

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М. В. Ломоносова

Физический факультет

УДК 537.632

На правах рукописи

Козлов Андрей Александрович

МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ
В ГРАНУЛИРОВАННЫХ НАНОКОМПОЗИТАХ

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2005

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

Научный руководитель : доктор физико-математических наук,
доцент В. С. Гуцин

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

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

Ведущая организация : Институт физики им. Л.В.Киренского
СО АН России г.Красноярск

Защита состоится « 17 » февраля 2005 года в 17.30 часов на заседании диссертационного совета К 501.001.02 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 « 17 » января 2005 года.

Ученый секретарь совета

кандидат физико-математических наук,

И. А. Никанорова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Явление магнитосопротивления в его экстремальных проявлениях: гигантское – в многослойных структурах ферромагнитный металл – немагнитный металл, туннельное – в гранулированных структурах ферромагнитный металл – диэлектрик, а также колоссальное – в ферромагнитных полупроводниках, давно привлекает внимание исследователей.

Наноконпозиты ферромагнетик–диэлектрик, выявившие практически в первых исследованиях ряд важных и необычных транспортных свойств и, в первую очередь, туннельное магнитосопротивление (ТМС) и гигантский Холл-эффект, сразу попали во внимание и практиков, и исследователей. Интерес, однако, не ограничился только магнитотранспортными свойствами. В ряде магнитоупорядоченных наноструктур, таких как Co-CuO, Co-Al₂O₃, наряду с гигантским и туннельным магнитосопротивлением, в области видимого и ближнего инфракрасного (ИК) диапазонов длин волн были обнаружены линейные и нелинейные оптические и магнитооптические эффекты (МОЭ). Наиболее яркие отклики взаимодействия излучения оптического и особенно инфракрасного диапазонов с ферромагнетиками, содержащими магнитные неоднородности нанометрового размера, на воздействие магнитного поля состоят в появлении нелинейного по намагниченности гигантского магнитооптического эффекта - магниторефрактивного эффекта (МРЭ). МРЭ в ИК диапазоне выявляет своеобразную частотную зависимость и превышает традиционные нечетные и четные МО эффекты отражения в десятки раз.

В общих чертах понятно, что механизмы ТМС и МРЭ связаны, как большинство явлений в магнитоупорядоченных твердых телах, со спиновой поляризацией электронных состояний соседствующих фаз ферромагнетика и обусловлены спин–зависящим туннелированием через прослойки диэлектрика и спин–зависящим рассеиванием на поверхностях раздела проводника и диэлектрика поляризованных электронов ферромагнетика. Однако, полной ясности в понимании физической природы этих эффектов нет. Не существует удовлетворительного объяснения концентрационных зависимостей электро-сопротивления, магнитных и МО свойств, поглощения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне длин волн и других эффектов в наноструктурах. Указанные вопросы представляют интерес не только в чисто научном плане, но важны и для реализации практических задач при синтезировании наноструктурных материалов с заданными магнитными и МО параметрами, и при использовании их как носителей информации и в качестве магнитоактивных элементов для устройств записи и считывания информации, и как бесконтактных сверхчувствительных датчиков магнитного поля и температуры, и т.д.

Следует указать на важное обстоятельство, связанное с использованием МО методик для изучения физических свойств и физических явлений в низкоразмерных магнитнеоднородных материалах. Хорошо известно, что МОЭ, в отличие от оптических, обладают высокой чувствительностью к изменениям магнитной и электронной структур ферромагнетика; они чувствительны к знаку спина, к механизмам рассеяния и поглощения света, к характерным структурным параметрам: размерам гранул, их форме и топологии магнитных неоднородностей. Установление корреляции МРЭ с ТМС позволит применять МО методики и для физических исследований магнитотранспортных параметров наноструктур, и для оперативного контроля за этими параметрами в технологическом процессе.

Цель работы заключалась в выяснении физических механизмов магнито-рефрактивного эффекта в наиболее важных с научной и прикладной точек зрения наногранулированных композитах ферромагнитный металл – диэлектрик и особенностей распространения света в этих материалах.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

- Разработать и создать установки для изучения магнитооптических эффектов отражения и пропускания наноразмерных ферромагнетиков в ИК диапазоне длин волн.
- Экспериментально подтвердить для нанокompозитов связь эффектов статического туннельного магнитосопротивления и его частотного аналога – магнито-рефрактивного эффекта, для чего:
 - исследовать спектральные, полевые, угловые и поляризационные зависимости магнито-рефрактивного эффекта ряда нанокompозитов, обладающих гигантским магнитосопротивлением;
 - исследовать спектральные зависимости коэффициентов отражения и пропускания;
 - определить оптические константы нанокompозитов и на основе полученных данных рассчитать спектральные зависимости магнито-рефрактивного эффекта.

Научная новизна работы.

- Все экспериментальные и расчетные результаты работы получены впервые.
- Разработаны методики и созданы установки для изучения магнитооптических свойств нанокompозитов в ИК диапазоне длин волн.

- Впервые изучены частотные, угловые, полевые и поляризационные зависимости магниторефрактивного эффекта и магнитооптического экваториального эффекта Керра нанокompозитов ферромагнитного кобальта, диспергированного в матрицы оксидов алюминия, кремния и титана, обладающих гигантским магнитосопротивлением; показано, что в нанокompозитах материал матрицы играет существенную роль в формировании магнитооптических эффектов.
- Разработана методика расчета в ИК диапазоне длин волн показателей преломления нанокompозитов, создано программное обеспечение, рассчитаны спектральные, поляризационные и угловые зависимости магниторефрактивного эффекта нанокompозитов $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$, $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{Mg-F})_{52}$; достигнуто хорошее согласие рассчитанных данных с экспериментальными.
- Впервые проведено изучение частотной, полевой и поляризационной зависимостей магниторефрактивного эффекта в отраженном и проходящем излучении для нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$, $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$; показано, что в последнем образце величина магниторефрактивного эффекта в отраженном свете достигает наибольшего (гигантского) значения ($\sim 1.5\%$) из всех ранее исследованных наноструктурных ферромагнетиков.

Практическая ценность. Полученные в диссертационной работе результаты существенно расширяют представления о магнитооптических явлениях в магнитоупорядоченных наноразмерных материалах. Результаты исследований спектральных, поляризационных, полевых и угловых зависимостей магниторефрактивного эффекта в нанокompозитах ИК диапазона длин волн показали, что магниторефрактивный эффект не связан с спин–орбитальным взаимодействием, а обусловлен спин-зависящим рассеянием или туннелированием. Результаты исследования частотной и полевой зависимости магниторефрактивного эффекта нанокompозитов Co-Al-O, CoFe-MgF могут быть использованы при решении практических задач синтеза новых магнитных материалов с большим магнитосопротивлением.

Научные положения и результаты, выносимые на защиту.

- Установлена связь эффектов статического туннельного магнитосопротивления и его частотного аналога – магниторефрактивного эффекта.
- Результаты исследований спектральных, полевых, угловых и поляризационных зависимостей магниторефрактивного эффекта ряда нанокompозитов, обладающих туннельным магнитосопротивлением.
- Результаты исследований спектральных зависимостей коэффициентов отражения и пропускания нанокompозитов в ИК области спектра.

- Результаты расчетов показателей преломления ряда нанокомпозитов и определенные по ним спектральные, угловые и поляризационные зависимости магниторефрактивного эффекта.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на: «Third international scientific workshop materials for electrical engineering, MmdE-2001» (Romania, 2001); XVIII и XIX Международных школах-семинарах «Новые магнитные материалы микроэлектроники» (Москва, 2002 и 2004); IV международном семинаре "Нелинейные процессы и проблемы самоорганизации в современном материаловедении" (Астрахань, 2002); «Московском Международном симпозиуме по магнетизму MISM». – (Moscow, MSU, 2002); «The XVIII International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces» (Madrid, 2003); «Проблемы магнетизма в магнитных пленках, малых частицах и наноструктурных объектах» (Астрахань, 2003); "Ломоносовских чтениях" (Москва, 2003); «EASTMAG-2004, Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism» (Krasnoyarsk, 2004); 7-м Междисциплинарном, международном симпозиуме «Порядок, беспорядок и свойства оксидов O D P O – 2004» (Сочи, 2004); Симпозиуме и летней школе «Nano and Giga Challenges in microelectronics», Krakov, Польша, 2004.

Публикации. Основные результаты работы диссертации опубликованы в 22 печатных работах (из них 5 статей).

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитируемой литературы. Работа содержит 129 страниц, включает 64 рисунков, 3 таблицы и 177 библиографических ссылок.

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 магнитных и электрических свойств гранулированных сплавов.

Вторая глава посвящена обзору экспериментальных и теоретических работ по изучению оптических и магнитооптических свойств низкоразмерных наноструктур и нанокомпозитов ферромагнитный металл в диэлектрической матрице. Приведена классификация магнитооптических эффектов.

Третья глава носит оригинальный характер и посвящена рассмотрению методов измерения и экспериментальных установок, созданных для исследования оптических и магнитооптических свойств нанокомпозитов.

В разделах 3.2 – 3.4 представлены экспериментальные установки и методики исследования магниторефрактивных эффектов на отражение ξ и пропускание τ . Во всех измерениях магниторефрактивный эффект, также как и экваториальный эффект Керра, находился как отношение изменения интенсивности отраженного (прошедшего) излучения при намагничивании образца в его плоскости к интенсивности излучения, отраженного (прошедшего) образцом в размагниченном состоянии:

в случае отражения излучения

$$\xi(\nu, H) = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\nu, H_0) - R(\nu, H)}{R(\nu, H_0)} = 1 - \frac{R(\nu, H)}{R(\nu, H_0)}; \quad (1)$$

и в случае прохождения излучения

$$\tau(\nu, H) = \frac{\Delta T}{T} = \frac{T(\nu, H_0) - T(\nu, H)}{T(\nu, H_0)} = 1 - \frac{T(\nu, H)}{T(\nu, H_0)}, \quad (2)$$

где $R(\nu, H_0)$, $R(\nu, H)$, $T(\nu, H_0)$, $T(\nu, H)$ – значения энергетических коэффициентов отражения (пропускания) света образцом в размагниченном состоянии и в поле H .

В используемой нами геометрии наблюдения магнитооптических эффектов на p -волне линейно-поляризованного света ($\mathbf{E} \perp \mathbf{M}$) одновременно могут проявляться три интенсивностных эффекта: линейный по намагниченности M экваториальный эффект Керра (ЭЭК), и два квадратичных по M – ориентационный (ОМЭ) и МРЭ. Применяемые для исследования магнитооптических эффектов Керра динамические МО установки на 2 – 3 порядка имеют более высокую чувствительность, чем статические [2], но они принципиально не могут быть использованы в ряде случаев. В частности, в измерениях при перемагничивании образца невозможно обнаружить четные магнитооптические эффекты. Такие эффекты можно выделить при статическом однополярном намагничивании ферромагнетика [2].

Магниторефрактивный эффект в данной работе измерялся на установке, описанной в [1], позволяющей проводить измерения МРЭ не только при падении излучения близком к нормальному ($\varphi \sim 8^\circ$), но и при углах 20 и 45°. В измерениях МРЭ при угле падения света, близком к нормальному ($\varphi \simeq 8^\circ$), например, исключается вклад ЭЭК, который при нормальном падении света зануляется. Постоянный магнит впоследствии был заменен электромагнитом, при питании которого постоянным или переменным электрическими токами H_{max} достигало 1700 Э. Это позволило создавать два устойчивых магнитных состояния образца: намагниченное до $M(H)$ и полностью размагниченное $M = 0$ при $H = 0$, что необходимо для наблюдения четных эффектов. Введение сепаратора поляризатора KRS-5 позволило уверенно работать либо на p -, либо на s -компонентах линейно-поляризованного света. Магнитооптическая приставка помещалась в магнитный экранирующий кожух, чтобы исключить или

уменьшить, как влияние внешних магнитных полей и фоновых засветок, так и влияние магнитного поля электромагнита на электронную схему и приемник излучения спектрометра. В результате применения операций накопления (по 1000 сканам), взаимно обратимых циклов и сглаживания уровень шумов не превышал $1 \cdot 10^{-4}$ в области частот $500 - 1500 \text{ см}^{-1}$. Все измерение оптического отражения и МРЭ проведены со спектральным разрешением 4 см^{-1} , при комнатной температуре.

Спектральные и полевые зависимости экваториального эффекта Керра измерялись по динамической методике [2], состоящей в периодическом изменении интенсивности света при модуляции магнитного состояния образца переменным магнитным полем ($\nu = 78 \text{ Гц}$, максимальная амплитуда поля $H_{\max} = 2.25 \text{ кЭ}$, угол падения света $\varphi = 70^\circ$, температура комнатная).

Нами разработана компьютерная программа расчета оптических постоянных неизвестного слоя (ферромагнетика, подложки), входящего в многослойную систему, в предположении, что оптические характеристики других слоев известны либо из литературных источников, либо могут быть введены в программу в качестве известных данных из предварительных расчетов более простых систем. Так, например, для расчета показателей преломления и поглощения пленки в 4-х слойной системе воздух–пленка–подложка–воздух оптические параметры подложки, вводимые в модель, предварительно рассчитываются из экспериментальных данных, полученных для 3-х слойной системы воздух–подложка–воздух. Созданная программа позволяет варьировать как толщину слоев, так и угол падения света и поляризацию. Проверка работоспособности компьютерной программы проводилась для трехслойного случая – плоской пластины кремния в воздушной среде, а также для жидкостей (воды, спирта).

Четвертая глава посвящена краткому обзору магнитных и структурных свойств исследуемых образцов, а также методам их приготовления. Исследуемые образцы нанокompозитов можно распределить по трем группам, характеризующимся способом изготовления. Пленки гранулированных нанокompозитов $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$, $\text{Co}_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$, $\text{Co}_x(\text{TiO}_2)_{100-x}$ были изготовлены методом радиочастотного магнетронного распыления. Все образцы содержат гранулы ферромагнитного металла или сплава, размер которых $2 - 5 \text{ нм}$ и которые хаотично распределены в матрицах оксидов алюминия, кремния и титана. Принципиально по такой же технологии были синтезированы наногранулированные образцы системы $(\text{FeCo}) - (\text{MgF})$, МС которых достигало 13.3% при комнатной температуре в магнитном поле 10 кЭ .

Пленки аморфного ферромагнитного сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в аморфной матрице двуокиси кремния $\alpha\text{-SiO}_2$ были получены методом ионно-лучевого распыления составных мишеней. При одновременном распылении металли-

ческого сплава и диэлектрика из составной мишени с переменным расстоянием между пластинами кварца в едином технологическом цикле формировалась гранулированная структура с широким и непрерывным набором концентраций металлической фазы. Значения концентраций металлической фазы x находились в интервале от 30 до 65 атомных процентов. Максимальная величина гигантского магнитосопротивления достигала 3.5% в пленках $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{43}(\text{SiO}_{1,7})_{57}$. По данным электронно-макроскопических исследований полученные композиты представляли собой аморфные металлические гранулы размером от 2 до 7 нм (в зависимости от соотношения фаз), распределенные в аморфной диэлектрической матрице. Меньший размер гранул соответствует меньшим концентрациям металлической фазы, больший размер характерен для образцов с концентрацией x выше 60 ат. %. Полученные в процессе роста гранулы не абсолютно изолированы в диэлектрической матрице (даже в случае высокой концентрации SiO_2), а образуют небольшие конгломераты и цепочки, которые, в свою очередь, формируют лабиринтную структуру.

Пленки системы $\text{Fe} - \text{SiO}_n$ были изготовлены методом двойного ионно-лучевого распыления на кремниевые подложки Fe и SiO_2 из составной мишени, позволяющей менять соотношение ферромагнетика и диэлектрика. Характерный размер гранул ~ 4 нм, толщина пленок 0.2 – 0.8 мкм.

Пятая глава носит оригинальный характер и посвящена исследованию магниторефрактивного эффекта в гранулированных нанокompозитах.

Наиболее простое соотношение для МРЭ металлических систем в спектральной области Хагена-Рубенса получено в [3], где показано, что при нормальном падении света величина магнитоиндуцированного отклика имеет вид:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H=0) - R(H)}{R(H=0)} = -\frac{1}{2}(1-R) \frac{\rho(H=0) - \rho(H)}{\rho(H=0)} = -\frac{1}{2}(1-R) \frac{\Delta\rho}{\rho}. \quad (3)$$

Здесь $R(H=0)$ и $R(H)$ – коэффициенты отражения света образцом в нулевом и в магнитном поле H , $\rho(H=0)$ и $\rho(H)$ – электросопротивления в отсутствии магнитного поля и в магнитном поле H , соответственно, $\Delta\rho/\rho$ - абсолютное значение МС. Из выражения (1) следует, что большие значения МРЭ должны наблюдаться в системах с большим МС и малым коэффициентом отражения, то есть не в металлических системах, а в наноструктурах с туннельными контактами, как, например, в наногранулированных системах металл – диэлектрик.

На рис. 1 приведены спектры частотной зависимости коэффициента отражения $R(\nu)$ нанокompозитов $\text{Co}_{47}\text{Al}_{19.3}\text{O}_{33.7}$, $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$, $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$, а также сапфира - Al_2O_3 и поликристаллического кобальта, измеренные при угле падения света 45° на p -компоненте линейно-поляризованного света. В

диапазоне частот $3500 - 5500 \text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{47}\text{Al}_{19.3}\text{O}_{33.7}$, $3000 - 5500 \text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ и $2000 - 5500 \text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$ отражательная способность практически не зависит от частоты. При меньших энергиях характер спектров $R(\nu)$ этих композитов усложняется. Известно [4], что вблизи порога перколяции нанокомпозиты становятся относительно прозрачными, поэтому даже для сравнительно толстых пленок нельзя полностью пренебрегать интерференцией света, отраженного на границах пленка – воздух и пленка – подложка. По этой причине для исследуемых нанокомпозитов в области

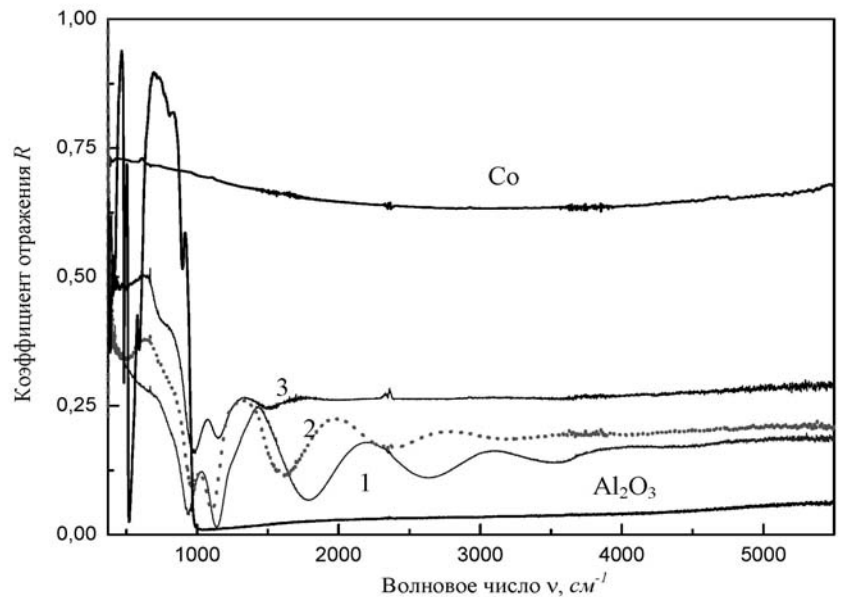


Рис.1. Частотная зависимость коэффициента отражения $R(\nu)$ нанокомпозита $\text{Co}_{47}\text{Al}_{19.3}\text{O}_{33.7}$ (1), $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ (2), $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$ (3), Al_2O_3 и поликристаллического кобальта для p -компоненты линейно-поляризованного света; $\varphi = 45^\circ$.

наблюдается осцилляционное поведение спектров коэффициента отражения $R(\nu)$, при этом наибольшие изменения $R(\nu)$ приходятся на область $1000 - 3500 \text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{47}\text{Al}_{19.3}\text{O}_{33.7}$, $1000 - 3000 \text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ и $1000 - 1800 \text{ см}^{-1}$ для образца $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$. Ниже 1000 см^{-1} осцилляции исчезают, что связано с резким возрастанием поглощения в матрице Al_2O_3 [4]. В спектре частотной зависимости коэффициента отражения поликристаллического кобальта не обнаружено каких-либо особенностей и величина $R(\nu)_{\text{Co}}$ "плавно" изменяется в пределах $65 - 75\%$.

Сопоставление, например, спектров отражения линейно-поляризованного излучения всех нанокомпозитов, содержащих гранулированный ферромагнетик, диспергированный в матрице оксида алюминия, с соответствующим спектром кристаллического Al_2O_3 , который был в нашем распоряжении, приводит к заключению, что ярко выраженный минимум в спектрах $R(\nu)$ в области частот $900 - 1100 \text{ см}^{-1}$ на s -компоненте и уширенный на p -компоненте связан с возбуждением продольной фононной моды в кристаллическом Al_2O_3 , локализованной при 950 см^{-1} [4]. В полученных методом тандемного радиочастотного магнетронного распыления нанокомпозитах диэлектрическая матрица оксида алюминия является аморфной с более тесным расположением атомов алюминия и кислорода в ближайшем окружении, чем в кристаллическом аналоге. Поэтому можно считать, что установленный

факт уширения обсуждаемого минимума обусловлен аморфной природой матрицы в нанокompозите и нанокристалличностью (а, возможно, и аморфностью) гранул металла.

Исследования частотной зависимости оптического отражения (рис.2) нанокompозитов системы $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_{1.7})_{100-x}$ показали, что для всех концентраций в интервале частот $500 - 7000 \text{ см}^{-1}$ коэффициент отражения $R(\nu)$ в 2 – 3 раза ниже, чем для чистых металлов, входящих в состав гранул, и практически не зависит от частоты в диапазоне $2500 - 7000 \text{ см}^{-1}$. Ниже 2500 см^{-1} отмечается незначительное уменьшение $R(\nu)$ для образцов с концентрациями менее 47 ат.%. В интервале частот $1100 - 1400 \text{ см}^{-1}$ наблюдается резкое уменьшение $R(\nu)$ с последующим возрастанием коэффициента отражения, связанное с поглощением в матрице окиси кремния. В области частот $500 - 1300 \text{ см}^{-1}$ наблюдается ряд полос поглощения матрицы SiO_2 – это оптические фононные моды, которые, по данным [5], связаны с поперечными $\nu \sim 800$ и 1070 см^{-1} и продольными $\nu \sim 1200$ и 1240 см^{-1} фононными модами. Минимальные значения $R(\nu)$ приходятся на образцы из диапазона концентраций 34 – 47 ат.%, находящиеся в окрестности порога перколяции, определяемого по данным концентрационных зависимостей магнитосопротивления и соответствующего $x_{\text{пор}} \approx 43$ ат.%. Осцилляционное поведение $R(\nu)$ для образцов указанного диапазона концентраций в интервале частот $1100 - 1400 \text{ см}^{-1}$ связано с интерференцией света, отраженного на границах пленка-воздух и пленка-подложка. При этом наибольшие изменения $R(\nu)$ приходятся на узкий интервал $1300 \pm 100 \text{ см}^{-1}$, в котором коэффициент отражения изменяется более, чем в два раза.

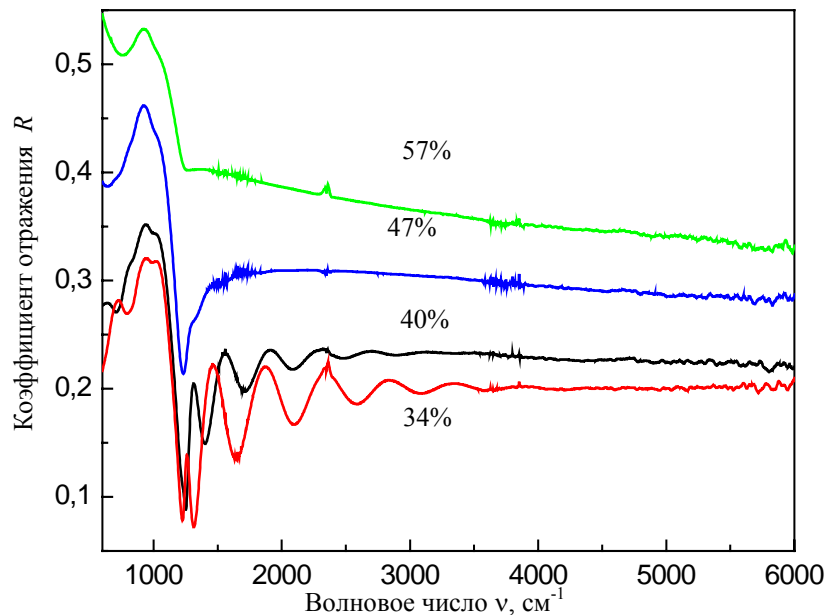


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициентов отражения нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_{1.7})_{100-x}$, $\varphi = 8^\circ$.

При исследованиях магниторефрактивного эффекта в магнитных гранулированных нанокompозитах нашей первоочередной задачей было установить, что МРЭ в изучаемых материалах не является обыкновенным эффектом Керра. Для этого нужно было показать, что магниторефрактивный эффект в нанокompозитах не связан с нечетными магнитооптическими эф-

фектами. Поэтому в данной работе параметр МРЭ, во-первых, определялся как среднее арифметическое из большого числа (> 10) измерений эффекта при двух противоположных направлениях поля, изменяющихся от 0 до \mathbf{H} и от 0 до $-\mathbf{H}$. Нечетные эффекты при таком процессе измерений исключаются [2]. Во-вторых, измерения МРЭ проводились в поляризованном свете при различных ориентациях внешнего магнитного поля \mathbf{H} по отношению к плоскости поляризации света - $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$, $\mathbf{E} \perp \mathbf{M}$ (экваториальная геометрия) и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{M}$ (меридиональная геометрия). Эти эксперименты не выявили каких-либо отличий спектров МРЭ в экваториальной и меридиональной геометриях.

На рис. 3 представлены спектры частотной зависимости магниторефрактивного эффекта $\xi(\nu)$ наноконпозитов $\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$ (1), $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ (2), $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$ (3) для p -компоненты линейно-поляризованного света, полученные в магнитном поле 1.6 кЭ для угла падения 45° . Наибольшие значения МРЭ достигаются в тех областях спектра, где отражение минимально, так для образца $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ при $\nu \approx 1100 \text{ см}^{-1}$ $\xi_p(\nu)_{\text{max}}$ достигает величины $= 0.9\%$. В области частот больших 1000 см^{-1} , также как и коэффициент отражения, МРЭ носит осцилляционный характер с "периодами", уменьшающимися с ростом частоты. Более тонкому образцу $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ соответствует больший период осцилляций $\Delta\nu \sim 700 \text{ см}^{-1}$ в диапазоне частот $1300 - 3000 \text{ см}^{-1}$ как в МРЭ, так и в коэффициенте отражения. По характеру дисперсии спектров $\xi(\nu)$ и $R(\nu)$ и по величине периодов осцилляций, полученных в теоретических оценках с учетом реальных толщин и комплексных показателей преломления данных наноконпозитов, можно утверждать, что осцилляции $\xi(\nu)$, также как и $R(\nu)$, имеют интерференционное происхождение. Об этом свидетельствуют данные исследований дисперсии и спектров оптического отражения, и магниторефрактивного эффекта $\xi(\nu)$ образцов с наночастицами ферромагнитного Co , внедренного в различные диэлектрические матрицы.

Мы также провели измерения и ξ , и ΔR для монокристаллического Al_2O_3 во всем исследуемом спектральном диапазоне в

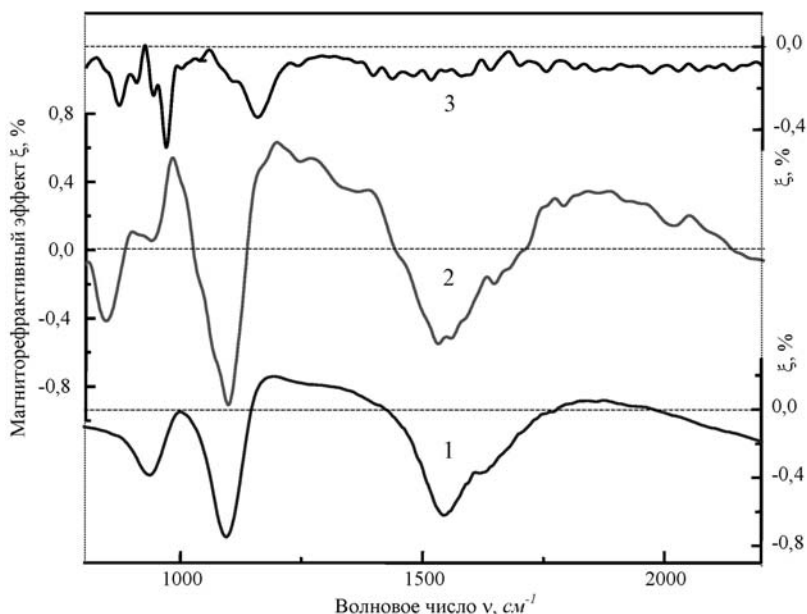


Рис. 3. Дисперсия магниторефрактивного эффекта наноконпозитов $\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$ (1), $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ (2), $\text{Co}_{55.2}\text{Al}_{19}\text{O}_{25.8}$ (3) для p -компоненты линейно-поляризованного света; $\varphi = 45^\circ$.

полях до 1.6 кЭ и для углов падения света 8 и 45° и не нашли, в пределах погрешности измерений, отличий в спектральных зависимостях коэффициента отражения света при намагничивании образца. Можно с уверенностью говорить, что при этих углах падения излучения и на p -, и на s -поляризациях магниторефрактивный эффект материала диоксида алюминия отсутствует. Материал диэлектрической матрицы (Al_2O_3 , SiO_2 или TiO_2), влияя на оптические параметры нанокompозита и туннельное МС, косвенно изменяет и МРЭ ферромагнитного нанокompозита.

Нанокompозит $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{Mg-F})_{52}$, обладающий туннельным характером проводимости, имеет магнитосопротивление $\sim 13 \%$ при комнатной температуре в поле 10 кЭ . В связи с этим мы провели измерения оптических и магнитооптических свойств этого образца. Измерение магниторефрактивного эффекта было выполнено в магнитном поле $H = 1.7 \text{ кЭ}$, на p -компоненте линейно-поляризованного света при углах падения света 8 и 45° при комнатной температуре. В диапазонах частот $450 - 650$ и $1300 - 3000 \text{ см}^{-1}$ изменения магниторефрактивного эффекта носят плавный характер (рис. 4). Значения МРЭ в этих диапазонах не превосходят 0.1% . Наиболее интересной особенностью спектров частотной зависимости магниторефрактивного эффекта является то, что в интервале частот $500 - 1200 \text{ см}^{-1}$, где коэффициент отражения имеет минимальные значения ($< 5 \%$), магниторефрактивный эффект оказывается аномально большим и при нормальном падении достигает 1.3% (рис. 4), что на два порядка больше традиционных магнитооптических эффектов в инфракрасной области спектра. Такое значение эффекта, превышающее МРЭ во всех ранее исследовавшихся металлических и неметаллических наноструктурах, можно считать рекордным, и мы назвали его гигантским магнитооптическим эффектом. Говоря о достоверности приведенных на этом рисунке данных по зависимости $\xi(\nu)$, подчеркнем, что уровень шумов (см. кривая 3 на рисунках 4) не превышает 10^{-3} , а представляемые на рисунках значения эффекта получены усреднением данных из 1000 отдельных сканов. По нашим представлениям, наблюдаемое резонансное усиление эффекта связано с уменьшением коэффициента отражения.

Таким образом, магниторефрактивный эффект в этом образце существует в широкой области спектра, включая ближний ИК диапазон. Простые оценки показывают, что характерное время туннелирования t , которое при ширине туннельного барьера $a = 1 - 3 \text{ нм}$ и фермиевской скорости $v_F = 10^8 \text{ см/с}$ должно составлять $t = a/v_F = 10^{-15} - 10^{-16} \text{ с}$. Это означает, что в ближней инфракрасной области спектра характерное время туннелирования много меньше периода электромагнитной волны. Что еще раз свидетельствует, что магниторефрактивный эффект в ферромагнитных системах с туннельной

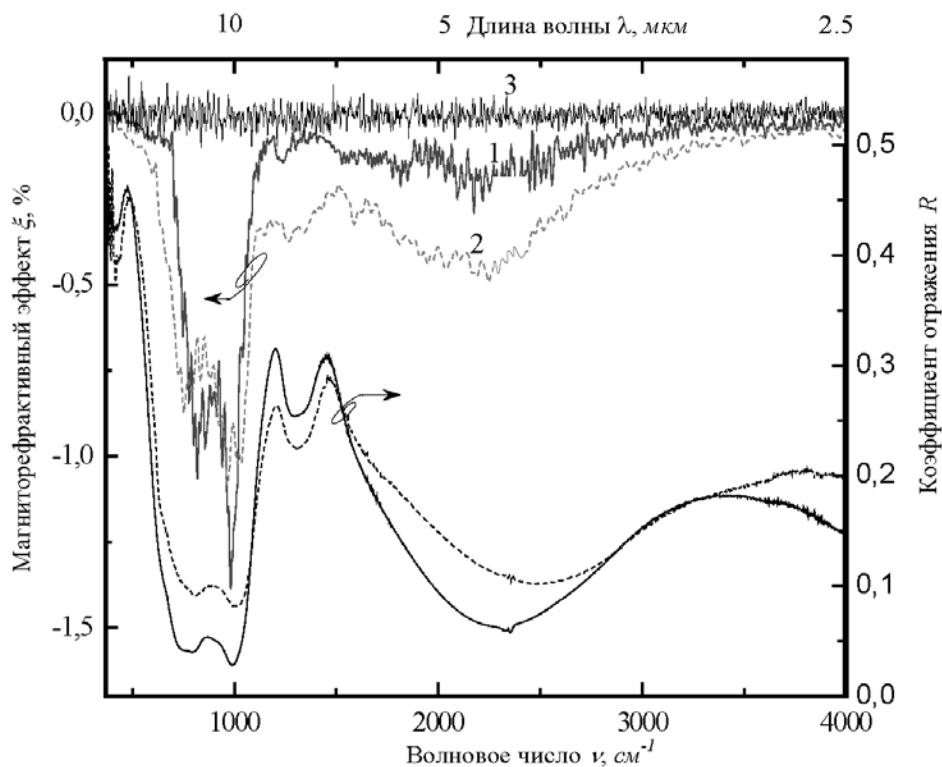


Рис. 4. Дисперсия МРЭ (1,2) ($H = 1700$ Э) и коэффициента отражения $R_{H=0}$ для углов падения $\varphi = 45^\circ$ (сплошная линия), $\varphi = 8^\circ$ (пунктирная линия) для нанокompозита $(Co_{0,4}Fe_{0,6})_{48}(MgF)_{52}$ и шума (3).

проводимостью является следствием спин-зависимого высокочастотного туннелирования.

Этот гигантский магнитооптический эффект открывает новые возможности как для изучения спин-зависящего высокочастотного туннелирования, поиска новых композиций в системе сплавов с гранулами ферромагнетика $CoFe$ (или другого ферромагнитного металла) в матрице MgF , так и для практического использования таких нанокompозитов в магнитооптике инфракрасного диапазона длин волн.

Известно, что сплавы на основе кобальта в областях видимого и ближнего УФ диапазонов длин волн выявляют частотно-независимый экваториальный эффект Керра δ [2], но в исследуемых нами структурах такое поведение не наблюдается. Все спектры значительно отличаются от соответствующего спектра чистого поликристаллического кобальта. Для всех нанокompозитов наибольшие значения $\delta(h\nu)$ наблюдаются в области энергий световых квантов $0.75 - 1.5$ эВ. При увеличении концентрации ферромагнетика в нанокompозитах абсолютные значения ЭК в этой области частот увеличиваются и достигают максимума для образцов вблизи порога перколяции. При несколько больших значениях энергий ($1.7 - 2.0$ эВ) максимальное значение ЭК наблюдается и в чистом Co , однако, в отличие от гранулированных нанокompозитов, знак ЭК ферромагнитного кобальта остается положительным.

Принципиально важным для выяснения природы магниторефрактивного эффекта в нанокомпозитах является экспериментальное подтверждение того, что МРЭ в этих системах связан с туннельным магнитосопротивлением, а не является следствием, как уже говорилось, каких-либо других причин, например, четных и нечетных магнитооптических эффектов Керра или влияния магнитного поля на оптические свойства диэлектрической матрицы. Одним из прямых доказательств этого может служить установление корреляции между полевыми зависимостями МРЭ и МС, измеряемыми на одних и тех же образцах и в одном и том же диапазоне магнитных полей.

Влияние магнитного поля на отражательную способность гранулированных пленок демонстрируется на рис. 5 для одного из образцов семейства $CoAlO$. Изополевые спектры $\xi(\nu)$ для p -компоненты линейно-поляризованного света получены в диапазоне частот $750 - 2200 \text{ см}^{-1}$ при угле падения близком к нормальному.

Максимальные значения эффекта, т.е. значения $\xi(\nu) \geq 0.6\%$ для образца, достигшего состояния технического магнитного насыщения, наблюдаются при $H > 1300 \text{ Э}$. Зависимость $\xi(H)$, как видно из вставки к рисунку, носит нелинейный характер. Аналогичное поведение спектров $\xi(\nu, H)$ наблюдается на s -компоненте линейно-поляризованного света, и не только в нанокомпозитах на основе матрицы оксида алюминия, но и в других системах. Хорошо совпадение кривых полевой зависимости магниторефрактивного эффекта и туннельного магнитосопротивления для образца $Co_{46}Al_{22}O_{32}$, и говорит о том,

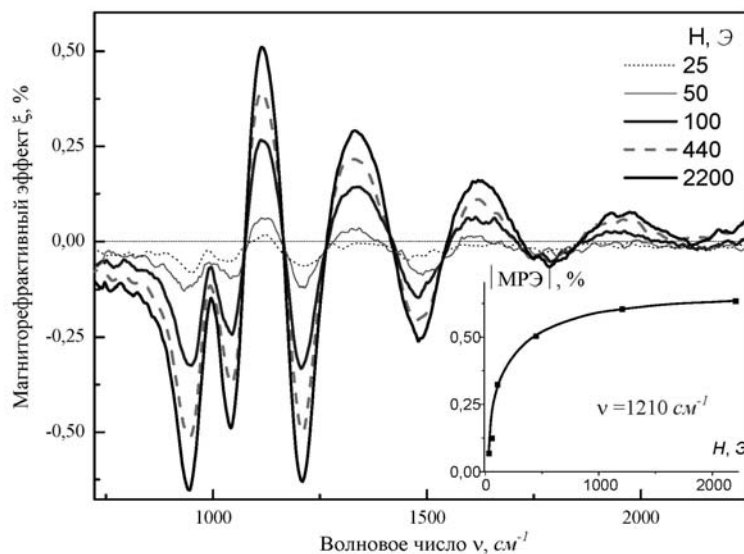


Рис. 5. Частотная зависимость магниторефрактивного эффекта нанокompозита $Co_{46}Al_{22}O_{32}$ для ряда значений магнитного поля H . Э: $\phi = 8^\circ$.

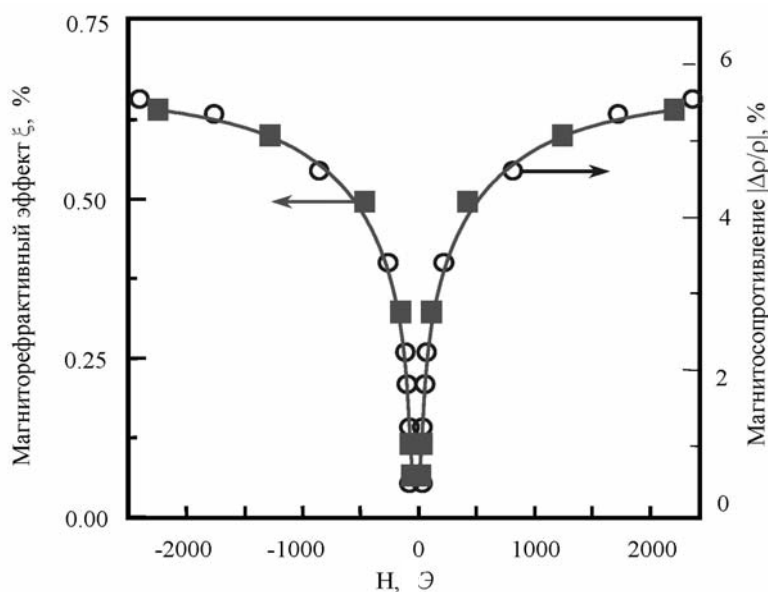


Рис.6. Полевые зависимости магниторефрактивного эффекта ($\phi = 8^\circ$; $\nu = 1210 \text{ см}^{-1}$) и магнитосопротивления нанокompозита $Co_{46}Al_{22}O_{32}$.

что оба эффекта являются четными функциями магнитного поля. Экспериментальные значения магнитооптического и магнитотранспортного эффектов, полученные на одних и тех же образцах в одном и том же диапазоне полей, согласуются друг с другом. Подобная корреляция в нанокompозите $\text{Co}_{43}\text{Al}_{22}\text{O}_{35}$, но для угла падения света $\varphi = 50^\circ$ отмечалась в [7] и еще раньше для гранулированной пленки металл-металл Co-Ag , но в случае МРЭ на проходящем излучении [8]. Корреляция между магнитосопротивлением и магниторефрактивным эффектом уверенно наблюдается и для ряда других измеренных нами нанокompозитов.

Приведенные выше результаты, касающиеся влияния магнитного поля на оптические свойства нанокompозитов, показали, что, во-первых, МРЭ связан с туннельным магнитосопротивлением: оба эффекта нелинейно зависят от напряженности магнитного поля. Во-вторых, МРЭ в нанокompозитах не является следствием каких-либо других причин, как-то четных и нечетных магнитооптических эффектов или влияния магнитного поля на оптические свойства диэлектрической матрицы.

Причины, по которым обращаются к исследованиям поляризационных и угловых зависимостей новых эффектов, в частности, магниторефрактивного эффекта, заключаются в том, что по характеру частотных зависимостей спектров $\xi(\nu)$ для p - и s -волн, а также зависимости спектров $\xi_{p,s}(\nu)$ от угла падения излучения на ферромагнитное зеркало отсеиваются те или иные эффекты. Например [9], эффект Керра в экваториальной геометрии равен нулю при всех частотах и при всех углах падения света на s -компоненте линейно-поляризованного света; ЭЭК при нормальном падении света обращается в нуль; меридиональный эффект Керра проявляется как на p - , так и на s -компонентах, но имеет свою, присущую этому эффекту, дисперсию и угловую зависимость дисперсии и т.д. Наконец, основная причина измерений $\xi_{p,s}(\nu, \varphi)$ – получить информацию, необходимую для построения моделей МРЭ и проверки их соответствия экспериментам. Имея это в виду, мы в данной работе проводили поляризационные и угловые исследования МРЭ и оптического отражения на ряде нанокompозитов гранулированного кобальта в матрицах окислов алюминия, кремния и титана, синтезированных проф. С.Онумой.

На рис. 7а представлены спектры частотной зависимости магниторефрактивного эффекта и оптического отражения нанокompозита $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ для p - и s -компонент линейно-поляризованного света в магнитном поле $H = 1600$ Э для угла падения света $\varphi = 45^\circ$. Наибольшие значения эффектов наблюдаются на частоте $\nu \sim 1100 \text{ см}^{-1}$ и составляют $\xi_p = -0.9\%$, $\xi_s = -0.35\%$, а разница МРЭ $|\xi_p - \xi_s| = 0.55\%$, тогда как значения коэффициентов отражения равны $R_p \simeq 0.05$, $R_s \simeq 0.2$, т.е. меньшему коэффициенту отражения соответ-

ует большой магнитооптический эффект. Отметим хорошее совпадение

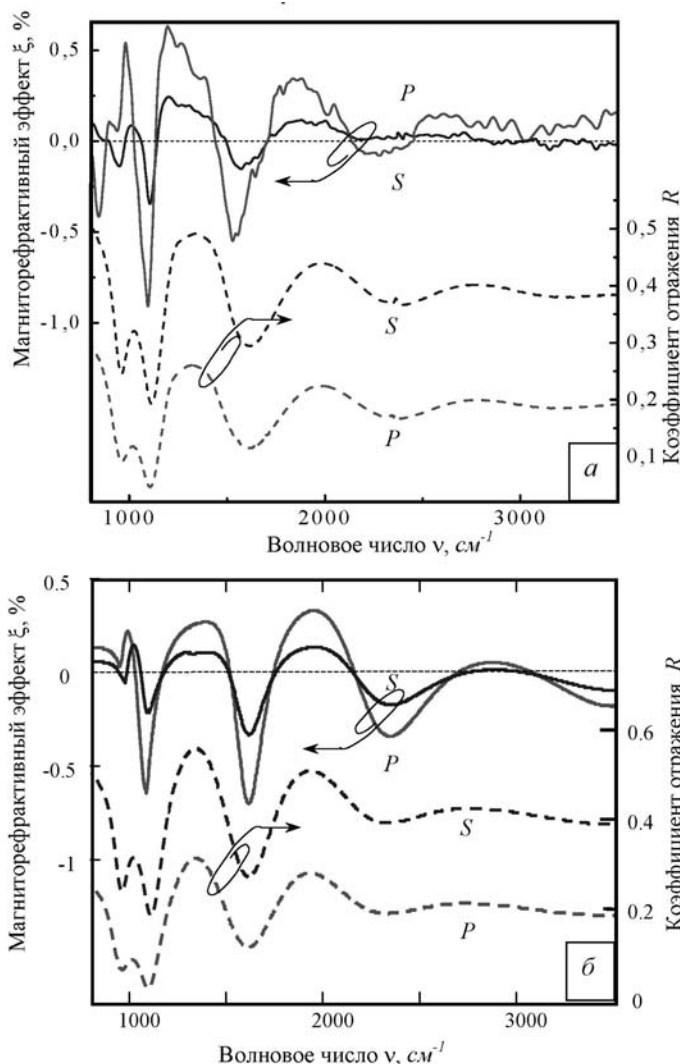


Рис.7. Дисперсия МРЭ (сплошная линия) и коэффициента отражения R (пунктир) нанокompозита $Co_{51.5}Al_{19.5}O_{29}$ для s - и p -поляризованного света; $H = 1600$ Э; $\varphi = 45^\circ$ (а) – эксперимент, (б) – теоретический расчет.

экспериментальных спектров оптического отражения и МРЭ этого образца с данными (рис. 7б), полученными в наших расчетах и по нашим измерениям оптических постоянных этого образца.

Изучение зависимости МРЭ от угла падения показало, что абсолютные значения ξ -эффекта на p -компоненте во всем ИК диапазоне несколько выше, чем на s -компоненте, и при переходе к большим углам падения света ξ_p практически не меняется, тогда как ξ_s уменьшается (на рис. 8 приведены спектры частотной зависимости МРЭ для p - и s - волн образца $Co_{50.3}Al_{20.4}O_{29.3}$ для $\varphi = 8, 45^\circ$). Проведенные в модели механизма высокочастотного спин-зависимого туннелирования расчеты спектров поляризационной и угловой зависимостей МРЭ в нанокompозитах металл-диэлектрик подтверждают этот факт, и показывают, что в области малых углов падения света (как в нашем случае до 45°) МРЭ и на s -, и на p -волнах слабо зависит от φ . При увеличе-

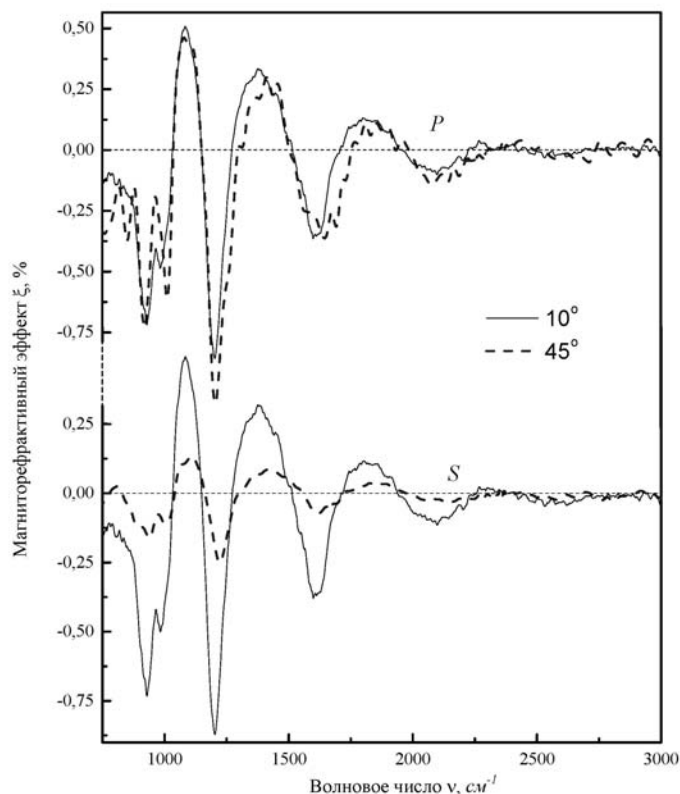


Рис. 8. Частотная зависимость МРЭ на p - и s -компонентах линейно-поляризованного света нанокompозита $Co_{50.3}Al_{20.4}O_{29.3}$ для двух углов падения света φ ; $H = 1600$ Э.

нии угла падения ξ_p -эффект должен нарастать и достигать максимальных значений в районе угла Брюстера.

Представленные в диссертационной работе экспериментальные данные изучения поляризационных и угловых зависимостей оптических и магнитооптических эффектов показывают, что, во-первых, спектры оптического отражения и МРЭ нанокomпозитов существенно различаются для p - и s -компоненты линейно-поляризованного света; во-вторых, характер дисперсии различен в материалах с различной диэлектрической матрицей. Наиболее сильные различия в частотных спектрах описываемых эффектов наблюдаются в области локализации оптических фононных мод окислов диэлектрика, которая для оксидов алюминия, кремния и титана составляет $900 - 1600 \text{ см}^{-1}$ (рис. 9).

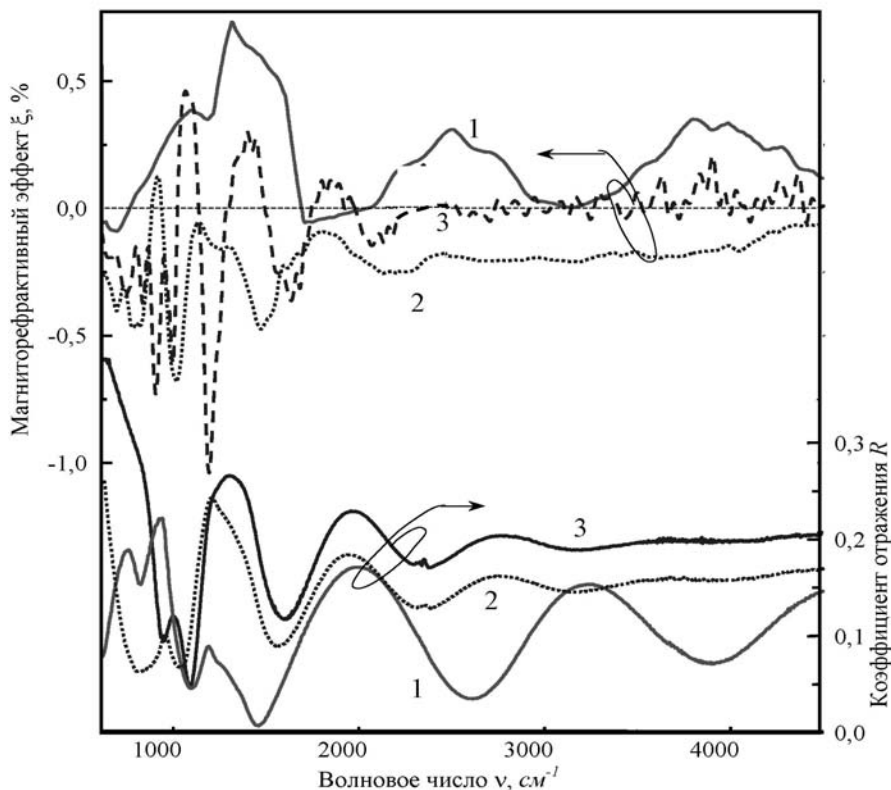


Рис.9. Дисперсия МРЭ и R для p -поляризованного света нанокomпозитов $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$ (1), $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$ (2), $\text{Co}_{50.3}\text{Al}_{20.4}\text{O}_{29.3}$ (3); $\varphi = 45^\circ$.

Проверка правильности полученных результатов была достигнута самосогласованием экспериментальных и теоретических данных. С этой целью мы, во-первых, выбрали образцы $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ и $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$, имеющие тонкую подложку Corning glass и обладающие гигантским туннельным магнитосопротивлением, во-вторых, измерили спектральные зависимости R и T , в-третьих, разработали методику определения оптических параметров нано-

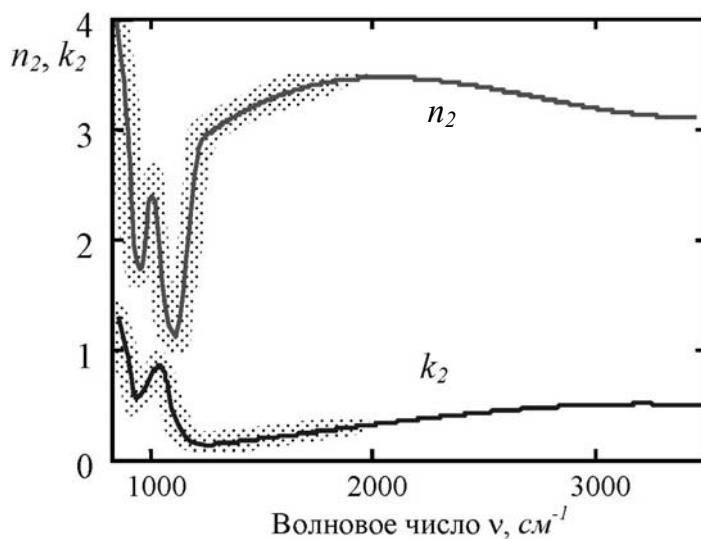


Рис. 10. Дисперсия показателя преломления n_2 и коэффициента экстинкции k_2 нанокomпозита $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$.

композитов. На рис.10 приведены спектры частотной зависимости показателя преломления и коэффициента экстинкции нанокompозита $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$.

Как следует из теории магниторефрактивного эффекта [1,3], величины показателя преломления n_2 и коэффициента экстинкции k_2 пленки нанокompозита при намагничивании образца записываются в виде [1]:

$$n_2 = n_2^0 \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{(k_2^0)^2}{(k_2^0)^2 + (n_2^0)^2} \right), \quad k_2 = k_2^0 \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{(n_2^0)^2}{(k_2^0)^2 + (n_2^0)^2} \right), \quad (4)$$

где $\Delta\rho/\rho$ - абсолютное значение МС, соответствующее магнитному полю H . Выражения (4) совместно с формулами для отражения и пропускания 4-х слойной системы [10] полностью определяют МРЭ и оптическое отражение нанокompозита для p - и s -компонент поляризованного света. На рис. 7б представлены результаты расчетов спектров МРЭ и оптического отражения в которых использованы данные рис.10. Эти спектры хорошо коррелируют с экспериментальными данными (рис.7а) и по структуре, и по величине значений $\xi(\nu)$ и $R(\nu)$. Как в спектрах $\xi(\nu)$, так и $R(\nu)$ наблюдаются осцилляции этих эффектов с периодичностью $\approx 700 \text{ см}^{-1}$, обусловленные интерференцией. В районе полосы поглощения наблюдается резкая смена знака эффекта, что также хорошо описывается теорией. Используя данные рис.10, мы также рассчитали спектры угловых зависимостей магниторефрактивного эффекта и коэффициентов отражения для p - и s -компонент линейно-поляризованного света. На s -компоненте наблюдается уменьшение МРЭ с увеличением угла падения, тогда как на p -компоненте линейно-поляризованного света при углах падения вплоть до $\varphi = 50^\circ$ величина магниторефрактивного эффекта не значительно увеличивается, что также находится в согласии с экспериментом.

Таким образом, приведенные данные экспериментальных исследований нанокompозитов гранулированный ферромагнитный металл – диэлектрик показывают, что в области перколяционного перехода для нанокompозитов наблюдается не только большое магнитосопротивление, но и большие магнитоиндуцированные изменения коэффициентов отражения, прохождения и поглощения излучения ИК диапазона длин волн, которые можно отнести к новому магнитооптическому эффекту, получившего название магниторефрактивного эффекта. Магниторефрактивный эффект нанокompозитов наиболее ярко выражен в тех областях спектра, где отражение минимально. В ряде нанокompозитов МРЭ в таких областях частот выявляет резонансных характер, и тогда величина магниторефрактивного эффекта в области резонансов превосходит традиционные эффекты Керра в отраженном свете в десятки раз. Это указывает на иную природу (негиротропную) происхождения МРЭ, чем эффекты Керра. Четкая корреляция между полевыми зависимостями магниторефрактивного эффекта и магнитосопротивления свидетельствует о природе этого эффекта как результате высокочастотного спин-зависящего

туннелирования электронов проводимости. Модель МРЭ, базирующаяся на описании туннельного контакта между гранулами перколяционного кластера в виде параллельно соединенных емкости и туннельного сопротивления, при учете дисперсии оптических параметров ферромагнитной пленки нанокompозита и подложки, а также процессов интерференции света, позволяет на количественном уровне объяснить наблюдаемые закономерности и особенности экспериментов по частотной, угловой, поляриационной и полевой зависимостям МРЭ в гранулированных системах металл – диэлектрик Co-Al-O, Co-Ti-O, Co-Si-O, CoFeZr-SiO₂, CoFe-MgF, Fe-SiO₂.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы.

1. Впервые в широкой области длин волн 1.2 – 20 мкм изучены частотные, поляриационные, угловые и полевые зависимости магниторефрактивного эффекта и оптического отражения нанокompозитов ряда систем: ферромагнитного кобальта в диэлектрической матрице оксида алюминия $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ ($x = 47 - 55$), гранулированного аморфного ферромагнитного сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в матрице оксида кремния $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ ($x = 30 - 60$), а также в ряде отдельных гранулированных ферромагнитных нанокompозитов $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$, $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$, $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$, $(\text{Fe})_{0.55}(\text{SiO}_2)_{0.45}$.
2. Показано, что магниторефрактивный эффект в наноструктурах ферромагнитный металл – диэлектрик связан с высокочастотным спин-зависимым туннелированием электронов проводимости. Большие значения магниторефрактивного эффекта, превышающие на два порядка традиционные магнитооптические эффекты в отраженном свете, наблюдаются в ИК области спектра, в нанокompозитах, структурно находящихся вблизи порога перколяции и обладающих туннельным магнитосопротивлением. На основе этих данных делается вывод, что магниторефрактивный эффект имеет негиротропную природу.
3. Выявлено, что магниторефрактивный эффект в условиях интерференции света существенно возрастает.
4. Установлено, что материал диэлектрической матрицы играет существенную роль в формировании магнитооптических эффектов, как магниторефрактивного эффекта, так и традиционных эффектов Керра.
5. Показано, что магниторефрактивный эффект существует и на p - и на s -компонентах линейно-поляризованного света. При возрастании угла падения света от 0 до 45° значения магниторефрактивного эффекта всех исследованных нанокompозитах на p -компоненте практически не меняются, тогда как на s -компоненте уменьшаются.

6. Показано, что теория магниторефрактивного эффекта, базирующаяся на описании туннельного контакта между гранулами как параллельное соединенное туннельное сопротивление и конденсатор, хорошо описывает экспериментальные данные спектральных, поляризационных, угловых и полевых зависимостей магниторефрактивного эффекта в нанокompозитах.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. В. Гуцин, А.Козлов, А. Лихтер, Угловая и полевая зависимость магниторефрактивного эффекта в гранулированных пленках с туннельным магнитосопротивлением. Итоговая научная конференция АГПУ. Тезисы докладов.- Астрахань: Изд-во АГПУ, (2001) 38.
2. В. Гуцин, А.Козлов, А. Лихтер, И. Быков, Angular and field dependence of magnetorefractive effect in thin films with giant magnetoresistance. Third international scientific workshop materials for electrical engineering MmdE-2001, Romania, (2001) 45.
3. В. Гуцин, А.Грановский, Е.Ганьшина, И.Быков, А.Козлов, А. Юрасов, Инфракрасные оптика и магнитооптика гранулированных магнитных пленок с гигантским магнитосопротивлением. International Baikal Scientific Conference "Magnetic Materials", Irkutsk, September 21–24, (2001) 31.
4. И.Быков, Е.Ганьшина, А. Грановский, В. Гуцин, А.Козлов, А. Юрасов, А.Богородский,О.Стогней,Ю.Калинин, Infrared optical and magneto-optical spectra of (CoFeZr)SiO films with tunnel magnetoresistance. XVII International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO) Minsk, Belarus. June 26-July 1, ID455 (2001)
5. И. Быков, Е. Ганьшина, А. Грановский, В. Гуцин, А.Козлов, А. Юрасов, А.Богородский, О.Стогней, Ю.Калинин, Optical and magneto-optical spectra of (CoFeZr)SiO films with tunnel magnetoresistance. 15-th JMM conference (Spain, Bilbao), A-38. (2001).
6. В.С.Гуцин, А.Б.Грановский, Е.А.Ганьшина, И.В. Быков, А.А.Козлов, Инфракрасные оптика и магнитооптика гранулированных магнитных пленок с гигантским магнитосопротивлением "Magnetic Materials", Irkutsk, September 21 - September 24, (2001) 31.
7. И.Быков, Е.Ганьшина, А.Грановский, В.Гуцин, Ю.Калинин, А.Козлов, А. Лихтер, Магниторефрактивный эффект и оптическое отражение гранулированных пленок металл – диэлектрик в ИК области спектра, Сборник трудов XVIII Международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». – М.: Изд-во МГУ, (2002) 178.
8. И. Быков, Е. Ганьшина, А. Грановский, В. Гуцин, Ю.Калинин, А.Козлов, А. Лихтер, Magnetorefractive effect in (CoFeZr)SiO films with tunnel magnetoresistance. Тезисы докладов Московского международного симпозиума по магнетизму. - М.: Изд-во МГУ, (2002) 58.
9. И.Быков, Е.Ганьшина, А.Грановский, В.Гуцин, Ю.Калинин, А.Козлов, А. Лихтер, Оптические, магнитооптические и магниторезистивные свойства гранулированных нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x (SiO_{1,7})_{100-x}$. Тезисы докладов IV международного семинара "Нелинейные процессы и проблемы самоорганизации в современном материаловедении". – Астрахань.: Изд-во АГПУ, (2002) 153.
10. А.Грановский, В.Гуцин, И.Быков, Н.Кобаяши, А.Козлов, С. Онума, Т. Масумото, М. Инуе, Гигантский магниторефрактивный эффект в магнитных гранулированных сплавах CoFe –MgF. // ФТТ, **45** (2003) 867.
11. И. Быков, Е. Ганьшина А. Грановский В. Гуцин, Ю.Калинин, А.Козлов, А. Лихтер, Оптические, магнитооптические и магниторезистивные свойства гранулированных нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x (SiO_{1,7})_{100-x}$. Вестник ВГТУ. Сер. Материаловедение. –

- Вестник ВГТУ. Сер. Материаловедение, Вып. 1.12 (2002) 44.
12. А.Грановский, В.Гущин, И. Быков, Н.Кобаяши, А.Козлов, С. Онума, Т. Масумото, М. Инуе, Magnetorefractive effect in nanogranular films (CoFe)–(Mg-F), InterMag 2003.
 13. А.Грановский, И.Быков, Е.Ганьшина, В.Гущин, М.Инуе, Ю. Калинин, А.Козлов, А. Юрасов, Магниторефрактивный эффект в магнитных нанокompозитах. // ЖЭТФ, **123** (2003) 1256.
 14. В.С.Гущин, Ю.Е.Калинин, И.В.Быков, А.Козлов, А.М.Лихтер, Магниторефрактивный эффект в пленках $(\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10})\text{SiO}_2$ с туннельным магнитосопротивлением. Журнал фундаментальных и прикладных исследований. Естественные науки № 6.- Астрахань: Изд-во АГУ, (2003) 179.
 15. А. Грановский, И. Быков, Е. Ганьшина, В. Гущин, А.Козлов, А. Юрасов, Оптические, магнитооптические свойства и магниторефрактивный эффект в наногранулированных ферромагнетиках. Сборник расширенных тезисов докладов конференции «Ломоновские чтения 2003 (Секция физики)» Москва.: Изд-во МГУ, (2003) 61.
 16. А.Грановский, И. Быков, Е. Ганьшина, В. Гущин, Н. Кобаяши, А.Козлов, С. Онума, А.М.Лихтер, Optical and magneto-optical properties in nanogranular film (FeCo)–(Mg-Fluoride) // Book of abstracts «The XVIII International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces» Madrid, Spain 22-25 July, (2003) 187.
 17. 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).
 18. В.Быков, Е.Ю.Бородина, Е.А.Ганьшина, А.Б.Грановский, В.С.Гущин, А.А.Козлов, А.М.Лихтер, S.Онума, Магнитоотражение нанокompозитов в ИК области спектра, Сборник трудов XIX Международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». – М.: Изд-во МГУ, (2004) С.865.
 19. I.V.Bykov, E.A.Gan'shina, A.B.Granovsky, V.S.Guschin, A.A.Kozlov, A.M.Likhter, S.Onuma, Magnetorefractive effect in magnetic nanocomposites, Book of abstracts «Eastmag - 2004» Krasnoyarsk, Russia, 2004. С. 335.
 20. И.В.Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б.Грановский, В.С. Гущин, А.А. Козлов, Т. Масумото, С. Онума, Магниторефрактивный эффект в гранулированных сплавах с туннельным магнитосопротивлением, ФТТ 47, 2, (2005). С. 268-273.
 21. И.В.Быков, В.С.Гущин, А.А.Козлов, А.М.Лихтер, S.Онума, С.Пхонгхирун, Влияние матрицы на магнитооптические и магнитотранспортные свойства гранулированных нанокompозитов, 7-й Междисциплинарный, международный симпозиум «Порядок, беспорядок и свойства оксидов O D P O – 2004» (Сочи, 2004).
 22. А.Б.Грановский, А.А. Козлов, Magnetorefractive effect in magnetic nanocomposite // Symposium and Summer school «Nano and Giga Challenges in microelectronics», Краков, Польша, 2004. С.104.

Цитируемая литература

1. А.Б.Грановский, И.В.Быков, Е.А.Ганьшина, В.С.Гущин, М.Инуе, Ю.Е.Калинин, А.А.Козлов, А.Н.Юрасов, ЖЭТФ **123**, 6, 1256 (2003).
2. Г.С.Кринчик, В.С. Гущин // Письма в ЖЭТФ, **10** (1969).
3. А.Б.Грановский, М.В.Кузьмичев, Ж.П.Клерк // ЖЭТФ, **116** (1999) 1762.
4. G.A. Niklasson, C.G. Granqvist // J. Appl. Phys., **55** (1984) 3382.
5. W.Bensch, W.Bergholz // Semicond. Sci. Technol., **5** (1990) 421.
6. В. Г. Кравец, А.Н. Погорельый, А.Ф. Кравец, А.Я. Вовк, Ю.И. Джежеря // ФТТ, **45** (2004) 1456.
7. А.Грановский, В.Гущин, И.Быков и др. // ФТТ, **45** (2003) 867.

8. M.Gester, A.Schlapka, R.A.Pickford, et. al // J.Appl. Phys., **85** (1999) 5045.
9. Г.С.Кринчик, Физика магнитных явлений, М. 1985.
10. П.Х. Бернинг, Сборник Физика тонких пленок., под ред. Г.Хасса, Мир. **1** (1967) 91.