантовый размерный эффект наблюдается в оптических и магнитооптических свойствах как в монокристаллических, так и в поликристаллических многослойных структурах. Исключение составляют пленки Fe/Al, в которых ширина интерфейса на границах слоев Fe и Al составляет $14\text{--}16\text{ \AA}$, что в сумме с шероховатостью границ слоев приводит, по-видимому, к полному исчезновению проявлений эффектов размерного квантования.
3. В нашем исследовании подтвердилось существование ФМ состояния ГЦК железа при номинальной толщине слоя Fe $5\text{ \AA}$. Более того, наблюдалось усиление магнитооптической активности в слоях Fe $5\text{ \AA}$ и $8\text{ \AA}$ в сравнении с массивными слоями Fe ($t_{Fe}\sim 1000\text{ \AA}$), что может быть обусловлено квазидискретными состояниями в электронном спектре ультратонких слоев Fe и связанными с ними осцилляциями магнитного момента, т.е. квантовыми размерными эффектами.
4. При исследовании АФМ межслоевого обмена в системах с полупроводниковыми спейсерами необходимо проведение температурных измерений. Именно из-за отсутствия методик низкотемпературных магнитооптических измерений нам пришлось в экспериментах по GaAs и ZnTe обратиться к низкотемпературным магнитным измерениям для подтверждения своих первоначальных выводов о существовании АФМ межслоевого обмена через GaAs и ZnTe.
5. Высказывались мнения, что существующие теории магниторефрактивного эффекта непригодны для получения информации о параметрах электронов проводимости без учета поправок,

связанных с межзонными переходами [51,194]. Мы попытались опровергнуть эти утверждения. Наш подход реализован на представлении магниторефрактивного эффекта в модели Jасquet J. and Valet T. [8], которая, в свою очередь, основывается на теории перпендикулярного магнитосопротивления в модели T.Valet and A.Fert [52], а именно, на ее асимптотическом пределе – приближении малых толщин слоев по отношению к длине свободного пробега и параметру спиновой диффузии электрона. В этом приближении ГМС и МРЭ будут иметь одинаковую природу в нуле частот (электросопротивление ρ измеряется на постоянном токе) и в области оптических частот (средний ИК диапазон спектра) при условии, что на выбранном спектральном участке примесь межзонных переходов незначительна (друдевская область проводимости). При поиске таких пригодных для обработки участков спектра были использованы данные оптической ИК эллипсометрии.

Список сокращений и условных обозначений

АФМ – антиферромагнетик

ГМС – гигантское магнитосопротивление

ГЦК – гранецентрированная кубическая

ИК – инфракрасный

МОВ – межслоевое обменное взаимодействие

МРЭ – магниторефрактивный эффект

НК – неколлинеарный

ОЛН – ось легкого намагничивания

ОТН – ось трудного намагничивания

ОЦК – объемноцентрированная кубическая

ПЭК – полярный эффект Керра

УФ – ультрафиолетовый

ФМ – ферромагнетик

ЭЭК – экваториальный эффект Керра

δ_0 – скин-слой

CIP – (current in plane) – геометрия протекания тока в плоскости пленки

CPP – (current perpendicular to plane) – геометрия протекания тока перпендикулярно плоскости пленки

H_s – поле магнитного насыщения

ℓ – длина свободного пробега электронов проводимости

MR – (magnetoresistance) – магнитосопротивление

M_s – намагниченность насыщения

QWS – (quantum well states) – состояния квантовых ям

Список литературы

1. Grünberg, P. Layered magnetic structures: facts, figures, future / P. Grünberg // *Journal of Physics: Condensed Matter*. –2001. –V.13. –P.7691–7706.
2. Handbook of Spintronics / Y.Xu, D.D.Awschalom, J.Nitta (Editors). –Springer. –2016. –V.1–2. –P.1609. –ISBN 978-94-007-6892-5 (eBook).
3. Magnetic nanostructures / F.J.Himpsel, J.E.Ortega, G.J.Mankey, R.F.Willis // *Advances in Physics*. –1998. –V.47, N.4. –P.511–597.
4. Enhancement of the Magneto-Optical Kerr Rotation in Fe/Cu Bilayered Films / T.Katayama, Y.Suzuki, H.Awano, Y.Nishihara, N.Koshizuka // *Physical Review Letters*. –1988. –V.60, N14. –P.1426–1429.
5. Spectroscopy of multilayers for magneto-optic storage / D.Weller, W.Reim, K.Spörl, H.Brändle // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1991. –V.93. –P.183–193.
6. Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers / P.Grünberg, R.Schreiber, Y.Pang, M.B.Brodsky, H.Sowers // *Physical Review Letters*. –1986. –V.57. –P.2442–2445.
7. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N.Baibich, J.M.Bruto, A.Fert, F.N.Van Dau, F.Petroff, P.Etienne, G.Creuset, A.Friederich, J.Chazelas // *Physical Review Letters*. –1988. –V.61, N21. –P.2472–2475.
8. Jacquet, J.C. A new magnetooptical effect discovered on magnetic multilayers: The Magnetorefractive Effect / J.C.Jacquet, T.Valet // in: *Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces*, edited by E. Marinero. MRS Symposia Proceedings. – 1995. – V.384. – P.477–490.
9. Parkin, S.S.P. Oscillatory Magnetic Exchange Coupling through Thin Copper Layers / S.S.P.Parkin, R.Bhadra, K.P.Roche // *Physical Review Letters*. –1991. –V.66. –P.2152–2155.
10. Parkin, S.S.P. Spin Engineering - Direct Determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida Far-Field Range Function in Ruthenium / S.S.P.Parkin, D.Mauri // *Physical Review B*. –1991. –V.44, N.13. –P.7131–7134.
11. Parkin, S.S.P. Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals / S.S.P.Parkin // *Physical Review Letters*. –1991. –V.67, N.25. –P.3598–3601.
12. Thickness-dependent oscillation of magnetooptical properties of Au-sandwiched (001) Fe films / W.Geerts, Y.Suzuki, T.Katayama, K.Tanaka, K.Ando, S.Yoshida // *Physical Review B*. –1994. –V.50, N.17. –P.12581–12587.
13. Quantum-Well States and Magnetic Coupling Between Noble Metals and Ferromagnets / J.E.Ortega, F.J.Himpsel, G.J.Mankey, R.F.Willis // *Journal of Applied Physics*. –1993. –V.73, N.10. –P.5771–5775.

14. Magneto-optical Properties of Au/Fe/Ag and Ag/Fe/Au(001) Sandwich Films / Y.Suzuki, T.Katayama, A.Thiaville, K.Sato, M.Taninaka, S.Yoshida // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1993. –V.121, N1–3. –P.539–541.
15. Stiles, M.D. Exchange coupling in magnetic heterostructures / M.D.Stiles // *Physical Review B*. –1993. –V.48, N.10. –P.7238–7258.
16. Bruno, P. Recent Progress in the Theory of Interlayer Exchange Coupling / P.Bruno // *Journal of Applied Physics*. –1994. –V.76, N.10. –P.6972–6976.
17. Bruno, P. Theory of interlayer magnetic coupling / P.Bruno // *Physical Review B*. – 1995. –V.52, N.1. –P.411–439.
18. High-field polar MOKE magnetometry as a probe of interlayer exchange coupling in MBE-grown Co/Cu/Co(111) and Fe/Cr/Fe(001) wedged trilayers / A.J.Ives, R.J.Hicken, J.A.C.Bland, C.Daboo, M.Gester, S.J.Gray // *Journal of Applied Physics*. –1994. –V.75, N.10. –P.6458–6460.
19. Bilinear and biquadratic exchange coupling in bcc Fe/Cu/Fe trilayers: Ferromagnetic-resonance and surface magneto-optical Kerr-effect studies / B.Heinrich, Z.Celinski, J.F.Cochran, A.S.Arrot, K.Myrtle, S.T.Purcell // *Physical Review B*. – 1993. –V.47, N.9. –P.5077–5089.
20. Оптические, магнитооптические свойства и гигантское магнитосопротивление сверхрешёток Fe/Cr с неколлинеарным упорядочением слоёв железа / В.В.Устинов, М.М.Кириллова, И.Д.Лобов, В.М.Маевский, А.А.Махнев, В.И.Минин, Л.Н.Ромашев, А.Р.Дель, А.В.Семерилов, Е.И.Шредер // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. –1996. –Т.109, N2. –С.477–494.
21. Two-monolayer-periodicity oscillations in the magnetoresistance of Fe/Cr/Fe trilayers / C.D.Potter, R.Shad, P.Beliën, G.Verbanck, V.V.Moshchalkov, Y.Braynseraede, M.Schäfer, R.Schäfer, P.Grünberg // *Physical Review B: Rapid Communications*. –1994. –V.49, N.22. –P.16055–16057.
22. Florczak, J.M. Magnetization reversal in (100) Fe thin films / J.M.Florczak, E.D.Dahlberg // *Physical Review B*. –1991. –V.44, N.17. –P.9338–9347.
23. Higher order interaction terms in coupled Fe/Cr/Fe sandwich structures / U.Köbler, K.Wagner, R.Wiechers, A.Fuß, W.Zinn // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1992. –V.103. –P.236–244.
24. Oscillations in the magneto-optic Kerr effect due to quantum well states / A.Vedyayev, N.Ryzhanova, S.Young, B.Dieny // *Physics Letters A*. –1996. –V.215. –P.317–320.
25. Magnetic and transport properties of Fe/Cr superlattices / A.Barthelemy, A.Fert, M.N.Baibich, S.Hadjoudj, F.Petroff, P.Etienne, R.Cabanel, S.Lequien, F.Nguyen Van Dau, G.Creuzet // *Journal of Applied Physics*. –1990. –V.67. –P.5908–5913.

26. Folkerts, W. Calculated Magnetic Phase-Diagrams and Magnetoresistance Curves for an Antiferromagnetically Coupled Multilayer System / W.Folkerts // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1991. –V.94, N.3. –P.302–310.
27. Domain Observations on Fe-Cr-Fe Layered Structures - Evidence for a Biquadratic Coupling Effect / M.Ruhrig, R.Schäfer, A.Hubert, R.Mosler, J.A.Wolf, S.Demokritov, P.Grünberg // Physica Status Solidi(a). –1991. –V.125, N.2. –P.635–656.
28. Noncollinear and collinear magnetic structures in exchange coupled Fe/Cr(001) superlattices / A.Schreyer, J.F Ankner, Th.Zeidler, H.Zabel, M.Schäfer, J.A.Wolf, P.Grünberg, C.F.Majkrzak // Physical Review B. –1995. –V.52, N.22. –P.16066–16085.
29. Magnetoresistance and magnetization of Fe/Cr(001) superlattices with noncollinear magnetic ordering / V.V.Ustinov, N.G.Bebenin, L.N.Romashev, V.I.Minin, M.A.Milyaev, A.R.Del, A.V.Semerikov // Physical Review B. –1995. –V.54, N.22. –P.15958–15966.
30. Yang, Z.J. 90° domains in Co/Cu giant magnetoresistance superlattices / Z.J.Yang, M.R.Scheinfel // Applied Physics Letters. –1995. –V.66, N.2. –P.236–238.
31. Stiles, M.D. Interlayer Exchange Coupling. In: Ultrathin Magnetic Structures / J.A.C.Bland, B.Heinrich (Editors) // –2005. –V.3. –P.1–318. Springer. ISBN 978-3-540-27163-5 (eBook)
32. Slonczewski, J.C. Fluctuation mechanism for biquadratic exchange coupling in magnetic multilayers / J.C.Slonczewski // Physical Review Letters. –1991. –V.67. –P.3172–3175.
33. Slonczewski, J.C. Overview of interlayer exchange theory / J.C.Slonczewski // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1995. –V.150, N.1. –P.13–24.
34. Biquadratic coupling in Fe/Au/Fe trilayers: Experimental evidence for the magnetic-dipole mechanism / U.Rucker, S.Demokritov, E.Tsymbal, P.Grünberg, W.Zinn // Journal of Applied Physics. –1995. –V.78, N.1. –P.387–391.
35. Magnetorefractive effect in annealed Co/Cu/Co/Fe pseudo-spin-valve thin film / J.Q.Wang, M.T.Sidney, J.D.Rokitoski, N.H.Kim, K.Wang // Journal of Applied Physics. –2008. –V.103. –P.07F316 (1–3).
36. Magnetorefractive and magnetic-linear-dichroism effect in exchange-biased spin valves / J.van Driel, F.R.de Boer, R.Coehoorn, G.H.Rietjens, E.S.J. Heuvelmans-Wijdenes // Physical Review B. –2000. –V.61, N.22. –P.15321–15326.
37. Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках с туннельным магнитосопротивлением / И.В.Быков, Е.А.Ганьшина, А.Б.Грановский, В.С.Гущин // Физика твердого тела. –2000. –Т.42, Вып.3. –С.487–491.
38. Новый интенсивностный магнитооптический эффект в материалах, обладающих гигантским магнитосопротивлением / Н.Ф.Кубраков, А.К.Звездин, К.А.Звездин, В.А.Котов,

Р.Аткинсон // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1998. –Т.114. –С.1101–1114.

39. Грановский, А.Б. Особенности оптических и магнитооптических свойств гранулированных сплавов с гигантским магнитосопротивлением в ИК области спектра / А.Б.Грановский, В.М.Кузьмичев, Ж.П.Клерк // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1999. –Т.116. –С.1762–1769.

40. Негиротропные магнитооптические эффекты в магнитных тонких многослойных пленках металл—диэлектрик / В.И.Белотелов, А.К.Звездин, В.А.Котов, А.П.Пятаков // Физика твердого тела. –2003. –Т.45, N.10. –С.1862–1869.

41. Маевский, В.М. Теория нечетных магнитооптических эффектов в многослойных планарных структурах. Случай однородного и неоднородного намагничивания пленок / В.М.Маевский –М., 1993. –79 с. –Деп. в ВИНТИ, N 2461-B93.

42. Кринчик, Г.С. Физика магнитных явлений / Г.С.Кринчик. –М.: изд-во МГУ. 1985. –342 с.

43. Болотин, Г.А. К феноменологической теории магнитооптических эффектов в условиях слабой пространственной дисперсии / Г.А.Болотин, В.М.Маевский // Физика металлов и металловедение. –1970. –Т.30, N.3. –С.475–489.

44. Болотин, Г.А. Теория оптических свойств и магнитооптических эффектов для металлических сверхрешёток / Г.А.Болотин, В.М.Маевский // Физика металлов и металловедение. –1995. –Т.79, N.5. –С.8–17.

45. Xia, T.K. Theory of Faraday rotation in granular magnetic materials / T.K.Xia, P.M.Hui, D.Stroud // Journal of Applied Physics. –1990. –V.67, N.6. –P.2736–2741.

46. Magnetic and MO properties of $(\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70})\text{xAg}(1-\text{x})$ systems / E.A.Gan'shina, A.B.Granovsky, V.S.Guschin, N.S.Perov, A.A.Radkovskaya // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1996. –V.160. –P.335–337.

47. Contactless measurement of giant magnetoresistance in CoAg granular films using infrared transmission spectroscopy / M.Gester, A.Schlapka, R.A.Pickford, S.M.Thompson, J.P.Camplin, J.K.Eve, E.M.McCash // Journal of Applied Physics. – 1999. – V.85, N.8. – P.5045–5047.

48. Infrared spectra of giant magnetoresistance Fe/Cr/Fe trilayers / S.Uran, M.Grimsditch, E.E.Fullerton, S.D.Bader // Physical Review B. –1998. –V.57, N.5. –P.2705–2708.

49. Magneto-optical intensity effect in Fe/Cr superlattices / V.V.Ustinov, I.D.Lobov, V.M.Maevskii, L.N.Romashev // Proceedings of Moscow International Symposium on Magnetism. –1999. –P.333–336.

50. Zhang, S. Conductivity perpendicular to the plane of multilayered structures / S.Zhang, P.M.Levy // Journal of Applied Physics. – 1991. – V.69, N.8. – P.4786–4788.

51. Contactless magnetoresistance studies of Co/Cu multilayers using the infrared magnetorefractive effect / M.Vopsaroiu, D.Bozec, J.A.D.Matthew, S.M.Thompson, C.H.Marrows, M.Perez // *Physical Review B*. –2004. –V.70, N.21. –P.214423 (1–7).
52. Valet, T. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers / T.Valet, A.Fert // *Physical Review B*. –1993. –V.48, N.10. –P.7099–7113.
53. Оптика и магнетооптика металлических тонкослойных структур. Теория и эксперимент / Г.А.Болотин, М.М.Кириллова, Л.В.Номерованная, И.Д.Лобов, В.М.Маевский, А.А.Махнев, А.В.Дружинин, В.В.Устинов, В.И.Минин, Л.Н.Ромашев, А.П.Носов // *Физика металлов и металловедение*. –1994. –Т.78, N.1. –С.57–68.
54. Высокочувствительный магнитооптический спектрометр / И.Д.Лобов, А.В.Дружинин, С.Л.Веремеенко, А.А.Махнев // –Новосибирск, –1988. –19 с. –Деп. в ВИНТИ, N 2324-B88.
55. Лобов, И.Д. Исследование частотной дисперсии недиагональной магнитной проницаемости монокристалла кремнистого железа в спектральном диапазоне 0.5–5 эВ / И.Д.Лобов, А.В.Дружинин, В.М.Маевский // *Физика металлов и металловедение*. –1992. –Т.73, N.3. –С.66–72.
56. Лобов, И.Д. Наблюдение магнитной гиротропии в монокристалле никеля на оптических частотах / Лобов И.Д., Маевский В.М., Дружинин А.В // *Физика металлов и металловедение*. –1997. –Т.84, N.3. –С.44–53.
57. Лобов, И.Д. Гиромангнитные свойства мультислойных структур Fe/Cu в оптическом диапазоне / И.Д.Лобов, В.М.Маевский, Ф.А.Пудонин // Тезисы докладов XVI международной школы-семинара 23–26 июня 1998 г., Москва. В сб. “Новые магнитные материалы микроэлектроники”. –1998. –УРСС. –С.400–401.
58. Parkin, S.S.P. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers / S.S.P.Parkin, Z.G.Li, D.J.Smith // *Applied Physics Letters*. –1991. –V.58. –P.2710–2712.
59. Todorov, T.N. Giant magnetoresistance: Comparison of band-structure and interfacial-roughness contributions / T.N.Todorov, E.Yu.Tsymbal, D.G.Pettifor // *Physical Review B*. –1996. –V.54. –P.R12685–R12688.
60. Tsymbal, E.Y. Effects of band structure and spin-independent disorder on conductivity and giant magnetoresistance in Co/Cu and Fe/Cr multilayers / E.Y.Tsymbal, D.G.Pettifor // *Physical Review B*. –1996. –V.54. –P.15314–15329.
61. Giant magnetoresistance with current perpendicular to the multilayer planes / W.P.Pratt Jr., S.F.Lee, P.Holody, Q.Yang, R.Lololee, J.Bass, P.A.Schroeder // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1993. –V.126. –P.406–409.

62. Perpendicular magnetoresistance in Co/Cu multilayered nanowires / L.Piroux, S.Dubois, C.Marchal, J.M.Beuken, L.Filipozzi, J.F.Despres, K.Ounadjela, A.Fert // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1996. –V.156. –P.317–320.
63. Spin-dependent scattering of conduction electrons in Co/Cu multilayers / I.D.Lobov, M.M.Kirillova, A.A.Makhnev, M.A.Milyaev, L.N.Romashev, V.V.Ustinov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –2015. –V.389. –P.169–175.
64. Stiles, M.D. Calculation of spin-dependent interface resistance / M.D.Stiles, D.R.Penn // *Physical Review B*. –2000. –V.61. –P.3200–3202.
65. Sankaranarayann, V.K. Investigation of Co/Ag Discontinuous Multilayers Prepared by UHV Electron Beam Evaporation / V.K.Sankaranarayann, O.Prakash, S.T.Lakshmikummar // *Journal of Surface Science and Technology*. –2006. –V.22. –P.15–23.
66. Enhanced granular magnetoresistance due to ferromagnetic layers / J.Balogh, M.Csontos, D.Kaptás, G.Mihály // *Solid State Communications*. –2003. –V.126. –P.427–429.
67. Fragmentation of cobalt layers in Co/Cu multilayers monitored by magnetic and magnetoresistive measurements / F.Spizzo, E.Angeli, D.Bisero, P.Vavassori, F.Ronconi // *Applied Physics Letters*. –2001. –V.79. –P.3293–3295.
68. Decomposition of the magnetoresistance of multilayers into ferromagnetic and superparamagnetic contributions / I.Bakonyi, L.Péter, Z.Rolik, K.Kiss-Szabó, Z.Kupay, J.Tóth, L.F.Kiss, J.Pádár // *Physical Review B*. –2004. –V.70. –P.054427(1–10).
69. Magnetic correlation among nanosized Co particles in Cu-Co heterogeneous thin films / P.Allia, P.Tiberto, F.Vinai, L.Pareti, G.Turilli // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1999. –V.196. –P.56–58.
70. Structural study by NMR in Co/Cu multilayers at second antiferromagnetic maximum / E.Jedryka, M.Wójcik, S.Nadolski, D.J.Kubinski, H.Holloway // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1997. –V.165. –P.292–296.
71. Discontinuous Co layer in Co/Cu multilayers at the first antiferromagnetic maximum / E.Jedryka, M.Wójcik, S.Nadolski, D.J.Kubinski, H.Holloway // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1998. –V.177–181. –P.1183–1185.
72. Влияние процессов сплавообразования в системе Co–Cu на магнитные и магниторезистивные свойства мультислойных пленок Co/Cu со сверхтонкими слоями Co, полученных методом магнетронного ионно-плазменного распыления / Д.Л.Халяпин, П.Д.Ким, J.Kim, И.А.Турпанов, А.Я.Бетенькова, Г.В.Бондаренко, Т.Н.Исаева, I.Kim // *Физика твердого тела*. –2010. –Т.52, N.9. –С.1665–1674.
73. Магнитооптические, оптические и магнитотранспортные свойства сверхрешеток Co/Cu с ультратонкими слоями кобальта / И.Д.Лобов, М.М.Кириллова, А.А.Махнев, Л.Н.Ромашев,

А.В.Королев, М.А.Миляев, В.В.Проглядо, Н.С.Банникова, В.В.Устинов // Физика твердого тела. –2017. –Т.59, N.1. –С.54–62.

74. Magnetic and transport properties of Co–Cu microwires with granular structure / V.Zhukova, C.Garcia, J.J.del Val, M.Ilyn, A.Granovsky, A.Zhukov // Thin Solid Films. –2013. –V.543. –P.142–147.

75. Kondo-like effect in the resistivity of superparamagnetic cluster-layered Fe/Cr nanostructures / V.V.Ustinov, L.N.Romashev, M.A.Milyaev, A.V.Korolev, T.P.Krinitcina, A.M.Burkhanov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –2006. –V.300. –P.148–152.

76. Элементы гранулированного состояния в многослойных пленках Co/Cu / В.О.Васьковский, А.А.Ювченко, В.Н.Лепаловский, Н.Н.Щеголева, А.В.Свалов // Физика металлов и металловедение. –2002. –Т.93, N.3. –С.43–49.

77. Halilov, S.V. Effects of degeneracy removal on optical and magneto-optical properties of 3d ferromagnetic metals / S.V.Halilov, Yu.A.Uspenskii // Journal of Physics: Condensed Matter. –1990. –V.2. –P.6137–6152.

78. Успенский, Ю.А. Электронное строение и магнитооптика ферромагнитных 3d-металлов / Ю.А.Успенский, С.В.Халилов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1989. –Т.95. –С.1022–1035.

79. Кринчик, Г.С. Магнитооптические свойства Ni, Co и Fe в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра / Г.С.Кринчик, В.А.Артемьев // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1967. –Т.53. –С.1901–1912.

80. Nakajima, K. Thickness dependence of magneto-optical properties in face-centered-cubic Co/Cu(001) ultrathin films / K.Nakajima, T.Miyazaki // Journal of Applied Physics. –1996. –V.79, N.8. –P.4977–4979.

81. Castaner, R. The structural characterization of Co-Cu(100) superlattices by X-ray absorption spectroscopy / R.Castaner, C.Prieto, A.de Andrés, J.L.Martinez, J.L.Martinez-Albertos, C.Ocal, R.Miranda // Journal of Physics: Condensed Matter. –1994. –V.6. –P.4981–4990.

82. Chang, Chin-An Magnetization of ultrathin (100) Co films deposited on Cu/Si(100) / Chin-An Chang // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1992. –V.109. –P.243–248.

83. Tanaka, N. Structures and Growth Features of Cu/Gamma-Fe/Cu Multilayers Prepared by Vacuum Deposition on NaCl (001) Substrates / N.Tanaka, O.Katayama, T.Kizuka // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1993. –V.126, N.1–3. –P.55–58.

84. Hathaway, K.B. Structure and Magnetism of Sputtered Fe/Cu Multilayers / K.B.Hathaway, S.F.Cheng, A.N.Mansour // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1993. –V.126, N.1–3. –P.79–81.

85. Magnetic Properties of Fe/Cu Multilayers / F.Badia, G.Fratucello, B.Martinez, D.Fiorani, A.Labarta, J.Tejada // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1991. –V.93. –P.425–428.
86. Structure and Magnetic Properties of Magnetron-Sputtered Fe/Cu Multilayered Thin Films / S.F.Cheng, A.N.Mansour, J.P.Teter, K.B.Hathaway, L.T.Kabacoff // *Physical Review B*. –1993. –V.47, N.1. –P.206–216.
87. Fu, C.L. Electronic and magnetic properties of the fcc Fe(001) thin films: Fe/Cu(001) and Cu/Fe/Cu(001) / C.L.Fu, A.J.Freeman // *Physical Review B*. –1987. –V.35, N.3. –P.925–932.
88. Tsunoda, Y. Anomalous lattice contraction and magnetism of γ -Fe precipitates in Cu / Y.Tsunoda, S.Imada, N.Kunitomi // *Journal of Physics F: Metal Physics*. –1988. –V.18, N.7. –P.1421–1431.
89. Preparation and Physical Properties of fcc-Iron and Copper Multilayers / M.Doyama, M.Matsui, H.Matsuoka, S.Mitani, K.Doi // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1991. –V.93. –P.374–378.
90. Bennett, W.R. Concurrent enhancement of Kerr rotation and antiferromagnetic coupling in epitaxial Fe/Cu/Fe structure / W.R.Bennett, W.Schwarzacher, W.F.Egelhoff // *Physical Review Letters*. –1990. –V.65, N.25. –P.3169–3172.
91. Katayama, T. Wavelength dependence of magneto-optical Kerr rotation in Co/Cu, Fe/Cu, Co/Au and Fe/Au compositionally modulated multilayered films / T.Katayama, H.Awano, Y.Nishihara // *Journal of The Physical Society of Japan*. –1986. –V.55, N.8. –P.2539–2542.
92. Oscillation of Saturation Magneto-optical Kerr Rotation in Epitaxial Fe/Au/Fe and Fe/Ag/Fe(100) Sandwiched Films / T.Katayama, Y.Suzuki, M.Hayashi, A.Thiaville // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1993. –V.126, N.1–3. –P.527–531.
93. Platinum overlayer-induced changes of magnetic and magneto-optical properties of ultrathin Co layer / J.Kisielewski, A.Maziewski, K.Postava, A.Stupakiewicz, A.Petroutchik, L.T.Baczewski, A.Wawro // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –2010. –V.322. –P.1475–1477.
94. The magneto-optical and optical properties of ultrathin Fe films in the short-wave length range / S.M.Zhou, L.Y.Chen, Y.D.Wang, Y.Wang, W.R.Zhu, Y.X.Zheng, Q.Y.Jin, Y.H.Qian, X.L.Shen, H.Xia // *Journal of Applied Physics*. –1996. –V.79. –P.8011–8014.
95. Katayama, T. Magneto-optical transition due to a formation of quantum-well states in magnetic ultra-thin films and multilayers / T.Katayama, Y.Suzuki, W.Geerts // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1996. –V.156, N.1–3. –P.158–162.
96. Complex optical constants and magneto-optic Kerr-effect of Co/Al/Co sandwiches / Q.S.Bie, M.Lu, J.Du, H.W.Zhao, K.Hia, H.R.Zhai, S.M.Zhou, Q.Y.Jin, L.Y.Chen // *Physics Letters A*. –1996. –V.210. –P.341–346.

97. Induced Spin Polarization in Cu Spacer Layers in Co/Cu Multilayers / M.G.Samant, J.Stohr, S.S.P.Parkin, G.A.Held, B.D.Hermsmeier, F.Herman, M.Vanschilfgaarde, L.C.Duda, D.C.Mancini, N.Wassdahl, R.Nakajima // *Physical Review Letters*. –1994. –V.72, N.7. –P.1112–1115.
98. Evidence for the Spin Polarization of Copper in Co/Cu and Fe/Cu Multilayers / S.Pizzini, A.Fontaine, C.Giorgetti, E.Dartyge, J.F.Bobo, M.Piecuch, F.Baudelet // *Physical Review Letters*. –1995. –V.74, N.8. –P.1470–1473.
99. Interlayer Coupling and Spin Polarization of the Nonmagnetic Layers in Fe/Cu and Fe/Ag Cmf's / Y.B.Xu, M.Lu, Q.Y.Jin, C.Hu, Y.Z.Miao, Y.Zhai, Q.S.Bie, H.R.Zhai, G.L.Dunifer, R.Naik, M.Ahmad // *Journal of Applied Physics*. –1994. –V.75, N.10. –P.6190–6192.
100. Bruno, P. Theory of interlayer exchange interactions in magnetic multilayers / P.Bruno // *Journal of Physics: Condensed Matter*. –1999. –V.11. –P.9403–9419.
101. Ortega, J.E. Quantum well states as mediators of magnetic coupling in superlattices / J.E.Ortega, F.J.Himpsel // *Physical Review Letters*. –1992. –V.69, N.5. –P.844–847.
102. Suzuki, Y. Theory of magnetooptical effect in ultrathin ferromagnetic layers / Y.Suzuki, P.Bruno // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1995. –V.140. –P.651–652.
103. Quantum-well states and induced magnetism in Fe/Cu_N/Fe bcc(001) trilayers / A.M.N.Niklasson, S.Mirbt, H.L.Skriver, B.Johansson // *Physical Review B*. –1996. –V.53, N.13. –P.8509–8514.
104. Berglund, C.N. Photoemission Studies of Copper and Silver: Experiment / C.N.Berlund, W.E.Spicer // *Physical Review*. –1964. –V.136. –P.A1044–A1064.
105. Guenzburger, D. Magnetic and electronic properties of γ -Fe and γ -Fe/Al particles in copper / D.Guenzburger, D.E. Ellis // *Physical Review B*. –1995. –V.52. –P.13390–13398.
106. Оптические и магнитооптические свойства многослойных пленок Fe/Cu: влияние периода модуляции и фазового превращения ОЦК-ГЦК в железе / М.М.Кириллова, И.Д.Лобов, В.М.Маевский, Л.В.Номерованная, А.А.Махнев, Г.А.Болотин, Ф.А.Пудонин // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. –1997. –Т.112, N.5. –С.1694–1709.
107. Spin polarization and additional magneto-optical activity of nonmagnetic layers in Fe/Ag CMF / Y.B.Xu, H.R.Zhai, M.Lu, Q.Y.Jin, Y.Z.Miao // *Physics Letters A*. –1992. –V.168. –P.213–216.
108. Толщинная зависимость оптических и магнитооптических свойств многослойной системы Fe/Cu / Г.А.Болотин, М.М.Кириллова, И.Д.Лобов, В.М.Маевский, Л.В.Номерованная, А.А.Махнёв, А.Ф.Пудонин // *Физика металлов и металловедение*. –1997. –Т.84, N.6. –С.57–66.
109. Short-and long period oscilations in the exchange coupling of Fe across epitaxially grown Al- and Au-imterlayers / A.Fuß, S.Demokritov, P.Grünberg, W.Zinn // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1992. –V.103. –P.L221–L227.

110. Chowdhury, A.R. Study of interface structure of Fe/Al multilayers / A.R.Chowdhury, A.E.Freitag // *Journal of Applied Physics*. –1996. –V.79, N.8. –P.6303–6305.
111. Оптические и электрические свойства неупорядоченных сплавов Fe-Al / Л.В.Номерованная, В.А.Рассохин, А.А.Махнёв, Н.А.Попова // *Физика металлов и металловедение*. –1991. –Т.71, N.1. –С.152–158.
112. Экспериментальное и теоретическое изучение оптического отклика от многослойной системы Nb/Al / Г.А.Болотин, Л.В.Номерованная, М.М.Кириллова, А.А.Махнёв, Ф.А.Пудонин // *Физика металлов и металловедение*. –1995. –Т.80, N.1. –С.54–64.
113. Powell, C.J. Analysis of optical- and inelastic-electron-scattering data. II. Application to Al / C.J.Powell // *Journal of the Optical Society of America*. –1970. –V.60, N.1. –P.78–93.
114. Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В.Вонсовский. –М.:Наука. 1971. –1032 с.
115. Zayer, N.K. Transport and magnetic properties of thin Fe-Al films / N.K.Zayer, K.-U.Neumann, K.R.A.Ziebeck // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1995. –V.140–144. –P.679–680.
116. Metastability of ultrathin Fe in Fe/Zr multilayers investigated by the Kerr effect / J.Dubowik, F.Stobiecki, H.Rohrmann, K.Röll // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1996. –V.152. –P.201–207.
117. Влияние межслоевых границ на оптические и магнитооптические свойства тонкоплёночной периодической системы Fe/Al / Л.В.Номерованная, Г.А.Болотин, М.М.Кириллова, О.Н.Киселева, И.Д.Лобов, В.М.Маевский, Ф.А.Пудонин // *Физика металлов и металловедение*. –1998. –Т.85, N.4. –С.81–94.
118. Moment formation in Fe_{0.5}Al_{0.5} / R.Wagoner, M.Reissner, W.Steiner, J.Bogner, H.Sassik, P.Pongratz, B.Sepiol // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1995. –V.140–144. –P.57–58.
119. Singh, M. Spin-orbit coupling, Fermi surface and optical conductivity of ferromagnetic iron / M.Singh, C.S.Wang, J.Callaway // *Physical Review B*. –1975. –V.11, N.1. –P.287–294.
120. Okuno, S.N. Two Oscillatory Behaviors as Functions of Ferromagnetic Layer Thickness in Fe/Cr(100) Multilayers / S.N.Okuno, K.Inomata // *Physical Review Letters*. –1994. –V.72, N.10. –P.1553–1556.
121. Спин-стекольное состояние многослойных структур Fe/Cr со сверхтонкими слоями железа / А.Б.Дровосеков, Н.М.Крейнес, Д.И.Холин, А.В.Королев, М.А.Миляев, Л.Н.Ромашев, В.В.Устинов // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. –2008. –Т.88. –С.126–131.
122. TKE spectra of antiferromagnetic Cr(100) film and Fe_x/Cr(100) superlattices with ultrathin Fe layers / I.D.Lobov, M.M.Kirillova, L.N.Romashev, V.V.Ustinov, V.M.Maevskii, M.A.Milyaev // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –2006. –V.300, N.1. –P.e359-e362.

123. Magneto-optics of Fe/Cr superlattices / I.D.Lobov, M.M.Kirillova, A.A.Makhnev, L.N.Romashev, V.V.Ustinov // *Solid State Phenomena*. –2011. –V.168–169. –P.517–520.
124. Study of electronic and magnetic structure of Fe/Cr superlattices with various Fe layer thickness / V.V.Ustinov, M.M.Kirillova, I.D.Lobov, L.N.Romashev, V.M.Maevskii, M.A.Milyaev, O.N.Kiseleva // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1999. –V.198–199. –P.24–26.
125. Рассеяние электронов проводимости в сверхрешетках $\text{Fe}(tx, \text{\AA})/\text{Cr}(10\text{\AA})$ с ультратонкими слоями железа / И.Д.Лобов, М.М.Кириллова, А.А.Махнев, Л.Н.Ромашев, М.А.Миляев, В.В.Устинов // *Физика твердого тела*. –2014. –Т.56, N.3. –С.492–497.
126. Parameters of Fe/Cr interfacial electron scattering from infrared magnetoreflexion / I.D.Lobov, M.M.Kirillova, A.A.Makhnev, L.N.Romashev, V.V.Ustinov // *Physical Review B*. –2010. –V.81. –P.134436 (1–6).
127. Магнитооптические эффекты в антиферромагнитном хrome / И.Д.Лобов, М.М.Кириллова, В.М.Маевский, Л.Н.Ромашев // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. –2007. –Т.132. –С.932–940.
128. Кириллова, М.М. Особенности инфракрасного поглощения в хrome и его сплавах с железом / М.М.Кириллова, Л.В.Номерованная // *Физика металлов и металловедение*. –1975. –Т.40, N.5. –С.983–992.
129. Кринчик, Г.С. Намагничивание ферромагнитного металла магнитным полем световой волны / Г.С.Кринчик, Г.М.Нурмухамедов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. –1964. –Т.47. –С.778–780.
130. Маевский, В.М. Отражение света от намагниченной среды со слабой пространственной дисперсией / В.М.Маевский, Г.А.Болотин // *Физика металлов и металловедение*. –1971. –Т.32. –С.1168–1176.
131. Lomer, W.M. Electronic Structure of Chromium Group Metals / W.M.Lomer // *Proceedings of the Physical Society*. –1962. –V.80. –P.489–496.
132. Overhauser, A.W. Spin Density Waves in an Electron Gas / A.W.Overhauser // *Physical Review*. –1962. –V.128. –P.1437–1452.
133. Graebner, J.E. de Haas-van Alphen Effect in Antiferromagnetic Chromium / J.E.Graebner, J.A.Marcus // *Physical Review*. –1968. –V.175. –P.659–673.
134. Asano, S. Band Theory of Antiferromagnetic Chromium / S.Asano, J.Yamashita // *J. Phys. Soc. Japan* –1967. –V.23. –P.714–736.
135. Barker, A.S. Optical Studies of Antiferromagnetism in Chromium and its Alloys / A.S.Barker, I.A.Ditzenberg // *Physical Review B*. –1970. –V.1. –P.4378–4400.
136. Lind, M.A. Optical measurements of the antiferromagnetic energy gaps in chromium / M.A.Lind, I.I.Stanford // *Phys. Lett. A*. –1972. –V.39. –P.5–6.

137. Оптические свойства антиферромагнитного хрома: влияние давления и температуры / А.Б.Шайкин, М.М.Кириллова, Н.В.Минулина, А.Н.Ракицкий // Физика металлов и металловедение. –1988. –Т.66. –С.695–700.
138. Magneto-optical spectroscopy of *d*- and *f*-ferromagnetic materials: recent theoretical progress / V.N.Antonov, A.N.Yaresko, A.Ya.Perlov, V.V.Nemoshkalenko, P.M.Oppeneer, H.Eschrig // Low Temperature Physics. –1999. –V.25. –P.527–550.
139. Stern, E.A. Polar Reflection Faraday Effect in Metals / E.A.Stern, J.C.McGroddy, W.E.Harte // Physical Review. –1964. –V.135. –P.A1306–A1314..
140. Успенский, Ю.А. Микроскопическое исследование магнитооптической активности в тройных соединениях PtMnSb, PdMnSb, NiMnSb и PtMnSn / Ю.А.Успенский, Э.Т.Кулатов, С.В.Халилов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1995. –Т.107. –С.1708–1721.
141. Кринчик, Г.С. Ориентационный магнитооптический эффект в монокристаллах никеля и кремнистого железа / Г.С.Кринчик, Е.А.Ганьшина, В.С.Гущин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1971. –Т.60. –С.209–219.
142. Магнитооптические и магнитные свойства наногетероструктур Fe/ZnTe/Fe: проявление межслоевого обменного взаимодействия / И.Д.Лобов, В.М.Маевский, М.М.Кириллова, А.В.Королев, Ф.А.Пудонин // Физика металлов и металловедение. –2006. –Т.102. –С.162–170.
- 143 Band structure, Fermi surface, Compton profile, and optical conductivity of paramagnetic chromium / D.G.Laurent, J.Callaway, J.L.Fry, N.E.Brener // Physical Review B. –1981. –V.23. –P.4977–4987.
144. Parkin, S.S.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr / S.S.P.Parkin, N.More, K.P.Roche // Physical Review Letters. –1990. –V.64. –P.2304–2307.
145. Unguris, J. Observation of two different oscillation periods in the exchange coupling of Fe/Cr/Fe(100) / J.Unguris, R.J.Celotta, D.T.Pierce // Physical Review Letters. –1991. –V.67. –P.140–143.
146. Bruno, P. Ruderman-Kittel Theory of Oscillatory Interlayer Exchange Coupling / P.Bruno, C.Chappert // Physical Review B. –1992. –V.46, N.1. –P.261–270.
147. van Schilfgaarde, M. Oscillatory Exchange Coupling: RKKY or Quantum-Well Mechanism? / M.van Schilfgaarde, W.A.Harrison // Physical Review Letters. –1993. –V.71. –P.3870–3873.
148. Exchange Interactions Between Ferromagnetic Layers Separated by Nonmagnetic Spacer Layers / H.Nakanishi, T.Tamura, H.Kasai, A.Okiji // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1993. –V.126. –P.394–396.

149. Parkin, S.S.P. Antiferromagnetic interlayer exchange coupling in sputtered Fe-Cr multilayers: Dependence on Number of Fe Layers / S.S.P.Parkin, A.Mansour, G.P.Felcher // *Applied Physics Letters*. –1991. –V.58, N.14. –P.1473–1475.
150. Layered magnetic structures: antiferromagnetic type interlayer coupling and magnetoresistance due to antiparallel alignment / P.Grünberg, J.Barnas, F.Saurenbach, J.A.Fuß, A.Wolf, M.Vohl // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1991. –V.93. –P.58–66.
151. Electronic-Structure and Interlayer Exchange Coupling in Fe/Cr Superlattices / K.Ounadjela, C.B.Sommers, A.Fert, D.Stoeffler, F.Gautier, V.L.Moruzzi // *Europhysics Letters*. –1991. –V.15, N.8. –P.875–880.
152. Magnetic Structures of Giant Magnetoresistance Systems, Fe/Cr and NiFe/Cu/Co/Cu, Studied by Neutron-Diffraction / N.Hosoito, K.Mibu, T.Ono, T.Shinjo, Y.Endoh // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1993. –V.126. –P.255–256.
153. Exchange-coupling between ferromagnets through a non-metallic amorphous spacer-layer / S.Toscano, B.Briner, H.Hopster, M.Landolt // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1992. –V.114, N.1–2. –P.L6–L10.
154. E.E.Fullerton, J.E.Mattson, S.R.Lee, C.H.Sowers, Y.Y.Huang, G.Felcher, S.D.Bader, F.T.Parker / Non-oscillatory antiferromagnetic coupling in sputtered Fe/Si superlattices // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1992. –V.117, N.3. –P.L301–L306.
155. Kohlhepp, J. Magnetic coupling in sputtered Fe/Si-type multilayers / J.Kohlhepp, F.J.A.den Broeder // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1996. –V.156, N.1–3. –P.261–262.
156. Inomata, K. Magnetoresistance Associated with Antiferromagnetic Interlayer Coupling Spaced by a Semiconductor in Fe /Si Multilayers / K.Inomata, K.Yusu, Y.Saito // *Physical Review Letters*. –1995. –V.74, N.10. –P.1863–1866.
157. Exponential Dependence of the Interlayer Exchange Coupling on the Spacer Thickness in MBE-grown Fe/SiFe/Fe Sandwiches / J.J.de Vries, J.Kohlhepp, F.J.A.den Broeder, R.Coehoorn, R.Jungblut, A.Reinders, W.J.M.de Jonge // *Physical Review Letters*. –1997. –V.78, N.15. –P.3023–3026.
158. Walser, P. Heat-induced effective exchange coupling in magnetic multilayers with semiconductors / P.Walser, M.Hunziker, M.Landolt // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1999. –V.200, N.1–3. –P.95–109.
159. Magnetoresistance and magnetization of Fe/Cr(001) superlattices with noncollinear magnetic ordering / V.V.Ustinov, N.G.Bebenin, L.N.Romashev, V.I.Minin, M.A.Milyaev, A.R.Dehl, and A.V.Semerikov // *Physical Review B*. –1996. –V.54, N.21. –P.1–9.

160. Magneto-optical study of the non-collinear magnetic structure of Fe/Cr superlattices / V.V.Ustinov, M.M.Kirillova, I.D.Lobov, V.M.Maevskii, A.A.Makhnev, V.I.Minin, L.N.Romashev, A.R.Dehl, E.I.Shreder // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1996. –V.156. –P.179–180.
161. Orientationally independent antiferromagnetic coupling in epitaxial Fe/Cr (211) and (100) superlattices / E.E.Fullerton, M.J.Conover, J.E.Mattson, C.H.Sowers, S.D.Bader // *Journal of Applied Physics*. –1994. –V.75, N.10. –P.6461–6463.
162. Bruno, P. Oscillations of Interlayer Exchange Coupling vs Ferromagnetic Layers Thickness / P.Bruno // *Europhysics Letters*. –1993. –V.23, N.8. –P.615–620.
163. Biquadratic coupling dependence on spacer layer thickness for Fe/Cr/Fe / A.Azevedo, C.Chesman, M.Lucena, F.M.de Aguiar, S.M.Rezende, S.S.P.Parkin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1998. –V.177–181. –P.1177–1178.
164. Doi, M. Magnetoresistance and structure of Fe/Cu multilayers / M.Doï, T.Kanbe, M.Matsui // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1993. –V.126. –P.443–444.
165. Magnetic anisotropies in ultrathin fcc Fe(001) films grown on Cu(001) substrates / J.F.Cochran, J.M.Rudd, M.From, B.Heinrich, W.Bennett, W.Shwarzacher, M.F.Egelhoff, Jr. // *Physical Review B*. –1992. –V.45, N.9. –P.4676–4685.
166. Wang, J.Z. Temperature dependence of the resonant exchange coupling between two ferromagnets separated by a nonmetallic spacer / J.Z.Wang, B.Z.Li, Z.N.Hu // *Physical Review B*. –2000. –V.62, N.10. –P.6570–6576.
167. Optical, Magneto-optical and Magnetic Properties of Fe/GaAs Films: Manifestation of Interlayer Exchange Coupling / I.D.Lobov, V.M.Maevskii, L.V.Nomerovannaya, M.M.Kirillova, A.A.Makhnev, F.A.Pudonin // *The Physics of Metals and Metallography*. –2001. –V.91, Supplementary Issue N.1. –P.S33–S37.
168. Magneto-optical and magnetic properties of Fe/ZnTe/Fe heterostructures / I.D.Lobov, F.A.Pudonin, M.M.Kirillova, A.V.Korolev, V.M.Maevskii // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –2003. –V.264, N.2–3. –P.164–168.
169. Demokritov, S.O. Biquadratic interlayer coupling in layered magnetic systems / S.O.Demokritov // *Journal of Physics D: Applied Physics*. –1998. –V.31. –P.925–941.
170. Antiferromagnetic coupling in Co/Ge superlattices / Y.Endo, N.Kikuchi, O.Kitakami, Y.Shimada // *Journal of Physics: Condensed Matter*. –1999. –V.11. –P.L133–L137.
171. Мотт, Н. Электронные процессы в некристаллических веществах / Н.Мотт, Э.Дэвис. –М.: Мир. 1982. –т.1. –368 с.
172. Оптические свойства полупроводников / В.И.Гавриленко, А.М.Грехов, Д.Б.Корбутяк, В.Г.Литовченко. –Киев: Наукова Думка. 1987. –606 с.

173. Каган, Ю. Квантовые осцилляции температуры сверхпроводящего перехода в системе металл-неметалл / Ю.Каган, Л.Б.Дубовский // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1977. –Т.72. –С.646–662.
174. Кротов, Ю.А. Когерентное взаимодействие плоских дефектов в сверхпроводнике / Ю.А.Кротов, И.М.Суслов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1992. –Т.102. –С.670–682.
175. In-plane magnetisation anisotropy of FeCr superlattices with biquadratic exchange coupling / V.V.Ustinov, M.A.Milyaev, L.N.Romashev, T.P.Krinitina, E.A.Kravtsov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –2011. –V.226–230. –P.1811–1813.
176. Ustinov, V.V. High frequency impedance of magnetic superlattices showing giant magnetoresistance / V.V.Ustinov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1997. –V.165, N.1–3. –P.125–127.
177. Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках с туннельным магнитосопротивлением / И.В.Быков, Е.А.Ганьшина, А.Б.Грановский, В.С.Гущин // Физика твердого тела. –2000. –Т.42, Вып.3. –С.487–491.
178. Importance of the interband contribution to the magneto-refractive effect in Co/Cu multilayers / R.J.Baxter, D.G.Pettifor, E.Y.Tsymbal, D.Bozec, J.A.D.Matthew, S.M.Thompson // Journal of Physics: Condensed Matter. –2003. –V.15. –P.L695–L702.
179. Широковский, В.П. Аномалии оптического поглощения в железе / В.П.Широковский, М.М.Кириллова, Н.А.Шилкова // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1982. –Т.82, N.3. –С.784–791.
180. Biquadratic Exchange Coupling in Sputtered (100) Fe/Cr/Fe / A.Azevedo, C.Chesman, S.M.Rezende, F.M.de Aguiar, X.Bian, S.S.P.Parkin // Physical Review Letters. –1996. –V.76, N.25. –P.4837–4840.
181. Fonseca, T.L. Equilibrium configuration of magnetic trilayers / T.L.Fonseca, N.S.Almeida // Physical Review B. –1998. –V.57, N.1. –P.76–79.
182. Magnetic susceptibility determination of the relaxation time for domain-wall motion in perpendicularly magnetized ultrathin films / C.S.Arnold, M.Dunlavy, D.Venus, D.P.Pappas // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1999. –V.198–199. –P.465–467.
183. Venus, D. Dissipation in perpendicularly magnetized ultrathin films studied using the complex AC susceptibility / D.Venus and M.J.Dunlavy // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –2003. –V.260, N.1–2. –P.195–205.
184. AC susceptibility: a sensitive probe of interlayer coupling / P.Poulopoulos, U.Bovensiepen, M.Farle, K.Baberschke // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –2000. –V.212, N.1–2. –P.17–22.

185. Current-perpendicular and current-parallel giant magnetoresistance in Co/Ag multilayers / S.F.Lee, Q.Yang, P.Holody, R.Loloe, J.H.Hetherington, S.Mahmood, B.Ikegami, K.Vigen, L.L.Henry, P.A.Schroeder, W.P.Pratt, Jr., J.Bass // *Physical Review B*. –1995. –V.52, N.21. –P.15426–15441.
186. Camley, R.E. Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling / R.E.Camley, J.Barnas // *Physical Review Letters*. –1989. –V.63, N.6. –P.664–667.
187. Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment / J.Barnas, A.Fuss, R.E.Camley, P.Grunberg, W.Zinn // *Physical Review B*. –1990. –V.42, N.13. –P.8110–8120.
188. Levy, P.M. Giant Magnetoresistance in Magnetic Layered and Granular Materials / P.M.Levy // *Science*. –1992. –V.256, N.5059. –P.972–973.
189. Levy, P.M. Giant Magnetoresistance in Magnetic Layered and Granular Materials / P.M.Levy // *Solid State Physics*. –1994. –V.47. –P.367–462.
190. Gijs, M.A.M. Perpendicular giant magnetoresistance of magnetic multilayers / M.A.M.Gijs, G.E.W.Bauer // *Advances in Physics*. –1997. –V.46, N.3. –P.285–445.
191. Магниторефрактивный эффект и гигантское магнитосопротивление в сверхрешетках Fe(tx)/Cr / И.Д.Лобов, М.М.Кириллова, Л.Н.Ромашев, М.А.Миляев, В.В.Устинов // *Физика твердого тела*. –2009. –Т.51, N.12. –С.2337–2341.
192. Vopsaroiu, M. The integral magneto-refractive effect: A method of probing magnetoresistance / M.Vopsaroiu, M.G.Cain, V.Kuncser // *Journal of Applied Physics*. –2011. –V.110. –P.056103 (1–3).
193. Stanton, T. A portable instrument for non-contact giant magnetoresistance measurements utilizing the magnetorefractive effect and infrared fibres / T.Stanton, M.Vopsaroiu, S.M.Thompson // *Measurement Science and Technology*. –2008. –V.19. –P.125701 (1–7).
194. Магнитопропускание и магнитоотражение в многослойных наноструктурах FeCr / В.В.Устинов, Ю.П.Сухоруков, М.А.Миляев, А.Б.Грановский, А.Н.Юрасов, Е.А.Ганышина, А.В.Телегин // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. –2009. –Т.135, N.2. –С.293–300.
195. Laurent, D.G. Optical conductivities of iron and nickel / D.G.Laurent, J.Callaway, C.S.Wang // *Physical Review B*. –1979. –V.20, N.3. –P.1134–1138.
196. Халилов, С.В. Влияние релятивистских эффектов на низкочастотные оптические свойства ферромагнитного железа / С.В.Халилов, Ю.А.Успенский // *Физика металлов и металловедение*. –1988. –Т.66, N.6. –С.1097–1102.

197. Modelling the magnetorefractive effect in giant magnetoresistive granular and layered materials / R.T.Mennicke, D.Bozec, V.G.Kravets, M.Vopsaroiu, J.A.D.Matthew, S.M.Thompson // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –2006. –V.303. –P.92–110.
198. Spišák, D. Magnetic properties of thin vanadium films on iron / D.Spišák, J.Hafner // *Physical Review B*. –2000. –V.61. –P.4160–4166.
199. Inverse CPP-GMR in (A/Cu/Co/Cu) multilayers (A5NiCr, FeCr, FeV) and discussion of the spin asymmetry induced by impurities / C.Vouille, A.Fert, A.Barthélémy, S.Y.Hsu, R.Loloe, P.A.Schroeder // *Journal of Applied Physics*. –1997. –V.81. –P.4573–4575.
200. Fermi surface and electron correlation effects of ferromagnetic iron / J.Schäfer, M.Hoinkis, E.Rotenberg, P.Blahá, R.Claessen // *Physical Review B*. –2005. –V.72, N.15. –P.155115 (1–11).
201. Interfacial electronic scattering in Fe/Cr superlattices / I.D.Lobov, M.M.Kirillova, L.N.Romashev, M.A.Milyaev, V.V.Ustinov // *Solid State Phenomena*. –2014. –V.215. –P.331–336.
202. Interface resistance of disordered magnetic multilayers / K.Xia, P.J.Kelly, G.E.W.Bauer, I.Turek, J.Kudrnovsky, V.Drchal. *Physical Review B*. –2001. –V.63. –P.064407 (1–4).
203. Rath, J. Energy Bands in Paramagnetic Chromium / J.Rath, J.Callaway // *Physical Review B*. –1973. –V.8, N.12. –P.5398–5403.
204. Callaway, J. Energy bands in ferromagnetic iron / J.Callaway, C.S.Wang // *Physical Review B*. –1977. –V.16, N.5. –P.2095–2105.
205. Shufend, Z. Interplay of the specular and diffuse scattering at interfaces of magnetic multilayers / Z.Shufend, P.M.Levy // *Physical Review B*. –1998. –V.57, N.9. –P.5336–5339.
206. Исследование рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Fe/Cr методом ИК-магнитоотражения / И.Д.Лобов, М.М.Кириллова, Л.Н.Ромашев, М.А.Миляев, В.В.Устинов // *Физика металлов и металловедение*. –2012. –V.113. –P.1221–1229.
207. Stiles, M.D. Oscillatory exchange coupling in Fe/Cr multilayers / M.D.Stiles // *Physical Review B*. –1996. –V.54, N.20. –P.14679–14685.
208. Himpsel, F.J. Electronic states of magnetic materials / F.J.Himpsel, K.N.Altmann // In: W.Schattke, M.A.Van Hove. (Eds.) *Solid-State Photoemission and Related Methods: Theory and Experiment*. Wiley-VCH, Weinheim, 2003, P.177–219 (Chapter 6).
209. Baureuther, G. Quantum oscillations of properties in magnetic multilayers / G.Baureuther, F.Bensch, V.Kottler // *Journal of Applied Physics*. –1996. –V.79, N.8. –P.4509–4514.
210. Е.А.Ганышина, А.А.Богородицкий, Р.Ю.Кумаритова, В.В.Бибикова, Г.В.Смирницкая, Н.И.Цидаева. Магнитооптические свойства многослойных пленок Fe/Pd // *Физика твердого тела*. –2001. –Т.73, N.6. –С.1061–1066.

211. Oscillatory interlayer coupling and giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers / D.H.Mosca, F.Petroff, A.Fert, P.A.Schroeder, W.P.Pratt Jr., R.Laloe // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1991. –V.94. –P.L1–L5.
212. Rupp, G. Giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers on glass and silicon substrates / G.Rupp, K.Schuster // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1993. –V.121. –P.416–420.
213. Schmeusser, S. Optimization of giant magnetoresistance in ion beam sputtered Co/Cu multilayers S.Schmeusser, G.Rupp, A.Hubert // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1997. –V.166. –P.267–276.
214. Giant magnetoresistance and oscillatory exchange coupling in disordered Co/Cu multilayers / C.H.Marrows, N.Wiser, B.J.Hickey, T.P.A.Hase, B.K.Tanner // *Journal of Physics: Condensed Matter*. –1999. –V.11. –P.81–88.
215. Persat, N. Magnetic irreversibilities of Co/Cu/Co structures with strong antiferromagnetic exchange coupling / N.Persat, H.A.M.van den Berg, A.Dinia // *Physical Review B*. –2000. –V.62. –P.3917–3922.
216. Bruno, P. Oscillatory Coupling between Ferromagnetic Layers Separated by a Nonmagnetic Metal Spacer / P.Bruno, C.Chappert // *Physical Review Letters*. –1991. –V.67. –P.1602–1605.
217. Segovia, P. Quantum Well States and Short Period Oscillations of the Density of States at the Fermi Level in Cu Films Grown on fcc Co(100) / P.Segovia, E.G.Michel, J.E.Ortega // *Physical Review Letters*. –1996. –V.77. –P.3455–3458.
218. Determination of the Magnetic Coupling in the Co/Cu/Co(100) System with Momentum-Resolved Quantum Well States / R.K.Kawakami, E.Rotenberg, E.J.Eskorcia-Aparicio, H.J.Choi, J.H.Wolfe, N.V.Smith, Z.Q.Qiu // *Physical Review Letters*. –1999. –V.82. –P.4098–4101.
219. Qiu, Q. Quantum well states and oscillatory magnetic interlayer coupling / Q.Qiu, N.V.Smith // *Journal of Physics: Condensed Matter*. –2002. –V.14. –P.R169–R193.
220. Beattie, J.R. Optical constants of metals in the infra-red – Principles of measurement / J.R.Beattie, G.K.T.Conn // *Philosophical Magazine*. –1955. –V.46. –P.222–234.
221. Падалка В.Г. Определение микрохарактеристик меди по оптическим постоянным в ИК области спектра и удельной проводимости при 82 и 295 К / В.Г.Падалка, И.Н.Шкляревский // *Оптика и спектроскопия*. –1962. –Т.12, N2. –С.291–297.
222. Levy, P.M. Theory of Giant Magnetoresistance / P.M.Levy, I.Mertig // in: S.Maekawa, T.Shinjo (Eds.) *Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures*. –Taylor and Francis. –London. –2002. –P.47–111 (Chapter2).