

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. Ломоносова

Физический факультет

На правах рукописи

Юрасов Алексей Николаевич

МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ
СПЕКТРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ В ВИДИМОЙ И ИК ОБЛАСТИ
СПЕКТРА

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2003

Работа выполнена на кафедре магнетизма физического факультета
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова.

Научные руководители : доктор физико-математических наук,
профессор А. Б. Грановский

Официальные оппоненты : доктор физико-математических наук,
профессор П. Н. Стеценко

кандидат физико-математических наук,
ст.н.с. Б. А. Аронзон

Ведущая организация : Физико-технический институт УрО
РАН г. Ижевск

Защита состоится «_18_» декабря 2003 года в 15-30 часов на заседании
Диссертационного Совета К 501.001.02 физического факультета
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова по адресу:
119899, ГСП, Москва, Воробьевы Горы, МГУ, физический факультет,
аудитория ЮФА

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета
МГУ.

Автореферат разослан «18» ноября 2003 года.

Ученый секретарь Совета

Кандидат физико-математических наук,

И. А. Никанорова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы Магнитные нанокompозиты, в которых ферромагнитные гранулы с размером близким к однодоменному хаотически расположены в диэлектрической матрице, представляют собой класс наноструктурных магнитных материалов с необычными и перспективными для практических приложений свойствами. Наличие в таких системах гигантского и туннельного магнитосопротивления, гигантского аномального эффекта Холла, большой магнитооптической активности, аномального оптического поглощения и др. представляет как фундаментальный, так и практический интерес. Недавно в этих системах обнаружен и новый магнитооптический эффект - магниторефрактивный эффект (МРЭ), который состоит в значительном изменении оптических параметров нанокompозитов с туннельным магнитосопротивлением при их намагничивании.

Принципиальным отличием нанокompозитов от гранулированных систем металл-металл является наличие перехода металл-диэлектрик при определенной концентрации металла, называемой порогом перколяции. Вблизи этого перехода кардинально меняются все свойства нанокompозитов. Наличие туннельных контактов вблизи порога перколяции, классического и квантового размерного эффекта приводит к многообразию наблюдаемых эффектов.

Наряду с трехмерными нанокompозитами металл-диэлектрик, большой интерес представляют трехмерные системы ферромагнитный металл – немагнитный полупроводник и ферромагнитный металл – антиферромагнетик, а также квазидвумерные гибридные мультислои, в которых ультратонкие слои нанокompозитов разделены диэлектрическими прослойками.

К настоящему времени отсутствует теоретическое описание оптических и особенно магнитооптических свойств таких систем. Создание теории является необходимым для интерпретации экспериментальных результатов, для поиска новых материалов, для разработки методов оптической спектроскопии неоднородных материалов, а также в связи с общей задачей описания взаимодействия электромагнитного излучения с неоднородными средами.

Целью данной работы явилось теоретическое исследование оптических и магнитооптических свойств ферромагнитных нанокompозитов и систем на их основе, типа гибридных мультислоев, включающее:

1. Расчет и интерпретацию оптических и магнитооптических спектров ферромагнитных нанокompозитов в рамках методов эффективной среды с учетом квазиклассического размерного эффекта.

2. Теоретическое исследование оптических и магнитооптических свойств гибридных мультислоев

3. Построение теории магниторефрактивного эффекта в нанокompозитах, исследование его поляризационной и угловой зависимости.

Научная новизна и практическая ценность работы состоит в следующем:

1. В рамках симметризованного приближения Максвелла-Гарнетта развит метод описания магнитооптических спектров нанокompозитов с учетом квазиклассического размерного эффекта и конфокальности эллипсоидальных частиц ячеек среды.

2. Впервые показано, что квазиклассический размерный эффект может оказывать существенное влияние как на оптические, так и особенно на магнитооптические спектры ферромагнитных гранулированных сплавов в видимой и ИК области спектра.

3. Рассчитаны оптические и магнитооптические спектры гибридных мультислоев.

4. Построена теория МРЭ при прохождении и отражении света для нанокompозитов.

Полученные результаты успешно применены для объяснения экспериментальных данных по магнитооптическим спектрам нанокompозитов $\text{Co-Al}_2\text{O}_3$ и Co-CoO , по оптическим и магнитооптическим спектрам квазидумерных мультислоев Co-SiO_2 и по магниторефрактивному эффекту на пленках $\text{Co-Al}_2\text{O}_3$, а также могут быть использованы для поиска материалов с большой магнитооптической активностью.

Основные результаты диссертации, которые выносятся на защиту, можно сформулировать следующим образом:

1. Квазиклассический размерный эффект оказывает существенное влияние на оптический отклик гранулированной системы вблизи порога перколяции в ближней ИК области, но не существенен для оптических спектров разбавленных систем.

2. Показано, что размерный эффект изменяет амплитуду, профиль и даже знак магнитооптического сигнала в ближней ИК области спектра. Размерный эффект ярко выражен в системах с большим аномальным эффектом Холла. Учет всех поправок, связанных с размерным эффектом, позволяет лучше описать имеющиеся экспериментальные данные для оптических и магнитооптических свойств гранулированных сплавов.

3. МРЭ в нанокompозитах обусловлен наличием туннельного магнитосопротивления, значительно больше чем в металлических слоях с гигантским магнитосопротивлением и может на два порядка превышать традиционные магнитооптические явления. Спин-зависящее туннелирование существует вплоть до оптических частот. Максимального значения МРЭ на отражении достигает для р-поляризованного света при угле падения близком к углу падения Брюстера.

4. В условиях интерференции света МРЭ значительно возрастает, что позволяет усилить МРЭ.

5. Рассчитаны оптические и магнитооптические спектры гибридных систем в рамках макроскопической френелевской магнитооптики с использованием модифицированного метода эффективной среды. Аномально высокое оптическое поглощение и высокая магнитооптическая активность в гибридных мультислоях связаны с близостью композиционного состава слоев к порогу перколяции и наличием интерференции.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на международных и всероссийских конференциях: XVII и XVIII Международных школах-семинарах “Новые магнитные материалы микроэлектроники”, Москва (2002, 2000); Международном симпозиуме “Порядок, беспорядок и свойства оксидов - ODPO-2002”, Сочи, (2002); Euro-Asian symposium "Trends in Magnetism", Ekaterinburg, (2001); Conference on Advanced Magneto-Resistive Materials, Ekaterinburg, (2001); Joint European Magnetic Symposium, Grenoble, (2001); International Baikal Scientific Conference "Magnetic Materials", Irkutsk, (2001); Symposium on Spin-Electronics, Halle, Germany, (2000); Второй международной конференции "Фундаментальные проблемы физики", Саратов, (2000); Второй объединенной конференции по магнитоэлектронике, Екатеринбург, (2000); Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow, (1999); на международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-99", Санкт-Петербург, (1999); а также на Ломоносовских чтениях (1999, 2001), Международной зимней школе физиков теоретиков Коуровка-2000, Екатеринбург, (2000); и международных конференциях аспирантов и студентов “Ломоносов” (1999, 2000, 2002).

Публикации Основные результаты диссертации опубликованы в 9 статьях, 4 трудах конференции и 11 тезисах докладов, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы. Полный объем диссертации - 100 страниц машинописного текста, включая 25 рисунков и библиографию из 101 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулирована цель работы и дана краткая характеристика разделов диссертации.

Первая глава посвящена обзору теоретических и экспериментальных работ по изучению оптических и магнитооптических свойств гранулированных сплавов.

Параграф 1.1.1 посвящен обзору методов описания оптических спектров гранулированных сплавов.

Параграф 1.1.2 посвящен определению методов эффективной среды.

В параграфах 1.1.3-1.1.5 подробно рассматриваются основные методы эффективной среды. Результаты работ, в которых разработаны данные методы, успешно применялись для описания свойств гранулированных сплавов металл-металл.

Параграф 1.1.6 посвящен работам по изучению влияния размерного эффекта на оптические спектры. До настоящего времени такие работы были выполнены для разбавленных сплавов.

В параграфе 1.2.1 рассматриваются основные магнитооптические эффекты, которые позволяют исследовать микроструктуру образца.

Параграф 1.2.2 посвящен обзору работ по магнитооптике для гранулированных сплавов. В основном эти работы относятся к металлическим системам, а не к нанокompозитам.

В параграфе 1.2.3 рассматриваются работы по изучению нового эффекта – магниторефрактивного эффекта. Работы, посвященные исследованию этого явления, выполнены для металлических мультислоев и гранулированных сплавов металл-металл.

Вторая глава носит оригинальный характер и посвящена исследованию размерного эффекта в нанокompозитах.

В параграфе 2.1 рассматривается симметризованное приближение Максвелла-Гарнетта (СМГ) и производится учет конфокальности эллипсоидальных частиц в СМГ для правильного описания заполнения ячеек эффективной среды.

В параграфе 2.2 рассматривается размерный эффект, его влияние на диагональные и недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости.

Теория оптических и магнитооптических (МО) спектров ферромагнитных гранулированных сплавов была развита в работах [1] и [2], считая, что тензор диэлектрической проницаемости (ТДП) ферромагнитных гранул и матрицы тождественен ТДП соответствующих объемных материалов. При этом, очевидно, не учитывалось, что

рассеяние на поверхностях гранул, приводящее к квазиклассическому размерному эффекту (РЭ), модифицирует как диагональные $\varepsilon_{xx}=\varepsilon$, так и недиагональные $\varepsilon_{xy}=\gamma$ компоненты ТДП гранул, если их средний размер (радиус r_0) сравним с длиной свободного пробега электрона l .

Учет квазиклассического размерного эффекта в выражениях для диагональных $\varepsilon_{xx}=\varepsilon$ и недиагональных $\varepsilon_{xy}=\gamma$ компонент ТДП сводится к следующему. Время свободного пробега электронов в грануле (τ_{part}) меньше соответствующего ему времени в массивном образце (τ_{bulk}) [1] за счет соударений с поверхностью гранул:

$$\frac{1}{\tau_{part}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{v_f}{r_0} \quad (1)$$

где v_f - скорость Ферми. В этом выражении, следуя [1], опущен параметр отражения от поверхности гранул Фукса-Зондхаймера, который мы полагаем равным единице. Тогда, принимая во внимание, что частотная зависимость внутризонной проводимости в металлах описывается законом Друде-Лоренца, можно аналогично работе [1] записать:

$$\varepsilon_{Co,mod} = \varepsilon_{Co} + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i/\tau_{bulk})} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i/\tau_{part})}, \quad (2)$$

где ω - частота света, ω_p - плазменная частота [1], а последние два члена описывают отличие $\varepsilon_{Co,mod}$ для гранул Co от соответствующего объемного значения для Co ε_{Co} .

Зависимость недиагональных компонент ТДП γ от размера частиц является более сложной. Так как $\gamma \sim \sigma_{xy}(\omega)$, то аналогично (2), учитывая Друде-Лоренцевский тип частотной зависимости $\sigma_{xy}(\omega)$, можно записать:

$$\gamma_{Co,mod} = \gamma_{Co} + \frac{4\pi\sigma_{xy}^{bulk}(0)/\tau_{bulk}^2}{\omega(\omega+i/\tau_{bulk})^2} - \frac{4\pi\sigma_{xy}^{gr}(0)/\tau_{part}^2}{\omega(\omega+i/\tau_{part})^2}, \quad (3)$$

где $\sigma_{xy}^{bulk}(0)=4\pi M_s R_{bulk}/\rho_{bulk}^2$, $\sigma_{xy}^{gr}=4\pi M_s R_{gr}/\rho_{gr}^2$; M_s - намагниченность насыщения; ρ_{gr} - удельное сопротивление; R_{gr} - коэффициент аномального эффекта Холла (АЭХ). Квазиклассический РЭ оказывает влияние как на R_{gr} , так и на ρ_{gr} . Последнее достаточно очевидно и в силу выражения (1) $\rho_{gr}=\rho_{bulk}(1+l/r_0)$. Влияние РЭ на коэффициент АЭХ гранул согласно работе [3] в случае $l/r_0 \geq 1$ можно записать в виде:

$$R_{gr} = R_{bulk} + 0.2R_s \frac{l}{r_0} \left(1 + \frac{l}{r_0}\right), \quad (4)$$

где R_s - значение коэффициента АЭХ материала поверхности гранул. Подчеркнем, что намагниченность гранул может отличаться от намагниченности объемного сплава за счет поверхностных эффектов, но этими изменениями мы пренебрегаем по сравнению со значительными эффектами, состоящими в отличии ρ_{bulk} , R_{bulk} и τ_{bulk} от ρ_{gr} , R_{gr} и τ_{gr} .

В параграфе 2.3 производился расчет оптических и магнитооптических спектров нанокompозитов с учетом размерного эффекта.

Расчеты оптических и МО спектров проводились в приближении Бруггемана и СМГ для гранулированного сплава $\text{Co-Al}_2\text{O}_3$ с объемной концентрацией Co f равной 45-49%. Выбор данного сплава определяется тем, что для него хорошо известны все оптические и магнитооптические параметры[1], микроструктура[1] и по составу он близок к порогу перколяции.

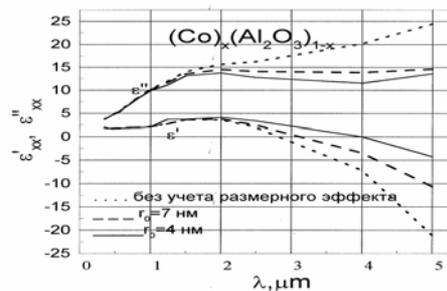


Рис.1 Энергетическая зависимость действительной и мнимой частей диагональной компоненты ТДП в приближении Бруггемана ($x = 0.45$; форм-фактор $L=0.31$):

- - $r_0 = \infty$ (без учета размерного эффекта);
- - $r_0 = 7\text{ нм}$;
- _____ - $r_0 = 4\text{ нм}$.

На Рис.1 представлены результаты выполненного в приближении Бруггемана расчета действительной и мнимой части ϵ для сплава $\text{Co-Al}_2\text{O}_3$ с концентрацией Co равной 45%, из которого видно, что в ближней ИК области спектра размер гранул оказывает значительное влияние на спектры диагональной компоненты эффективного ТДП, а следовательно и на оптические спектры. Чем меньше размер частиц, тем сильнее это влияние (Рис.1). Этот эффект проявляется только при немалых концентрациях гранул. Именно поэтому в ранней работе [1] не обнаружено влияния размеров частиц на рассчитанные в МГ оптические спектры гранулированных сплавов при $x \leq 0.2$. Следует также подчеркнуть, что чем меньше вклад межзонных переходов в оптическую проводимость, тем больше роль размерного эффекта.

На Рис. 2 представлены спектры экваториального эффекта Керра (ЭЭК) $\delta(\omega)$, рассчитанные для того же сплава. Параметр $\delta(\omega)$ определяется как γ , так и ε . Как видно из Рис.2, размерный эффект оказывает очень сильное влияние на МО спектры в ближней ИК области, изменяя амплитуду, профиль и даже знак МО сигнала. Столь сильное влияние связано с тем, что $\delta(\omega)$ линейно зависит от γ , нелинейно от ε и в обеих этих функциях как в реальной, так и в мнимой частях проявляется РЭ. Без учета РЭ в АЭХ изменения спектров за счет РЭ в γ и ε одного порядка (Рис.2) и как видно приводят к увеличению ЭЭК. Дополнительный учет РЭ в АЭХ может как усилить, так и ослабить ЭЭК, что определяется знаком и величиной отношения R_s/R_{bulk} , т.е. структурой поверхностного слоя гранул. Подчеркнем, что согласно экспериментальным данным по гигантскому АЭХ [3], это отношение может достигать $10^3 \div 10^4$, что приводит к значительным изменениям ЭЭК в ИК области спектра.

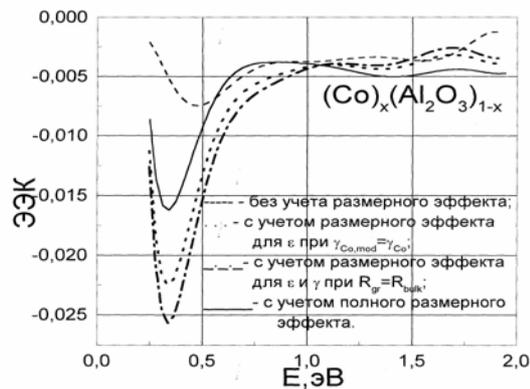


Рис.2 Магнитооптические спектры экваториального эффекта Керра, рассчитанные в приближении Бруггемана ($x=0.45$; $L=0.31$; $l=2$ нм; $r_0=4$ нм; $R_s/R_{bulk}=-20$):

- $r_0 = \infty$ без учета размерного эффекта;
-- с учетом размерного эффекта для ε согласно (2) при $\gamma_{Co,mod} = \gamma_{Co}$;
- — — — с учетом размерного эффекта для ε и γ при $R_{gr} = R_{bulk}$;
- — — — с учетом полного размерного эффекта.

На Рис.3 приведено сравнение рассчитанных в приближении СМГ магнитооптических спектров ($x=0.49$) с экспериментальными. Из Рис.3 видно, что учет полного квазиклассического РЭ приводит к хорошему согласию с экспериментом.

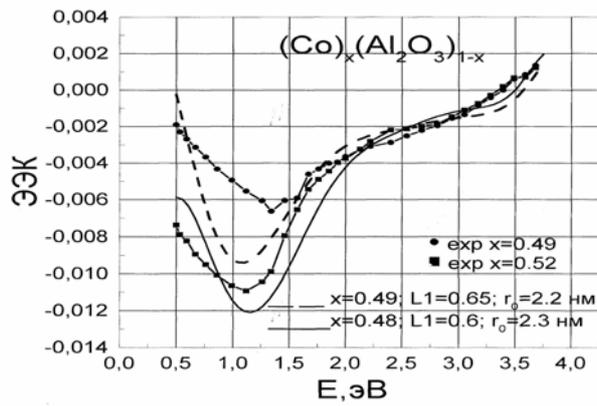


Рис.3 Магнитооптические спектры экваториального эффекта Керра:
 теория ($L3 = 0.33$; $l = 1.8\text{нм}$; $R_s/R_{bulk} = -3.75$):
 ----- - $x = 0.49$; $L1 = 0.65$; $r_0 = 2.2\text{нм}$;
 _____ - $x = 0.48$; $L1 = 0.6$; $r_0 = 2.3\text{нм}$;
 эксперимент:
 ● - $x = 0.49$;
 ■ - $x = 0.52$.

Также были выполнены аналогичные расчеты для системы Co-CoO, которая тоже находилась вблизи перколяции.

В параграфе 2.4 приведены выводы к главе 2.

Третья глава посвящена рассмотрению другого перспективного класса магнитно-неоднородных систем - гибридных мультислоев «металл-диэлектрик». В них ферромагнитные слои представляют собой тонкие (2-3 нм) пленки нанокомпозитов с концентрацией ферромагнитных частиц вблизи порога перколяции. Гибридные мультислои сочетают преимущества традиционных мультислоев и гранулированных систем: большую величину магнитосопротивления (в рассматриваемом случае туннельное магнитосопротивление достигает 10%), отсутствие гистерезиса, сравнительно низкие поля насыщения, простоту технологии, а наличие случайных контактов между отдельными гранулами соседних слоев не является критичным для туннельного магнитосопротивления всей структуры. В силу того, что магнитные слои металла состоят из гранул, разделенных диэлектрической прослойкой, для таких систем следует ожидать проявления в оптических и магнитооптических свойствах особенностей, связанных с эффектами перколяции, размерными эффектами, поверхностными плазмонами, усилением локального электрического поля и т. д. Принципиальным отличием от объемных нанокомпозитов является квазидвумерный характер магнитных слоев и периодическое их расположение. В диссертационной работе представлены результаты расчета оптических и магнитооптических спектров гибридных мультислоев Co-SiO₂ с содержанием Co вблизи порога перколяции и объяснены многочисленные аномалии этих спектров, в частности, рекордное для систем на основе Co значение магнитооптического эффекта Керра.

В параграфе 3.1 рассчитывались оптические спектры данных соединений. Следует отметить сильную зависимость оптических свойств от содержания Co. В квази-2D структурах, с содержанием металла близким к перколяционному переходу (эффективная толщина Co- 1.8 нм), величина поглощения A достигает 0.5. В диэлектрических пленках Co-SiO₂ с толщиной Co ≈ 1.3 нм обнаружен максимум поглощения. Энергия максимума $\hbar\omega \approx 0.67$ эВ, существенно меньше энергии возбуждения поверхностных плазмонов в изолированных частицах Co (для Co в SiO₂ по оценке $\hbar\omega_{sp} \approx 1.3$ эВ при величине объемной плазменной частоты $\hbar\omega_p = 3.7$ эВ). Поглощение в максимуме достигает аномально высокой величины 0.8 (в гранулированных пленках Au оно не превышает 0.5[4]) (Рис.4).

Для анализа обнаруженных особенностей были выполнены численные расчеты спектров поглощения. Расчет проводился в рамках обобщенной модели эффективной среды с учетом анизотропии формы частиц. Сначала в СМГ рассчитывались диагональные компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости слоя ферромагнитных частиц, считая его нанокомпозитом Co_x-(SiO₂)_{1-x}, причем варьировался фактор заполнения x и фактор формы частиц L . Далее по формулам Френеля

рассчитывалось поглощение системы SiO_2 / наноккомпозит Co-SiO_2 / буферный слой SiO_2 / Si с учетом отражений от границ раздела и поглощения в подложке. Было предположено, что частицы (их размер 1-2 нм) в среднем имеют изотропную форму, однако при промежуточных концентрациях они кластеризуются, причем в силу их магнитных свойств возникающие образования (в частности, цепочки из гранул) имеют анизотропную форму.

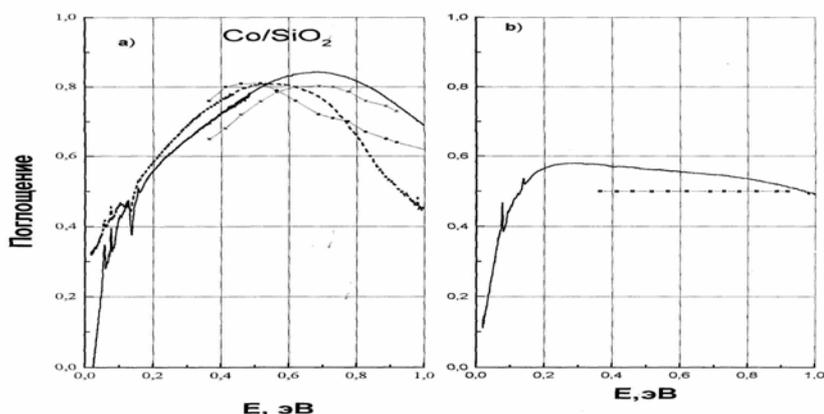


Рис.4 Спектры поглощения гибридных систем: а) сплошная линия – экспериментальные спектры многослойной системы с бислоем Co (1.3 нм); пунктир-мультислоем $[\text{Co}(1.8\text{нм})_x/\text{SiO}_2(3\text{ нм})_{1-x}]_8$; теоретические спектры: звездочки – толщина наноккомпозита 5 нм ($x=0.4, L= 0.8$); кружки – толщина наноккомпозита 30 нм ($x=0.4, L= 0.8$); б) сплошная линия – экспериментальные спектры многослойной системы с бислоем Co (1.8 нм); квадраты – толщина наноккомпозита 5 нм ($x=0.4, L= 0.8$).

Результаты расчета также представлены на рис. 4. Видно, что расчеты, выполненные с учетом того, что в образце наблюдаются вытянутые образования-“эллипсоиды” с соотношением осей достигающим 1 к 5, удовлетворительно описывают спектр образцов с эффективной толщиной Co равной 1.3 нм. Если взять сферические частицы, то поглощение будет меньше 0.8, но главным условием такой величины и максимума поглощения является интерференция, которая учитывается при расчетах по формулам Френеля, и близость системы к порогу перколяции. Для мультислоев получается правильное положение и величина максимума поглощения, но остальная часть спектра отличается от экспериментального из-за того, что мультислоевая система рассчитывалась в приближении эффективной среды и не была учтена периодичность слоев, т.е. мультислоевая система рассматривалась, как гранулированный сплав. Надо также подчеркнуть, что описание квази-2D слоя Co-SiO_2 в рамках теории эффективной среды для трехмерного случая также может привести к дополнительной погрешности, особенно непосредственно вблизи порога перколяции.

Таким образом, численный анализ показывает, что обнаруженные особенности спектров поглощения в структурах на основе квази 2D гранулированных пленок Со существенным образом связаны со своеобразием интерференционных эффектов, имеющих место в данных системах и близостью этих систем к порогу перколяции. При этом заметную роль также играет и анизотропия формы кластеров из Со, обусловленная ферромагнитными свойствами металла.

В параграфе 3.2 аналогичным способом рассчитывались магнитооптические спектры. Эффект рассчитывался по следующим формулам:

$$\delta = 2\text{Re}\rho_p ;$$

$$\rho_p = i(1-F_3^2) \left[\frac{r_{345}^p - \overline{r_{321}^p}}{1-F_3^2 r_{345}^p r_{321}^p} - \frac{r_{345}^p - r_{321}^p}{1-F_3^2 r_{345}^p r_{321}^p} \right] \frac{n_1 Q \sin \phi \cos \gamma}{2g_3},$$

$$g_j = \sqrt{n_j^2 - n_1^2 \sin^2 \phi}; \quad F_k = \exp(-2\pi\lambda^{-1} g_k d_k); \quad (5)$$

$$r_{jk}^p = \frac{g_j n_k^2 - g_k n_j^2}{g_j n_k^2 + g_k n_j^2}; \quad r_{jkl}^p = \frac{r_{jk}^p + F_k^2 r_{kl}^p}{1 + F_k^2 r_{jk}^p r_{kl}^p}; \quad \overline{r_{321}^p} = \frac{r_{32}^p r_{21}^p + F_2^2}{r_{21}^p + F_2^2 r_{32}^p},$$

где n_j - комплексный показатель преломления среды, из которой на систему падает свет; ϕ - угол падения света из первой среды; j, k, l - номера сред; d_k - толщина соответствующей среды; λ - длина световой волны в вакууме; i - мнимая единица; $Q = i\varepsilon_{xy}^{eff}/\varepsilon_{xx}^{eff}$ - магнитооптический параметр, ε_{xy}^{eff} , ε_{xx}^{eff} - недиагональная и диагональная компоненты ТДП эффективной среды; $\cos\gamma$ для случая экваториального намагничивания равен 1.

Использование метода эффективной среды для квазидвумерного ферромагнитного слоя и макроскопической френелевской магнитооптики для ультратонких слоев носит исключительно качественный характер, но тем не менее выполненные расчеты позволяют воспроизвести основные черты поведения магнитооптических спектров бислоев и понять, что наблюдаемые аномалии связаны в основном с близостью состава ферромагнитных слоев к порогу перколяции (Рис.5). Как показали расчеты, вблизи порога перколяции сильно изменяются как оптические, так и магнитооптические параметры системы.

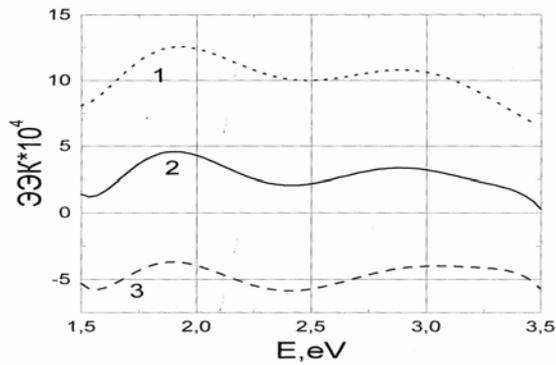


Рис.5 Рассчитанные магнитооптические спектры экваториального эффекта Керра для бислоев ($x=0.4$, $L= 0.2$; $l = 1.8$ нм):

$R_s/R_{bulk}=3$; (2) $R_s/R_{bulk}=1.5$; (3) $R_s/R_{bulk}=0$.

В параграфе 3.3 представлены основные выводы к главе 3.

В четвертой главе исследован магниторефрактивный эффект в гранулированных магнитных пленках металл-диэлектрик, который состоит в изменении отражательной или пропускательной способности ферромагнетика при его намагничивании. Так как диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\varepsilon_{stor} = \varepsilon_{stor} - \frac{4\pi\sigma(\omega, H)}{\omega}, \quad (6)$$

где ε_{stor} - часть тензора диэлектрической проницаемости, связанная с токами смещения, то диэлектрическая проницаемость, а следовательно и все оптические свойства должны зависеть от приложенного магнитного поля H или намагниченности.

В параграфе 4.1 проанализирована частотная зависимость МРЭ для нанокмпозитов.

Тензор диэлектрической проницаемости намагниченной вдоль оси Oz среды имеет

вид:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где из соображений симметрии следует, что $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$; $\varepsilon_{yx} = -\varepsilon_{xy}$. Недиagonalные компоненты линейны, а diagonalные компоненты квадратичны по намагниченности M . То есть

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_d(1 + bM^2); \quad b = b_a + b_{MRE}; \quad \varepsilon_{xy} = aM. \quad (8)$$

Здесь b_a характеризует вклад, обусловленный вынужденной анизотропией магнетика, а b_{MRE} - вклад МРЕ. Недиagonalные элементы тензора диэлектрической проницаемости ответственны за линейные по намагниченности магнитооптические эффекты (МОЭ) Керра и Фарадея, в то время как четный по намагниченности ориентационный МОЭ связан как с вкладом $\varepsilon_d b_a M^2$ в diagonalные элементы, так и недиагональными элементами. В силу этого при измерениях МРЕ всегда наряду с истинным МРЕ имеет место и вклад четного МОЭ. Как правило, недиагональные элементы ε_{xy} выражаются через экспериментально определяемый МО параметр Q как $\varepsilon_{xy} = -i\varepsilon_0 Q$, при этом Q является зависящей от частоты света комплексной величиной, линеен по спин-орбитальному взаимодействию, и поэтому линеен и по намагниченности. Вклад $\varepsilon_0 b_a M^2$ в (8) порядка $\varepsilon_0 Q^2$. Так как $b_a M^2 \sim Q^2$, а $b_{MRE} M^2 \sim \frac{\Delta\rho}{\rho}$ где $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ - магнитосопротивление (МС), и Q в видимой области спектра не превышает 0.02 и уменьшается в ИК области спектра, то, очевидно, что влиянием на МРЭ традиционного четного МО эффекта для всех магнетиков с заметным МС можно пренебречь.

Туннельный контакт между гранулами можно рассматривать как параллельно включенное электрическое сопротивление и конденсатор с диэлектрической проницаемостью ε_{ins} . Сопротивление контакта определяется вероятностью туннелирования.

При низких частотах вероятность туннелирования не зависит от частоты. Однако при высоких частотах возможно как уменьшение туннельной прозрачности, когда период электромагнитной волны становится меньше характерного времени туннелирования, так и увеличение вероятности туннелирования за счет поглощения туннелирующим

электроном кванта света. Покажем, эти факторы не играют роли в формировании МРЕ в инфракрасной области спектра при малой плотности мощности излучения. Наиболее простой оценкой для времени туннелирования τ является отношение ширины туннельного зазора, то есть расстояния между гранулами s , к фермиевской скорости v_F [5]. Тогда при характерных для туннелирования расстояниях $s = 1-3$ нм получаем, что время туннелирования порядка 10^{-16} с, то есть в ИК области $\lambda = 1-10$ мкм $\omega\tau \ll 1$ и вероятность туннелирования такая же, как в статическом случае. Так как $\omega\tau \ll 1$ и вероятность туннелирования электронов на частоте $E_F + \hbar\omega$ зависит от фактора $[e^{\omega\tau} - 1]^2$ и мощности падающего излучения [5], то в ИК диапазоне спектра при плотности мощности излучения в пятне засветки заведомо меньшей 1 Вт/см^2 , туннельное сопротивление ρ не зависит от частоты.

Тогда проводимость такой системы $\sigma(\omega, H)$, и гранулированной пленки в целом, на конечных частотах можно будет представить в виде

$$\sigma(\omega, H) = \frac{1 + i\omega \frac{\epsilon_{ins}}{4\pi} \rho(H)}{\rho(H)}, \quad (9)$$

что существенно отличается от частотной зависимости Друде-Лоренца для металлических систем. Подчеркнем, что выражение (9) справедливо только вблизи порога перколяции, так как при выводе предполагалось, что один и тот же контакт ответственен за проводимость при низких и высоких частотах.

В параграфе 4.2 МРЭ рассчитан для модели полубесконечного пространства и бесконечно тонкой пленки для s и p поляризаций.

Для определенности рассматривается случай p -поляризованного света, падающего в плоскости xu из прозрачного немагнитного диэлектрика (среда 1 с действительным коэффициентом преломления n_1) на магнитный образец (среда 2 с комплексным коэффициентом преломления $\eta_2 = n_2 - ik_2$) под углом падения ϕ_0 . Отражение от подложки

(среда 3) и возможные в связи с этим интерференционные эффекты при расчете МРЭ на отражении в настоящем параграфе не учитываются, то есть магнитный образец считается достаточно толстым. Тогда коэффициент отражения R для намагниченного в направлении Oz образца можно записать в виде [6]:

$$R = |r_{12}^p|^2, r_{12}^p = \frac{g_1 \eta_2^2 - g_2 n_1^2}{g_1 \eta_2^2 + g_2 n_1^2} - \frac{g_1 \eta_2^2 \varepsilon_{xy}}{g_2 n_1^2 (g_1 \eta_2^2 + g_2 n_1^2)^2}, \quad (10)$$

$$g_1 = \sqrt{n_1^2 - n_1^2 \sin^2 \phi_0}; \quad g_2 = \sqrt{\eta_2^2 - n_1^2 \sin^2 \phi_0}. \quad (11)$$

Недиагональные и диагональные элементы ТДП определяются выражением (8). Поэтому ниже положим $b_a=Q=0$, учитывая тем самым только МРЭ. Тогда, обозначая индуцированные намагничиванием изменения коэффициентов преломления и экстинкции как

$$\frac{n_2 - n_2^0}{n_2^0} = cM^2; \quad \frac{k_2 - k_2^0}{k_2^0} = dM^2 \quad (12)$$

и считая их малыми параметрами задачи, можно получить общее выражение для МРЭ на отражении, то есть для изменения коэффициента отражения R образца при его намагничивании

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(M=0) - R(M)}{R(M=0)}, \quad (13)$$

Полученное таким путем на основе формул (10-13) выражение имеет вид

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{4M^2}{[(a_1 \cos \varphi_0 - g_1)^2 + (a_2 \cos \varphi_0 - g_2)^2][(a_1 \cos \varphi_0 + g_1)^2 + (a_2 \cos \varphi_0 + g_2)^2]} +$$

$$[(a_1^2 \cos^2 \varphi_0 - g_1^2)(b_1 g_1 \cos \varphi_0 - a_1 \cos \varphi_0 \operatorname{Re}(\frac{b}{2g})) +$$

$$+ (a_2^2 \cos^2 \varphi_0 - g_2^2)(b_2 g_2 \cos \varphi_0 - a_2 \cos \varphi_0 \operatorname{Im}(\frac{b}{2g})) +$$

$$+ 2b_1 \cos \varphi_0 (2a_1 a_2 g_2 \cos^2 \varphi_0 - g_1 g_2^2 - g_1 a_2^2 \cos^2 \varphi_0) +$$

$$+ 2b_2 \cos \varphi_0 (2a_1 a_2 g_1 \cos^2 \varphi_0 - g_2 g_1^2 - g_2 a_1^2 \cos^2 \varphi_0) -$$

$$- 2\operatorname{Re}(\frac{b}{2g})(a_1 a_2^2 \cos^3 \varphi_0 + a_1 g_2^2 \cos \varphi_0 - 2g_1 a_2 g_2 \cos \varphi_0) -$$

$$- 2\operatorname{Im}(\frac{b}{2g})(a_2 a_1^2 \cos^3 \varphi_0 + a_2 g_1^2 \cos \varphi_0 - 2g_1 a_1 g_2 \cos \varphi_0)],$$
(14)

где

$$a = a_1 - ia_2, \quad a_1 = n^2 - k^2, \quad a_2 = 2nk, \quad b = b_1 - ib_2, \quad b_1 = 2cn^2 - 2dk^2, \quad b_2 = 2nk(c+d),$$
(15)

$$g = g_1 - ig_2 = \sqrt{(a_1 - ia_2)^2 - \sin^2 \phi_0}$$
(16)

Аналогично можно рассчитать и коэффициент прохождения T р-поляризованного света для бесконечно тонкой пленки

$$T = |t_{12}^p|^2, \quad t_{12}^p = \frac{2g_1 \eta_2}{g_1 \eta_2^2 + g_2 n_1^2},$$
(17)

МРЭ на прохождении $\frac{\Delta T}{T}$ и те же величины для случая s-поляризации.

На рис. 6 приведены результаты расчета угловой зависимости для р-поляризованного света при двух значениях МС. Оптические параметры n и k выбраны типичными для композитов вблизи порога перколяции [1] в ИК области спектра $\lambda = 9$ мкм, а МО параметр Q , соответствующий Fe в видимой области спектра. К сожалению, значение МО параметра в ближней ИК области спектра неизвестно, но оно заведомо меньше чем в видимой области. Результаты расчета, как уже отмечалось выше, свидетельствуют о несущественной роли традиционного четного МО эффекта при произвольных углах падения света за исключением непосредственной окрестности угла

Брюстера, то есть именно там, где измерения МРЭ на отражении невозможны. Во всем остальном диапазоне углов вклад за счет ориентационного эффекта меньше 0.01%, что и следовало ожидать в виду малости спин-орбитального взаимодействия.

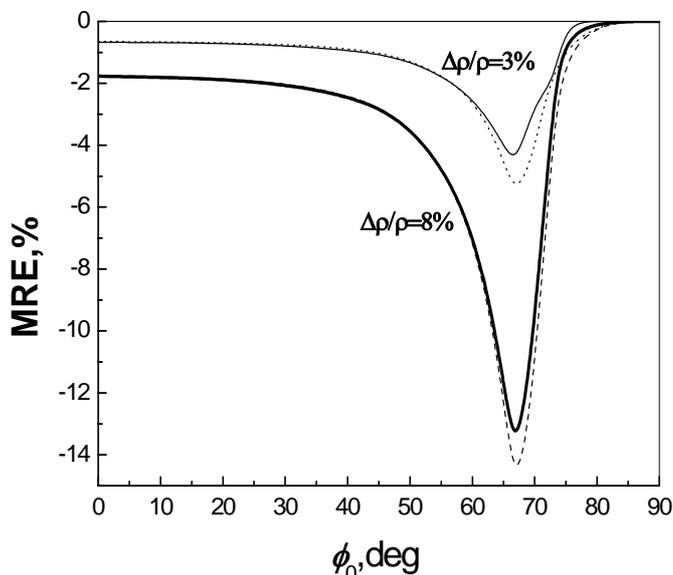


Рис. 6 Зависимость МРЭ нанокompозита от угла падения р-поляризованного света с учетом (сплошная линия- $\Delta\rho/\rho=3\%$ и толстая сплошная линия- $\Delta\rho/\rho=8\%$) и без учета (точки- $\Delta\rho/\rho=3\%$ и пунктир- $\Delta\rho/\rho=8\%$) четного ориентационного магнитооптического эффекта; $n=2.5$, $k=0.5$, $Q=-0.034+i 0.003$, $\lambda=9$ мкм.

На Рис. 7 показаны рассчитанные угловые зависимости МРЭ при р- и s-поляризации, а также угловые зависимости коэффициента отражения. Приведены данные для составов слева и справа от порога перколяции, а именно, на Рис. 7а для диэлектрического состава, когда ярко выражено явление Брюстера, а на Рис. 7б для металлического состава, когда явление Брюстера незначительно. Отчетливо видна корреляция между МРЭ и коэффициентом отражения для каждой поляризации, хотя это

корреляция

не

является

линейной.

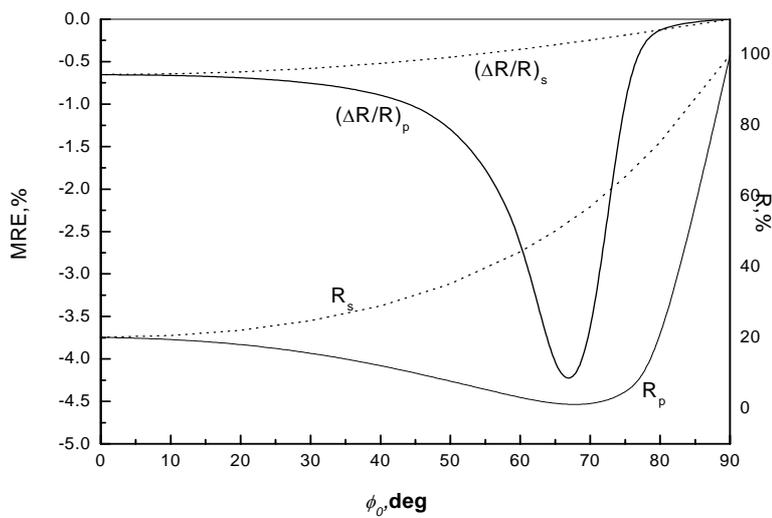


Рис. 7а Угловая зависимость МРЭ и коэффициента отражения диэлектрического нанокompозита (ниже перколяционного перехода) для р-поляризации (сплошная линия) и для s-поляризации (пунктир) $\Delta\rho/\rho=3\%$, $n=2.5$, $k=0.5$.

При малых углах падения света практически нет зависимости МРЭ от поляризации излучения. Для диэлектрических составов при увеличении угла падения света МРЭ значительно возрастает для р-поляризованного света, и незначительно уменьшается для s-поляризации. Для металлического же состава зависимость МРЭ от поляризации излучения достаточно слабая вплоть до 70^0-80^0 , т.е. до углов, которые соответствуют главному углу падения света для металла. Следует отметить, что МРЭ для нанокompозитов в металлической фазе положителен.

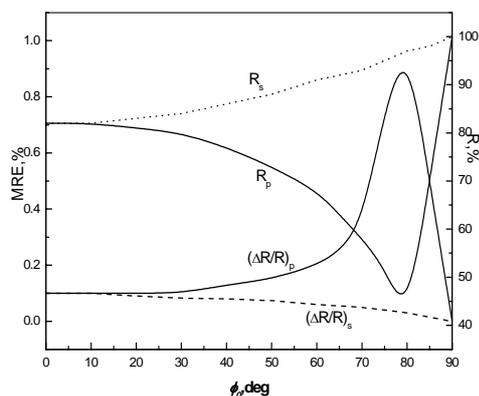


Рис. 7б Угловая зависимость МРЭ и коэффициента отражения металлического нанокompозита (выше перколяционного перехода) для р-поляризации (сплошная линия) и для s-поляризации (пунктир) $\Delta\rho/\rho=3\%$, $n=4$, $k=8$.

На Рис. 8 приведены результаты расчета для МРЭ на прохождении. Они были получены для системы воздух – пленка нанокompозита (толщина 2 мкм) - кремниевая подложка. При этом в отличии от формулы (17) учитывалось возможное влияние отражения от подложки [7]. Как видно из Рис. 8, поляризационные зависимости МРЭ на прохождении сильно отличаются от соответствующих поляризационных зависимостей на отражении - МРЭ на прохождении для р-поляризованного света слабо зависит от угла падения, а для s-поляризации наоборот сильно.

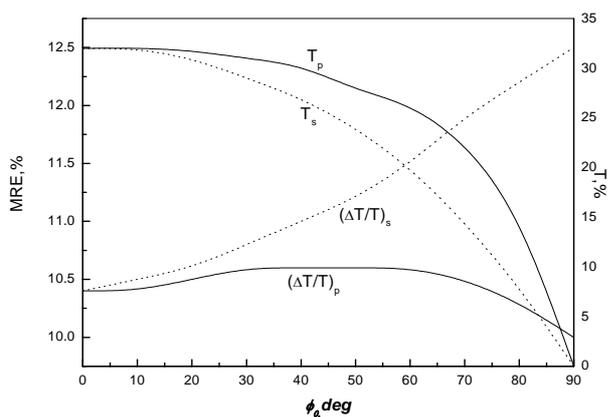


Рис. 8 Угловая зависимость МРЭ и коэффициента прохождения нанокompозита для р-поляризации (сплошная линия) и для s-поляризации (пунктир) $\Delta\rho/\rho=8\%$, $n=2.5$, $k=0.5$

В параграфе 4.3 получены аналитические выражения для расчета МРЭ при малых углах падения света. Показано, что МРЭ прямо пропорционален магнитосопротивлению.

Если среда 1 вакуум ($n_1=1$) и падение света близко к нормальному ($\phi_0=0$), то все выражения значительно упрощаются. Тогда:

$$R = \frac{(1 - n_2)^2 + k_2^2}{(1 + n_2)^2 + k_2^2}, \quad (18)$$

$$\frac{\Delta R}{R} = (1 - R) M^2 \left[c \frac{1 - (n_2^0)^2 + (k_2^0)^2}{(1 - n_2^0)^2 + (k_2^0)^2} - 2d \frac{(k_2^0)^2}{(1 - n_2^0)^2 + (k_2^0)^2} \right] \quad (19)$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} M^2 T [cn_2^0(n_2^0 + 1) + d(k_2^0)^2]. \quad (20)$$

Данные выражения имеют общий характер, так как связывают МРЭ произвольной системы с ее оптическими параметрами и с микроскопическими параметрами c и d . Последние зависят от принятых представлениях о механизме МРЭ. Учитывая формулу (9), справедливую вблизи порога перколяции, когда туннельный зазор рассматривается как параллельно включенное электрическое сопротивление и конденсатор с диэлектрической проницаемостью ε_{ins} и, полагая, что МС

$$\frac{\Delta \rho(H)}{\rho} = \frac{\rho(0) - \rho(H)}{\rho(0)} \quad (21)$$

мало, используя (12), получаем

$$(c + d) M^2 = \frac{\Delta \rho}{\rho}; \quad \frac{c}{d} = \left(\frac{k^0}{n^0} \right)^2 \quad (22)$$

что эквивалентно соотношениям:

$$dM^2 = \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{1}{1 + \left(\frac{k}{n} \right)^2}; \quad cM^2 = \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\left(\frac{k}{n} \right)^2}{1 + \left(\frac{k}{n} \right)^2}. \quad (23)$$

В (23) опущен как индекс 2, указывающий на магнитную среду, так и верхний индекс 0, указывающий на размагниченное состояние. Тогда в частном случае нормального падения света из вакуума из выражений (19-20) следует:

$$\frac{\Delta R}{R} = -(1 - R) \frac{\Delta \rho}{\rho} k^2 \left[\frac{3n^2 - k^2 - 1}{(n^2 + k^2)[(1 - n)^2 + k^2]} \right], \quad (24)$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} T k^2 \frac{2n^2 + n}{n^2 + k^2} . \quad (25)$$

Таким образом показана линейная зависимость между МРЭ и туннельным магнитосопротивлением. При произвольном угле падения света и р-поляризации следует использовать выражения (14-17) в сочетании с формулами (23), и аналогичные, громоздкие выражения в случае s-поляризации.

В параграфе 4.4 проведено сравнение рассчитанного эффекта с экспериментальными данными. Показано их хорошее качественное согласие.

В параграфе 4.5 приведены выводы к главе 4.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. А.Б. Грановский, М.В. Кузьмичев, А.Н. Юрасов "Влияние квазиклассического размерного эффекта на оптические и магитооптические свойства гранулированных сплавов" Вестник МГУ Серия Физика. Астрономия. 6, 67 (2000).
2. Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, Б. Диени, Р. Ю. Кумаритова, А.Н. Юрасов "Особенности магнитооптических спектров гибридных мультислоев Co/SiO₂" ФТТ **42**, 1860 (2000).
3. Е.А.Gan'shina, А.В.Granovsky, В.Dieny, М.Kumaritova, А.Yurasov "Magnetooptical spectra of discontinuous multilayers Co/SiO₂ with tunnel magnetoresistance", Physica **B 299**, 260 (2001).
4. А.В.Granovsky, Е.А.Gan'shina, А.Н. Vinogradov, I.K. Rodin А.Н.Yurasov and H.R. Khan "Magnetooptical spectra of ferromagnetic Co-CoO composites", Physics of Metals and Metallography **91**, S52 (2001).
5. А.Н.Драченко, А.Н.Юрасов, И.В.Быков, Е.А.Ганьшина, А.Б.Грановский, В.В.Рыльков, Д.В.Смирнов, Ж.Леотен, Б.Диени "Оптические свойства магнитных квази 2D нанокompозитов в ИК области спектра", Физика Твёрдого Тела **45**, 897 (2001).
6. H.Akinaga, M.Mizuguchi, T.Manado, E.Ganshina, A.Granovsky, I.Rodin, A.Vinogradov, and A. Yurasov "Enhanced magnetooptical response of magnetic nanoclusters embedded in semiconductor", Journ.Magn.Magn.Mat. **242-245**, 470-472 (2002).
7. А. Грановский, И. Быков, Е. Ганьшина, В. Гуцин, А. Козлов, А. Юрасов, Ю. Калинин, М. Инуе "Магниторефрактивный эффект в магнитных нанокompозитах" ЖЭТФ, **123**, вып. 6, 1256 (2003).

8. А.Б. Грановский, М. Инуе, Ж.П. Клерк, А.Н. Юрасов “Магниторефрактивный эффект в нанокompозитах: зависимость от угла падения и поляризации света ФТТ (в печати) (2004).
9. A. Granovsky, A. Kozlov, A. Yurasov, M. Inoue, J.P. Clerc “Magnetorefractive effect in magnetic nanocomposites in reflection: dependencies on incident angle and polarization of light” in Nanostructured Magnetic Materials and their Applications, ed. Kluwer Academic Publishers, B. Aktas, L. Tagirov (2004) (in press) .
10. Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, А.Н. Виноградов, П.Н. Щербак, А.Н. Юрасов, Ф. Эрнульт, Б. Диени. “Многослойная наноразмерная система Co- Al₂O₃: магнитооптические свойства”, Сборник трудов Международного симпозиума “Порядок, беспорядок и свойства оксидов - ODP0-2002” (Сочи), ч.1, стр. 74.
11. A.Granovsky, M. Kuzmichov and A. Yurasov " Influence of granular size on optical and magneto-optical spectra of ferromagnetic granular alloys" Proceedings of Moscow International Symposium on Magnetism, Part II, Moscow, 1999, p. 223-226.
12. Е.Ганьшина, А.Грановский, А.Виноградов, П.Щербак, А.Юрасов, Ф.Эрнульт, Б.Диени “Исследование магнитооптических свойств многослойной наноразмерной системы Co-Al₂O₃”, “Новые магнитные материалы микроэлектроники”, Сборник трудов XVIII Международной школы семинара, июнь 2002, Москва, с. 229.
13. А.В.Granovsky, Е.А.Gan'shina, А.N.Vinogradov, А.N.Yurasov, H.R.Khan “Magneto-optical spectra of ferromagnetic Co-CoO composites”, Euro-Asian symposium "Trends in Magnetism", Ekaterinburg, February 27-March 2, 2001 , p.44.
14. I.Bykov, E.Gan'shina, A.Granovsky, V.Guschin, A.Yurasov “Magnetorefractive effect in Co-Al-O films”, Euro-Asian symposium "Trends in Magnetism", Ekaterinburg, February 27-March 2, 2001, p.41.
15. H.Akinaga, M.Mizuguchi, T.Manago, A.Vinogradov, E.Gan'shina, A.Granovsky, I.Rodin, A.Yurasov “Enhanced magneto-optical response of magnetic nanoclusters embedded in semiconductor”, Joint European Magnetic Symposium, Grenoble, August 28 -September 1, 2001, p.60.
16. H.R.Khan, A.Granovsky, E.Gan'shina, M.Prudnikova, A.Vinogradov, A. Yurasov “Magnetic, magnetotransport and structural properties of ferromagnetic Co- Co oxides nanocomposites”, Joint EuropeanMagnetic Symposium, Grenoble, August 28 -September 1, 2001, p.168.
17. В.С.Гущин, А.Б.Грановский, Е.А. Ганьшина, И.В. Быков, А.А. Козлов, А.Н. Юрасов “Инфракрасные оптика и магнитооптика гранулированных магнитных пленок с

- гигантским магнитосопротивлением”, International Baikal Scientific Conference "Magnetic Materials", Irkutsk, September 21 - September 24, 2001, с. 31.
18. Е.А.Ганьшина, А.Б. Грановский, А.Н. Виноградов, И.К. Родин, А.Н. Юрасов “Усиление магнитооптических эффектов в гибридных системах и нанокompозитах”, International Baikal Scientific Conference "Magnetic Materials", Irkutsk, September 21 - September 24, 2001, с. 19.
19. И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гуцин, А.Н. Юрасов "Магнитооптические и оптические эффекты в гранулированных пленках Co-Al-O" Вторая международная конференция "Фундаментальные проблемы физики", Саратов-2000, Материалы конференции, с. 53-54.
20. Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, А.Н. Виноградов, Р. Ю. Кумаритова, А.Н. Юрасов "Магнитооптические свойства ферромагнитных нанокompозитов" Вторая международная конференция "Фундаментальные проблемы физики", Саратов-2000, Материалы конференции, с. 60.
21. И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гуцин, А.Н. Юрасов "Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках с туннельным магнитосопротивлением", Вторая объединенная конференция по магнитоэлектронике, Екатеринбург-2000, с. 145-146.
22. Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, Б. Диени, Р. Ю. Кумаритова, А.Н. Юрасов "Особенности магнитооптических спектров гибридных мультислоев Co/SiO₂", “Новые магнитные материалы микроэлектроники”, Сборник трудов XVII Международной школы семинара, июнь 2000, Москва с. 592-594.
23. E.Ganshina, A.Granovsky, A.Yurasov, B.Dieny "Magneto-optical spectra of discontinuous multilayers Co/SiO₂ with tunnel magnetoresistance", Symposium on Spin-Electronics, Halle, Germany, 2000, Book of Abstracts p. 58.
24. A.Granovsky, M. Kuzmichev, A. Yurasov "Effect of spin-dependent scattering and tunneling on optical properties of granular systems", Symposium on Spin- Electronics, Halle, Germany, 2000, Book of Abstracts, p. 79.

Цитируемая литература

1. G.A. Niklasson, C.G. Granqvist. J. Appl. Phys. **55** (1984) 3382.
2. E. Ganshina, A. Granovsky, V. Gushin, M. Kuzmichov, P. Podrugin, A.Kravetz, E. Shipil. Physica A **241** (1997) 45.
- [3]. F. Brouers, A. Granovsky, A. Sarychev, A. Kalitsov Physica A **241** (1997) 284.
- [4]. V.M. Shalaev. Physics Reports 272 (1996).
- [5]. Г.А. Болотин. ФММ **39** (1975) 731.
- [6]. M. Buttiker, R.Landauer, Phys.Rev.Lett. 49 (1982) 1739.
- [7]. В.М. Маевский. ФММ **59** (1985) 213.