

На правах рукописи

ЛОБОВ Иван Дмитриевич

МАГНИТООПТИКА МНОГОСЛОЙНЫХ ОБМЕННО-
СВЯЗАННЫХ НАНОСТРУКТУР С ГИГАНТСКИМИ
АНОМАЛИЯМИ МАГНИТОТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ

01.04.11 - Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Екатеринбург - 2018

Диссертационная работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук (ИФМ УрО РАН).

Официальные оппоненты:

Ганышина Елена Александровна, доктор физико-математических наук, профессор кафедры магнетизма Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, г. Москва

Памятных Евгений Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Института естественных наук Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург.

Юрасов Алексей Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор Московского технологического университета (МГТУ МИРЭА), г. Москва

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук», г.Красноярск.

Защита состоится «21» декабря 2018 г. в 11.00 часов на заседании диссертационного совета Д 004.003.01 при ИФМ УрО РАН по адресу: 620108, г. Екатеринбург, ГСП-170, ул. С.Ковалевской, 18.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФМ УрО РАН и на сайте института www.imp.uran.ru.

Автореферат разослан «__» _____ 2018 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физ.-мат. наук

Чарикова Т.Б.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Объектами исследования в работе являются магнитные металлические сверхрешетки и многослойные гетероструктуры металл/полупроводник. Основное внимание уделяется магнитной структуре изучаемых объектов и ее взаимосвязи с электронными свойствами.

Характерные толщины слоев в таких структурах варьируются от единиц до десятков ангстрем, что придает им ряд замечательных свойств. В них было обнаружено косвенное обменное взаимодействие антиферромагнитного (АФМ) типа¹ между слоями ферромагнетика, разделенными неферромагнитной прослойкой; открыто явление гигантского магнитосопротивления² (ГМС), составляющего десятки процентов; наблюдались осцилляции косвенного обменного взаимодействия в зависимости от толщины немагнитной прослойки.³

Материалы с ГМС практически сразу нашли применение в магнитных головках жестких дисков, что позволило радикально увеличить плотность записи информации. Однако, существует проблема исследования ГМС, заключающаяся в том, что значения описывающих его параметров получают в экспериментах с использованием гелиевых температур, и с применением фотолитографических методов при подготовке образцов⁴. Как следствие, исследование ГМС в полном объеме доступно сравнительно небольшому числу научных групп.

ГМС в многослойных и гранулированных наноструктурах обусловлено наличием асимметрии спин-зависящего рассеяния электронов проводимости на интерфейсах и в ферромагнитных

(ФМ) слоях. Новые независимые методы определения параметров этого рассеяния представляют большой интерес. В частности, с момента обнаружения нового магнитооптического эффекта в магнитных многослойных структурах¹, обращалось внимание на корреляцию полевых зависимостей магниторефрактивного эффекта (МРЭ) и ГМС.

Нами был разработан метод определения параметров интерфейсного рассеяния электронов проводимости в слоистых металлических наноструктурах на основе экспериментальных спектров магнитоотражения.

Актуальность темы настоящей работы 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 обмену 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)).

Цель диссертационной работы состояла в установлении влияния квантовых размерных эффектов на оптические и магнитооптические свойства сверхрешеток, а также в установлении

¹ Grünberg P., et al. Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. // Physical Review Letters. –1986. –V.57. –P.2442-2445.

² Baibich M.N., et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. // Physical Review Letters. –1988. –V.61, No.21. –P.2472-2475.

³ Parkin S.S.P., et al. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. // Physical Review Letters. –1990. –V.64. –P.2304-2307.

⁴ Lee S.F., et al. Current-perpendicular and current-parallel giant magnetoresistance in Co/Ag multilayers. // Physical Review B. –1995. –V.52. –P.15426-15441.

¹ Jacquet J.C., et al. A new magneto-optical effect discovered on magnetic multilayers: The Magnetorefractive Effect // in: Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces, edited by E. Marinero. MRS Symposia Proceedings. – 1995. – V.384. – P.477-490.

взаимосвязи магнитооптических свойств и межслоевого обменного взаимодействия в сверхрешетках и слоистых наногетероструктурах; в создании 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.

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.

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.

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 $\omega Im\sigma_{xy}(\omega)$ получено

экспериментальное подтверждение предсказанной теоретически полосы осцилляционного типа¹, 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 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_p -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 $\omega Im\sigma_{xy}(\omega)$.

¹ Успенский Ю.А. и др. Электронное строение и магнитооптика ферромагнитных 3d-металлов. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1989. –Т.95, –С.1022-1035.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту

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.

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 частичной поддержке: проекта Президиума РАН (12-П-2-1051), Программы УрО РАН (15-9-2-22), проекта «Арктика» (12-2-2-009), грантов Минобразования РФ (№ 14.Z50.31.0025), и РФФИ (93-02-15104, 96-02-16370, 10-02-00590a, 05-02-08169 офи-а, 04-02-17428, 4-02-16464, 07-02-01289, 13-02-00749, 16-02-00061-а)

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 работы

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 электрони-

ке” МСТПЭ-2001; Международный украинско-российский семинар «Нанозлектроника» 2003; Первый международный междисциплинарный симпозиум «Физика низкоразмерных систем и поверхностей» LDS-2008; и российских конференциях: Всероссийское 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.

Публикации

Результаты работы изложены в 20 статьях в журналах, включённых ВАК в Перечень ведущих рецензируемых журналов и индексируемых системой цитирования Web of Science. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Структура 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 иллюстрации и 10 таблиц. Список литературы включает 222 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** содержится краткий обзор состояния исследований по теме диссертационной работы, обосновывается актуальность выбранной темы исследования, приводится общая характеристика работы.

В **первой главе** приведены сведения из теории ЭЭК для слоистых структур, теории ЭЭК для гранулярных сплавов в приближении эффективной среды; теории МРЭ в приближении эффективной среды. Описаны образцы, используемые в работе. Кратко описаны методики измерений магнитооптических, оптических, магнитных и магнитотранспортных свойств.

Во **второй главе** приведены результаты исследований магнитооптических, оптических и магнитных свойств сверхрешеток и многослойных периодических структур (МПС) на основе ФМ слоев (Co, Fe) и неферромагнитной прослойки (Cu, Al, Cr). Исследованы магнитооптические свойства антиферромагнитного Cr.

Сверхрешетки Co/Cu. Цель изучения – получение сведений об электронном энергетическом спектре и параметрах электронов проводимости при переходе от сплошных слоев Co к кластерно-слоистым и далее – к средам, где включения Co играют роль примесных центров рассеяния электронов в матрице меди. Сверхрешетки Co/Cu были получены магнетронным методом при комнатной температуре в ИФМ УрО РАН. В качестве подложек использовались пластины сапфира Al_2O_3 с размерами $30 \times 30 \times 0.5 \text{ мм}^3$. Аттестация образцов проводилась методом малоугловой рентгеновской дифракции на Cu K_α линии излучения¹.

Исследованы полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивления² (МС) сверхрешеток $[\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})]_{30}$, отличающихся толщиной слоев Co ($0.3 \text{\AA} \leq t_{\text{Co}} \leq 15 \text{\AA}$). Толщина слоя меди $t_{\text{Cu}} = 9.6 \text{\AA}$ соответствовала области первого максимума межслоевого обменного взаимодействия антиферромагнитного типа. Оптические³ свойства этих объектов исследованы методом эллипсометрии в области спектра (0.09–6.2) эВ, магнитооптические измерения были выполнены в диапазоне энергий фотона (0.5–6.2) эВ. На основе магнитных измерений и ЭЭК было установлено наличие суперпарамагнитной (СПМ) фазы в сверхрешетках Co/Cu при толщине слоев кобальта $\leq 3 \text{\AA}$. Был рассмотрен переход от сверхрешеток $\text{Co}(t_x)/\text{Cu}$ со сплошными ФМ слоями Co к кластерно-слоистым суперпарамагнитным наноструктурам и далее – к средам, в которых включения Co играют роль примесных центров рассеяния электронов в матрице меди. При толщине слоев Co $3 \text{\AA}$ обнаружена смена знака ЭЭК на большом участке спектра при сохранении величины эффекта, рис. 1а. Численный анализ ЭЭК в рамках гранулярной модели позволил сделать заключение, что смена знака ЭЭК обусловлена перераспределением атомов Co между СПМ, ФМ и парамагнитной фракциями в пользу последней, что приводит к потере ФМ составляющей в магнитооптическом отклике многослойной пленки с $t_{\text{Co}} = 2 \text{\AA}$. На зависимостях недиагональной компоненты тензора оптической

¹ Выполнена Е.А.Кравцовым на рентгеновском дифрактометре Philips Empyrean, ИФМ УрО РАН.

² Измерения выполнены Банниковой Н.С., ИФМ УрО РАН.

³ Оптические исследования М.М. Кирилловой и А.А. Махнева, ИФМ УрО РАН.

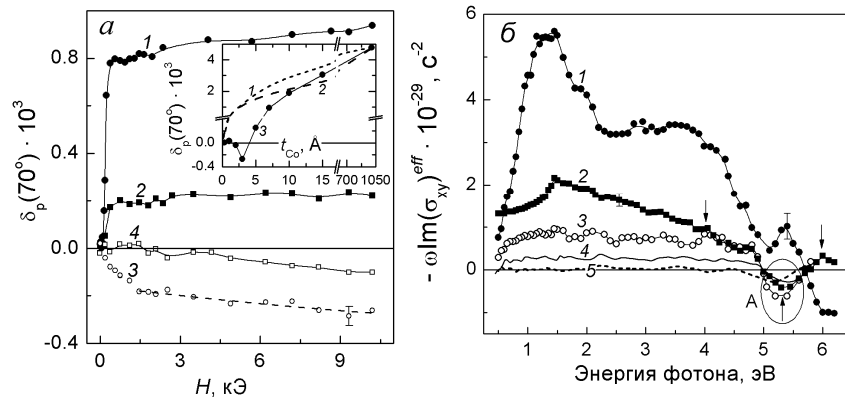


Рис.1. (а) $\delta_p(H)$ при $\lambda=0.62$ мкм сверхрешеток $\text{Co}(t_x, \text{\AA})/\text{Cu}(9.6 \text{\AA})$, t_{Co} : 7 $\text{\AA}$ –1; 5 $\text{\AA}$ –2; 3 $\text{\AA}$ –3; 2 $\text{\AA}$ –4. Штриховая линия – численная аппроксимация $\delta_p(H)$ (3) функцией $L(aH)$ при $H>1$ кЭ. На вставке: расчет ЭК в модели слоистой среды (1), расчет ЭК в модели гранулярной среды (2), эксперимент (3). (б) 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_{Co} : 15 $\text{\AA}$ –2; 7 $\text{\AA}$ –3; 3 $\text{\AA}$ –4; 2 $\text{\AA}$ –5. Символом «А» обозначена осцилляционная структура.

проводимости $\hat{\sigma}$ сверхрешеток при $t_{\text{Co}}=3\text{--}15$ $\text{\AA}$ в УФ области спектра ($E=5\text{--}6.2$ эВ) обнаружена предсказанная теоретически¹ структура осцилляционного типа, обусловленная обменным расщеплением $3d$ -зоны ГЦК- Co , рис.1б.

Сверхрешетки Fe/Cu. Изучалось влияние размерного квантования и α - γ превращения в слоях Fe на оптические² и магнитооптические свойства многослойных периодических структур Fe/Cu. МПС Fe/Cu с переменным периодом модуляции $T=12.5\text{--}100$ $\text{\AA}$ ($T=t_{\text{Fe}}+t_{\text{Cu}}$) и соотношением толщин слоев в периоде $t_{\text{Fe}}/t_{\text{Cu}}=2/3$ были изготовлены в ФИАН³ им. П.Н.Лебедева методом магнетронного напыления при комнатной температуре на подложки Si(100). Толщина МПС Fe/Cu, а также пленок Fe и Cu составляла $\sim 1000 \text{\AA}$. Рентгенографические исследования³ показали ГЦК ре-

шетку слоев Cu с минимальными искажениями, а кристаллическая решетка Fe при уменьшении толщины слоя испытывает ОЦК-ГЦК фазовый переход. В МПС Fe/Cu с ультратонкими слоями Fe (при $t_{\text{Fe}}<3$ нм) были обнаружены аномалии осцилляционного типа в зависимостях ЭЭК, функций $-\omega \text{Im}\sigma_{xy}$ и $\text{Re}\sigma_{xx}$ от периода модуляции на участке спектра $\hbar\omega=0.83\text{--}4.13$ эВ, рис.2.

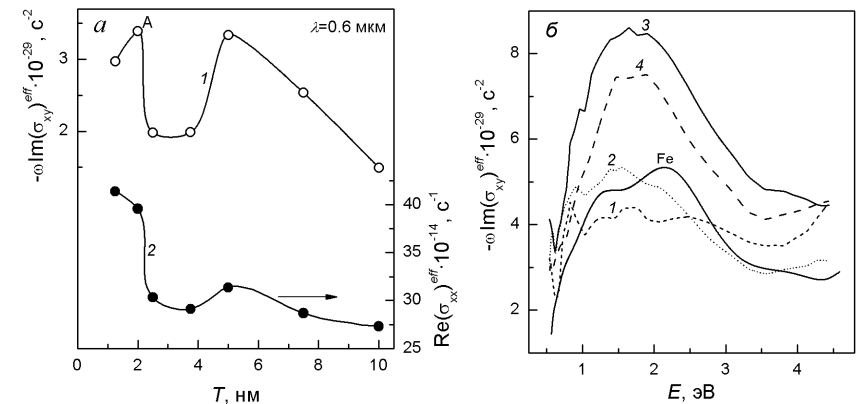


Рис.2. (а) Зависимости $\omega \text{Im}(\sigma_{xy})^{\text{eff}}$ (1) и $\text{Re}(\sigma_{xx})^{\text{eff}}$ (2) от периода модуляции T при $t_{\text{Fe}}/t_{\text{Cu}}=2/3$; (б) Спектры $\omega \text{Im}(\sigma_{xy})^{\text{eff}}$, нормированные на содержание Fe в периоде T . 1–($\text{Fe}40 \text{\AA}/\text{Cu}60 \text{\AA}$)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 и 4–($\text{Fe}5 \text{\AA}/\text{Cu}7.5 \text{\AA}$)₈₀. Здесь же приведена функция $\omega \text{Im}(\sigma_{xy})$ для Fe.

Из сравнения экспериментально полученных и рассчитанных величин ЭЭК и $-\omega \text{Im}\sigma_{xy}$ был сделан вывод о проявлении квантового размерного эффекта в исследуемых спектральных и толщинных зависимостях δ_p -эффекта и $-\omega \text{Im}\sigma_{xy}$. Было показано, что первый пик зависимости ЭЭК и функции $-\omega \text{Im}\sigma_{xy}$ от периода модуляции T (при $T=2$ нм) имеет магнитную природу (обусловлен зависимостью $\varepsilon_{xy}^{\text{Fe}}(T)$). Второй пик (при $T=4$ нм) обусловлен изменением электронной структуры железа при α - γ превращении, и влиянием эффекта размерного квантования.

Сверхрешетки Fe/Al. Исходя из хорошей взаимной растворимости железа и алюминия, была поставлена задача проследить за эволюцией формирования интерфейса в МПС $\text{Fe}(21 \text{\AA})/\text{Al}(t, \text{\AA})$ на основе спектральных и полевых измерений ЭЭК. В этой системе содержание алюминия варьировалось от малого (4 $\text{\AA}$), до доста-

¹ Успенский Ю.А. и др. Электронное строение и магнитооптика ферромагнитных $3d$ -металлов. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1989. –Т.95, –С.1022-1035.

² Оптические исследования проведены М.М. Кирилловой, Г.А. Болотиним, Л.В. Номерованной, А.А. Махневым, ИФМ УрО РАН.

³ Измерения выполнены В.А. Сазоновой, ИФМ УрО РАН.

точно большого для формирования интерфейсов и даже слоев чистого Al. Серия Fe/Al из 6 образцов с $t_{Al}=4-30$ Å была изготовлена в ФИАН'е им. П.Н.Лебедева магнетронным методом при комнатной температуре на подложках Si(100). Толщина образцов в среднем составляла 1000 Å. Кристаллическая структура образцов изучена методом рентгеновской дифракции¹. Исследования показали, что слои Fe находятся в ОЦК фазе. Дифракционные максимумы, соответствующие чистому алюминию, не наблюдались при $t_{Al}=4-14$ Å. Моделирование спектров ЭЭК осуществлялось двумя способами. Первый заключался в эмпирическом подборе толщин и компонентов МПС, при этом для моделирования интерфейсов использовался специально приготовленный образец состава Fe(6 Å)/Al(3 Å) толщиной 1000 Å. Второй способ учитывал взаимную растворимость Fe и Al в рамках простейшей модели образования однородного по толщине переходного слоя. На основании сравнительного анализа спектральных зависимостей ЭЭК, рассчитанного по феноменологической теории, и измеренного экспериментально, был сделан вывод о существенной неоднородности формирующегося интерфейса в образцах с недостаточной толщиной слоя Al. Оценка толщины полностью сформированного интерфейса составила 16 Å.

Сверхрешетки Fe/Cr. Задачи исследования сверхрешеток Fe/Cr заключались в изучении их оптических и магнитооптических свойств при изменении толщины одного из компонентов, и поиске изменений магнитооптических параметров тонкопленочной среды, индуцированных влиянием квантовых размерных эффектов. Сверхрешетки Fe/Cr получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии². Было выбрано четыре серии образцов, приготовленных на монокристаллических подложках MgO(100) и Al₂O₃(10 $\bar{1}$ 0). Дифрактограммы в малых углах 2θ для всех сверхрешеток содержали пики от сверхструктуры³.

Исследованы спектры диагональной⁴ σ_{xx} ($\lambda=0.25-7$ мкм) и недиагональной σ_{xy} ($\lambda=0.3-2.4$ мкм) компонент тензора эффек-

тивной оптической проводимости $\hat{\sigma}=(i\omega/4\pi)(\hat{\epsilon}-1)$ сверхрешеток в зависимости от толщины слоев Fe, рис.3. Обнаружено наруше-

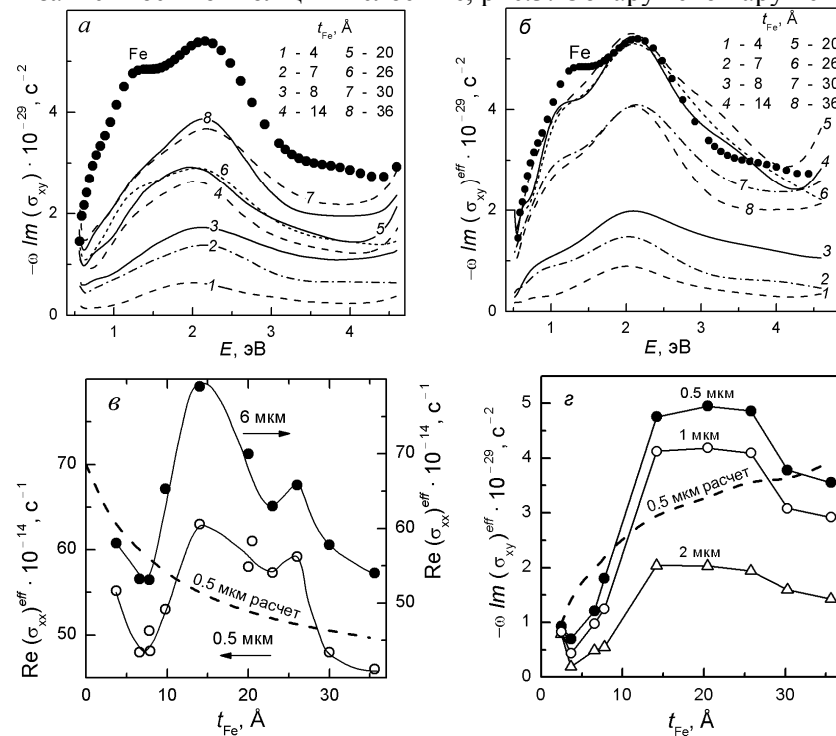


Рис.3. Спектральные зависимости диагональной (а) и недиагональной (б) компонент тензора эффективной оптической проводимости; Зависимости диагональной (в) и недиагональной (г) компонент тензора эффективной оптической проводимости от толщины железа в слое.

ние последовательного изменения функций σ_{xx} и $-\omega \text{Im}\sigma_{xy}$ в соответствии с изменением толщины слоя железа, рис.3. Кривые 4–6 ($t_{Fe}=14-26$ Å) на рис.3б достигают в области пика межзонного поглощения значения $\omega \text{Im}\sigma_{xy}$ для пленки Fe. На рис.3в,г. приведены модельные (монотонные) кривые функций $\sigma_{xx}(t_{Fe})$ и $-\omega \text{Im}\sigma_{xy}(t_{Fe})$, рассчитанные в рамках феноменологической теории многослойных структур с использованием параметров ϵ_{xy}^{Fe} , $\epsilon_{xx}^{Fe,Cr}$ толстых (~ 1000 Å) пленок Fe и Cr. Видно, что с уменьшением толщины слоя железа ($t_{Fe}<30$ Å) происходит изменение как диа-

¹ Измерения выполнены В.А. Сазоновой, ИФМ УрО РАН.

² В.И. Минин и Л.Н. Ромашев, ИФМ УрО РАН.

³ Измерения выполнены Миляевым М.А., ИФМ УрО РАН

⁴ Исследования проведены Кирилловой М.М., Киселевой О.Н., ИФМ УрО РАН.

гональной σ_{xx} , так и недиагональной σ_{xy} компонент тензора эффективной оптической проводимости, свидетельствующее о модификации электронной структуры слоистой системы. Аналогичные особенности в экспериментальных зависимостях магнитооптических свойств наблюдаются при варьировании толщины слоя Cr – в спектрах ЭЭК формируется особенность при $t_{Cr} \sim 12\text{--}15 \text{ \AA}$ с максимумом в области энергий (0.8–1.2) эВ.

Спектры ЭЭК в образцах $\text{Fe}(t_x)/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$ при $t_{Fe} \geq 7 \text{ \AA}$ сохраняют «железоподобную» форму, с максимумом при энергии фотона $E = 1.85 \text{ эВ}$, что свидетельствует о неизменной величине обменного расщепления спиновых подзон ($\uparrow$) и ($\downarrow$) d -типа ($2\Delta_{exc} \sim 2 \text{ эВ}$) в слоях Fe. Дальнейшее уменьшение толщины слоя Fe приводит не только к снижению амплитуды ЭЭК, но и к изменению его спектрального профиля. Толщина слоев железа (5–6.6) $\text{\AA}$ (3–4 моно-слоя) оказалась критической, начиная с которой магнитооптические свойства образцов качественно изменяются. Это связано с нарушением сплошности слоев Fe, и образованием кластеров, состоящих из микрообластей ОЦК-Fe, и сплавов FeCr. Нормированные значения ЭЭК (отнесенные к максимальной величине ЭЭК в образце) демонстрируют рост магнитооптического отклика при энергиях фотона в области энергий $E \sim 1 \text{ эВ}$ (рис.4а). Таким образом, в узком интервале толщин слоев Fe $\sim (6 \pm 1) \text{ \AA}$ происходит переход от слоистой к кластерно-слоистой структуре. На рис.4б приведены зависимости энергетических положений максимумов ЭЭК от t_{Fe} ($E_0 = f(t_{Fe})$). Видно, что при $t_{Fe} > 7.5 \text{ \AA}$ полученное из эксперимента значение E_0 составляет (1.7–1.85) эВ (рис.4б, кривая 1). Начиная с $t_{Fe} = 6.6 \text{ \AA}$ (в сторону убывания t_{Fe}), наблюдается резкий спад величины E_0 , вплоть до значения 1.15 эВ при $t_{Fe} = 5.2 \text{ \AA}$. Затем величина E_0 стабилизируется, образуя подобие «плато», и смещается к энергии $\sim 1 \text{ эВ}$ при $t_{Fe} = 1.2 \text{ \AA}$. Таким образом, в области толщин $t_{Fe} = 1\text{--}6.6 \text{ \AA}$ происходит кардинальное изменение магнитооптических свойств сверхрешеток Fe/Cr. Расчеты в приближении плоскостной модели (кривая 2, рис.4б), и модели гранулированного сплава (кривая 3, рис.4б), предсказывают лишь монотонный спад величины E_0 при уменьшении t_{Fe} , не объясняя скачок величины E_0 к низким энергиям фотона. Формирование максимума на спектральной зависимости ЭЭК в области низких энергий ($E_0 \sim 1 \text{ эВ}$, рис.4б) указывает на неоднородную

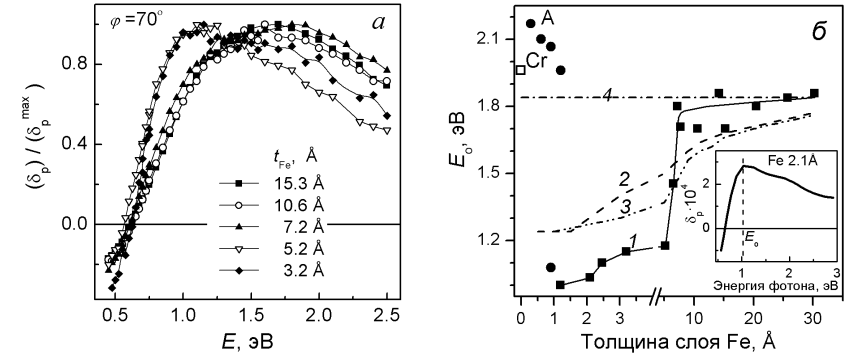


Рис.4. (а) Относительные спектры ЭЭК для сверхрешеток Fe/Cr; (б) Положения спектральных максимумов ЭЭК в $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$: эксперимент–1, расчет в модели слоистой среды–2, расчет в модели гранулярной среды–3, значение ЭЭК для пленки $\text{Fe}(1000 \text{ \AA})$ –4. На вставке: спектр ЭЭК для сверхрешетки $\text{Fe}(2.1 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$ в поле $H = 10 \text{ кЭ}$, положение $E_0 = 1.03 \text{ эВ}$ обозначено штриховой линией;

структуру магнитных кластеров, образующихся в процессе эпитаксиального роста сверхтонких слоев Fe ($t_{Fe} = 1\text{--}3 \text{ \AA}$). Перемещение атомов Fe и Cr на границе раздела металлов создает вокруг «Fe-ядра» некоторую «FeCr оболочку», с измененным координационным числом и уменьшенным магнитным моментом для атомов Fe. Поэтому изменение магнитооптических свойств можно объяснить понижением температуры Кюри T_c , и уменьшением величины обменного расщепления энергетических зон Fe.

Хром. Для исключения влияния матрицы АФМ Cr на магнитооптический отклик было выполнено магнитооптическое исследование. На рис.5а приведено сравнение спектров ЭЭК в поле $H = 10 \text{ кЭ}$ для двух пленок хрома толщиной $\sim 600 \text{ \AA}$, изготовленных послойным напылением ($(10 \text{ \AA})_{60}$, кривая 1), и в непрерывном технологическом процессе ($(600 \text{ \AA})_1$, кривая 2). Измерения показали, что ЭЭК в Cr возрастает линейно с ростом намагничивающего поля H . Видно, что характер частотной дисперсии ЭЭК для обеих пленок в области спектра (1–3) эВ соответствует дисперсии ЭЭК для массивного железа, но резко отличается от нее при $h\nu < 1 \text{ эВ}$. Вычитание вклада ЭЭК Cr (кривая 1, рис.5а) из ЭЭК для кластерно-слоистой структуры $\text{Fe}(1.2 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$ дает магнитооптический отклик от ансамбля магнитных кластеров на ос

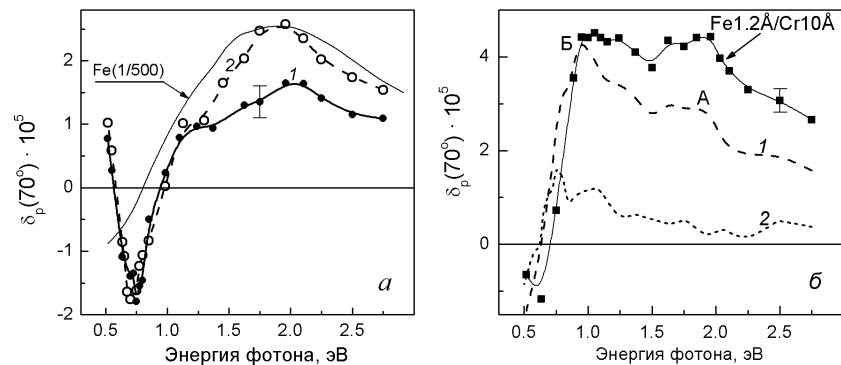


Рис.5. ЭЭК в сверхтонких слоях Fe: (а) $\delta_p(\text{Cr } 10 \text{ \AA})_{60}-1$, $\delta_p(\text{Cr } 600 \text{ \AA})-2$, $\delta_p^{\text{Fe}}(1000 \text{ \AA})$ уменьшен в 500 раз. (б) Вклад от кластеров для $\text{Fe}(1.2 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})-1$; вклад от кластеров для $\text{Fe}(0.9 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})-2$; δ_p в $\text{Fe}(1.2 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})-(\blacksquare)$.

нове Fe (рис.5б, кривая 1). На нем присутствуют два выраженных пика «А» и «Б» с максимумами при энергии 1.85 эВ, и в области 0.9 эВ. Первый из них обусловлен «Fe-ядром» (пик «А»), а второй – микрообластями из ФМ сплавов FeCr с пониженными (по сравнению с ОЦК-Fe) температурами Кюри T_C (пик «Б»). При рассмотрении структуры $\text{Fe}(0.9 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$, в таком же разностном спектре ЭЭК обнаруживается лишь один пик «Б» (рис.5б, кривая 2), что свидетельствует о полном перемешивании атомов Fe и Cr в образце. В Cr были обнаружены полярный эффект Керра α_K и квадратичный δ_q эффект в отраженном свете, характеризующий влияние магнитного поля на диагональную компоненту тензора диэлектрической проницаемости, рис.6а. Измерения были выполнены в ИК, видимой и УФ областях спектра, в магнитном поле напряженностью 10 кЭ, для пленки толщиной 600 Å и поликристаллического образца Cr. Величина δ_q эффекта имеет немонотонную частотную зависимость в видимой и ИК областях спектра. На участке спектра (0.5–3.1) эВ максимальная величина линейных эффектов составляет: $\delta_p=2.6 \cdot 10^{-5}$ при $\varphi=70^\circ$ и $\alpha_K=1.5 \cdot 10^{-3}$ град при $\varphi=52^\circ$. Мнимая часть недиагональной компоненты тензора оптической проводимости $\omega \text{Im}\sigma_{xy}(\omega)$ показывает сложную спектральную зависимость с двумя участками повышенных значений – при энергиях фотона менее 0.9 эВ и более

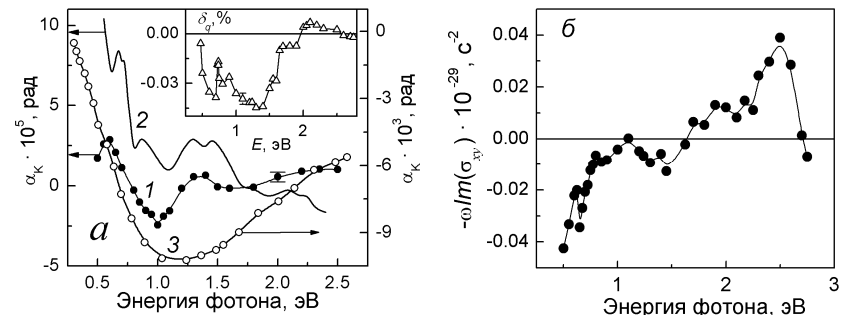


Рис.6. Магнитооптика Cr: (а) Полярный эффект Керра, спектры угла вращения плоскости поляризации α_K : в пленке $\text{Cr}(100)-1$; расчет α_K из ЭЭК для пленки $\text{Cr}(100)-2$; спектр α_K в Fe-3. На вставке: спектр $\delta_q(10^\circ)$, поликристалл Cr. (б) Диссипативная часть недиагональной компоненты тензора проводимости $\omega \text{Im}\sigma_{xy}(\omega)$ хрома.

2.1 эВ, рис.6б. Обнаруженные в Cr магнитооптические эффекты необходимо учитывать при анализе магнитооптических свойств кластерно-слоистых наноструктур, содержащих Cr в качестве прослойки, либо матрицы.

В третьей главе исследовано влияние межслоевого обменного взаимодействия на магнитооптические свойства изучаемых объектов. Основной задачей являлось получение количественных оценок для углов между магнитными моментами соседних магнитных слоев, как в невозмущенном (исходном) состоянии, так и при воздействии магнитного поля. Показана возможность определения характера магнитного упорядочения магнитных многослойных структур в рамках модели биквадратичного обмена (модель биквадратичного обмена полагает $E_{ex} = J_1 \cos \theta + J_2 \cos^2 \theta$, где J_1 и J_2 – так называемые билинейная и биквадратичная константы косвенного обменного взаимодействия) с помощью измерения ЭЭК. Для этого использована модель намагничивания многослойной периодической структуры с равными толщинами магнитных слоев, в которой магнитные моменты ФМ слоев, разделенных слоями немагнитного металла, принимают последовательно значения $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ ($|\mathbf{M}_1|=|\mathbf{M}_2|=M_0$), с их периодическим повторением. В многослойной структуре с сильным обменным взаимодействием ($H_1 \ll H_s$, где H_1 – поле насыщения магнитного

слоя, H_s – поле насыщения образца) является возможным определять углы между магнитными моментами из магнитооптических измерений

$$\theta(H) = 2 \arccos(\delta_p(H)/D) . \quad (1)$$

Здесь $\delta_p(H)$ – величина ЭЭК в магнитном поле H , параметр D – величина ЭЭК в насыщении, рассчитанная по формулам,¹ либо измеренная экспериментально. θ – угол между магнитными моментами соседних ФМ слоев. В условиях сильного обменного взаимодействия ($E_{ex} \gg |M|H_1$, где $M=M(H_1)$ – магнитный момент сверхрешетки в поле H_1) полагаем $\theta_0=\theta(H=0)\approx\theta(H_1)$. Без учета анизотропии в плоскости ФМ пленки в рамках модели биквадратичного обмена извлекается величина, равная отношению констант биквадратичного обмена J_1/J_2

$$J_1/J_2 = 2(1 - 2\cos^2(\theta_0/2)) . \quad (2)$$

На рис.7 приведены результаты исследования магнитной структуры сверхрешеток Fe/Cr. Зависимость θ_0 от толщины слоя Cr имеет ярко выраженный осцилляционный характер (рис.7а, кривые 1 и 2). Период осцилляций T_{Cr} у обеих кривых составляет ~ 17 Å. Для сверхрешеток с толщиной слоя Fe 23 Å первый максимум угла $\theta_0(t_{Cr})$ был обнаружен при $t_{Cr}=11$ Å (кривая 1), а для образцов с $t_{Fe}=12$ Å первый максимум смещен на 4 Å в сторону увеличения t_{Cr} (кривая 2). В интервале $t_{Fe}=6.5-26$ Å наблюдается слабая немонотонность зависимости θ_0 от t_{Fe} вблизи значения 160° (рис.7а, кривая 3). При дальнейшем увеличении t_{Fe} происходит спад величины θ_0 . На рис.7б приведено сравнение результатов с теорией. Здесь кривые 1, 2, и 3 – это отношения констант обмена J_1/J_2 , рассчитанные из выражения (2) по значениям $\theta_0(t_{Cr})$ и $\theta_0(t_{Fe})$, приведенным на рис.7а. Кривые 4, 5, и 6 – соответствующие величины J_1 , рассчитанные по формуле²:

$$J_1 \sim A \frac{\sin(2k_F t_{Cr})}{(t_{Cr})^2} + B \frac{\sin(2k_F t_{Cr} + 2k_F^\uparrow t_{Fe})}{\left(\frac{t_{Cr}}{k_F} + \frac{t_{Fe}}{k_F^\uparrow}\right)^2} . \quad (3)$$

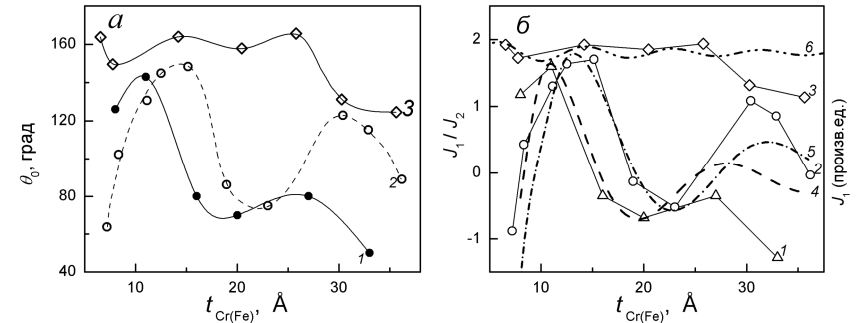


Рис.7. (а) Зависимости углов разворота магнитных моментов системы Fe/Cr от толщины слоев Cr(Fe): $\theta_0(t_{Cr})$ при $t_{Fe}=23$ Å–1; $\theta_0(t_{Cr})$ при $t_{Fe}=12$ Å–2; $\theta_0(t_{Fe})$ при $t_{Cr}=10$ Å–3. (б) Отношения констант косвенного обмена J_1/J_2 –1,2,3 (расчитаны из соответствующих углов θ_0); Расчеты констант J_1 по формуле (3)–4,5,6.

Здесь k_F и $(k_F)^\uparrow$ – это соответственно волновые вектора электронов на уровне Ферми в парамагнитном Cr и в Fe (спиновая подзона $\uparrow$). При расчете констант обмена J_1 для Cr взято значение¹ $k_F=0.18$ Å⁻¹, а параметр $(k_F)^\uparrow$ являлся подгоночным. На рис.7б приведено сравнение для значения $(k_F)^\uparrow=0.369$ Å⁻¹. Налицо хорошее качественное согласие по периоду и фазам осцилляций величин J_1/J_2 , полученных из $\theta_0(t_{Cr})$ (рис.7б, кривые 1, 2), и параметров $J_1(t_{Cr})$ (кривые 4, 5), рассчитанных по формуле (3).

Угол θ_0 , определенный в рамках модели биквадратичного обмена для структуры [Fe(5 Å)/Cu(7.5 Å)]₈₀, оказался равным 120° .

Далее в главе 3 исследуется обменное взаимодействие в наногетероструктурах (ФМ металл/полупроводник/ФМ металл). Согласно теории², такое взаимодействие имеет две особенности, отличающие его от обменного взаимодействия через металличе-

¹ Устинов В.В. и др. Оптические, магнитооптические свойства и гигантское магнитосопротивление сверхрешеток Fe/Cr с неколлинеарным упорядочением слоёв железа. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1996. –Т.109. –С.477-494.

² Bruno, P. Oscillations of Interlayer Exchange Coupling vs Ferromagnetic Layers Thickness. // Europhysics Letters. –1993. –V.23. –P.615-620.

¹ Stiles, M.D. Exchange coupling in magnetic heterostructures. // Physical Review B. –1993. –V.48. –P.7238-7258.

² Bruno P. Theory of Interlayer Magnetic Coupling. // Physical Review B. –1995. –V.52. –P.411-439.

скую прослойку. Первая особенность заключается в том, что энергия АФМ обмена, характеризуемая константой J_1 , имеет заметную величину лишь в узком интервале толщин полупроводникового слоя. Второй особенностью является рост константы J_1 с повышением температуры. Были исследованы 3 серии образцов с арсенидом галлия, изготовленных методом магнетронного напыления на кремниевые подложки: серии А и Б – сэндвичи Fe/GaAs/Fe с толщиной слоев Fe в 15 Å и 30 Å, и серия В – пяти-слойная гетероструктура Fe/GaAs/Fe/GaAs/Fe с $t_{\text{Fe}}=30$ Å. В образцах каждой серии толщина слоя GaAs варьировалась от 6.4 Å до 26.6 Å с шагом $\Delta t=0.75$ Å. По данным рентгеноструктурного анализа¹, при $t_{\text{GaAs}} < 16$ Å слои GaAs находятся в кристаллической фазе, при больших толщинах происходит их частичная аморфизация. Исследование ЭЭК в диапазоне энергий 0.5–4.6 эВ выявило во всех сериях образцов синфазные осцилляции величины эффекта в пределах 10–25% с изменением толщины слоя GaAs. Расчеты $\delta_p(t_{\text{GaAs}})$ по формуле для сплошной среды с оптическими параметрами² образцов Fe/GaAs n^{eff} и k^{eff} , и значениями ε_{xy} пленки чистого Fe, в основном воспроизводили наблюдаемые осцилляции ЭЭК. Следовательно, осцилляции ЭЭК при изменении толщины полупроводникового слоя, в первую очередь обусловлены изменением оптических свойств гетероструктур (т.е. модификацией электронной структуры).

Для обнаружения межслоевого обменного взаимодействия анализировался параметр $\Delta(t_{\text{GaAs}}) = (\delta_p(H_s) - \delta_p(H_1)) / \delta_p(H_s)$. Здесь $\delta_p(H_s)$ – ЭЭК в насыщении, $\delta_p(H_1)$ – ЭЭК в поле H_1 , выбранном из условия $H_1 < H_s^{\text{min}}$, где H_s^{min} – минимальное поле насыщения для серии образцов. Параметр Δ приблизительно пропорционален полю насыщения образца, и может служить характеристикой функции $H_s(t_{\text{GaAs}})$. Оказалось, что увеличение Δ для всех серий образцов приходится на интервал толщин $t_{\text{GaAs}}=18\text{--}22$ Å (рис.8а), причем азимутальные зависимости δ_p свидетельствуют об отсутствии связи пиков $\Delta(t_{\text{GaAs}})$ с магнитной анизотропией. Было пред-

¹ Измерения выполнены В.А. Сазоновой, ИФМ УрО РАН.

² Оптические исследования проведены М.М. Кирилловой, Л.В. Номерованной, А.А. Махневым, ИФМ УрО РАН.

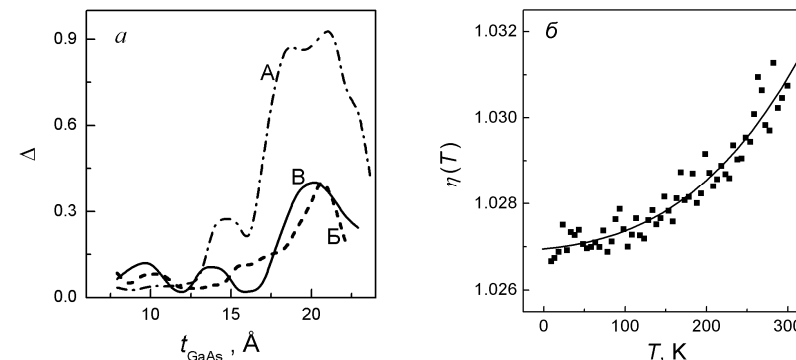


Рис.8. Зависимости параметра Δ для образцов серий А, Б и В от толщины слоя GaAs (а). Температурная зависимость отношения магнитных моментов $\eta(T)=M(t_{\text{GaAs}}=16.9 \text{ Å})/M(t_{\text{GaAs}}=20.65 \text{ Å})$ в ненасыщающем магнитном поле $H = 12$ Э (б).

положено, что рост Δ обусловлен МОВ АФМ типа между слоями Fe через слой GaAs толщиной ~ 20 Å. Для проверки были выбраны два образца из серии В, №44 ($t_{\text{GaAs}}=16.9$ Å, $\Delta=0.05$) и №49 ($t_{\text{GaAs}}=20.65$ Å, $\Delta=0.43$). Было предположено существование АФМ обмена в образце №49, и его отсутствие в образце №44. Согласно второй особенности обменного взаимодействия через слой полупроводника, отношение температурных зависимостей магнитных моментов¹ $\eta(T)=M(t_{\text{GaAs}}=16.9 \text{ Å})/M(t_{\text{GaAs}}=20.65 \text{ Å})$ в ненасыщающем магнитном поле должно быть константой в отсутствии АФМ обмена. При наличии обменного взаимодействия в образце №49, величина магнитного момента в поле H , меньшем поля насыщения H_s , будет меньше на величину ΔM , которая тем больше, чем больше константа обменного взаимодействия J_1 . В случае полупроводниковой прослойки, константа J_1 растёт с повышением температуры, что приводит к росту ΔM и, следовательно, отношения $M(\text{№44})/M(\text{№49})$ (рис.8б).

Таким образом, возрастание функции $\eta(T)$ с увеличением температуры объясняется наличием межслоевого обменного взаимодействия антиферромагнитного типа в образце с $t_{\text{GaAs}}=20.65$ Å.

¹ Измерения выполнены А.В. Королевым, ИФМ УрО РАН.

Далее исследовалось межслоевое обменное взаимодействие в наногетероструктурах с теллуридом цинка. Для этого было изготовлено четыре серии образцов:

I–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;

II–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;

III–Si(100)/ZnTe(10 Å)/Fe(25 Å)/ZnTe(t_x , Å)/Al₂O₃(8 Å), $t_x=8-24$ Å с шагом 1 Å;

IV–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.

Для ряда образцов *I*-й и *II*-й серий (при $t_{\text{ZnTe}} \geq 19$ Å) был проведен рентгеновский анализ¹ в малых углах $2\theta=16-25^\circ$, зафиксировавший «гало» (сильно размытый дифракционный пик), свидетельствующее об аморфизации слоев ZnTe.

Магнитооптическое исследование образцов серии *IV* показало, что спектральный профиль кривых ЭЭК для гетероструктур Fe/ZnTe остается «железоподобным» вплоть до $t_{\text{Fe}}=5$ Å. При этом магнитные и магнитооптические свойства при $t_{\text{Fe}} < 10$ Å обусловлены суперпозицией вкладов слоевого ферромагнетизма и кластерного суперпарамагнетизма. Для образцов из серии *I* поля насыщения H_s изменялись от 0.01 до ~5 кЭ, а петли магнитного гистерезиса принимали АФМ форму при некоторых величинах t_{ZnTe} , что позволило предположить существование в них сильного межслоевого обмена. Однако, детальная проверка не подтвердила наличия сильного АФМ обмена в этих образцах², так как максимумы H_s коррелируют с минимальными значениями ЭЭК и M_s , МРЭ не показал увеличения в образцах с большими полями насыщения. А обработка данных в предположении об СПМ состоянии части слоев Fe дала удовлетворительное описание кривой намагничивания. Резкое уменьшение δ_p и M_s в ряде образцов серии *I* можно объяснить образованием АФМ соединения FeTe₂ ($T_N=84$ K). Вопрос о существовании слабого АФМ обмена (когда

константа косвенного обмена J_1 меньше констант магнитной анизотропии) в слоистых материалах на основе теллурида цинка потребовал дополнительных исследований.

Из азимутальных зависимостей ЭЭК и МРЭ для серий образцов *II* и *III* были определены направления легкой (ОЛН) и трудной (ОТН) осей намагничивания в плоскости образца. Была исследована зависимость МРЭ от t_{ZnTe} в поле магнитного насыщения H_s вдоль ОТН, рис.9а. Видно, что МРЭ(t_{ZnTe}) для сэндвичей

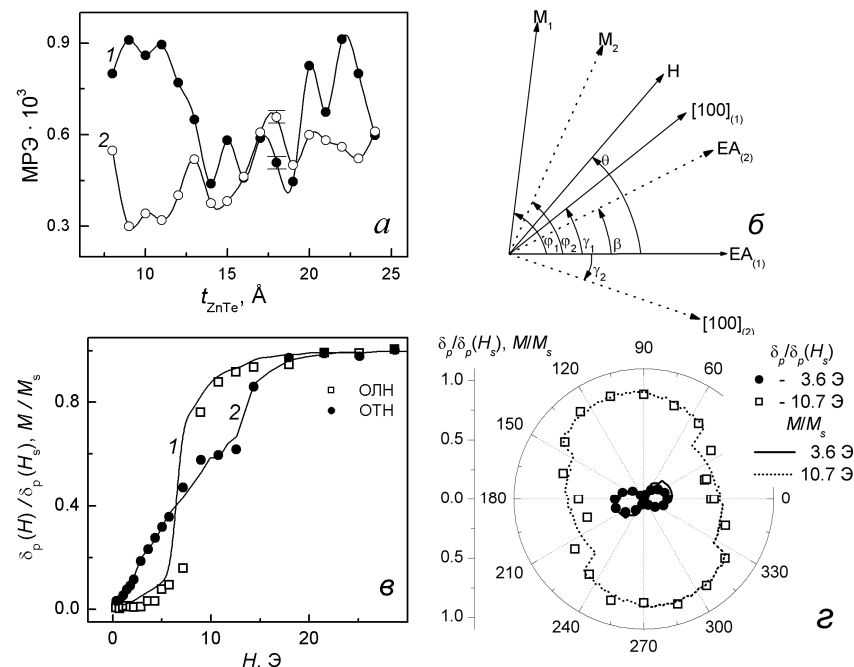


Рис.9. Зависимость МРЭ от толщины слоя ZnTe при $H=54$ Э, $\lambda=2.52$ мкм в сэндвичах (1) и бислоях (2) (а). Обозначение осей и углов, используемых при минимизации выражения (4) для магнитной энергии (б). $\delta_p(H)$ и $M/M_s(H)$ вдоль ОЛН (1) и ОТН (2) для сэндвича с $t_{\text{ZnTe}}=10$ Å (в). Азимутальные зависимости ЭЭК и M/M_s для сэндвича с $t_{\text{ZnTe}}=10$ Å при двух значениях напряженности магнитного поля (г).

(кривая 1), и для образцов с одним слоем Fe (кривая 2) существенно различаются. У структур Fe/ZnTe(t)/Fe выделяются два интервала толщин, на которых величины МРЭ максимальны ($t_{\text{ZnTe}}=8-12$ Å и $20-23$ Å), и широкое “плато” ($t_{\text{ZnTe}}=13-19$ Å) с

¹ Измерения выполнены В.А. Сазоновой, ИФМ УрО РАН.

² I.D.Lobov I.D., et al. Magneto-optical and magnetic properties of Fe/ZnTe/Fe heterostructures. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –2003. –V.264. –P.164-168.

существенно меньшими величинами эффекта. Было высказано предположение, что МОВ АФМ типа через слой ZnTe возникает по обеим сторонам «плато» в соответствии с рис.9а. Полевые зависимости ЭЭК не имеют каких-либо особенностей у образцов с одним слоем Fe (серия III) при всех t_{ZnTe} . В образцах с двумя слоями Fe, при $t_{\text{ZnTe}}=8-12 \text{ \AA}$ и $20-23 \text{ \AA}$ (области максимумов МРЭ), на кривых $\delta_p(H)$ вдоль ОН наблюдаются особенности (изломы), рис.9в. В структуре Fe/Cr подобные изломы на кривых намагниченности трактовались¹ как результат влияния магнитокристаллической анизотропии и межслоевого обменного взаимодействия. Был рассмотрен случай двух магнитных слоев с одинаковыми намагниченностями, с учетом одноосной и магнитокристаллической анизотропии независимо в каждом слое. Выражение для магнитной энергии такой системы в единицах напряженности магнитного поля (эрстедах) имеет вид:

$$F = H_{bl} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + H_{bq} \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{1}{8} \sum_{i=1,2} H_{cr}^{(i)} \sin^2(2(\varphi_i - \gamma_i)) + \frac{1}{8} [H_u^{(1)} \sin^2 \varphi_1 + H_u^{(2)} \sin^2(\varphi_2 - \beta)] - H \sum_{i=1,2} \cos(\varphi_i - \theta) . \quad (4)$$

В выражении (4) первые два слагаемых – билинейный и биквадратичный вклады в энергию от межслоевого обменного взаимодействия. При такой форме записи билинейный параметр H_{bl} выражается через константу билинейного обмена J_1 как $H_{bl}=J_1/(M_s t)$, где M_s и t – намагниченность насыщения и толщина магнитного слоя соответственно. Положительный знак H_{bl} означает МОВ АФМ типа. Третье слагаемое – вклад от магнитокристаллической анизотропии магнитных слоев, следующее – вклад одноосной анизотропии, последнее слагаемое – вклад энергии Зеемана. Схема обозначения осей и углов, используемых в выражении (4), представлена на рис.9б. Здесь $M_{(i)}$ – намагниченность слоя, $EA_{(i)}$ – легкая ось одноосной анизотропии, $[100]_{(i)}$ – легкая ось “остаточной” магнитокристаллической анизотропии поликристаллического слоя Fe. Нижний индекс i ($i=1, 2$) обозначает один из двух

магнитных слоев. Углы отсчитываются от направления оси одноосной анизотропии первого ФМ слоя $EA_{(1)}$.

Сначала выражение (4) минимизировалось при заданном наборе параметров (H_{bl} , H_{bq} , $H_{cr}^{(i)}$, $H_u^{(i)}$, γ_i , β , θ) варьированием углов φ_i в выбранном интервале магнитных полей. Затем вычислялись кривые намагничивания вдоль ОЛН и ОН, и находились суммы квадратичных отклонений между экспериментальными и расчетными кривыми намагничивания. Далее варьировались основные параметры, и выбирался такой их набор, при котором сумма квадратичных отклонений становилась минимальной. Расчетные кривые нормированной намагниченности M/M_s представлены на рис.9в и 9г при следующих численных значениях параметров: $H_{bl}=7 \text{ Э}$, $H_{bq}=0.4 \text{ Э}$, $H_{cr}^{(1)}=3 \text{ Э}$, $H_{cr}^{(2)}=3.5 \text{ Э}$, $H_u^{(1)}=18 \text{ Э}$, $H_u^{(2)}=20 \text{ Э}$, $\gamma_1=17^\circ$, $\gamma_2=-25^\circ$, $\theta=33^\circ$, $\beta=16^\circ$. Смещение основного подъема рассчитанной вдоль ОЛН кривой M/M_s (рис.9в, кривая 1) относительно экспериментальных точек не превышает ($\sim 1.5 \text{ Э}$). Частично воспроизвелась основная особенность кривой намагничивания вдоль ОН. На рис.9г представлены расчетные и экспериментальные азимутальные зависимости нормированной намагниченности. Сравнение величин параметров расчета показывает, что вклад магнитокристаллической анизотропии $H_{cr}^{(i)}$ является наименьшим (поликристаллические слои железа). Наибольший вклад дает одноосная анизотропия, а обмен ($H_{bl}+H_{bq}$) составляет треть от ее величины $H_u^{(i)}$. В целом, магнитное поведение системы удовлетворительно описывается даже для однодоменного случая. Таким образом, согласие экспериментальных и расчетных кривых $\delta_p(H)$ достигнуто только при учете межслоевого обменного взаимодействия антиферромагнитного типа.

Наконец, был применен метод динамической (ac -) магнитной восприимчивости¹ для зондирования межслоевого обмена. Выбранные для сравнения образцы серии II с $t_{\text{ZnTe}}=17 \text{ \AA}$ и $22 \text{ \AA}$ отличались тем, что, согласно полученным из ЭЭК и МРЭ данным, в первом образце не имелось МОВ АФМ типа, а во втором оно присутствовало. Из рис.10 видно, что в первом образце $Im \chi$ растет при изменении температуры от 10 К до 300 К, а в образце с

¹ Azevedo A., et al. Biquadratic Exchange Coupling in Sputtered (100) Fe/Cr/Fe // Physical Review Letters. –1996. –V.76. –P.4837-4840.

¹ Измерения выполнены А.В. Королевым, ИФМ УрО РАН.

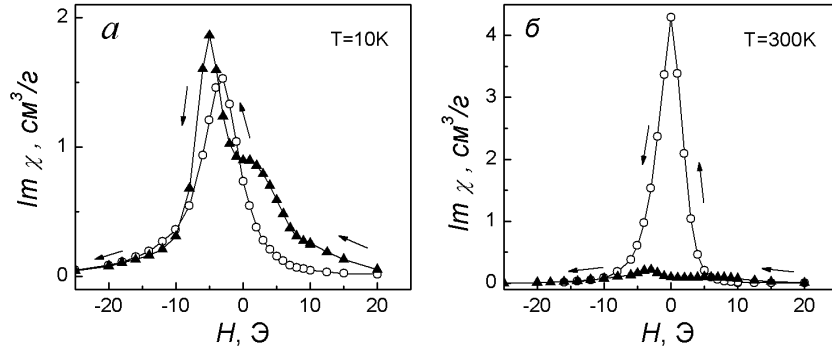


Рис.10. Магнитная *ac*-восприимчивость для двух сэндвичей из серии II. $t_{\text{ZnTe}}=17 \text{ \AA}$ ($\circ$), $t_{\text{ZnTe}}=22 \text{ \AA}$ ($\blacktriangle$). Частота модулирующего поля 80 Гц, амплитуда модуляции 4 Э.

$t_{\text{ZnTe}}=22 \text{ \AA}$ величина $\text{Im } \chi$ с ростом температуры стремится к нулю. Известно, что величина $\text{Im } \chi$ характеризует тепловые потери, связанные с механизмами магнитной релаксации. Повышение температуры уменьшает магнитный порядок, и увеличивает диссипацию магнитной энергии. Поэтому в образце с $t_{\text{ZnTe}}=17 \text{ \AA}$ функция $\text{Im } \chi(T)$ растет с увеличением температуры. Если МОВ АФМ типа в образце с $t_{\text{ZnTe}}=22 \text{ \AA}$ имеется, то его величина должна расти с повышением температуры. При $T=10 \text{ K}$ обменная связь еще мала (либо отсутствует), и величины $\text{Im } \chi$ у образцов примерно одинаковы. С увеличением температуры межслоевое обменное взаимодействие растет, между магнитными слоями возникает антиферромагнитный порядок. В этом случае магнитное упорядочение аналогично задерживающим центрам при движении доменных границ в процессе перемагничивания. Тепловые потери резко падают, и величина $\text{Im } \chi$ уменьшается примерно в 10 раз, рис.10б. Таким образом, данные по *ac*-магнитной восприимчивости подтверждают предположение о наличии МОВ АФМ типа в структурах с прослойкой из ZnTe.

В четвертой главе реализован новый метод исследования металлических интерфейсов слоистых наноструктур. Целью исследований было определение параметров рассеяния электронов проводимости на интерфейсах сверхрешеток Fe/Cr и Co/Cu:

- времени релаксации $\tau_i^{\uparrow(l)}$;
- вероятности рассеяния $P_i^{\uparrow(l)}$;

– коэффициента спиновой асимметрии γ .

Параметры интерфейсного рассеяния электронов проводимости в слоистых металлических наноструктурах было предложено определять на основе теории магнитооптического эффекта¹ (модель Jacquet-Valet (*JV*))

В модели *JV* взаимная ориентация магнитных моментов соседних магнитных слоев учитывается параметром относительной намагниченности m . Модель разработана для *внутризонной* области поглощения излучения электронами проводимости в приближении двух *независимых* токовых каналов. Модель *JV* ограничена рассмотрением МПС, где длина свободного пробега электрона превышает период структуры. В этом случае МПС можно представить эффективной средой, которая описывается модифицированной «друдевской» диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_{sal}(\omega) = \varepsilon_{st} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{i\omega\tau_{sal}}{1+i\omega\tau_{sal}} \times \left(1 + \frac{\beta_{sal}^2 m^2}{(1+i\omega\tau_{sal})^2 - \beta_{sal}^2 m^2} \right). \quad (5)$$

Здесь ε_{st} – вклад от виртуальных переходов, ω_p – эффективная плазменная частота электронов проводимости, m – относительная намагниченность образца, τ_{sal} – среднее время релаксации электронов проводимости в нулевом поле, β_{sal} – коэффициент средней спиновой асимметрии. Параметры τ_{sal} и β_{sal} получены в пределе самоусреднения¹ (*self-averaging limit (sal)*) вероятностей рассеяния электронов по периоду многослойной структуры. Для сверхрешеток Fe/Cr период $T=t_{Fe}+t_{Cr}+2\cdot t_i$ (t_i – ширина интерфейсного слоя). Вероятность рассеяния электронов $P=P_{Fe}+P_{Cr}+2\cdot P_i$ (P_i полагается одинаковой для интерфейсов Fe/Cr, Cr/Fe) определяет эффективную скорость релаксации электронов проводимости выражением $(\tau_{sal})^{-1}=P\cdot(\langle v_F \rangle / T)$, где $\langle v_F \rangle$ – средняя скорость электрона на поверхности Ферми ($\langle v_F \rangle_{Fe} \approx \langle v_F \rangle_{Cr} = \langle v_F \rangle$). Параметры τ_{sal} и β_{sal} имеют следующий вид²: $(\tau_{sal})^{-1}=2\cdot c_i/\tau_i$

¹ Jacquet J.C., et al. A new magneto-optical effect discovered on magnetic multilayers: The Magnetorefractive Effect // in: Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces, edited by E. Marinero. MRS Symposia Proceedings. – 1995. – V.384. – P.477-490.

² Vopsaroiu M., et al. Contactless magnetoresistance studies of Co/Cu multilayers using the infrared magnetorefractive effect // Physical Review B. – 2004. – V.70. – P.214423 (1-7).

$+c_{Fe}/\tau_{Fe}+(1-2\cdot c_i-c_{Fe})/\tau_{Cr}$; $\beta_{sal}=\tau_{sal}(\gamma\cdot 2\cdot c_i/\tau_i+\beta\cdot c_{Fe}/\tau_{Fe})$. Здесь c_{Fe} , c_i – объемные доли слоя Fe и интерфейсного слоя; τ_i , τ_{Fe} и τ_{Cr} – времена релаксации электронов проводимости на интерфейсе, в слоях Fe, и Cr. γ и β – коэффициенты спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе, и в слое Fe соответственно. Предполагается отсутствие спиновой асимметрии рассеяния в слоях Cr. Далее по формулам Френеля для коэффициентов отражения поглощающей среды можно рассчитать значения магниторефрактивного эффекта. Для определения параметров рассеяния были выбраны сверхрешетки Fe/Cr с $t_{Cr}=10$ Å с АФМ упорядочением соседних магнитных слоев в отсутствии магнитного поля; t_{Fe} в этих сверхрешетках варьировалась от 1 до 15 Å. Из рис.11а видно, что спектры МРЭ имеют знакопеременную величину. Положительный вклад в ближней ИК области обусловлен влиянием низкоэнергетических межзонных переходов в Fe¹. Видно, что зависимости МС² и МРЭ от толщины слоев железа (рис.11б), и величины магнитного поля (рис.11в-е), коррелируют. Оптической эллипсометрией было показано³, что для системы Fe/Cr внутризонный вклад электронов проводимости в оптическое поглощение становится определяющим при $\lambda>8$ мкм. Из оптических измерений получены три параметра модели JV: плазменная частота ω_p , и времена релаксации электронов проводимости τ в хrome и в железе. Объемные магнитооптические свойства Fe сохраняются в слоях с номинальной толщиной $t_{Fe}\geq 7$ Å, рис.4а. Предполагалось, что интерфейсы в образцах с $t_{Fe}\geq 7$ Å одинаковы, а вклады в формирование интерфейсов со стороны слоев Fe и Cr равные, поскольку ОЦК решетки Fe и Cr практически совпадают. Толщина слоя с объемными свойствами составляет не менее трех монослоев, чтобы атомы среднего монослоя имели в ближайшем окружении атомы своего сорта. Исходя из того, что слои Fe толщиной 5 монослоев (7.2 Å) еще демонстрируют объемные свойства, толщина интерфейсов прини-

¹ Baxter R.J., et al. Importance of the interband contribution to the magneto-refractive effect in Co/Cu multilayers // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2003. – V.15. – P.L695–L702.

² Магниторезистивные измерения выполнены Л.Н. Ромашевым, ИФМ УрО РАН.

³ Оптические исследования проведены М.М. Кирилловой, А.А. Махневым, ИФМ УрО РАН.

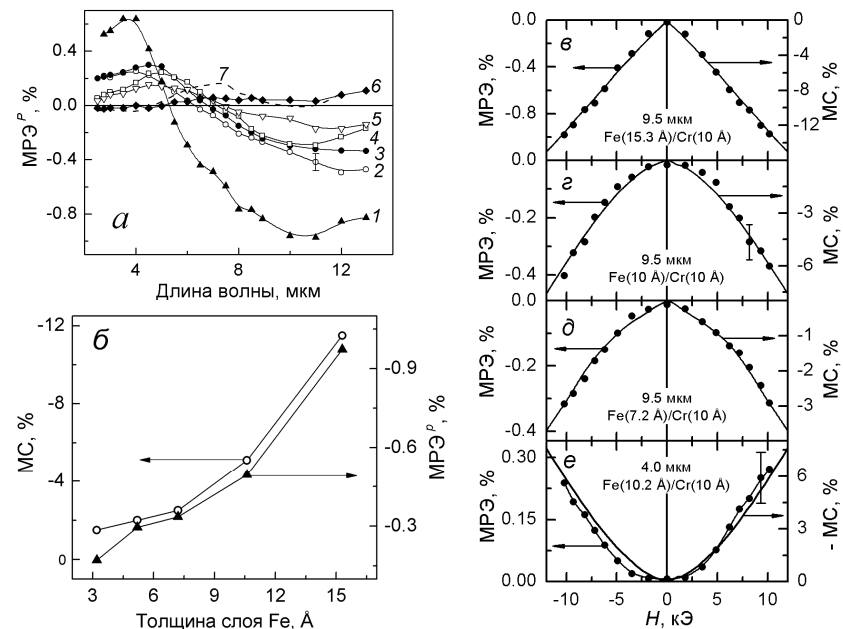


Рис.11. Спектры МРЭ сверхрешеток Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) (t_{Fe} (Å)= 15.3–1; 10.6–2; 7.2–3; 5.2–4; 3.2–5; 1.2–6) и Fe(3.5 Å)/Cr(20 Å)–7, p -поляризация, $\varphi=70^\circ$ (а); Корреляция МС и МРЭ ($H=9$ кЭ, p -поляризация, $\varphi=70^\circ$) в Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) с различной толщиной слоев железа (б); Корреляция МС и МРЭ в магнитном поле (в - е).

малась равной двум монослоям (2.88 Å). Для оценки параметра β было использовано отношение плотностей состояний электронов на уровне Ферми в Fe¹, $n_F^\downarrow/n_F^\uparrow=0.27$. Таким образом, моделирование МРЭ проводилось для образцов с $t_{Fe}\geq 7$ Å, в предположении полностью сформировавшихся свойств слоев Fe, Cr и интерфейсов. Спектр МРЭ имеет две характеристики в друдевской области: величину и спектральное положение максимума эффекта. Вариацией параметров γ и τ_i достигалось разумное согласие расчетного эффекта с экспериментом по двум величинам – максимуму МРЭ, и его спектральному положению (во внутризонной области). Результаты приведены в Таблице 1. Отрицательный знак ко-

¹ Spišák D. et al. Magnetic properties of thin vanadium films on iron // Physical Review B. –2000. –V.61. –P. 4160–4166.

Таблица 1. Параметры электронов проводимости. Интерфейсные параметры: коэффициент спиновой асимметрии γ ; время релаксации τ_i . Параметры сверхрешетки: коэффициент средней спиновой асимметрии β_{sal} ; среднее время релаксации τ_{sal} .

$t_{Fe}, \text{\AA}$	γ	$\tau_i, 10^{-15} \text{ c}$	β_{sal}	$\tau_{sal}, 10^{-15} \text{ c}$
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 ¹			

эффицента спиновой асимметрии рассеяния на интерфейсе Fe/Cr(100)² указывает на большую проводимость спинового канала ($\downarrow$), и объясняется близким соответствием дисперсии энергетических зон $E(\mathbf{k})$ Fe($\downarrow$) и $E(\mathbf{k})$ парамагнитного Cr. Усреднение по образцам показало, что отклонение величин параметров укладывается в $\pm 10\%$ при изменении толщины слоёв Fe в два раза. Совпадение с имеющимися в литературе данными по коэффициенту спиновой асимметрии γ хорошее. Времена релаксации электронов проводимости на интерфейсе рассчитаны по формуле $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)} = \tau_i / (1 \mp \gamma \cdot m)$, и имеют при $m=1$ значения $\tau_i^{\uparrow} = 1.13 \cdot 10^{-15} \text{ c}$ и $\tau_i^{\downarrow} = 4.37 \cdot 10^{-15} \text{ c}$. Вероятности рассеяния электронов на интерфейсе рассчитаны по формуле $P_i^{\uparrow(\downarrow)} = t_i / (\tau_i^{\uparrow(\downarrow)} \cdot \langle v_F^{\uparrow(\downarrow)} \rangle)$, где средние скорости электронов $\langle v_F^{\downarrow} \rangle \approx 6.7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и $\langle v_F^{\uparrow} \rangle \approx 10.8 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ определялись из результатов фотоэмиссионного исследования с угловым разрешением зонного спектра Fe³. Получены следующие оценки вероятностей рассеяния электронов на интерфейсе: $P_i^{\uparrow} = 0.24$ и $P_i^{\downarrow} = 0.10$. По формуле $\ell^{\uparrow(\downarrow)} = \langle v_F^{\uparrow(\downarrow)} \rangle \cdot \tau_{sal}^{\uparrow(\downarrow)}$, где $\tau_{sal}^{\uparrow(\downarrow)} = \tau_{sal} / (1 \mp \beta_{sal} \cdot m)$, были оценены длины свободного пробега электронов для образца с $t_{Fe} = 10.6 \text{ \AA}$: $\ell_F^{\uparrow} = 37 \text{ \AA}$ и $\ell_F^{\downarrow} = 46 \text{ \AA}$ (при периоде сверхрешетки $T = 20.6 \text{ \AA}$), которые вполне удовлетворяют требованию самоусреднения. Интерфейсные параметры рассея-

¹ Stiles M.D., et al. Calculation of spin-dependent interface resistance // Physical Review B. –2000. –V.61. P.3200-3202.

² Vouille C., et al. Microscopic mechanisms of giant magnetoresistance // Physical Review B. –1999. –V.60. –P.6710-6722.

³ Schafer J., et al. Fermi surface and electron correlation effects of ferromagnetic iron // Physical Review B. –2005. –V.72. –P.155115 (1–11).

ния электронов проводимости сверхрешеток Fe/Cr с переменной толщиной слоев Cr приведены на рис.12. Видно, что при увели-

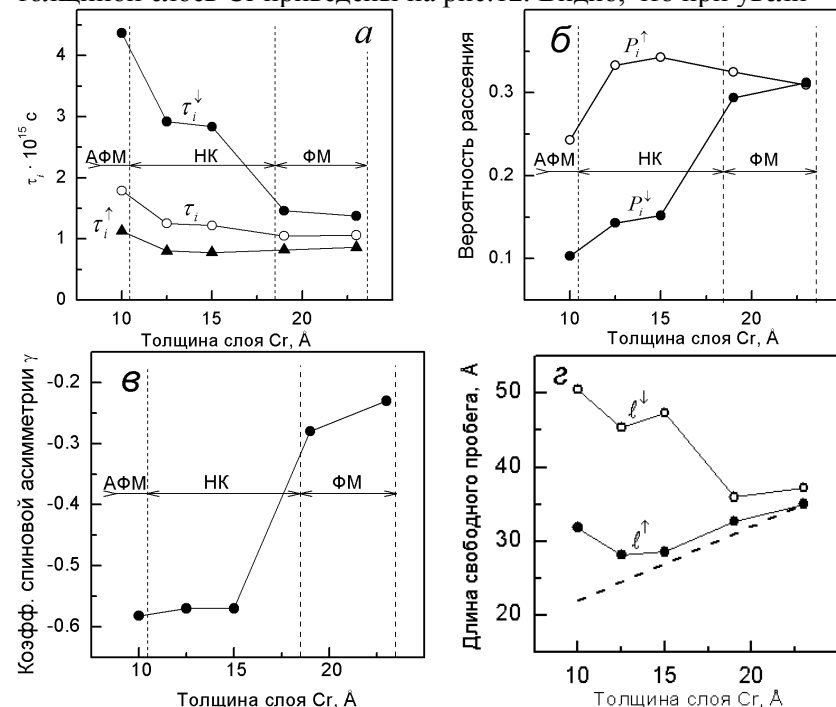


Рис12. Зависимости параметров рассеяния электронов проводимости от толщины слоя Cr: время релаксации $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$, τ_i при $m=1$ (а); вероятности рассеяния $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$ при $m=1$ (б); коэффициент спиновой асимметрии γ (в); средняя длина свободного пробега электронов $\ell^{\uparrow(\downarrow)}$ при $m=1$. Штриховой линией обозначен период T сверхрешетки Fe/Cr (г).

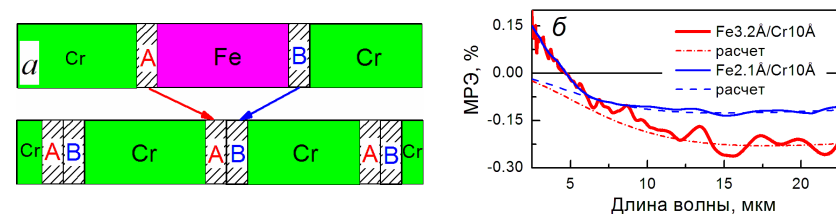


Рис.13. Схема удвоения толщины интерфейса из-за уменьшения толщины слоя Fe (а); Спектры МРЭ с ультратонкими слоями Fe при p -поляризации световой волны и угле падения света 70° . $H=5 \text{ кЭ}$ (б).

чении толщины слоев Cr, и смене типа межслоевого обменного взаимодействия от АФМ к ФМ, основные изменения интерфейсного рассеяния электронов проводимости происходят в токовом канале ($\downarrow$). Величина времени релаксации электронов $\tau_i^\downarrow$ уменьшается в три раза и, соответственно, втрое увеличивается вероятность электронного рассеяния $P_i^\downarrow$. В токовом канале ($\uparrow$) изменение указанных параметров не превышает 20–30 %. Коэффициент спиновой асимметрии рассеяния электронов равен -0.58 при $t_{Cr}=10$ Å (АФМ обмен), и уменьшается в 2.5 раза при увеличении t_{Cr} до 23 Å (область параллельного упорядочения слоев Fe).

Исследование рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) с ультратонкими слоями Fe, $t_{Fe}=3.2$; 2.6; 2.1 Å, было интересно тем, что толщины слоев Fe в них находятся в пределах двух и менее монослоев, что соответствует объемной доле железа, расходуемого на создание интерфейсных слоев в матрице Cr. МРЭ при этом обусловлен рассеянием электронов проводимости на магнитных интерфейсных слоях. Изучаемые структуры можно представить чередованием слоев Cr и интерфейсов на основе твердых растворов FeCr, рис.13а, поэтому в расчете МРЭ по модели JV объемные доли железа c_{Fe} и коэффициент спиновой асимметрии β слоя железа не учитывались.

Параметры, входящие в эффективную диэлектрическую проницаемость ε_{sal} сверхрешетки, принимают следующий вид: $(\tau_{sal})^{-1}=c_i/\tau_i+(1-c_i)/\tau_{Cr}$, $\beta_{sal}=\tau_{sal}(\gamma \cdot c_i/\tau_i)$, период многослойной структуры $T=t_{Cr}+t_i$, где t_i – ширина интерфейса (при номинальных $t_{Fe}=3.2$, 2.6 и 2.1 Å величина t_i полагалась равной 5.76, 5.2 и 4.2 Å, соответственно). Вероятность рассеяния электрона при прохождении одного периода сверхрешетки определялась как сумма вероятностей рассеяния электрона в слое Cr и на интерфейсе. Варьируя параметры τ_i и γ , можно получить приемлемое соответствие модельной и экспериментальной кривых МРЭ по величине и положению максимума спектров, рис.13б. Результаты моделирования приведены в Таблице 2. Из нее видно, что изменение вероятностей рассеяния электронов проводимости происходит в обоих токовых каналах ($\uparrow, \downarrow$), сближая значения $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$. Это указывает на повышенную дефектность интерфейсных слоев в кластерно-слоистых наноструктурах Fe/Cr. Усредненное по трем

Таблица 2. Интерфейсные параметры электронов проводимости сверхрешеток Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) с ультратонкими слоями Fe: коэффициент спиновой асимметрии γ , время релаксации τ_i , спин-зависящие времена релаксации $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$ и вероятности рассеяния $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$.

Толщина слоя железа t_{Fe} , Å	γ	τ_i , 10^{-15} с	$\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$, 10^{-15} с	$P_i^{\uparrow(\downarrow)}$
2.1	-0.50	2.50	1.7 (5.0)	0.23 (0.13)
2.6	-0.43	2.80	2.0 (4.9)	0.25 (0.16)
3.2	-0.49	3.85	2.6 (7.6)	0.21 (0.11)

сверхрешеткам значение коэффициента асимметрии интерфейсного рассеяния электронов проводимости оказалось равным -0.47 ± 0.04 , что примерно на 20% меньше, чем для сверхрешеток со сплошными слоями Fe. Величина МРЭ (расчет при $m=1$) при уменьшении t_{Fe} не уменьшилась, и составляет в образце с $t_{Fe}=2.1$ Å величину (-2.1%), в сравнении с (-2.2%) для сверхрешетки с $t_{Fe}=7.2$ Å. Ухудшение качества интерфейсов в случае ультратонких слоев Fe компенсируется ростом их числа на длине свободного пробега электрона из-за уменьшения периода сверхрешетки. Более того, происходит уменьшение МРЭ в сверхрешетках Fe/Cr при $t_{Fe}>7$ Å, поскольку коэффициенты спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе, и в объеме ОЦК-Fe, имеют противоположные знаки. Наибольшая величина МРЭ ожидается в наноструктурах с «оптимальными» параметрами интерфейсов, но без слоев Fe. Такому случаю соответствует гипотетическая сверхрешетка с толщиной слоя Fe в два монослоя ($t_{Fe}=2.88$ Å), и с «оптимальными» интерфейсными параметрами $\gamma=-0.63$, $\tau_i=1.63 \cdot 10^{-15}$ с, полученными в сверхрешетке Fe(15.3 Å)/Cr(10 Å), Таблица 1. Расчет дает значение (-7.9%), которое в несколько раз превышает МРЭ реального образца.

Далее в Главе 4 было исследовано рассеяние электронов проводимости в металлических магнитных сверхрешетках Co/Cu(t_x), с задачей определения параметров интерфейсного рассеяния электронов. Сверхрешетки Co/Cu были изготовлены магнетронным распылением на подложки из стекла (Corning) в ИФМ УрО РАН. Были исследованы следующие МПС:

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

Fe(50 Å)/[Co(15 Å)/Cu(9.0 Å)]₃₀/Cr(20 Å) – образец «В».
Спектры МРЭ для МПС Co/Cu(t_x) представлены на рис.14а.

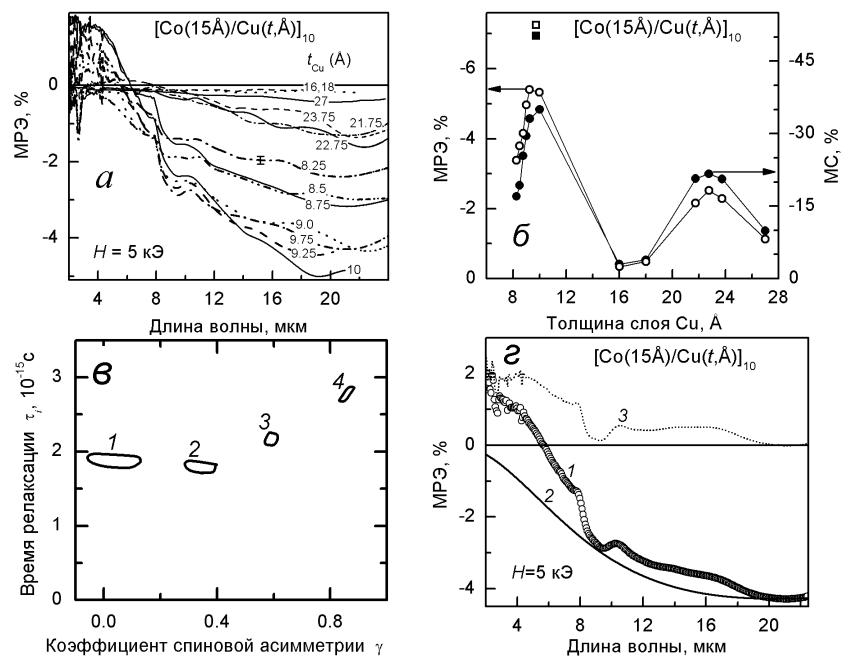


Рис.14. ИК-спектры МРЭ^Р (а). МС и МРЭ как функции t_{Cu} , квадратами обозначены данные образца «Б» (б); Контуры отклонений спектральных положений и амплитуд рассчитанных максимумов МРЭ как функций параметров (τ_i, γ) для четырех образцов с толщинами t_{Cu} (Å): 16 Å–1; 27 Å–2; 22.75 Å–3; образец «Б»–4. Контуры обозначают область значений (τ_i, γ), при которых отклонения расчетного MR_{max} находятся в пределах $\{(\lambda_{max}^{(эксн)} \pm 0.5) \text{ мкм}, (MR_{max}^{(эксн)} \pm 0.1)\%$ (в); Спектры МРЭ для образца «Б»: эксперимент–1; расчет–2; межзонный вклад–3. Параметры расчета: $\hbar\omega_p = 3.02 \text{ эВ}$; $m = 0.778$; $\tau_{sal} = 6.38 \cdot 10^{-15} \text{ с}$; $\beta_{sal} = 0.745$ (г).

Сравнение зависимостей МРЭ и МС¹ от толщины слоя Cu в структурах Co/Cu(t_x) в полях насыщения приведено на рис.14б. Наблюдается корреляция МС и МРЭ по толщине слоя Cu. Максимальные значения МС и МРЭ приходятся на области первых двух максимумов АФМ МОВ, $t_{Cu} = 9\text{--}10 \text{ Å}$ и $t_{Cu} = 22\text{--}24 \text{ Å}$. Их ми-

нимальные значения находятся на участке МОВ ФМ типа, при $t_{Cu} = 16\text{--}18 \text{ Å}$. Период осцилляций обеих функций МС и МРЭ составляет порядка 12.7 Å . При моделировании МРЭ были учтены следующие соображения. Оптическая эллипсометрия показала¹, что ИК поглощение друдевского типа становится доминирующим, начиная с $\lambda > 8 \text{ мкм}$. Значения времени релаксации электронов проводимости в слоях Co и Cu приняты из оптических данных следующими: $\tau_{Co} = 1.2 \cdot 10^{-14} \text{ с}$; $\tau_{Cu} = 2.0 \cdot 10^{-14} \text{ с}$. Тонкие слои кобальта в контакте с медью имеют ГЦК структуру, постоянные решеток Co и Cu близки ($\sim 3.61 \text{ Å}$), поэтому вклады в интерфейсные слои от слоев Co и Cu предполагались равными. Крайне низкая взаимная растворимость компонентов системы кобальт-медь позволяет получать хорошо разграниченные слои. Исходя из этого, толщины интерфейсных слоев были выбраны равными двум монослоям, по одному монослою от каждого из компонентов. Коэффициенты спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсах Co/Cu и Cu/Co полагались равными. Для оценки параметра β было использовано отношение плотностей электронных состояний на уровне Ферми в ГЦК Co², $n_F^{\uparrow}/n_F^{\downarrow} \sim 0.2$. Критерием отыскания пары параметров ($\gamma; \tau_i$) служило получение амплитуды и спектрального положения расчетного максимума МРЭ в области значений, ограниченных сегментами $((MR_{max}^{(эксн)} \pm 0.1)\%$; $(\lambda_{max}^{(эксн)} \pm 0.5) \text{ мкм}$). Погрешности определения γ и τ_i в виде контурных графиков приведены на рис.14в. Спектр МРЭ образца «Б», вместе с расчетной кривой, представлен на рис.14г. При коротких длинах волн вклад в МРЭ от свободных носителей стремится к нулю, а с увеличением λ постепенно нарастает. Расхождение между экспериментальной (1) и рассчитанной в модели свободных электронов (2) кривыми характеризует межзонный вклад (3) в МРЭ (рис.14г).

Обнаружены осцилляции коэффициента спиновой асимметрии рассеяния электронов на интерфейсе $\gamma_{Co/Cu}$ (рис.15а), с максимальным значением $\gamma_{Co/Cu} = 0.86$. Соответствие значений $\gamma_{Co/Cu}$

¹ Магниторезистивные измерения выполнены Н.С. Банниковой, ИФМ УрО РАН.

¹ Оптические исследования М.М. Кирилловой и А.А. Махнева, ИФМ УрО РАН.
² Levy P.M., et al. in: Sadamichi Maekawa, Teruya Shinjo (Eds.), Spin-Dependent Transport in Magnetic Nanostructures, Advances in Condensed Matter Science, Taylor and Francis, London, –2002, –P.47–111, (Chapter2).

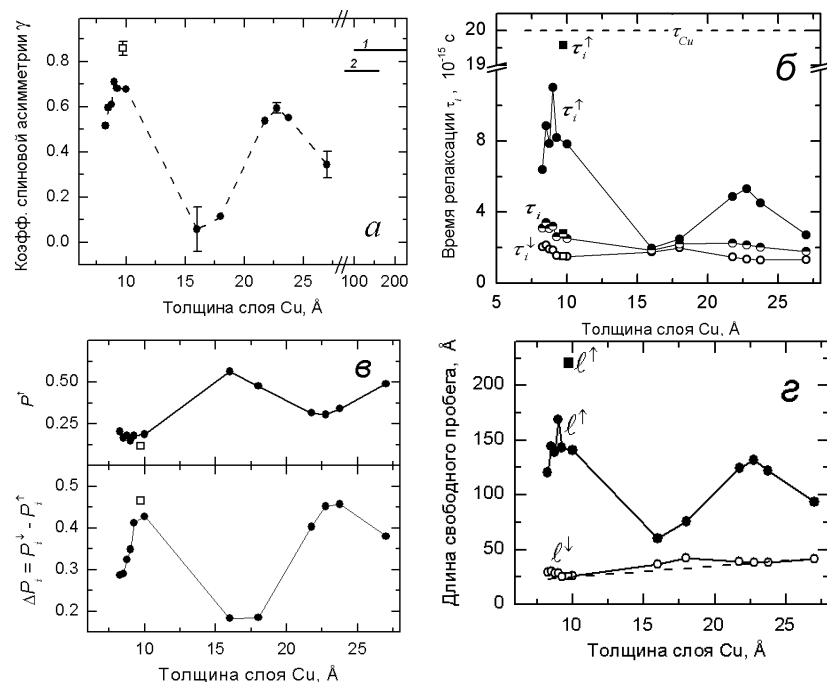


Рис.15. (а) Зависимость параметра γ от t_{Cu} , значение γ образца «Б» обозначено символом ($\square$). Данные CPP-MR: в нанопроволоках¹ – $\bullet$, в сверхрешетках² – $\square$; (б) Зависимость параметров τ_i и $\tau_i^{\uparrow}$ при $m=1$ от t_{Cu} , данные образца «Б» обозначены символами квадратов. Штриховая линия – значение τ_{Cu} в массивной меди; (в) Вероятность рассеяния электронов проводимости со спином ($\uparrow$) при прохождении одного периода Co/Cu и разность вероятностей интерфейсного рассеяния $\Delta P_i^{\uparrow(\downarrow)}$ при $m=1$; (г) Длины свободного пробега электронов проводимости $\ell^{\uparrow(\downarrow)}(t_{Cu})$ при $m=1$. Штриховой линией обозначен период структуры Co/Cu, символами квадратов – данные образца «Б».

при $t_{Cu}=8-27$ Å оценкам $\gamma_{Co/Cu}$ из CPP-MR измерений при толщинах слоев Cu и Co, где отсутствуют квантово-размерные осцилляции и не прямое обменное взаимодействие, указывает на *доминирующую* роль электронной структуры контактирующих метал-

лов в интерфейсном рассеянии (рис.15а). С увеличением толщины слоя Cu основные изменения параметров интерфейсного рассеяния электронов проводимости происходят в токовом канале ($\uparrow$), рис.15б. В образце «Б» время релаксации электронов проводимости на интерфейсе $\tau_i^{\uparrow}$ почти сравнялось со значением этого параметра в объемной меди, что является следствием схожести топологии поверхности Ферми ($s-p$)-типа в Cu и ГЦК-Co($\uparrow$). Достигнута *почти* предельная амплитуда наблюдаемых эффектов, поскольку проводимость канала ($\uparrow$) далее будет ограничиваться не свойствами интерфейса, а объемными свойствами структуры.

Вероятность $P^{\uparrow}$ рассеяния электрона при прохождении одного периода сверхрешетки приведена на рис.15в. Для электронов со спином ($\uparrow$), $P^{\uparrow}$ меньше 1 при всех t_{Cu} , а $P^{\downarrow}$ достигает предела на одном периоде. Там же приведена функция $\Delta P_i^{\uparrow(\downarrow)}$, равная разности вероятностей рассеяния на интерфейсе электронов с противоположными спинами. С ростом t_{Cu} наблюдаются два максимума функции $\Delta P_i^{\uparrow(\downarrow)}(t_{Cu})$, совпадающие с положениями максимумов МРЭ(t_{Cu}) и МС(t_{Cu}) по толщине слоя меди. Длины свободного пробега электронов $\ell^{\uparrow(\downarrow)}$ приведены на рис.15г, пунктиром обозначен период сверхрешетки T . Видно, что длина свободного пробега $\ell^{\downarrow}$ совпадает с периодом сверхрешетки. Величина $\ell^{\uparrow}$ осциллирует с изменением t_{Cu} , достигая максимумов при толщинах t_{Cu} , соответствующих максимумам АФМ МОВ. Для образца «Б» получены значения $\ell^{\uparrow} \approx 220$ Å и $\ell^{\downarrow} \approx 26$ Å, при периоде сверхрешетки $T=24.75$ Å. Это означает, что электроны со спином ($\downarrow$) при приложении поля ограничены в перемещении одним периодом, а электроны со спином ($\uparrow$) могут перемещаться по всей толщине МПС в направлении, перпендикулярном плоскости образца.

В системе Co/Cu(t_x) магниторефрактивный эффект, коэффициент спиновой асимметрии рассеяния $\gamma_{Co/Cu}$ и время релаксации электронов проводимости $\tau_i^{\uparrow}$ осциллируют с периодом $\Lambda \approx 12.7$ Å. Такие же значения имеют периоды осцилляций магнитосопротивления 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.

¹ Piraux L., et al. Perpendicular magnetoresistance in Co/Cu multilayered nanowires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1996. –V.156. –P.317-320.

² Pratt W.P., et al. Giant magnetoresistance with current perpendicular to the multilayer planes // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1993. –V.126. –P.406-409.

В **заключении** приведены основные результаты и выводы:

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 (~ 14 – 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 $P^{(\downarrow)}$ 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 $t_{Cu}=8$ – 27 Å 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 интер-

фейса на границах слоев Fe и Al составляет 14–16 Å, 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 Å. Более того, наблюдалось усиление магнитооптической активности в слоях Fe 5 Å и 8 Å в сравнении с массивными слоями Fe ($t_{\text{Fe}} \sim 1000$ Å), что может быть обусловлено квазидискретными состояниями в электронном спектре ультратонких слоёв 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 Jascuet 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.

Основные публикации по теме диссертации

1. Оптика и магнитооптика 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, вып.1. –С.57-68.

2. 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.Семериков, Е.И.Шредер // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1996. – Т.109, вып.2. – С.477–494.

3. 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.K.Deht, E.I. Shreder // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –1996. –V.156. –P.179-180.

4. 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, вып.5. – С.1694–1709.

5. 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, вып.6. –С.57–66.

6. Влияние межслоевых границ на оптические и магнитооптические свойства тонкопленочной 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, вып.4. –С.81–94.

7. 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.

8. 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.

9. 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.

10. 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, N.2. –С.162-170.

11. TKE spectra of antiferromagnetic Cr(100) film and Fe_{t_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.

12. 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, вып.4(N.10). –С.932-940.

13. Магниторефрактивный эффект и гигантское магнитосопротивление в сверхрешетках Fe(t_x)/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.

14. 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).

15. 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.

16. 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. –Т.113, N.12. –С.1221-1229.

17. Рассеяние электронов проводимости в сверхрешетках Fe(t_x, Å)/Cr(10 Å) 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, вып.3. –С.492-497.

18. 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.

19. 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.

20. 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, вып.1. –С.54-62.

Отпечатано на Ризографе ИФМ УрО РАН тир. 100 зак. № 41
Объем 1 печ. л. Формат 60x84 1/16
620108 г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18