

8- Магнетизм

Арнст Юлия Александровна, 2 курс
Новокузнецк, Новокузнецкий филиал Томского политехнического университета
Оценка величины ЭДС наведенной ЭМП компьютера
Антоненко Анастасия Николаевна, к.ф.-м.н.
e-mail: julia-arnst@mail.ru стр. 301

Березицкая Дарья Петровна, магистрант 1 года обучения
Красноярск, Сибирский государственный аэрокосмический университет, институт информатики и телекоммуникации
Магнито-оптика биоминеральных наночастиц ферригидрита (α -FeOОН)
Соколов Алексей Эдуардович, к.ф.-м.н.
e-mail: Dasha_ber88@mail.ru стр. 302

Гладких Дмитрий Владимирович, доцент
Ставрополь, Ставропольский государственный университет, физико-математический
Магнитное упорядочение в магнитных коллоидах
Диканский Юрий Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: gladkikhdv@mail.ru стр. 303

Гребенькова Юлия Эрнестовна, аспирант 2 года обучения
Красноярск, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, физики магнитных явлений
Магнитный круговой дихроизм и намагниченность поликристаллических пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на YSZ
Эдельман Ирина Самсоновна, д.ф.-м.н.
e-mail: ulia_cezar@mail.ru стр. 305

Диденко Ольга Николаевна, 4 курс
Красноярск, Сибирский федеральный университет, институт инженерной физики и радиоэлектроники
Эффект Фарадея в боратных стеклах, содержащих магнитные наночастицы
Иванцов Руслан Дмитриевич, к.ф.-м.н.
e-mail: olga23091990@yandex.ru стр. 306

Куприянов Павел Алексеевич, 4 курс
Санкт-Петербург, Санкт-Петербургский государственный университет, физический
Особенности регистрации ЯМР в магнитном поле Земли в образцах, расположенных в металлических диамагнитных контейнерах
Чижик Владимир Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: scleroze@mail.ru стр. 307

Назаренко Илья Иванович, 3 курс
Красноярск, Сибирский государственный аэрокосмический университет, институт космических исследований и высоких технологий
Исследование магнитной структуры $\text{Ni}_5\text{Ge}(\text{O}_2\text{VO}_3)_2$ с помощью теоретико-группового анализа
Софронова Светлана Николаевна, к.ф.-м.н.
e-mail: ilnz007@live.ru стр. 309

Прокопьева Вера Владимировна, 5 курс
Москва, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический
Магнитные метаматериалы: особенности взаимодействия между элементами в МГц и ГГц диапазонах
Радковская Анна Александровна, к.ф.-м.н.
e-mail: verkasun2006@rambler.ru стр. 310

Прохоров Петр Викторович, аспирант
Красноярск, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, отдел физики магнитных явлений
Твердофазный синтез CoPd эпитаксиальных тонких пленок: структурные и магнитные свойства
Мягков Виктор Григорьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: petr409@mail.ru стр. 311

Пузикова Ольга Алексеевна, магистрант 1 года обучения
Красноярск, Сибирский государственный аэрокосмический университет, институт информатики и телекоммуникаций

Магнитный круговой дихроизм коллоидного водного раствора наночастиц золота

Соколов Алексей Эдуардович, к.ф.-м.н.

e-mail: puzikova_olga@mail.ru стр. 313

Соловьёв Платон Николаевич, аспирант
Красноярск, Сибирский федеральный университет, физический

Исследование влияния температуры подложки при вакуумном осаждении тонких магнитных пленок на основные характеристики образцов

Беляев Борис Афанасьевич, д.т.н.

e-mail: solap@ya.ru стр. 314

Сугробов Максим Львович, 5 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, институт естественных наук

ГМИ эффект меандровых структур

Васьковский Владимир Олегович, д.ф.-м.н.

e-mail: mais2072@yandex.ru стр. 316

Ткачева Елена Сергеевна, аспирант
Ставрополь, Ставропольский государственный университет, физико-математический

Изгибная неустойчивость полосы жидкого диэлектрика в феррожидкости под действием магнитного и электрического полей

Диканский Юрий Иванович, д.ф.-м.н.

e-mail: tkacheva_es.86@mail.ru стр. 317

Чижик Надежда Александровна, ассистент
Красноярск, Сибирский федеральный университет, институт фундаментальной подготовки

Упорядочение твердого раствора в наночастицах CoPt и исследование их магнитных свойств в зависимости от времени отжига

Комогорцев Сергей Викторович, к.ф.-м.н.

e-mail: alexanam@mail.ru стр. 319

Юлдашбаев Ильмир Салимович, магистрант 2 года обучения
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт

Численное моделирование зарождения магнитных неоднородностей в магнетиках с неоднородными материальными параметрами

Екомасов Евгений Григорьевич, д.ф.-м.н.

e-mail: yuldash_ilmir@mail.ru стр. 319

Оценка величины ЭДС наведенной ЭМП компьютера

Арнст Юлия Александровна

Новокузнецкий филиал Томского политехнического университета

Антоненко Анастасия Николаевна, к.ф.-м.н.

julia-arnst@mail.ru

В настоящее время количество излучающих радиоэлектронных приборов стремительно растет. Человек уже не сможет отказаться от использования этих устройств. И со временем их количество будет только возрастать. При этом будут увеличиваться ЭМП излучаемые различными устройствами. Разработчикам и производителям придется усовершенствовать механизмы обеспечения электромагнитной безопасности приборов. Одним из приоритетных направлений развития науки и технологии, является – энергосбережение. В этих условиях, думаем, стоит найти решение не только эффективной защиты от возрастающей угрозы здоровью от высокочастотных электромагнитных полей (ВЭМП), но и способ вторичного использования этих полей.

Особенную опасность для людей представляют различного рода компьютеры, сотовые телефоны, коммутирующие устройства электротехнических приборов, которые нашли широкое применение в быту. Медико-биологические эффекты воздействия ЭМП и ВЭМП обнаруживаются на уровне всех органов и систем организма человека. Обзор наиболее значимых работ и систематизация эффектов воздействия электромагнитных полей (ЭМП) проведены в работе [1].

Становится актуальным вопрос о мерах защиты от ЭМП. Одним из способов защиты является экранировка экранами из металлической сетки или металлизированного стекла. Появились даже ткани с металлической нитью. В связи, с чем возникла идея о возможности применения экранов не только для защиты, но и для использования энергии ЭМП.

Цель работы: Оценить величину ЭДС тока наведенного ЭМП компьютера.

Для достижения цели были поставленные следующие задачи:

- Оценить характер и величину магнитного поля компьютера и сотового телефона.
- Оценить величину ЭДС наведенной магнитным полем компьютера.
- Предложить способ использования энергии ЭМП излученного компьютером.

Нами была исследована магнитная составляющая ЭМП излучаемого компьютером и сотовым телефоном. Во-первых: именно переменное магнитное поле индуцирует в проводящем контуре ток, который теоретически может быть использован для других устройств или этого же компьютера (телефона). Во-вторых: магнитное поле легко исследовать с помощью цифровых датчиков магнитного поля.

В нашей работе [2], показано, что величина магнитного поля вблизи компьютера и сотового телефона превышает допустимые ПДУ. В соответствии с санитарно-эпидемиологическими требованиями к жилым зданиям и помещениям СанПиН 2.1.2.1002-00 напряженность поля промышленной частоты не должна превышать 0,5 кВ/м, а магнитная индукция 10 мкТл [3]. Но действующие ПДУ не учитывают кооперативное действие ЭМП [4].

Ниже приведены значения индукции магнитного поля, зафиксированные в экспериментах:

- на рабочем месте оператора ПК – от 50 мкТл до 60 мкТл;
- вблизи рабочего блока ПК с открытым корпусом – от 200 мкТл до 270 мкТл;
- вблизи рабочего блока ПК с закрытым корпусом – от 90 мкТл до 110 мкТл;
- для различных моделей сотовых телефонов – от 80 мкТл до 160 мкТл

Таким образом, металлический корпус ПК экранирует более чем в два раза магнитное поле излучаемое устройством. Изменение магнитного поля вблизи открытого корпуса ПК по самым грубым оценкам, способно возбудить в проводящем контуре площадью 1 см² ЭДС индукции ($\Delta B \cdot \Delta S / \Delta t$) до 0,14 мкВ (при $\Delta t = 0,05$ с) Величина, несомненно, малая. Но при последовательном соединении, большого количества таких контуров мы получим увеличение значения напряжения в разы. Очевидно, что такие контуры целесообразнее располагать внутри компьютера, или даже конструктивно совместить с корпусом ПК.

Магнитное поле, излучаемое устройствами, носит шумоподобный характер, а не периодический, что затрудняет его непосредственное использование для получения ЭДС. Следовательно, необходимы механизмы преобразования получаемого тока в постоянный либо переменный нужной частоты. Таким образом, при нужном конструктивном решении возможно создание экранов из проводящих контуров, которые бы не только

защищали от ЭМП полей, но и преобразовывали бы их в токи. Кроме того неизбежны потери энергии при прохождении тока через такой экран виде тепловой энергии.

Вторым возможным вариантом использования ЭМП является создание не просто металлических экранов из токопроводящих контуров, а экранов из веществ, способных аккумулировать энергию ЭМП полей. При разработке такого способа защиты-использования, необходимо учитывать кооперативное действие комплекса ЭМП различных частотных диапазонов [3].

Проведенные исследования магнитных полей и первые оценки величин наведенных ими ЭДС, позволяют сделать вывод, о том, что человек может не просто защищаться от различных ЭМП полей наносящих несомненный вред организму, но и использовать эти поля.

Список публикаций:

[1] Григорьев Ю.Г. и др. *Электромагнитная безопасность человека: Справочно-информационное издание / Российский национальный комитет по защите от неионизирующего излучения. М.: 1999.*

[2] Арст Ю. *Исследование магнитных полей с помощью цифровых датчиков // Исследования молодых – регионам: сборник трудов I Всероссийской научно-практической конференции школьников, студентов, аспирантов и молодых ученых. Том 1; НФ ТПУ. – Томск: изд. – во ТПУ, 2011. – С.203.*

[3] *Санитарно-эпидемиологические требования к жилым зданиям и помещениям. Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы, САНПИН 2.1.2.1002-00 [электронный ресурс]: http://www.tehbez.ru/Docum/DocumShow_DocumID_328.html.*

[4] Терлецкий Н.А. *О пользе и вреде излучения для жизни (воздействие слабых высокочастотных электромагнитных полей на живые организмы в очерках о механизмах и возможных последствиях). Изд. 2-е. – М.: Книжный дом «Либриком», 2010. – 66 с.*

Магнито-оптика биоминеральных наночастиц ферригидрита (α -FeOОН)

Березицкая Дарья Петровна

Хилажева Елена Дмитриевна

Сибирский государственный аэрокосмический университет им. академика М.Ф. Решетнева

Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН

Соколов Алексей Эдуардович, к.ф.-м.н.

Dasha_ber88@mail.ru

Лиотропные жидкокристаллические фазы, образованные минеральными коллоидными частицами, вызывают большой интерес как физиков так и химиков в связи с широкими возможностями их применения. Один из известных примеров - феритин, с одной стороны, являющийся естественным коллоидом, вовлеченным в некоторые внутриклеточные процессы в живых существах, с другой стороны, представляющий собой искусственную среду с калиброванными по размерам нанозернами. В то же время препараты наногранулированного ферригидрита (являющегося минеральным ядром белка феритина), синтезируемого определенными бактериями, в настоящее время слабо изучены. Так как коллоидные растворы ферригидрита прозрачны, их можно исследовать методами магнитооптики.

В данной работе представлены первые результаты оптических и магнито-оптических исследований биоминеральных наночастиц ферригидрита, полученных из сапропеля озера Боровое (Красноярского края). Из отобранный в озере сапропеля выделялась культура бактерии *Klebsiella oxytoca*, которая рассевалась на агаризованную среду Lovley и выращивалась в анаэробных условиях для получения колоний. Выращенная в жидкой среде биомасса проверялась на наличие магнитных частиц на ФМР-спектрометре. Синтез ферригидрита в одностадийном процессе культивирования происходит в период от 7 до 30 суток. Для выделения ферригидрита из осадка, полученного при центрифугировании 7-10 дневной культуры *Klebsiella oxytoca*, клетки бактерий разрушаются ультразвуком. Полученный осадок для удаления жирных кислот заливают ацетоном, диспергируют ультразвуком, инкубируют, центрифугируют. После этого полученный осадок диспергируют ультразвуком в водной среде, добавляют NaOH до получения 20% щелочного раствора.

Магнито-оптические исследования заключались в измерении магнитного кругового дихроизма (МКД), представляющего собой разность поглощения световых волн, поляризованных по правому и левому кругу, при их распространении вдоль направления намагниченности среды. МКД в области 360-1100 нм измерялся на установке для спектро - поляриметрических исследований, изготовленной в Институте физики им. Л.В. Киренского на базе монохроматора МДР-12. При этом была использована модуляция состояния поляризации световой волны: от правой до левой круговой поляризации. Модулятор представляет собой призму из плавленого кварца с приклеенным к ней пьезокерамическим элементом. Магнитный круговой дихроизм измеряли как разность сигналов при двух противоположных направлениях внешнего магнитного поля.

Измерения МКД были проведены в магнитном поле 0.5 Т при комнатной температуре. Точность измерения МКД составляла 10⁻⁵, спектральное разрешение ~20 см⁻¹. Регистрация спектров оптического поглощения проведена с использованием прибора Shimadzu UV-3600.

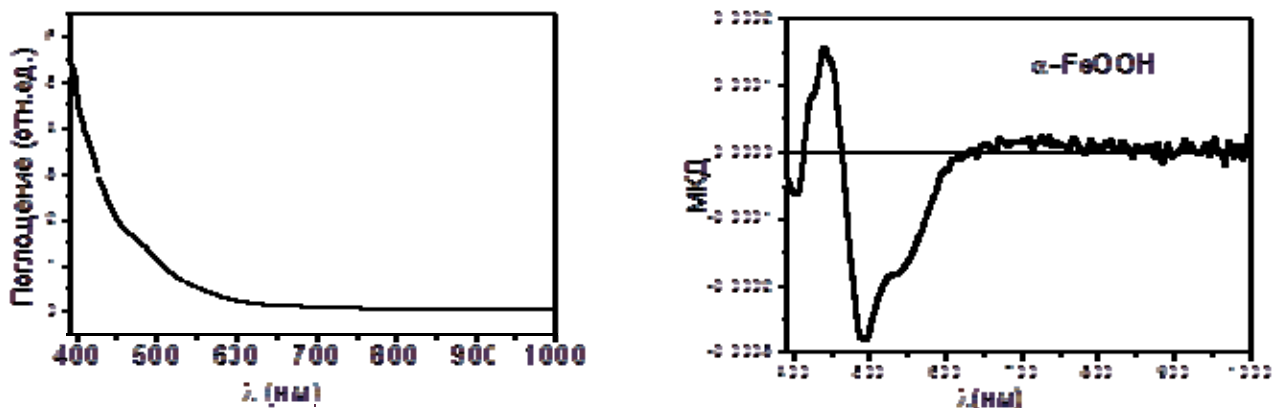


рис.1. спектры поглощения (слева) и МКД (справа) коллоидного раствора ферригидрита при комнатной температуре.

На рис. 1 показаны спектры поглощения и МКД коллоидного раствора ферригидрита, записанные при комнатной температуре. Спектр поглощения представляет собой довольно гладкую кривую с особенностью в районе 480 нм. В то же время в спектре МКД наблюдается сложная структура, характерная для суперпозиции сигналов от нескольких переходов. На длине волны особенности в спектре поглощения МКД изменяет знак. S-образная кривая МКД обычно свидетельствует о диамагнитной природе эффекта.

Однако амплитуды МКД противоположного знака не равны друг другу, что должно быть связано со вкладом парамагнитного эффекта. Кроме того оба максимума и положительный и отрицательный состоят, по крайней мере, из двух вкладов. Поскольку единственным ионом с не скомпенсированным магнитным моментом является ион железа, все наблюдаемые особенности можно связать с электронными переходами внутри d – состояний этих ионов или/и с переносом заряда между ионами железа и окружающих его лигандов. Анализ спектра МКД позволил получить новую информацию об окружении ионов железа в изученных образцах ферригидрита.

Магнитное упорядочение в магнитных коллоидах

Гладких Дмитрий Владимирович

Золотухин Алексей Андреевич

Ставропольский государственный университет

Диканский Юрий Иванович, д.ф.-м.н.

gladkikhdv@mail.ru

Возможность возникновения дальнего магнитного порядка в системе коллоидных однодоменных частиц ранее рассматривалась в ряде работ [1-6], однако к настоящему времени этот вопрос еще остается недостаточно ясным. Ранее в [6] нами сообщалось об обнаружении хорошо развитой системы намагниченных агрегатов, возникшей в магнитной жидкости (МЖ) на основе керосина при длительном ее хранении. В работе [7] приведена методика и определены условия их получения. В настоящей работе приводятся некоторые результаты исследования магнитных жидкостей, содержащих такие агрегаты, а также исходных магнитных жидкостей, в которых они возникают.

Изучение структурных образований осуществлялось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, помещенный в однородное магнитное поле. Исследование намагниченности осуществлялось с помощью вибрационного магнетометра. Начальный участок кривых намагничивания получали с помощью баллистического метода, при этом использовался вариант «включения-выключения» поля в присутствии образца МЖ в измерительном контуре. Для измерения динамической магнитной восприимчивости использовался мостовой метод.

Установлено, что начальный участок кривых намагничивания образцов с намагниченными агрегатами имеет перегиб в области небольших значений напряженности поля (рис. 1, кривая 1), чего никогда не наблюдалось ранее для однородных магнитных жидкостей. При этом он имеет большую крутизну, чем

начальный участок кривой намагничивания магнитной жидкости с таким же содержанием магнитной фазы, но однородной по составу (кривая 2). Наличие перегиба на кривой намагничивания указывает на то, что зависимость средней магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля имеет максимум в области перегиба. Такой же характер, как показали измерения в переменных полях при дополнительном воздействии постоянным полем, имеет и полевая зависимость действительной части магнитной восприимчивости, которая может быть идентифицирована как дифференциальная восприимчивость. На рисунке 5 приведены зависимости дифференциальной (кривая 1) и средней магнитной восприимчивости (кривая 2) от напряженности постоянного магнитного поля. Как видно из рисунка наблюдается совпадение значений напряженности максимумов, при этом для дифференциальной магнитной восприимчивости, как и следовало ожидать, он является более выраженным.

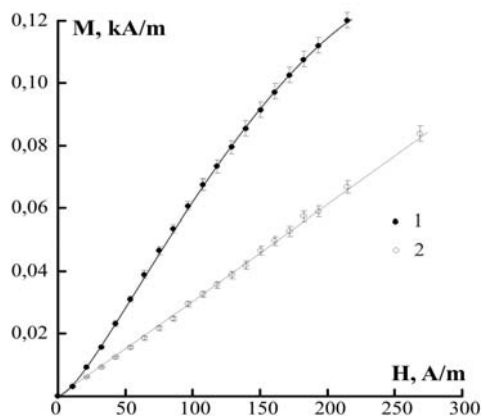


рис. 1. Начальный участок кривой намагничивания (1 – МЖ с намагниченными агрегатами, 2 – МЖ на основе керосина с такой же объемной концентрацией).

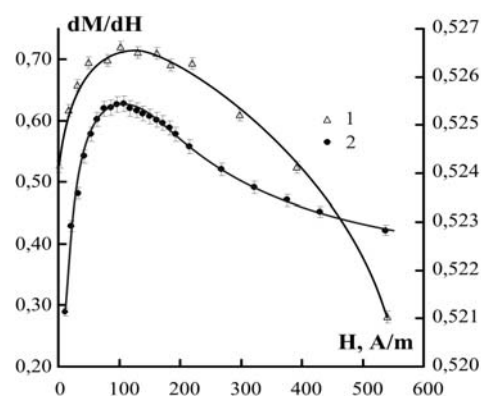


рис. 2. Зависимости дифференциальной (кривая 1) и средней магнитной восприимчивости (кривая 2) от напряженности постоянного магнитного поля.

Наличие максимумов полевых зависимостей восприимчивости обусловлено вкладом ориентационного вращения намагниченных агрегатов в общую намагниченность исследуемых сред. Действительно, под воздействием поля агрегаты начинают ориентироваться вдоль направления поля даже при небольших значениях его напряженности и объединяются в нитевидные структуры при дальнейшем его увеличении. Эти процессы и приводят к первоначальному увеличению магнитной восприимчивости. При достаточно сильных полях, когда все вытянутые агрегаты выстроятся вдоль поля, увеличение намагниченности системы обеспечивается за счет ориентации дисперсных частиц, составляющих агрегаты и находящихся в омывающей их слабоконцентрированной фазе. В этом диапазоне напряженности поля магнитная восприимчивость, вследствие начавшегося насыщения намагниченности системы начинает уменьшаться.

Таким образом, можно заключить, что в магнитных коллоидах, представляющих полидисперсную систему стабилизированных дипольных коллоидных частиц возможно образование агрегатов, имеющих отличный от нуля магнитный момент. Возникновение таких агрегатов в магнитной жидкости может быть объяснено с позиций теории медленной коагуляции, при которой происходит ближняя фиксация дисперсных частиц на расстояниях, обеспечивающих эффективную корреляцию их моментов. При этом в магнитной жидкости происходит образование коротких цепочечных структур из связанных между собой дипольных частиц. В дальнейшем, из таких цепочечных структур и происходит формирование более крупных агрегатов. Можно заключить, что необходимым условием образования агрегатов, имеющих отличный от нуля магнитный момент, является наличие жесткой связи магнитного момента дисперсной частицы с ее матрицей. Подтверждением этого может служить и тот факт, что образование таких агрегатов наблюдается в магнитных жидкостях с относительно большим размером частиц. При достаточно высокой концентрации намагниченных агрегатов, они оказывают существенное влияние на магнитные свойства коллоидов. Отметим также, что большая величина магнитной восприимчивости коллоидов с крупными дисперсными частицами, возможно, обусловлена не только их размерами [5], но и образованием в них намагниченных агрегатов.

Список публикаций:

- [1] Wei D., Patey G. N. // *Phys. Rev. Lett.*. 1992. Vol. 68. P. 2043.
- [2] Levesqye D., Weis J. J. // *Phys. Rev. E*. 1994. Vol. 49. P. 5131.
- [3] Groh B., Dietrich S. // *Phys. Rev. E*. 1998. Vol. 57. P. 4535.
- [4] Mamiya H., Nakatani I., and Furubayshy T. // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84. P. 6106.
- [5] Пиеничников А. Ф., Лебедев А. В. // *Коллоидный журнал*. 2005. Т. 67. № 2. С. 218 – 230.
- [6] Диканский Ю. И., Балабанов К. А., Борисенко О. В., Киселев В. В. // *Магнитная гидр-ка*. 1997. Т.33. №2. С.243 – 245.
- [7] Диканский Ю. И., Вегера Ж. Г., Закинян Р. Г., Нечаева О. А., Гладких Д. В. // *Коллоидный журнал*. 2005. Т 67. №2. С.161 – 166.

Магнитный круговой дихроизм и намагниченность поликристаллических пленок

$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на YSZ

Гребенькова¹ Юлия Эрнестовна

Соколов¹ Алексей Эдуардович, Еремин¹ Евгений Владимирович, Чичков² Владимир Игоревич

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

²Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС"

Эдельман Ирина Самсоновна, д.ф.-м.н.

uliag@iph.krasn.ru

Соединения манганитов лантана типа $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ со структурой перовскита представляют большой интерес, так как при различной степени легирования двухвалентного элемента А (Ca, Ba, Sr, и т д) система переходит через цепочку фазовых переходов с разнообразными типами магнитного, структурного и электронного упорядочения [1]. Открытие в них колоссального магнетосопротивления, говорит о чрезвычайно высокой степени спиновой поляризации, с возможностью ее практического применения [2,3]. Большое количество работ посвящено оптическим и магнитооптическим свойствам пленок манганита различных составов и степени легирования, однако было проведено мало исследований магнитного кругового дихроизма (MCD) в данных образцах. Спектроскопия MCD эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на двух различных подложках (LAO и LSAT) была изучена в работе [4], и обнаружено, что в зависимости от подложки существует разница между температурным поведением намагниченности пленки и MCD. Настоящая работа посвящена изучению магнитного кругового дихроизма в поликристаллических пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ в сравнении с их магнитным поведением.

Пленки были получены методом магнетронного распыления с остаточным давлением в камере перед напылением $3 \cdot 10^{-6}$ Торр. Рабочее суммарное давление смеси Ar и O_2 - $3 \cdot 10^{-3}$ Торр. Соотношение давлений аргона и кислорода составляло 4:1. В качестве подложки использовался монокристаллический оксид циркония, стабилизированный иттрием (YSZ - PDF#82-1241). Подложка во время напыления нагревалась до 750 °С. Изображения фрагментов пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ были получены на электронном микроскопе JEM-2010 с разрешением 0.14 nm и ускоряющим напряжением 200 kV.

Намагниченность измерена на приборе PPMS-9 (Quantum Design) в интервале температур 5 – 320 K в магнитном поле до 50 kOe. Измерения температурных зависимостей намагниченности проводились в двух режимах: (1) образец охлаждался в магнитном поле (FC); (2) образец охлаждался в отсутствии магнитного поля (ZFC), измерение намагниченности производилось в процессе нагревания. Полевые зависимости намагниченности (петли гистерезиса) были получены при $T = 5$ K.

Измерения MCD были проведены при комнатной температуре в спектральном интервале 275 – 1100 nm в магнитном поле 3 и 6 kOe, направленном нормально поверхности пленки. Дополнительно для двух образцов с различной обработкой подложки спектры МКД были записаны при различных температурах в интервале 90 – 380 K.

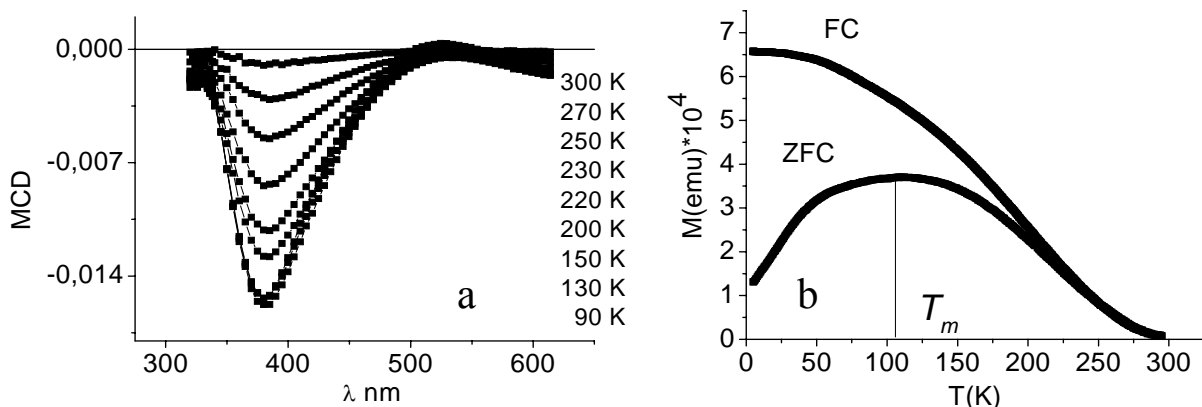


рис.1. a – Спектры магнитного кругового дихроизма пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ толщиной 80 nm при различных температурах, b - температурная зависимость намагниченности образца толщиной 75 nm, режимы FC и ZFC.

Предполагается, что температурная зависимость магнитного кругового дихроизма пропорциональна поляризации электронов проводимости пленки манганита. Температурный ход спектров MCD был одинаков для двух серий образцов с различной обработкой подложки и толщиной слоев (рис. 1). Предварительная очистка поверхности подложки ионной пушкой не оказала существенного влияния на свойства пленки.

Для всех образцов характерна разница между кривыми намагничивания, полученными в результате измерений в двух режимах. Кривые намагниченности в режиме ZFC, распложены ниже кривых FC и имеют максимум, который связан с необратимостью из-за магнитного разупорядочения кластеров [5]. Температура, при которой кривые совпадают, пропорциональна толщине пленки. Температура Кюри для исследуемых образцов зависит от их толщины и варьируется в интервале от ~ 300 до ~ 330 К. Обнаружена разница между температурным поведением намагниченности и MCD, которая объяснена зависимостью MCD от особенностей электронной структуры манганита.

Список публикаций:

- [1] O. Chmaissem, B. Dabrowski, S. Kolesnik, J. Mais, J.D. Jorgensen, and S. Short, *Phys. Rev. B*, 67, 094431 (2003).
- [2] M. Viret, M. Drouet, J.P.-Contour, J. Nassar, C. Fermon, and A. Fert, *Europhys. Lett.*, 39, 545 (1997).
- [3] R.J. Soulen Jr., J.M. Byers, M.S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S.F. Cheng, P.R. Broussard, C.T. Tanaka, J. Nowak, J.S. Moodera, A. Barry, and J.M.D. Coey, *Science*, 282, 85 (1998).
- [4] T.K. Nath, J.R. Neal, and G.A. Gehring, *Appl. Phys.*, 105, 07D709 (2009).
- [5] K. Dorr, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 39, R125 (2006).

Эффект Фарадея в боратных стеклах, содержащих магнитные наночастицы

Диденко Ольга Николаевна

Сибирский федеральный университет

Иванцов Руслан Дмитриевич, к.ф.-м.н.

Olga23091990@yandex.ru

Цель работы – изучение спектральных и полевых зависимостей магнитооптического эффекта Фарадея (ЭФ) в стеклах, содержащих наночастицы оксидных соединений переходных металлов. В ходе исследований выявлены магнитооптические эффекты в новом типе наноструктурированных магнитных материалов – боратных стеклах, активированных Fe и редкоземельными элементами (РЗЭ).

В результате термических обработок в стекле формируются наночастицы ферритов, придавая всему стеклу свойства, характерные для материалов, обладающих магнитным упорядочением: высокую магнитную восприимчивость, нелинейную зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля с магнитным гистерезисом. При этом стекла сохраняют прозрачность в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра. Последнее важно для создания на их основе новых магнитооптических элементов.

Состав основы стекла - $Al_2O_3-K_2O-GeO_2-B_2O_3$. В шихту вводились оксиды Fe_2O_3 и R_2O_3 , где $R = Dy, Tb, Gd, Ho$ и Yb в суммарной концентрации 4 – 5 масс %. После термической обработки в стеклах возникают наночастицы правильной формы, о чем свидетельствуют данные просвечивающей электронной микроскопии (JEM-2010 с линейным разрешением 0.14 нм и ускоряющим напряжением 200 кВ).

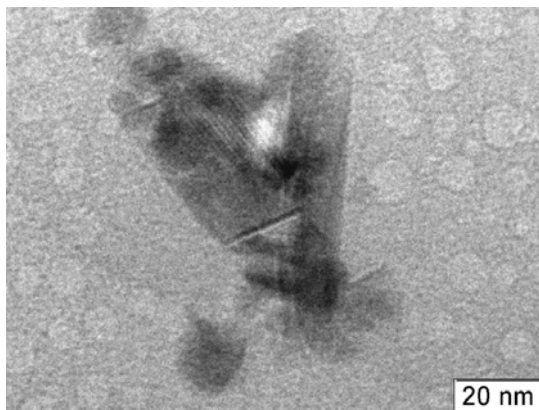


рис. 1. ЭМ снимок частиц в стекле, активированном Fe и Dy

Спектральные и полевые зависимости эффекта Фарадея (ЭФ) измерялись с помощью модуляции поляризации светового луча, точность измерения угла поворота ± 0.2 мин. Спектральный интервал 450-1000 нм. Внешнее магнитное поле от +5 до -5 кЭ было направлено нормально поверхности образца. Полевые зависимости намагниченности получены на установке MPMSXL в интервале температур 77-290 К.

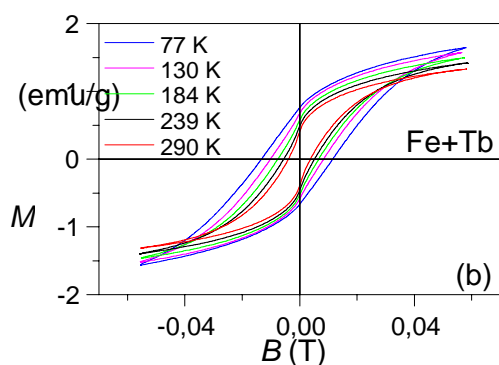


рис. 2. Петли гистерезиса стекла с Fe и Tb при разных температурах

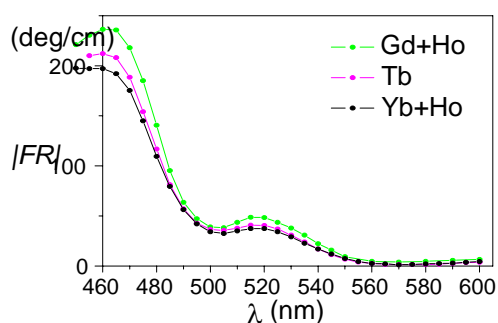


рис. 3. Спектры ЭФ различных стекол при комнатной температуре

Показано, что исследованные образцы стекол обладают магнитным гистерезисом с остаточным ЭФ, то есть при выключении магнитного поля частично сохраняется поворот плоскости поляризации, что важно для работы магнитооптических элементов в практических устройствах. Показано, что ЭФ обусловлен электронными переходами в трехвалентных ионах железа Fe^{3+} , входящих в решетку соединения $\gamma-Fe_2O_3$.

Особенности регистрации ЯМР в магнитном поле Земли в образцах, расположенных в металлических диамагнитных контейнерах

Куприянов Павел Алексеевич

Санкт-Петербургский государственный университет

Чижики Владимир Иванович, д.ф.-м.н.

scleroze@mail.ru

Цель проведенных исследований: установить, можно ли проводить регистрацию сигнала ЯМР в магнитном поле Земли в образце, заключенном в металлическую емкость, которая представляет собой короткозамкнутый виток, что вносит в датчик электромагнитные потери. Такие условия регистрации сигнала реализуются, когда нет возможности извлечь образец из емкости, например, при досмотре ручной клади пассажиров в аэропортах.

В начале эксперимента была построена зависимость влияния положения образца относительно датчика на добротность контура. Датчик представляет собой цилиндрическую катушку, в которой может быть размещена стандартная алюминиевая банка для напитков объемом 0.33 л. Измерения проводились при различном заполнении цилиндрического датчика образцом. Аналогичные измерения проводились с плоским датчиком при различной ориентации образца относительно датчика и различных расстояниях между образцом и датчиком.

Далее было сделано предположение, что из-за изменения добротности контура и, возможно, изменения резонансной частоты приемного контура, необходимо будет подстраивать импульс, возбуждающий сигнал ЯМР. На рис. 1 представлены зависимости амплитуды сигнала ЯМР от образца в металлической емкости от амплитуды импульса при полном и половинном заполнении датчика.

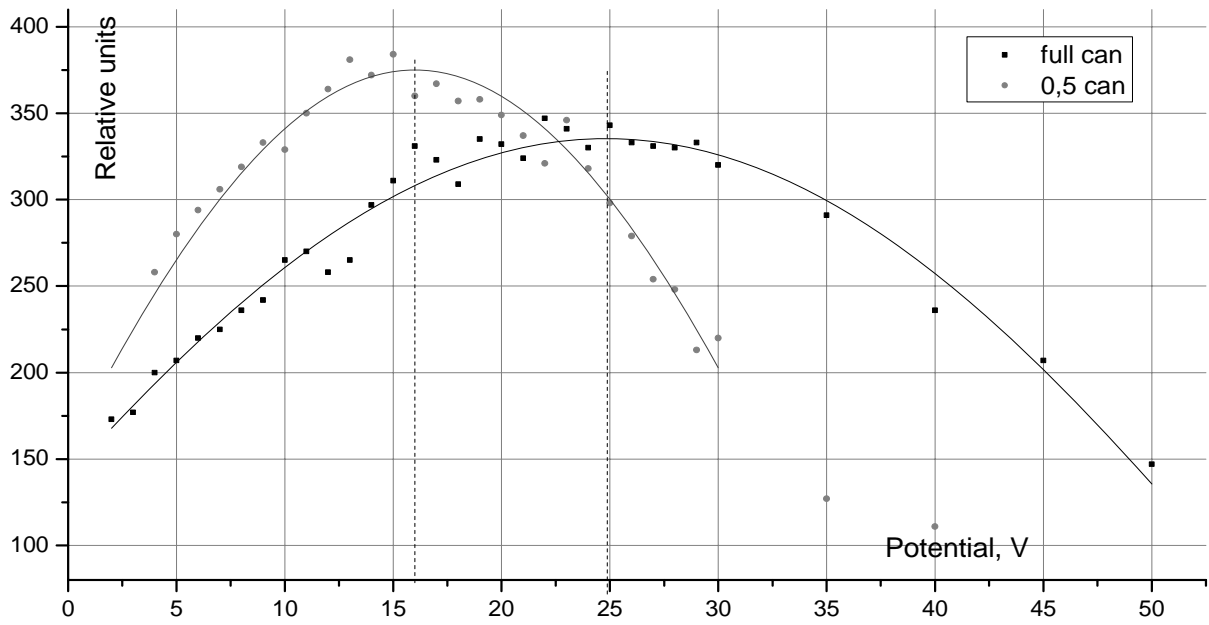


рис.1. Зависимость амплитуды сигнала ЯМР от образца в металлической емкости при изменении амплитуды возбуждающего импульса.

Кроме этого, было проведено еще несколько экспериментов с плоским датчиком и различными образцами, в том числе и с образцом в металлической емкости.

Следует отметить, что цилиндрический датчик, предназначенный для наблюдения ЯМР-сигнала в магнитном поле Земли, является помехоустойчивым (со специальной компенсирующей обмоткой), а плоский датчик – нет, поэтому отношение сигнал-шум в нем на порядок ниже, но несмотря на это, удалось зарегистрировать ЯМР-сигнал и от образца в металлической емкости (рис. 2).

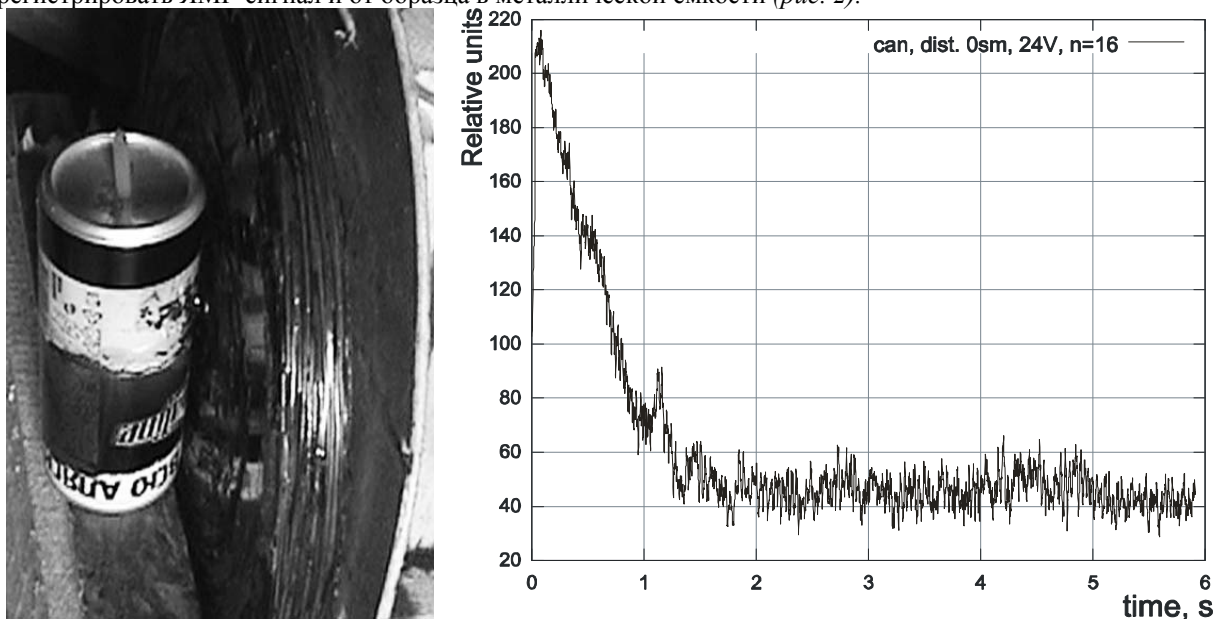


рис.2. Фото образца около плоского датчика и зарегистрированный сигнал ЯМР. n – число накоплений.

Таким образом, ЯМР в магнитном поле Земли предоставляет возможность получить информацию о содержимом, находящемся диамагнитных контейнерах, в частности расположенных вне датчика.

Исследование магнитной структуры $Ni_5Ge(O_2BO_3)_2$ с помощью теоретико-группового анализа

Назаренко Илья Иванович¹

Сибирский государственный аэрокосмический университет
имени академика М. Ф. Решетнёва¹

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук²

Софронова Светлана Николаевна²

ilnz007@live.ru

Современный уровень технического развития требует всё более широкого использования новых магнитных материалов. Ежегодно в мире появляются новые вещества, зачастую под конкретную технологическую задачу. В Институте физики имени Л. В. Киренского СО РАН были выращены кристаллы $Ni_5Ge(O_2BO_3)_2$.

Они принадлежат к семейству людвигитов. Кристаллы данного семейства обладают очень интересными магнитными свойствами. Характерной особенностью этих соединений является наличие в структуре треугольных или тетраэдрических групп, что может привести к возникновению фрустраций, обусловленных структурными особенностями соединений.

Кристаллы $Ni_5Ge(O_2BO_3)_2$ относятся к пространственной группе Pbam (No. 55). Элементарная ячейка содержит 10 магнитных атомов, которые расположены в симметричных позициях 4g, 4h, 2b, 2c. Интересной особенностью данного соединения является то, что ионы никеля (ион с магнитным моментом) и германия (немагнитный ион) равновероятно занимают симметричную позицию 4g (положения 10–12), соответственно магнитные ионы распределены по 12 положениям в элементарной ячейке (рис. 1). Таким образом, можно сказать, что ионы Ge и Ni образуют твердый раствор, что может привести к необычным магнитным свойствам исследуемого соединения.

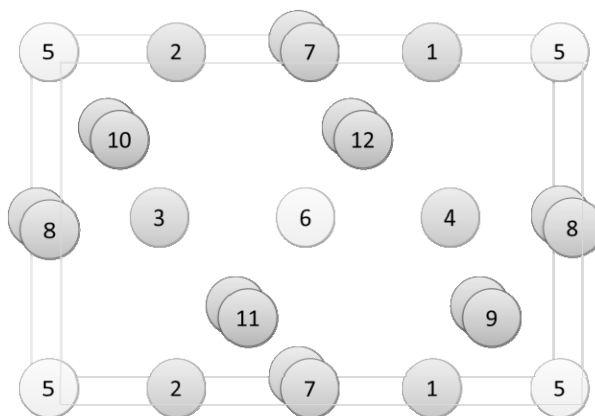


рис. 1. Элементарная ячейка кристалла $Ni_5Ge(O_2BO_3)_2$

Для определения возможных магнитных структур был проведен теоретико-групповой анализ [1, 2], при этом мы считали, что все ионы, находящиеся в симметричной позиции 4g имеют «усредненный» магнитный момент. В рамках данного приближения были получены разложения магнитного представления по неприводимым представлениям для центра зоны Бриллюэна:

$$\Gamma(k_{19} = 0) = 4\tau_1 + 4\tau_2 + 2\tau_3 + 8\tau_4 + 2\tau_5 + 8\tau_6 + 4\tau_7 + 4\tau_8$$

В таблице 1 приведены направления магнитных моментов для различных неприводимых представлений для $k_{19} = 0$. Как видно из таблицы в исследуемой структуре может быть реализовано как ферромагнитное (τ_8), так и антиферромагнитное (τ_2) состояние с магнитным моментом, направленным вдоль одной из кристаллографических осей. Неприводимые представления (τ_4 , τ_6) могут соответствовать, например, случаю неколлинеарного антиферромагнетика со слабым ферромагнетизмом.

Для оценки влияния эффекта упорядочения ионов никеля и германия в симметричной позиции 4g на магнитную структуру кристалла $Ni_5Ge(O_2BO_3)_2$ в дальнейшем планируется провести симметричный анализ нескольких суперструктур с различным типом упорядочения никеля и германия.

Направления магнитных моментов на ионах для различных неприводимых представлений точек зоны Бриллюэна

Ион	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Координаты иона												
Неприводимые представления	$(x y \frac{1}{2})$	$(-x -y \frac{1}{2})$	$(-x + \frac{1}{2} y + \frac{1}{2} \frac{1}{2})$	$(x + \frac{1}{2} -y + \frac{1}{2} \frac{1}{2})$	$(0 0 \frac{1}{2})$	$(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2})$	$(0 \frac{1}{2} 0)$	$(\frac{1}{2} 0 0)$	$(x y 0)$	$(-x -y 0)$	$(-x + \frac{1}{2} y + \frac{1}{2} 0)$	$(x + \frac{1}{2} -y + \frac{1}{2} 0)$
τ_1	x y 0	$-x$ $-y$ 0	$-x$ y 0	x $-y$ 0	0 0 0	0 0 0	0 0 0	0 0 0	x y 0	$-x$ $-y$ 0	$-x$ y 0	x $-y$ 0
τ_2	0 0 z	0 0 Z	0 0 $-z$	0 0 $-z$	0 0 z	0 0 $-z$	0 0 z	0 0 $-z$	0 0 z	0 0 z	0 0 $-z$	0 0 $-z$
τ_3	0 0 z	0 0 $-z$	0 0 z	0 0 $-z$	0 0 0	0 0 0	0 0 0	0 0 0	0 0 z	0 0 $-z$	0 0 z	0 0 $-z$
τ_4	x y 0	x y 0	x $-y$ 0	x $-y$ 0	x y 0	x $-y$ 0	x y 0	x $-y$ 0	x y 0	x y 0	x $-y$ 0	x $-y$ 0
τ_5	0 0 z	0 0 $-z$	0 0 $-z$	0 0 z	0 0 0	0 0 0	0 0 0	0 0 0	0 0 z	0 0 $-z$	0 0 $-z$	0 0 z
τ_6	x y 0	x y 0	$-x$ y 0	$-x$ y 0	x y 0	$-x$ y 0	x y 0	$-x$ y 0	x y 0	x y 0	$-x$ y 0	$-x$ y 0
τ_7	x y 0	$-x$ $-y$ 0	x $-y$ 0	$-x$ y 0	0 0 0	0 0 0	0 0 0	0 0 0	x y 0	$-x$ $-y$ 0	x $-y$ 0	$-x$ y 0
τ_8	0 0 z	0 0 z	0 0 z	0 0 z	0 0 z	0 0 z	0 0 z	0 0 z	0 0 z	0 0 z	0 0 z	0 0 z
Позиция	4h				2b		2c		4g			

Список публикаций:

[1] О. В. Ковалёв, «Неприводимые представления пространственных групп», Киев, 1961, 150с.

[2] Ю. А. Изюмов, В. Е. Найш, Р. П. Озеров, «Нейтронтография магнетиков», - М. «Атомиздат» 1981, 312с.

Магнитные метаматериалы: особенности взаимодействия между элементами в МГц и ГГц диапазонах

Прокопьева Вера Владимировна

Лебедева Екатерина Ивановна

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Радковская Анна Александровна, к.ф.-м.н.

verkasun2006@rambler.ru

Возникнув на стыке тысячелетий, метаматериалы привлекают внимание исследователей во всем мире, благодаря своим необычным свойствам, не достижимым в природных материалах. В 1968 году В.Г.Веселаго предложил рассмотреть в гипотетическую среду с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ [1] и показал, что такая среда имеет отрицательное преломление. Естественные или искусственные среды с отрицательными по отдельности ϵ либо μ были известны достаточно давно, но только в 2000 году впервые экспериментально был создан метаматериал с отрицательным n [2]. Таким образом, в начале третьего тысячелетия плоскость ϵ и μ оказалась полностью заполненной и метаматериалы заняли свое место.

В магнитных метаматериалах в качестве «метаатомов», используют металлические резонансные элементы (например, расщепленные кольца с впаянной емкостью), реагирующие на магнитную составляющую

электромагнитной волны (ЭМВ). Свойства метаматериалов зависят как от взаимодействия между элементами, так и от свойств индивидуальных элементов. В работе проводится сравнение особенностей взаимодействия между элементами метаматериала в МГц и ГГц диапазонах. В МГц диапазоне взаимодействие между элементами имеет только магнитную природу. Коэффициент κ определяется взаимной индукцией элементов. По структуре распространяются магнитоиндуктивные волны (МИ) [3], определяющие особенности взаимодействия метаматериала с ЭМВ. Коэффициент κ обладает сильной анизотропией даже в простом случае чисто магнитной связи между элементами. В зависимости от расположения элементов κ может быть как положительным, так и отрицательным. Соответственно, по-разному выглядит и дисперсия: в аксиальной структуре ($\kappa > 0$) МИ волна является прямой волной, с сонаправленными фазовой и групповой скоростями; в планарной структуре ($\kappa < 0$) дисперсия МИ волн имеет отрицательный наклон, фазовая и групповая скорости антипараллельны. Очевидно, что при переходе от одной структуры к другой существует ситуация с $\kappa = 0$, т.е. расположенные рядом метаатомы не будут взаимодействовать.

Практическое применение метаматериалов, особенно в области высоких частот, имеет большие перспективы, и уже созданы элементы наноразмеров, позволяющие вплотную приблизиться к оптическому диапазону. Однако, чем меньше размеры элементов и выше частота, тем сложнее становится взаимодействие и простой метод масштабирования не работает. Уже при переходе к ГГц диапазону расстояние между «метаатомами» становится сравнимо с длиной ЭМВ, и возникает запаздывание, приводящее к тому, что коэффициент взаимодействия κ становится комплексным и меньше изменяется с расстоянием. В качестве «метаатомов» мы используем те же расщепленные металлические кольцевые резонаторы с ω_0 порядка 1,8 ГГц, без дополнительной емкости. В этом частотном диапазоне распределение зарядов и токов в элементах уже неоднородное, между метаатомами возникает и электрическое взаимодействие. В отличие от МГц случая, когда при планарной конфигурации всегда $\kappa < 0$, в плоскости появляется сильная анизотропия взаимодействия при различной взаимной ориентации элементов - может преобладать либо магнитная, либо электрическая компоненты взаимодействия. Коэффициент взаимодействия κ может быть положительным, отрицательным, или элементы, вообще не будут взаимодействовать [4].

Экспериментальная часть работы выполнена на измерительной установке, на базе вектор-анализатора Rohde&Schwarz ZFB20, позволяющей в автоматическом режиме проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением [5].

В данной работе впервые экспериментально определены коэффициенты взаимодействия двух сопланарных элементов в ГГц и МГц диапазонах при всех возможных взаимных ориентациях элементов. Составлены ориентационные карты коэффициента взаимодействия в ГГц и МГц диапазонах. Понимание механизмов взаимодействия позволит управлять дисперсионными характеристиками метаматериалов и конструировать материал с заранее заданными свойствами.

Список публикаций:

[1] Veselago V.G. УФН, 92, 517-522 (1968).

[2] Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C. and Schultz S. Phys. Rev. Lett., 84, 4184-4187 (2000).

[3] Solyman L., Shamonina E. Waves in metamaterials. Oxford Univ. Press., Oxford, 385 pp (2009).

[4] Hesmer F., Tatrchuk E., Zhurromskyy O., Radkovskaya A., Shamonin M., Hao T., Stevens C.J., Edwards D.J., Faulkner G and Shamonina E. Phys. Stat.Sol. B, 244, 1170-1174 (2007).

[5] Радковская А.А., Прудников В.Н., Захаров П.Н., Бабушкин А.К., Королев А.Ф., Сухоруков А.П. Специальный физический практикум, Москва, Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова, 44с. (2010).

Твердофазный синтез CoPd эпитаксиальных тонких пленок: структурные и магнитные свойства

Прохоров Петр Викторович

Мяжков Виктор Григорьевич, Бондаренко Галина Николаевна, Жигалов Виктор Степанович,

Быкова Людмила Евгеньевна

Институт физики СО РАН

Мяжков Виктор Григорьевич, д.ф.-м.н.

petr409@mail.ru

Мультислои с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) продолжают привлекать внимание и интенсивно исследоваться для практических приложений как среды для перпендикулярной записи [1], для битовых (bit-patterned) сред [2], для магнитной памяти с произвольной выборкой [3]. Мультислоиные образцы Co/Pd имеют ПМА $\sim 8 \times 10^6$ эрг/см³, которая несколько меньше чем для материалов с высокой одноосной магнитокристаллической анизотропией. Экспериментальные наблюдения показывают, что нагрев до $\sim 400^\circ\text{C}$ не

изменяет магнитных свойств Co/Pd мультислоёв. Однако, отжиги при температурах выше 400°C приводят к деградации ПМА и направление лёгкого намагничивания укладывается в плоскость образца. Это интерпретируется, что нагрев есть причина перемешивания и сплавления на первоначально острых Pd/Co межфазных границах [4]. Химическое перемешивание на Co/Pd межфазных границах наблюдается под действием ионной имплантации и интенсивного лазерного облучения, которое уменьшает ПМА. Согласно диаграмме фазового равновесия в Co-Pd системе существует только разупорядоченный твёрдый раствор CoхPd1-х с постоянной решётки, изменяющейся в зависимости от состава от $a = 0.3826\text{нм}$ для Pd до $a = 0.3544\text{нм}$ для fcc-Co. Однако, метастабильные упорядоченные L10CoPd, L12CoPd3 фазы с температурами перехода порядок – беспорядок $\sim 830^\circ\text{C}$ были обнаружены в тонких пленках Co-Pd сплавов, полученных вакуумным осаждением [5]. Мало публикаций об условиях формирования неупорядоченного твёрдого раствора CoхPd1-х и отсутствуют данные о магнитных свойствах, как массивных образцов, так и тонких плёнок.

Исходные Pd(001)/Co(110) плёночные структуры получены последовательным осаждением слоёв Co и Pd на поверхность MgO(001) подложки. В экспериментах использовались образцы с $\sim 1\text{Co}:1\text{Pd}$ атомным отношением общей толщиной 300 нм. Если осаждение Co слоя велось в вакуумной камере с давлением 10-6 Торр при температуре 250°C - 300°C, то происходил эпитаксиальный рост hcp-Co(110) на MgO(001). Однако, в вакууме 10-5 Торр при температуре подложки MgO(001) 250°C - 300°C преимущественно формировался эпитаксиальный кубический fcc-Co(001) слой. Верхний слой Pd осаждался на hcp-Co(110) и fcc-Co(001) поверхности при температуре 220°C - 250°C, при которой не происходило протекания твёрдофазной реакции между слоями (рис. 1а).

На (рис.1) показана дифрактограмма Pd/hcp-Co(110) плёнки, формирующейся на MgO(001) поверхности, которая содержит сильный hcp-Co(110) пик и слабое отражение от Pd. Это предполагает, что слой Pd рос мелкодисперсным на hcp-Co(110) поверхности. Анализ, показал, hcp-Co(110) кристаллиты растут на MgO(001) следуя hcp-Co(110) [001] || MgO(001) [110] и hcp-Co(110) [100] || MgO(001) [1-10] двум эпитаксиальным соотношениям.

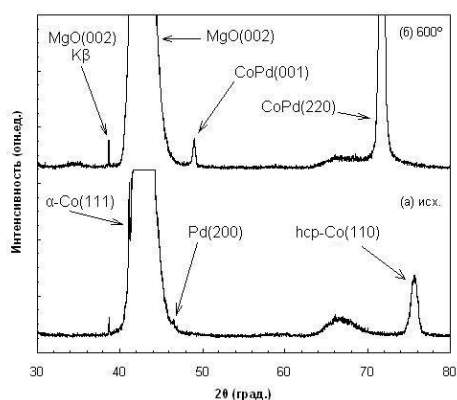


рис.1 Дифрактограммы Pd/hcp-Co(110) плёнок: исходного образца (а) и после отжига при 600 °С (б).

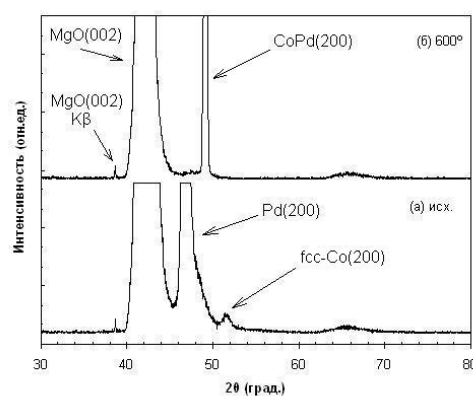


рис.2 Дифрактограммы Pd/fcc-Co(001) плёнок: исходного образца (а) и после отжига при 600 °С (б).

С целью получения эпитаксиального fcc-Co(001) слоя, осаждение кобальта на MgO(001) велось при температуре $\sim 250^\circ\text{C}$ в вакууме 10-5 Торр. Плёнки fcc-Co имели преимущественную (001)-ориентацию. Образцы имели двухосную магнитную анизотропию с константой $K1$ fcc-Co совпадающую с первой константой магнитной анизотропии кубического кобальта $K1 = - (6.0-7.0) \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$ (на объём плёнки Co). Лёгкие оси намагничивания fcc-Co плёнки совпадали с направлениями [110] и [1-10] подложки MgO(001), что указывает на существование ориентационных соотношений [100],(001) fcc Co || [100],(001)MgO при эпитаксиальном росте кубического кобальта на поверхности MgO(001).

В пределах экспериментальной точности до температуры 400°C значения $K4(\alpha\text{-Co})$ и $K4(\text{fcc-Co})$ не зависят от температуры отжига TS, что доказывает отсутствие перемешивания, и формирования соединений на интерфейсе палладия с кобальтом. После отжига при 450°C для обоих плёночных систем пики Pd и Co сильно падают и новые отражения от неупорядоченной fcc-CoPd фазы образовывались. С дальнейшим увеличением температуры отжига до 650°C отражения CoPd сильно выросли, а пики Pd и fcc-Co исчезали полностью (Рис.1, Рис.2).

Мы сравниваем структурные и магнитные изменения в Pd/hcp-Co(110) и Pd/fcc-Co(001) плёночных системах состава 1Co:1Pd от температуры отжига. До температуры 400°C в обоих случаях интерфейс между

палладием и кобальтом остаётся острым. Выше 450°C начинается перемешивание слоёв и стартует синтез неупорядоченной fcc-CoPd фазы, который заканчивается при 650°C. Дана оценка первой константы магнитокристаллографической анизотропии неупорядоченной CoPd фазы, которая равна $K1CoPd = -2.8 \times 10^5$ эрг/см³.

Список публикаций:

- [1] B. M. Lairson, W. Liu, A. P. Payne, C. Baldwin, and H. Hamilton, *J. Appl. Phys.* 77, 6675 (1995);
- [2] T. Hauet, O. Hellwig, S.-H. Park, C. Beigné, E. Dobisz, B. D. Terris, and D. Ravelosona, *Appl. Phys. Lett.* 98, 172506 (2011);
- [3] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris and Eric E. Fullerton, *Nature Mater.* 5, 210 (2006).
- [4] P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt, and A. Suna, *Appl. Phys. Lett.* 47, 178 (1985).
- [5] Y. Matsuo, *J. Phys. Soc. Japan* 32, 972 (1972).

Магнитный круговой дихроизм коллоидного водного раствора наночастиц золота

Пузикова Ольга Алексеевна

Сибирский государственный аэрокосмический университет им. академика М.Ф. Решетнева

Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН

Соколов Алексей Эдуардович, к.ф.-м.н.

Puzikova_olga@mail.ru

В настоящее время наночастицы металлов представляют большой интерес среди физиков, химиков, инженеров. Это связано с их применением, а также с фундаментальными вопросами связанными с тем, что при переходе от объемных материалов к наноразмерам, физические свойства вещества кардинально меняются. По этому поводу написано множество обзоров [3], но в настоящее время природа этих изменений обсуждается и теории противоречивы.

Обнаружение магнитного кругового дихроизма (МКД) в коллоидных растворах наночастиц золота покрытых различными стабилизирующими молекулами [1,2] привлекло еще большее внимание к свойствам наночастиц. МКД – один из эффектов оптической анизотропии, проявляющийся в различии коэффициентов поглощения света, поляризованного по правому и левому кругу. Изучение МКД в области полос поглощения позволяет получать качественную и количественную информацию, как об основном, так и о возбужденных состояниях системы — величинах магнитного расщепления уровней (g-факторы) и симметрии состояний, участвующих в оптических переходах. Кроме того, оно позволяет определять локальную симметрию отдельных поглощающих центров системы и тем самым получать жесткий экспериментальный критерий правильности той или иной модели центра. Как известно, сигнал МКД пропорционален полному магнитному моменту, который складывается из спинового и орбитального моментов, в свою очередь орбитальный момент наночастицы золота должен зависеть от степени хиральности полимерного покрытия. Проверка гипотезы орбитального магнетизма наночастиц золота является основной задачей данной работы.

В работе исследовались наночастицы золота с различной степенью хиральности покрытия:

1. sa-040 (наночастицы с нехиральным монослоем) - 19,2 мМоль
2. sa-105 (наночастицы с частично хиральным монослоем) - 20,2 мМоль
3. sa-138-Ala (наночастицы с полностью хиральным монослоем) - 2,63 мМоль
4. sa-138-Ser (наночастицы с полностью хиральным монослоем) - 2,39 мМоль
5. sa-138-Phe (наночастицы с полностью хиральным монослоем) - 2,31 мМоль

Размеры частиц 6,0 нм (SAXS), что подразумевает средний состав наночастицы Au(6670)S(530), где S - тиолят. Химическая формула покрытия: S = HS-(CH₂)₁₀-COOH (sa-040) или S = HS-(CH₂)₁₀-CONH-CHR-COOH для остальных образцов, где R = CH₃ (sa-138-Ala, функционализированный L-аланином), R = CH₂OH (sa-138-Ser, функционализированный L-серином), R = CH₂Ph (sa-138-Phe, sa-105, функционализир. L-фенилаланином).

МКД в области 350-1150 нм измеряли на установке для спектро-поляриметрических исследований, собранной в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН лаборатории ФМЯ на базе монохроматора МДР-12. Магнитный круговой дихроизм измеряли как разность сигналов при двух противоположных направлениях внешнего магнитного поля. Измерения МКД были проведены в магнитном поле 0.5 Т при комнатной температуре. Точность измерения МКД составляла 10⁻⁵, спектральное разрешение ~20 см⁻¹.

Регистрация спектров оптического поглощения проведена с использованием прибора Shimadzu UV-3600.

На *рис. 1* представлены спектры поглощения и МКД коллоидных наночастиц золота, диспергированных в водном растворе, образец SA-105, записанные при комнатной температуре. Максимум полосы поглощения наблюдается при 523 нм, при этой же длине волны МКД изменяет знак. S-образная кривая МКД не симметрична, амплитуда отрицательной ветви приблизительно в трие превосходит амплитуду положительной. Для всех остальных образцов картина аналогична. Приведенные к концентрации значения поглощения и МКД практически не зависят от степени хиральности покрытия, как это демонстрируется на *рис. 2*, что показало отсутствие явной зависимости МКД от покрытия и незначительность вклада орбитального момента в магнетизм наночастиц золота.

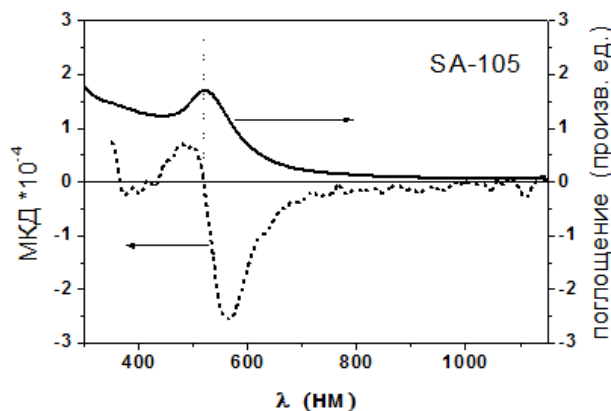


рис.1. Спектры поглощения и МКД для коллоидного водного раствора наночастиц золота с частично хиральным покрытием.

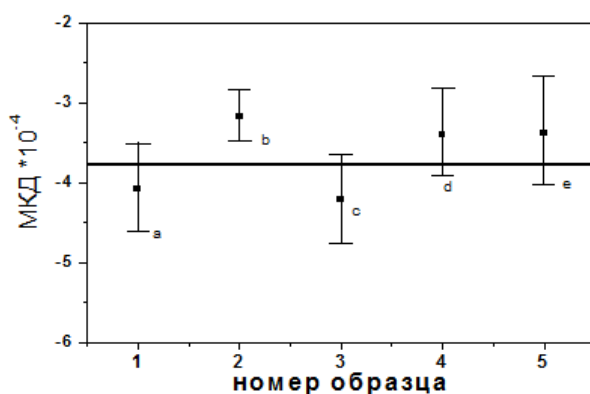


рис.2. Зависимость амплитуды отрицательного максимума МКД от степени хиральности покрытия образца.
 1. sa-040 (наночастицы с нехиральным монослоем) 2. sa-105 (наночастицы с частично хиральным монослоем)
 3. sa-138-Ala 4. sa-138-Ser 5. sa-138-Phe (наночастицы с полностью хиральным монослоем).

Список публикаций:

[1] M. A. Zaitoun, W. Roy Mason, and C. T. Lin // *J. Phys. Chem. B* 2001, 105, 6780-6784.

[2] H.R.Jaw, W.R.Mason, *Inorg. Chem.*, 30, 275 (1991)

[3] S. Trudel *Gold Bull* 44, 3, (2011) DOI 10.1007/s13404-010-0002-52011

Исследование влияния температуры подложки при вакуумном осаждении тонких магнитных пленок на основные характеристики образцов

Соловьёв Платон Николаевич

Сибирский федеральный университет

Беляев Борис Афанасьевич, д.т.н.

plasol@ya.ru

Разработка физических основ и методов синтеза тонких магнитных пленок (ТМП), обладающих высокой магнитной проницаемостью на сверхвысоких частотах (СВЧ), является одной из важнейших задач современной физики магнитных явлений. Такие пленки из магнитомягких материалов находят широкое применение в датчиках слабых магнитных полей, в различных сенсорах и электрически управляемых СВЧ устройствах [1]. Как известно, процесс напыления тонких пленок крайне сложен и зависит от многих различных технологических параметров, теоретически учесть которые не представляется возможным. Поэтому для

установления оптимальных условий, приводящих к созданию тонких магнитных пленок с наилучшими характеристиками, необходимы экспериментальные исследования.

Одним из факторов, который сильно влияет на магнитные свойства ТМП, является температура, при которой находится подложка в момент напыления. Нами проведены исследования для определения оптимальной температуры подложки, при которой ТМП получают с наилучшими магнитными свойствами для их применения в СВЧ технике. Пленки изготавливались методом вакуумного напыления пермаллоя двух составов с малой магнитострикцией, содержащих 82 и 85 % никеля. Скорость напыления была фиксированной и составляла $10 \text{ \AA}/\text{с}$, а время напыления 50 секунд. При этом подложки находились в постоянном планарном магнитном поле для наведения одноосной магнитной анизотропии. Во время напыления стеклянные подложки нагревались инфракрасным источником тепла до определенной стабильной температуры, которая в эксперименте варьировалась в широких пределах: от 35° до 377° C . Напыления образцов при определенных фиксированных температурах подложки проводились многократно, с целью выяснения статистических закономерностей поведения магнитных характеристик ТМП. Исследование основных магнитных характеристик полученных образцов проводилось на сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса (ФМР) [2], с помощью которого измерялись величина и угол направления одноосной магнитной анизотропии, ширина линии ферромагнитного резонанса, эффективная намагниченность насыщения и другие параметры. Для этого снимались угловые зависимости резонансных полей, по которым с помощью специальной программы [3], определялись необходимые параметры. Измерения проводились для двух различных частот высокочастотной накачки 1687 МГц и 2274 МГц, а характеристики определялись в нескольких точках каждого образца. Данные о составе и толщине пленок были получены с помощью рентгеновского метода. При этом измеренные толщины пленок попали в интервал от 450 до 550 \AA , а относительная концентрация Ni в них попала в интервал от 83.66 до 86.52 %. Поэтому влиянием на магнитные параметры исследованных образцов состава и толщины ТМП можно пренебречь.

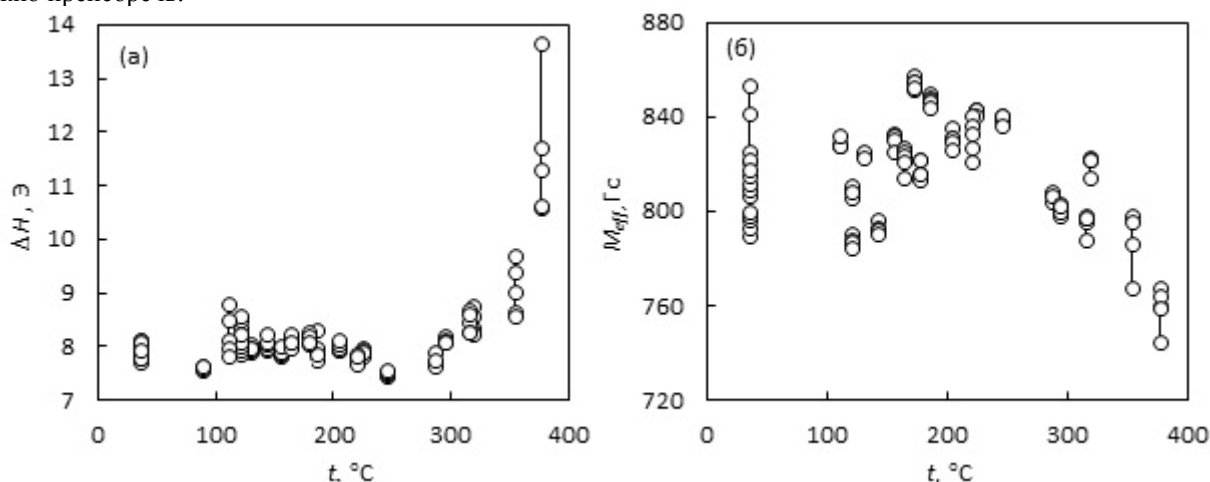


рис.1. Зависимости ширины линии ФМР (а) и эффективной намагниченности насыщения (б) от температуры подложки.

Одной из важнейших характеристик тонких пленок для СВЧ приложений является добротность магнитного резонанса, которая обратно пропорциональна ширине линии ФМР ΔH [4]. На представленном графике (рис.1а) показана зависимость ΔH от температуры подложки, где отчетливо видно, что минимальная ширина достигается при температуре подложки $t = 245^\circ \text{ C}$ и составляет для частоты поля накачки 1687 МГц $\Delta H = 7.44 \text{ Э}$. Чем дальше температура отклоняется от оптимальной величины в большую сторону, тем больше ΔH . Следует также отметить, что при изменении температуры от оптимальной не только увеличивается ΔH в целом у образца, но и растет ее неоднородность по площади пленки. При температурах меньше 245 градусов, ширина линии ФМР немного увеличивается, но, главное, существенно растет ее неоднородность.

На рис.1б представлен график зависимости эффективной намагниченности насыщения от температуры. Из него видно, что с изменением температуры намагниченность пленок меняется слабо, но с некоторым разбросом от одного образца к другому. Тем не менее наблюдается тенденция роста эффективной намагниченности насыщения с увеличением температуры, максимум которой $M_{\text{eff}} = 857 \text{ Гс}$ достигается при $t = 173^\circ \text{ C}$, а затем она уменьшается, до $M_{\text{eff}} = 744 \text{ Гс}$ при $t = 377^\circ \text{ C}$.

Список публикаций:

[1] Grunberg P., *Phys. Today.*, 54, 31-37 (2001).

[2] Belyaev B. A., Izotov A. V. and Leksikov A. A., *IEEE Sensors*, V.5, N.2 (2005).

[3] Изотов А.В., Беляев Б. А., свидетельство о гос. регистрации программы ЭВМ № 2009616881 от 11.12.2009г.

[4] Belyaev B. A., Izotov A. V., Kiparisov S. Ya., and Skomorokhov G. V., *Phys. of the Solid State*, V. 50, N. 4, 676–683 (2008).

Гигантский магнитный импеданс меандровых пленок на основе пермаллоя

Сугробов Максим Львович

Волчков Станислав Олегович

Уральский федеральный университет им. Б.Н.Ельцина

Васьковский Владимир Олегович, д.ф.-м.н.

Mais2072@yandex.ru

Магнитный импеданс (МИ) – это эффект изменения комплексного электросопротивления ферромагнитного проводника на переменном токе под действием постоянного внешнего магнитного поля [1]. В зависимости от направления приложения внешнего магнитного поля в плоскости МИ структуры по отношению к направлению тока, протекающего через проводник, выделяют два случая: продольный МИ – ток и магнитное поле параллельны друг другу; поперечный МИ – ток и магнитное поле перпендикулярны друг другу. Зависимость комплексного электросопротивления от особенностей внешнего магнитного поля была открыта в 1937 году в проволоках FeNi, полученных волочением [2]. Этот классический электродинамический эффект может быть интерпретирован как разновидность скин-эффекта в условиях изменения динамической магнитной проницаемости проводника под воздействием внешнего магнитного поля [1-2]. Толщину скин-слоя ферромагнитного проводника можно оценить по формуле:

$$\delta \approx \sqrt{\frac{\rho}{\omega\mu}}, \quad (1)$$

где ρ – удельное электросопротивление проводника, ω – круговая частота переменного тока, μ – поперечная магнитная проницаемость проводника.

В некоторых магнитомягких материалах относительное изменение импеданса превышает 100% в малых магнитных полях (1-10 Э). Такую разновидность МИ называют гигантским магнитным импедансом (ГМИ) [2-3]. Отличительной особенностью ГМИ материалов является высокая чувствительность к магнитному полю. В связи с этим в последние годы ГМИ эффект вызвал существенный практический интерес, как физическая основа высокочувствительных сенсоров магнитного поля, что стимулировало поиск новых ГМИ материалов и их конфигураций наиболее адаптированных для конкретных технологических и биомедицинских приложений

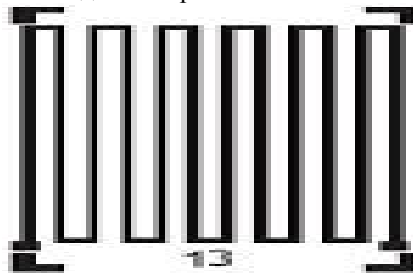


рис.1 Меандровая структура тонкопленочного ГМИ-элемента.

[2-4]. Настоящая работа посвящена исследованию ГМИ эффекта меандровых структур на основе пермаллоя с вариацией топологических параметров.

Многослойные пленки $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}/\text{Cu}/\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ были осаждены на кремниевые подложки методом ионно-плазменного магнетронного распыления в атмосфере аргона при давлении 10^{-3} Торр в постоянном магнитном поле 100 Э, которое обеспечивало создание одноосной магнитной анизотропии в плоскости МИ структуры при ориентации оси легкого намагничивания вдоль длинного плеча меандра. Общая толщина каждого слоя составляла 500 нм. Однако слои пермаллоя были разбиты на более тонкие толщиной 100 нм путем введения медных прослоек толщиной ~ 3 нм для устранения эффектов, связанных с формированием закритического состояния, т.е. формированием магнитной анизотропии с осью легкого намагничивания перпендикулярной плоскости образца с увеличением толщины пленки [5]. Меандровые структуры (рис.1.) были получены методом фотолитографии.

В ходе работы были исследованы меандровые структуры с различной геометрией. Варьируемыми параметрами являлись ширина одной полосы меандра и ширина зазора между полосами. Геометрические размеры и особенности структуры поверхности исследовались методами контактной профилометрии и оптической микроскопии. Сопротивление проводников на постоянном токе было измерено двухконтактным методом. Измерения полного импеданса (Z) и его компонент (активного (R) и реактивного (X) сопротивления) были проведены с помощью импедансного анализатора Agilent E4991A в диапазоне частот тока возбуждения от 1 МГц до 600 МГц и в диапазоне магнитных полей ± 100 Э. Магнитное поле, создаваемое при помощи соленоида, прикладывалось вдоль длинного плеча меандров соосно с протекающим высокочастотным током.

Относительные изменения полного импеданса $\Delta Z/Z$, рассчитывалось следующим образом: $\Delta Z/Z = (Z(H) - Z(H = 100 \text{ Э})) / Z(H = 100 \text{ Э})$, а чувствительность полного импеданса к внешнему магнитному полю определялась как $\Delta(\Delta Z/Z) / \Delta H$ для выбранного интервала внешнего поля ΔH .

Примеры полевой и частотной зависимостей импеданса одного из образцов приведены на рис.2. Относительное значение ГМИ эффекта составило 124% в поле 6 Э. Чувствительность образца 24 %/Э в диапазоне полей от 1 до 5 Э. В зависимости от геометрических размеров образцов ГМИ эффект и чувствительность пленок значительно изменялись.

Согласно полученным результатам, меандровые структуры из пермаллоя и меди обладают высокой чувствительностью и могут быть использованы в качестве магнитных сенсоров для детектирования слабых магнитных полей, создаваемых объектами, размеры которых либо сопоставимы, либо значительно меньше размеров ГМИ-элемента в виде меандра. Кроме того, для модельных объектов в виде ферромагнитных сфер были проведены оценки влияния полей рассеяния, создаваемых детектируемой частицей, на полевые и частотные зависимости магнитного импеданса элементов с различной геометрией. Последнее представляет особый интерес для магнитного биодетектирования [5].

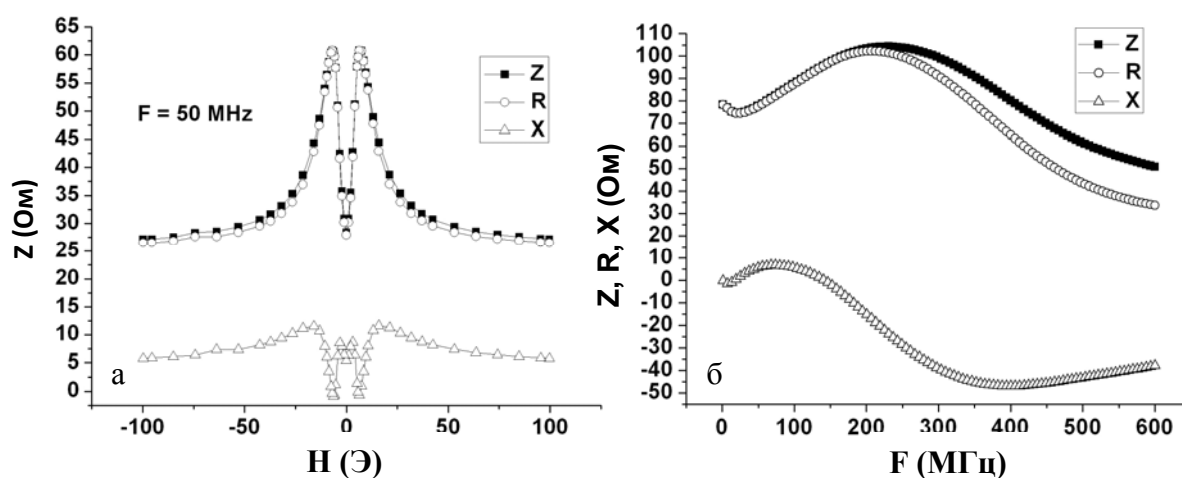


рис.2 а – зависимость импеданса тонкопленочного ГМИ-элемента в виде меандра от внешнего магнитного поля, б – зависимость полного импеданса (Z) и его компонент (активного (R) и реактивного (X) сопротивления) от частоты тока возбуждения.

Список публикаций:

- [1] Harrison E.P., Turney G.L., Rowe H. *Nature*, 1935, No 135, p. 961.
- [2] Uchiyama T., Sompob P., Mohri K., Ishikawa N., *Journal of Magnetic Society of Japan*, 1999, v.23, No 4-2, p. 1465-1468.
- [3] S. O. Volchkov, E. Fernández, A. García-Arribas, J. M. Barandiaran, V. N. Lepalovskij, and G. V. Kurlyandskaya *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, VOL. 47, NO. 10, 20113328-3331.
- [4] A. V. Svalov, G. V. Kurlyandskaya, H. Hammer, P. A. Savin, and O. I. Tutynina, *Tech. Phys.*, vol. 49, no. 7, pp. 868–871, 2004.
- [5] G.V. Kurlyandskaya, D. de Cos, S.O. Volchkov, *Russian Journal of Nondestructive Testing*, 2009, Vol. 45, No. 6, pp. 377–398.

Изгибная неустойчивость полосы жидкого диэлектрика в феррожидкости под действием магнитного и электрического полей

Ткачева Елена Сергеевна

Никитина Дарья Михайловна

Ставропольский государственный университет

Диканский Юрий Иванович, д.ф.-м.н.

tkacheva_es.86@mail.ru

В последнее время стали актуальными и востребованными исследования в области создания новых так называемых умных функциональных материалов. К таким материалам относятся магнитодиэлектрические эмульсии, их отличительной особенностью является возможность контролируемого и целенаправленного управления его макроскопическими свойствами в широком диапазоне параметров при помощи внешних силовых полей. Это достигается за счет возможности варьирования и контроля внутренней микрогеометрии

материала и процессов динамики его дисперсной фазы. В частности возможности создания в данном материале ярко выраженной анизотропии микроструктуры и как следствие сильной анизотропии физических свойств [1,2].

В качестве объекта для исследования была выбрана магнитодиэлектрическая эмульсия дисперсная фаза, которой была представлена каплями жидкого каучука, а дисперсионная среда – феррожидкостью на основе керосина с олеиновой кислотой в качестве стабилизатора. Выбор такой дисперсной фазы был обусловлен возможностью целенаправленного изменения ее вязкости. В частности это может быть достигнуто путем разбавления керосином.

Экспериментальные исследования проводились с помощью наблюдения через оптический микроскоп. Капли дисперсной фазы деформировали с помощью постоянного магнита. Как известно эти капли вытягиваются вдоль силовых линий магнитного поля. Затем резким наложением стационарного магнитного поля перпендикулярного исследуемому слою вытянутые немагнитные полосы деформировались и в зависимости от напряженности магнитного поля и толщины образца наблюдались либо фигуры напоминающие «синусоиды», либо «синусоиды» с отростками. На рис. 1 представлены данные фигуры.



рис. 1. Динамика полосы каучука в магнитном поле

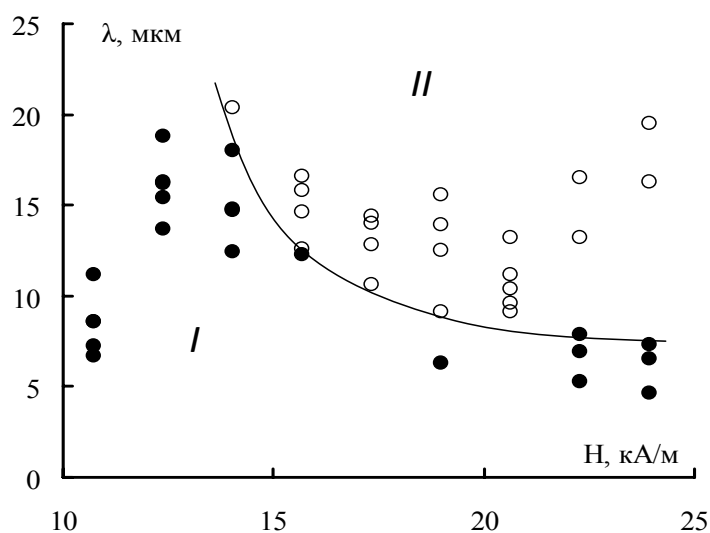


рис. 2. фазовая диаграмма (пояснения в тексте)

Для анализа поведения образца, была построена фазовая диаграмма (рис. 2) характеризующая деформацию жидкой полосы каучука под действием перпендикулярного магнитного поля. Область I соответствует образованию «синусоид», а область II образованию «синусоид» с отростками.

Так же в ходе данного эксперимента были исследованы зависимости длины волны «синусоиды» от напряженностей магнитного и электрического полей, при отдельном действии и при совместном. Построены зависимости длины волны от толщины образца. Выявлено условие компенсации, т.е. возможность деформированной «синусоиде» вернуть не возмущенную форму.

Все выше описанные результаты требуют теоретического объяснения, над чем мы сейчас работаем.

Список публикаций:

[1] Блум Э. Я., Майоров М. М., Цеберс А. О. *Магнитные жидкости*. Рига: Зинатне, 1989. 387 с.

[2] Ткачева Е.С., Закиян А.Р. Динамика формы магнитных и немагнитных капель магнитодиэлектрических эмульсий в магнитном и электрическом полях // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки*. – 2009. – №4. С. 76–82.

Упорядочение твердого раствора в наночастицах CoPt и исследование их магнитных свойств в зависимости от времени отжига

Чижик Надежда Александровна

Комогорцев Сергей Викторович, Исхаков Рауф Садыкович, Филатов Евгений Юрьевич, Коренев Сергей, Шубин Юрий Викторович, Великанов Дмитрий Анатольевич, Юркин Глеб Юрьевич

Сибирский федеральный университет
Исхаков Р.С., д.ф.-м.н., Комогорцев С.В., к.ф.-м.н.
alexanam@mail.ru

Наночастицы CoPt являются перспективным материалом не только с точки зрения исследователей, но и для прикладного использования (создание устройств с высокой плотностью записи, и т.д.).

В сплавах Co–Pt эквиатомного состава реализуется переход порядок-беспорядок из разупорядоченной A1 фазы к упорядоченной L1₀ фазе при температуре ниже 1098K. Фаза A1 характеризуется разупорядоченной гцк структурой и является магнитомягкой фазой. Фаза L1₀ - упорядоченная тетрагональная структура, она является магнито жесткой фазой с очень большой величиной поля одноосной магнитокристаллической анизотропии (H_a = 13 Т при комнатной температуре) [1]. Легкая ось намагничивания в такой структуре направлена вдоль тетрагональной оси с. Температура Кюри ниже, чем в гцк структуре CoPt и составляет около 773K. В данной работе мы исследуем магнитные свойства и структурные особенности эквиатомного сплава CoPt синтезированные методом разложения комплексных солей [Pt(NH₃)₄][Co(C₂O₄)₂(H₂O)₂·2H₂O [2]. Результаты рентгеноструктурного анализа показывают, что полученные наночастицы характеризуются разупорядоченной кубической фазой и ОКР составляет 3-4 нм. Далее наночастицы отжигаются при температуре 673 и 773 К в течение разного времени от 2 до 16 часов в атмосфере гелия. После отжига на дифрактограммах появляются сверхструктурные рефлексы, что соответствует формированию упорядоченной L1₀ фазы. Величины упорядочения определяется моделированием данных дифракции рентгеновских лучей [2]. С увеличением времени и температуры отжига величина упорядочения наночастиц CoPt растет до 80%. По данным ПЭМ и рентгеноструктурного анализа с отжигом размеры кристаллитов растут до 35 нм.

Полевые и температурные зависимости намагниченности измерены на магнитометре MPMS-Quantum Design в диапазоне полей от -50 до 50 кЭ и в диапазоне температур от 5 до 250 К. Анализировалась как необратимая часть петли гистерезиса, так и обратимая, а именно область приближения намагниченности к насыщению. Величина коэрцитивного поля растет с отжигом и достигает максимального значения (14 кЭ) в нашем эксперименте при величине упорядочения в 80%. Величина магнитной анизотропии определялась из закона Акулова $M(H) = M_s \left(1 - \frac{C}{H^2}\right)$ (M_s - намагниченность насыщения, C = aH²_a, H_a - поле анизотропии и a - симметричный коэффициент) на основе аппроксимации области приближения намагниченности к насыщению. С увеличением времени и температуры отжига величина магнитной анизотропии растет.

Температурные зависимости намагниченности исследуемого ферромагнетика не описываются в рамках спин-волновой теории законом Блоха. Возможные способы описания температурной зависимости намагниченности для наночастиц CoPt также обсуждается в данной работе.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 11-03-00168-а, Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013».

Список публикаций:

[1] F. Bolzoni, F. Leccabue, et al. // IEEE Trans. Magn. Mag. 1984. 20. P. 1625.

[2] A. Zadesenets, E. Filatov, P. Plyusnin, et. al. // Polyhedron. 2011. V. 30. P. 1305.

Численное моделирование зарождения магнитных неоднородностей в магнетиках с неоднородными материальными параметрами

Юлдашбаев Ильмир Салимович

Муртазин Рамиль Рахилевич

Башкирский государственный университет

Екомасов Евгений Григорьевич, д.ф.-м.н.

yuldash_ilmir@mail.ru

В реальных магнетиках всегда существуют структурные и химические неоднородности (дефекты). Их наличие в ферро- и антиферромагнетиках приводит к появлению локальных изменений магнитных параметров. Неоднородности сильно влияют на статические и динамические характеристики магнетиков, в частности на коэрцитивную силу, жесткость. Прямое экспериментальное исследование дефектов часто оказывается затруднительным, поэтому приходится использовать непрямые методы. Одним из таких, распространенных способов, позволяющих получить информацию о свойствах кристалла, является изучение взаимодействия доменных границ с дефектами [1]. Одним из теоретических направлений исследования влияния дефектов на магнитные неоднородности является учет в рамках термодинамической теории, возможности пространственной зависимости параметров материала. Это приводит к существенному усложнению уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности, определяющего динамику ДГ.

Развитые аналитические методы исследования данного вопроса, как правило, носят нестрогий характер и не дают исчерпывающего результата [2]. С другой стороны когда подробно разработанные аналитические инструменты оказываются недостаточными, в нашем распоряжении остается другой подход – решать задачу численными методами.

Для магнетиков в случае локальных неоднородностей параметров материала задача при определенных условиях сводится к изучению модифицированного уравнения синус-Гордона с переменными коэффициентами [2]. Влияние малых изменений значений магнитных параметров материала на динамику доменных границ (ДГ) уже изучены с помощью теории возмущения [2]. Показана возможность зарождения локализованных примесных мод колебаний и различного вида солитонов в области произвольной по величине неоднородности константы магнитной анизотропии (НКМА) [3,4]. Обычно в магнитных материалах одновременно с НКМА существует и неоднородность константы обменного взаимодействия (НКОВ). Поэтому представляет интерес изучение динамики ДГ в магнетиках с произвольной по величине НКМА и НКОВ с точки зрения возбуждения и излучения нелинейных волн.

В данной работе исследовано зарождение и эволюция трех типов динамических магнитных неоднородностей (затухающий покоящийся бризер, покоящийся бризер переходящий в солитон, солитон), появляющихся в плоском слое с параметрами магнитной анизотропии и обменного взаимодействия, отличными от параметров в основном объеме бесконечного магнетика после ухода ДГ. Схема численного эксперимента следующая: в начальный момент времени ДГ локализована в центре области дефекта. Чтобы сорвать ДГ из области дефекта, прикладывается достаточно сильное внешнее магнитное поле. После «срыва» ДГ из области дефекта было обнаружено в этой области возникают магнитные неоднородности. Причем в зависимости от параметров НКМА и НКОВ наблюдались различные сценарии эволюции таких магнитных неоднородностей. Найдены области значений параметров определяющих возможность существования каждой из найденных магнитных неоднородностей. Для магнитных неоднородностей типа затухающего покоящегося бризера и солитона построены зависимости амплитуды и частоты колебаний от параметров дефекта. В частности, зависимость амплитуды и частоты колебаний бризера и солитона от параметров дефекта и от величины внешнего магнитного поля. Для зависимости частоты солитона от ширины дефекта были произведены сравнения результаты под воздействием поля и без поля (*рис. 1*). В обоих случаях характер кривых одинаков, только в случае, когда есть внешнее магнитное поле, кривая более крутая. Так как мы включаем большое магнитное поле, то при больших ширинах дефекта, кривая, соответствующая частоте солитона под действием магнитного поля, лежит выше кривой, соответствующей частоте солитона без магнитного поля.