

**Изучение морфологии и магнитных свойств исходных и химически обработанных  
в магнитном поле FeN тонкопленочных систем**

**Тараканов Олег**  
студент

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: [O.N.Tarakanov@gmail.com](mailto:O.N.Tarakanov@gmail.com)

В настоящее время большое внимание уделяется изучению FeN магнитных пленок и многослойных структур на их основе, которые являются перспективными при разработке высокочастотных устройств микроэлектроники. Известно, что расширение функциональности магнитных сплавов связано с изучением особенностей их взаимодействия с активными компонентами внешней среды. Повышающаяся насыщенность окружающей среды сильными магнитными полями требует понимания механизмов их влияния на химические процессы, протекающие на поверхности магнитных материалов. В связи с этим заслуживающими особого внимания являются исследования магнито-химических явлений в тонкопленочных системах, обусловленные процессами окисления/растворения при наличии магнитного поля. Проанализировать эти процессы можно путем химического травления FeN тонкопленочных систем в магнитном поле с последующим изучением их физических свойств. Целью данной работы является исследование влияния магнитного поля в процессе травления FeN на морфологию и магнитные свойства.

Изучаемые тонкопленочные системы были получены методом магнетронного распыления железа в атмосфере Ar при давлении  $10^{-4}$  мм. рт. ст. Многослойные тонкопленочные системы представляли собой чередующиеся слои оксида кремния и металла FeN. Толщина однослойных магнитных образцов была равна 0.25 мкм. В трехслойных тонкопленочных системах толщина магнитных слоев была равна 0.07 мкм. Образцы были химически обработаны уксусной и фосфорной кислотой в отсутствие и наличии магнитного поля, равном 100, 200 и 300 Э, приложенном либо параллельно, либо перпендикулярно их поверхности. Исследование морфологии поверхности, а также локальных магнитных свойств описанных выше тонкопленочных систем было соответственно выполнено с помощью высокоразрешающего микроскопа, сопряженного с помощью цифровой камеры с компьютером, и метода сканирующей Керр микроскопии.

Изучение влияния химического травления на морфологию поверхностей тонкопленочных систем было выполнено с помощью хорошо-известного метода, основанного на использовании низкокоэрцитивной феррит-гранатовой (ФГ) пленки в качестве индикатора полей рассеяния [1]. Исходная ФГ пленка в нулевом магнитном поле имела характерную для этих материалов лабиринтную доменную структуру, которая наблюдалась с помощью двойного эффекта Фарадея. Затем доменная структура ФГ пленки наблюдалась при реализации оптического контакта с поверхностью изучаемых тонкопленочных систем. Было обнаружено, что в случае исходных и после химической обработки FeN образцов в нулевом магнитном поле доменная структура ФГ пленки остается лабиринтной, а при наличии магнитного поля, параллельного или перпендикулярного поверхности образцов, наблюдаются соответственно полосовые и цилиндрические домены. Этот факт свидетельствует об усилении продольных и

вертикальных дефектов на поверхности FeN образцов после их химического травления в магнитном поле и фактически отражает видоизменение распределения полей рассеяния на их поверхности. Далее, с помощью метода сканирующей Керр микроскопии было изучено влияние описанных выше изменений морфологии поверхности тонкопленочных систем на их магнитные свойства. На магнитооптическом микромагнетометре, описанном в работе [2], для исходных и химически-обработанных образцов были измерены локальные кривые намагничивания при регистрации магнитооптического сигнала с участка поверхности диаметром 50 микрон с шагом, равным 0.5 мкм. Результаты проведенных исследований показали следующее. Исходные образцы характеризуются достаточно высокой однородностью локальных магнитных свойств. В частности, различие локальных значений поля насыщения  $H_S$  не превышает 9%. После травления различие локальных значений  $H_S$  повышается до 30-36 %, а их значения увеличиваются в 1.5-2 раза по сравнению с исходными образцами. Кроме того, локальные значения поля насыщения увеличиваются с ростом величины магнитного поля, приложенного в процессе травления образцов.

Объяснение полученных данных может состоять в следующем. Благодаря химической обработке образцов происходит вытравливание их поверхности с образованием соответствующего рельефа из водорастворимых солей, который обуславливает поля рассеяния. Высота наблюдаемого рельефа зависит от скорости химической реакции в присутствии магнитного поля и без него. Вообще говоря, магнитное поле влияет на скорость реакции образования окисла и травления поверхности магнитной пленки по магнито-спиновому механизму [3]. Магнитный принцип управления химическими реакциями основан на селективности этих процессов к угловому моменту молекул (в молекулярных процессах), угловому моменту электронов (спину) и ядер реагирующих в химических реакциях частиц [3]. Изменение углового момента индуцируется магнитными взаимодействиями, энергия которых в обычных условиях мала по сравнению с химической. Таким образом, в данном случае принцип управления химическими реакциями имеет не энергетическую, а спиновую природу. По этой причине скорости спин-селективных процессов зависят от магнитных взаимодействий. Скорости этих процессов зависят от величины и направления внешнего (постоянного или высокочастотного) магнитного поля [3]. Это и приводит к тому, что с увеличением значения магнитного поля, приложенного при химическом травлении образцов, появляющийся рельеф на их поверхности, предопределяющий распределение полей рассеяния, усиливается.

В заключение, исследования FeN тонкопленочных систем, показали, что химическое травление образцов при наличии магнитного поля сильно влияет на морфологию их поверхностей. Вследствие этого локальные магнитные свойства этих тонкопленочных систем существенно различаются в отличие от достаточно однородных характеристик исходных образцов. Этот экспериментальный факт был объяснен появлением рельефных образований на поверхности химически обработанных образцов, что обуславливает усиление влияния полей рассеяния на измеряемые характеристики.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №10-02-00485-а.

### Литература

1. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. // Прикладная магнитооптика, Москва, энергоиздат, 1990 г. С. 256.
2. Shalyguina E.E., Shin Kyung-No, Bekoeva L.M. // J. Magn. Magn. Mat., 2000. V. 215-216, P. 472.
3. Зельдович Я.Б., Бучаченко А.Л., Франкевич Е.Л. // УФН, 1988. Т.155. №1. С.3.

### Слова благодарности

Автор выражает благодарность проф., дфмн Шалыгиной Е.Е.

**Коэрцитиметрическая диагностика металла барабанов паровых котлов  
находящихся в длительной эксплуатации**

**Прядченко Дмитрий Викторович***Аспирант**Восточноукраинский национальный университет имени Владимира Даля**г. Луганск, Украина**E-mail: [dimadarn@mail.ru](mailto:dimadarn@mail.ru)*

Контроль усталостного состояния металла барабанов паровых котлов и их элементов на уровне массовой экспертизы оборудования в настоящее время реально не выполняется. Главная причина – отсутствие эффективных методов и приборов, доступных рядовому эксперту. Не располагая такими данными, в сложившейся на сегодня системе технического диагностирования оперируют преимущественно информацией и понятиями дефектоскопии и механики разрушений – выявляемость дефектов, их количеством, скоростью развития трещин и т. д. Однако большую часть срока службы правильно разработанная, изготовленная и эксплуатируемая котельная установка не имеет усталостных дефектов, хотя зоны будущих возможных разрушений в ней нередко начинают формироваться и развиваться уже на стадии изготовления и монтажа. Местонахождение таких зон логически обусловлено самой конструкцией и потому хорошо известно, однако сейчас нет инструмента слежения за их усталостным состоянием до тех пор, пока в них не появятся дефекты. Таким образом, большую часть срока службы котельного оборудования с момента пуска его в эксплуатацию практическая экспертиза не следит за реальным состоянием металла, так как не имеет возможности контролировать накопление усталостных повреждений на микроуровне. Надёжный диагностический прогноз работоспособности на любой стадии срока службы при такой неполноте данных невозможен. Подтверждением служит множество аварий различных агрегатов паровых котлов, случившихся зачастую после очередной и вполне благополучной плановой дефектоскопии.

Опыт технического диагностирования металлоконструкций многих типов, в том числе и котельных агрегатов [1], в разных отраслях техники свидетельствует, что такая магнитная характеристика металла, как коэрцитивная сила ( $H_c$ ), является эффективным параметром контроля накопления повреждённости на микроуровне (т.е. в ещё бездефектном для дефектоскопии состоянии металла) [2]. Для металлоконструкции, работающей в режиме малоциклового усталости (МЦУ), величина  $H_c$  возрастает в два-три раза – от  $H_{c_0}$  до  $H_c^B$ , пока металл проходит путь от нового в состоянии поставки до состояния начала интенсивного дефектообразования. Причём зоны, в которых происходит такое накопление усталостных повреждений, большие, логически предопределены потому легко обнаруживаются. Количественно степень повреждённости контролируется быстро и просто по величине  $H_{c_{твзц}}$ , а точнее, по степени продвинутости измеренного значения  $H_{c_{твзц}}$  от исходной величины  $H_{c_0}$  к

предельному значению  $H_c^B$  [3]. При этом оценка не зависит от того, какой эксперт и каким прибором проводил измерения. Необходимо отметить, что величины  $H_{c_0}$  и  $H_c^B$  - характерные константы для каждой марки стали, определяемые в процессе стендовых испытаний, а в режиме МЦУ работает абсолютное большинство оборудования, контролируемое технадзором.

Показаны результаты магнитного (коэрцитиметрического) контроля металла барабанов паровых котлов БГ-35 и ГМ-50-1 после длительной эксплуатации в различных технологических режимах. Результаты магнитных исследований подтверждены металлографическими исследованиями структуры основного металла обследуемых барабанов. Исследованиями подтверждено влияние условий и технологического режима эксплуатации котлоагрегатов на структурно фазовое состояние, механические и магнитные свойства сталей барабанов паровых котлов.

Была доказана состоятельность коэрцитиметрического метода неразрушающего контроля для диагностирования котельного оборудования и определения усталостного состояния металла. Портативный коэрцитиметр КРМ-Ц-К2М прекрасно зарекомендовал себя в специфических условиях внутренних полостей парового котла и может быть применен в широкой практике магнитного диагностирования котельных установок. Подтверждена высокая корреляция изменения структурно-фазового состояния металла барабана парового котла и его магнитной характеристики – коэрцитивной силы, что было подтверждено путём металлографических исследований. Практически было доказано влияние технологического режима эксплуатации, а также его нарушение, парового котла на усталостное состояние и структуру металла его основного элемента – барабана, и, как следствие, на магнитные характеристики металла – коэрцитивную силу [4]. Измеряемая величина  $H_c$  легко выполняется на практике рядовым персоналом при минимальном обучении, значительно увеличивая объём обследованного металла элемента котлоагрегата.

Магнитный (коэрцитиметрический) метод неразрушающей диагностики облегчает и упрощает программу технического диагностирования котельных установок, сокращая объём дефектоскопии классическими методами [5].

### Литература

1. Жученко Н. А., Прядченко Д. В., Карлов Д. Б. Контроль дефектов паровых котлов. Сборник тезисов и докладов 5-й научно-технической конференции "Современные приборы, материалы и технологии для неразрушающего контроля и технической диагностики машиностроительного и нефтегазопромышленного оборудования", г. Ивано-Франковск, 2-5 декабря 2008 г., с. 39 – 42.
2. Яковенко В. В., Прядченко Д. В., Жученко Н. А. Метод диагностики ферромагнитных деталей по параметрам поля рассеяния локально намагниченного участка. Труды Луганского отделения Международной Академии информатизации, №1 (16), г. Луганск, 2008г., с. 118 – 123.

3. Безлюдько Г.Я. Эксплуатационный контроль усталостного состояния и ресурса металлоконструкций неразрушающим магнитным (коэрцитиметрическим) методом. Техническая диагностика и неразрушающий контроль, 2003г., №2. с. 20 – 26.
4. Мирошников В. В., Прядченко Д. В., Сиваев И. А. Влияние условий эксплуатации на магнитные свойства сталей элементов паровых котлов / Восточно-Европейский журнал передовых технологий. - №6/1 (48), 2010, с. 47 – 51.
5. Мирошников В. В., Прядченко Д. В., Сиваев И. А. К вопросу о техническом диагностировании паровых котлов / Труды Луганского отделения Международной Академии информатизации, №2 (22), г. Луганск, 2010 г., с. 33 – 36.

**Автоматизация эксперимента по измерению параметров кристаллического поля  
при помощи вращательного магнитометра.**

**Гимаев Радэль Радикович<sup>1</sup>**

*студент*

*E-mail: [gimaev@physics.msu.ru](mailto:gimaev@physics.msu.ru)*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

В настоящей работе представлены результаты разработки программы автоматического сбора данных эксперимента и их последующей математической обработки для установки по измерению параметров кристаллического поля (КП). Методика определения параметров КП с помощью вращательного магнитометра описана в работах [1] и [2].

Измерения проводятся в автоматическом режиме под управлением программы, написанной с помощью пакета LabView 8.2. Алгоритм программы включает в себя следующие блоки:

1. Блок инициализации
2. Блок установки и стабилизации температуры образца
3. Блок измерений и представления необработанных данных на графике
4. Блок математической обработки данных эксперимента
5. Блок записи результатов эксперимента в файл

В программе реализован разработанный алгоритм управления измерениями, который можно описать представленными выше блоками, а также необходимыми взаимодействиями между ними.

Взаимодействие пользователя с программой происходит на лицевой панели, на которой осуществляется ввод начальных настроек и параметров, а также вывод данных эксперимента. На рис. 1 представлена вкладка “Measurements”, отображающая ход измерений.

---

<sup>1</sup> Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Тишину А.М. и к.ф.-м.н. Спичкину Ю.И. за полезные обсуждения результатов работы.

Было проведено тестирование программы. Тесты показали, что взаимодействие программы с подключенными приборами производится корректно, а выполнение блоков программы происходит своевременно и без ошибок.

### Литература

1. Гимаев Р. Р., Материалы XVII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов» (2010), с. 191
2. Kuz'min M.D., APL, vol. 84 (2004), p. 2605

### Иллюстрации

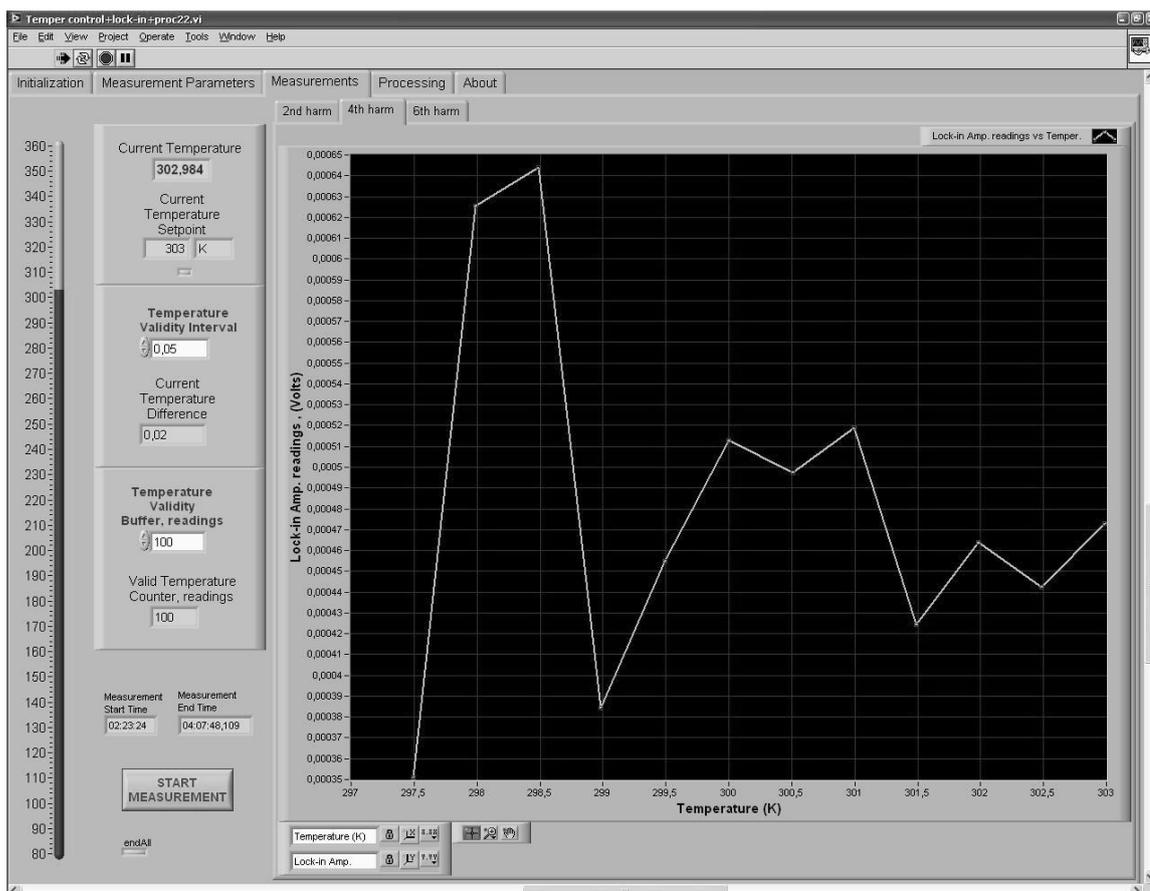


Рис.1: Лицевая панель программы.

**Роль интерфейса в формировании магнитооптического отклика многослойных пленок нанокompозит-полупроводник.****Буравцова Виктория Евгеньевна***Младший научный сотрудник**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия**E-mail: [y.e.buravtsova@gmail.com](mailto:y.e.buravtsova@gmail.com)*

Использование наногранулированных композитов в качестве функциональных структур для микроэлектроники порождает много вопросов о механизмах взаимодействия гетерогенных систем с полупроводниками. Активное взаимодействие фаз затрудняет интерпретацию полученных результатов исследований и ограничивает возможности применения таких материалов. Поэтому исследование физических свойств наномультислойных структур композит – полупроводник является весьма актуальным.

Объектами исследования в данной работе были многослойные пленки  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-z}/\text{Si}$  (с концентрацией ФМ фазы Z в композите ниже порога

Серия	X, нм	Y, нм	n
727	2,00 – 3,75	0,52 – 1,82	36
729	1,39 – 2,50	0,18 – 0,59	69

перколяции) с различными толщинами как композитных, так и полупроводниковых слоев. Параметры образцов двух серий приведены в таблице. Здесь X — толщина композита, Y — толщина кремния, n — число бислоев. Исследования проводились в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК), при комнатной температуре, и угле падения света  $\sim 70^\circ$ .

Исследование полевых зависимостей ЭЭК в ближней ИК-области показало, что их поведение имеет аномальный вид и существенно отличается от кривых  $\delta(H)$ , полученных в видимой области. Для образцов обеих серий наблюдалась смена знака эффекта при увеличении внешнего магнитного поля H и эффект в локальном максимуме мог превышать в 3 раза эффект в насыщении (рис 1). Смена знака эффекта отсутствовала на полевых зависимостях для тех же образцов, полученных при  $E = 2$  эВ. Аномальное поведение кривых намагничивания и разница в виде  $\delta(H)$  для различных длин волн исчезали при увеличении толщины слоев Si..

Спектры ЭЭК для образцов 727 серии были подобны друг другу и эффект был положительным во всем диапазоне длин волн ( $E = 0,5 - 3,75$  эВ). Вид спектров для 729 серии сильно зависит от толщины слоев: для образцов с  $X < 2,17$  нм ближе к ИК краю спектра наблюдался локальный максимум ЭЭК и при этом знак эффекта был отрицательным, а при  $X \geq 2,17$  нм характер зависимости  $\delta(E)$  был подобен спектрам

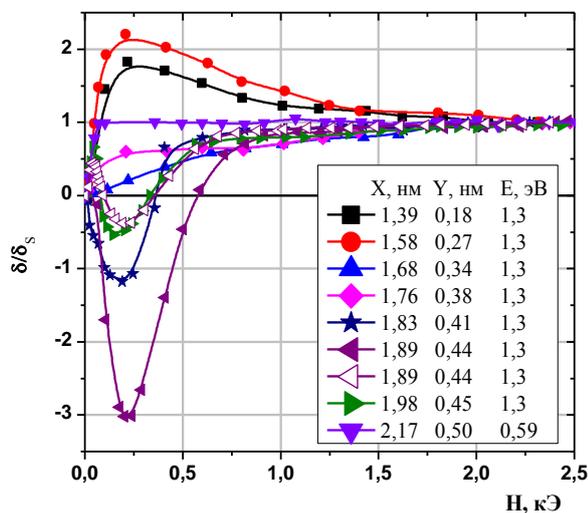


Рис. 1. Полевые зависимости ЭЭК многослойных структур 729 серии.

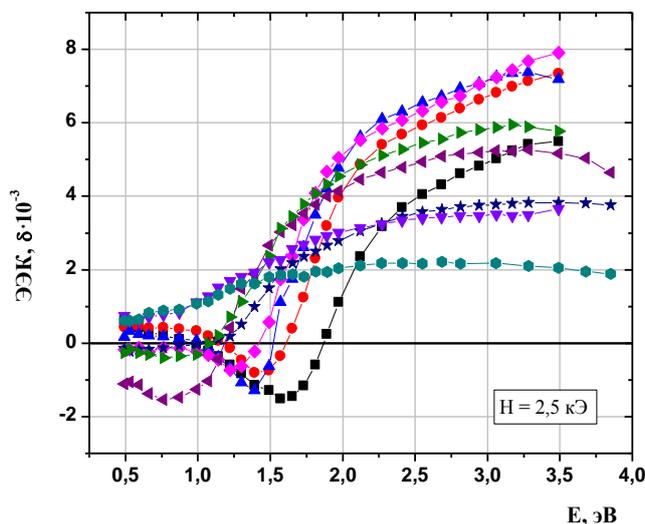


Рис. 2. Спектры ЭЭК многослойных структур 729 серии.

ЭЭК образцов 727 серии (рис. 2). Это может быть связано с особенностями формирования как самого слоя  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-z}$ , так и с образованием новых магнитных фаз на интерфейсе — кластеров гранула-Si-гранула.

Для более детального исследования влияния интерфейса на границе композит-полупроводник на МО свойства пленок были исследованы спектральные зависимости ЭЭК в малых полях, при этом величина магнитного поля выбиралась в точке наибольшего проявления аномалии на кривой  $\delta(H)$ . Обнаружено, что спектры в малых полях сильно отличаются от спектров, полученных при  $H = 2,5$  кЭ и подобны спектрам ЭЭК композита  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$  в диэлектрической матрице [1], при этом вид спектров в малых полях изменяется в зависимости от соотношения толщин  $X/Y$ . Разностные спектры ЭЭК образцов (из спектра, полученного при 2,5 кЭ вычитали спектр, полученный в малом поле) подобны спектрам многослойных структур  $[\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}(X)/\text{Si}(Y)]_n$  с толщинами слоев более 3 нм [2].

Области толщин  $X$  и  $Y$  при которых происходит аномальное изменение магнитных и магнитооптических свойств хорошо коррелируют с резкими изменениями в электрических свойствах каждой серии. Из концентрационной зависимости удельного электросопротивления  $\rho(Y)$  следует, что перколяционный переход происходит при  $Y \sim 0,5$  нм (в 729 системе) и  $Y \sim 1,1$  нм (727 серия).

Это означает, что на интерфейсе ФМ-гранула – полупроводник происходит образование нового композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})\text{-Si}$  или  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})\text{-Si+силициды}$ , концентрация магнитной фазы в котором зависит, как от вида и размера гранул в композитном слое, так и от отношения  $X/Y$  и скорости образования силицидов.

Увеличение толщины слоя кремния в области толщин до перколяции будет приводить к объединению соседних гранул через островки кремния и/или силициды как внутри композитного слоя, так и между соседними магнитными слоями и, следовательно, к увеличению концентрации магнитной фазы в сложном композите  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})\text{-Al}_2\text{O}_3\text{+Si+силициды}$ . Этим можно объяснить рост намагниченности и ЭЭК при добавлении кремния в мультислойные системы.

Аномальное поведение в ближней ИК-области связано с конкуренцией вкладов от двух композитов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})\text{-Al}_2\text{O}_3\text{+Si+силициды}$  и  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})\text{-Si+силициды}$ , которые в этой области спектра имеют разные знаки.

### Литература

Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Гуцин В.С., Калинин Ю.Е., Пхонгхирун С., Ситников А.В., Стогней О.В., Сырьев Н.Е. Гигантское магнитосопротивление и магнитооптические свойства гранулированных нанокompозитов металл-диэлектрик // Известия Академии Наук, серия физическая, 2003, т.67, №7, с.918-920.

Вашук М.В., Ганьшина Е.А., Тульский И.И., Щербак П.Н., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Оптическая и магнитооптическая спектроскопия мультислойных наноструктур  $\{\text{CoFeZr}(x)\text{-aSi}(y)\}_n$  и  $\{\text{CoFeZr}(x)\text{-SiO}_2(y)\}_n$  // Журнал функциональных материалов, 2007, т.1, №9, с.322-328.

**Обменное смещение в системе FeMn/Co, наведённое при помощи отжига в магнитном поле***Душенко С.А.<sup>1</sup>, Джунь И.О.<sup>2</sup>**Студент**Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия**<sup>1</sup>Физический факультет,**<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына**E-mail: [ser-dushenko@yandex.ru](mailto:ser-dushenko@yandex.ru)*

Актуальной темой современного этапа развития магнетизма являются исследования в области многослойных ультратонких структур, на базе которых получила своё развитие спинтроника. Из многих важных параметров для устройств спинтроники, базирующихся на структуре типа ферромагнетик/антиферромагнетик (Ф/АФ), важнейшим является величина фиксирующего магнитного поля (так называемого обменного смещения), обусловленного обменным взаимодействием на интерфейсе Ф/АФ. Обменное смещение проявляется в виде смещения петли гистерезиса относительно нулевого значения внешнего магнитного поля. Несмотря на большие успехи в развитии спинтроники, наблюдаемые в последнее десятилетие, многие явления, лежащие в её основе, до сих пор поняты не до конца. В число таких явлений входят как происхождение однонаправленной магнитной анизотропии (обменного смещения упомянутого выше), так и характер её изменения, а также характер изменения одноосной магнитной анизотропии, температуры блокировки системы (при которой пропадает обменное смещение) и других параметров характеризующих магнитное состояние системы [2]. Данное исследование направлено на выявление закономерностей изменения и связей параметров, лежащих в основе этих явлений и дающих возможность дальнейшей практической реализации устройств спинтроники.

Экспериментальные образцы, исследуемые в данной работе, были получены методом магнетронного напыления на установке АТС ORION-5 (AJA INTERNATIONAL). Напыление производилось в атмосфере аргона при давлении  $3 \cdot 10^{-3}$  Торр на подложку из монокристаллического кремния с кристаллографической ориентацией (100). Были получены структуры вида Si/Cu(50nm)/Co(5nm)/FeMn( $t_{AF}$ )/Cu(50nm), где  $t_{AF}$  – толщина АФ-слоя, составлявшая 7 и 15 nm. Кроме того, была получена серия образцов со структурой Si/Cu(50nm)/Co(5nm)/Cu(0,5nm)/FeMn(20nm)/Cu(100nm), в которой присутствует тонкий промежуточный слой меди между Ф и АФ слоями. Толщины напылённых слоёв определялись с помощью метода резерфордского обратного рассеяния (НИИЯФ МГУ). После осаждения образцы отжигались в атмосфере аргона при температурах  $T_{anneal} = 50, 100, 150, 200$  и  $250^\circ\text{C}$  в течение получаса с последующим медленным

охлаждением в присутствии внешнего магнитного поля величиной 1000 Э, приложенного в плоскости образца.

Исследования магнитных свойств полученных структур проводились методом ферромагнитного резонанса (ФМР) с использованием установки BRUKER elexsys e580 с частотой СВЧ накачки 9.65GHz (Центр коллективного пользования МГУ). Из исследования угловой зависимости резонансного поля были определены величины обменного смещения, одноосной магнитной анизотропии и собственного резонансного поля, характеризующего ферромагнитный слой.

Анализ результатов исследования структур с толщиной АФ-слоя  $t_{AF} = 7$  нм показал, что в использованном диапазоне температур отжига обменное смещение в них не индуцируется. Мы связываем это явление с частичным перемешиванием АФ и Ф слоёв за счёт взаимной диффузии на границе их раздела при нагревании, в результате чего изменяется состав слоёв, что в свою очередь приводит к уменьшению температуры блокировки обменного смещения. При увеличении  $t_{AF}$  до 15 нм обменное смещение появляется уже при температуре отжига  $T_{anneal} = 50^{\circ}\text{C}$ , что существенно ниже температуры Нееля для массивного АФ [1]. Напыление немагнитного слоя меди между Ф и АФ слоями приводит к уменьшению обменного смещения при низких температурах отжига, однако, делает эффект более стабильным при высоких температурах. Этот разделительный слой ослабляет обменное взаимодействие на границе раздела Ф/АФ, но в то же время препятствует взаимной диффузии слоёв, что приводит к более высоким значениям намагниченности насыщения Ф-слоя в трёхслойных структурах, по сравнению с двухслойными, при высоких температурах отжига. Также в образцах с промежуточным слоем было отмечено сохранение величины собственного резонансного поля при температурах отжига вплоть до  $200^{\circ}\text{C}$ , что говорит о целостности ферромагнитного слоя.

### Литература

1. Хоменко Е.В., Чеченин Н.Г., Гойхман А.Ю., Зенкевич А.В.// Письма в ЖЭТФ т.88 в.9. 2008 с.693-697.
2. O'Grady K., Fernandez-Outon L. E. and Vallejo-Fernandez G.// J. Mag. Mag. Mat. No.322. 2010 883-899.

### Слова благодарности

Выражаем благодарность д.ф.-м.н., профессору Н.Г. Чеченину за постановку задачи и ценные советы при проведении исследований.

**Природа акцепторных центров****комплексных соединений тетрафенилборат аммония****Антонова О. В.***аспирант*

*Учреждение российской академии наук Институт неорганической химии им. А. В. Николаева Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия*  
*E-mail: [antonovaov1987@yandex.ru](mailto:antonovaov1987@yandex.ru)*

Комплексные соединения тетрафенилборат аниона с различными катионами очень часто используются для синтеза люминесцирующих соединений. Между тем, воздействие света на сами комплексы достаточно слабо изучено. В работах [1, 2] было обнаружено, что для  $\text{NH}_4\text{BPh}_4$  (ТФБА) при  $T=77$  К наблюдается саморазгорающаяся люминесценция с максимумом на длине волны  $\lambda=460$  нм. Исследование этого явления показало, что фотовозбуждение при 77 К приводит к появлению в запрещенной зоне набора уровней, которые являются ловушками электронов, и наблюдаемая саморазгорающаяся люминесценция обусловлена рекомбинацией электрон-дырочных пар. Для того чтобы определить, какие фрагменты структуры являются ловушками, было проведено кратковременное (1 мин) УФ-облучение поликристаллического ТФБА. Как это было отмечено в работе [3], наблюдаемый разрешенный спектр с  $S = 1$ ,  $D=48$  Гс (рис. 1б) появляется при захвате возбужденного электрона на соседнюю молекулу с образованием электрон-дырочной пары. Расстояние, рассчитанное из диполь-дипольного взаимодействия, соответствует расстоянию между электроном и дыркой при локализации электрона на катионе, либо при локализации электрона на фенильном кольце соседних молекул, то есть ловушками могут быть как катионы, так и фенильные группы. При облучении  $\text{KBPh}_4$  (ТФБК) при тех же условиях наблюдается идентичный спектр. Таким образом, если продукты низкотемпературного фотолиза ТФБА и ТФБК не отличаются друг от друга, это означает, что ловушками электронов в этих структурах не являются катионы, следовательно, фенильные группы соседних комплексов выступают в роли ловушек электронов при УФ облучении.

УФ-облучение в течение 30 минут приводит к появлению интенсивной широкой линии (рис. 1а). Было сделано предположение, что ширина линии этого спектра обусловлена сверткой от неразрешенных спектров ЭПР триплетных состояний электрон-дырочных пар, компоненты которых удалены на разное расстояние, поэтому было проведено разложение линии. Данное разложение показало, что широкая линия является сверткой спектров от состояний с  $S = 1$  с параметрами  $D = 48$  Гс,  $D = 28$  Гс (рис. 1г) и одиночной линии с шириной  $\Delta H = 17$  Гс (рис. 1в). Такая ширина линии соответствует расстоянию в электрон-дырочной паре  $R > 12$  Å, когда вклад диполь-дипольного взаимодействия в ширину линии меньше одного Гаусса. То есть широкая линия представляет собой суперпозицию спектров от состояний, в которых электрон и дырка находятся на расстояниях 8,8 Å, 12 Å и более. Таким образом, ограничивая расстояние

между электроном и дыркой можно изменять оптические и магнитные свойства данных структур.

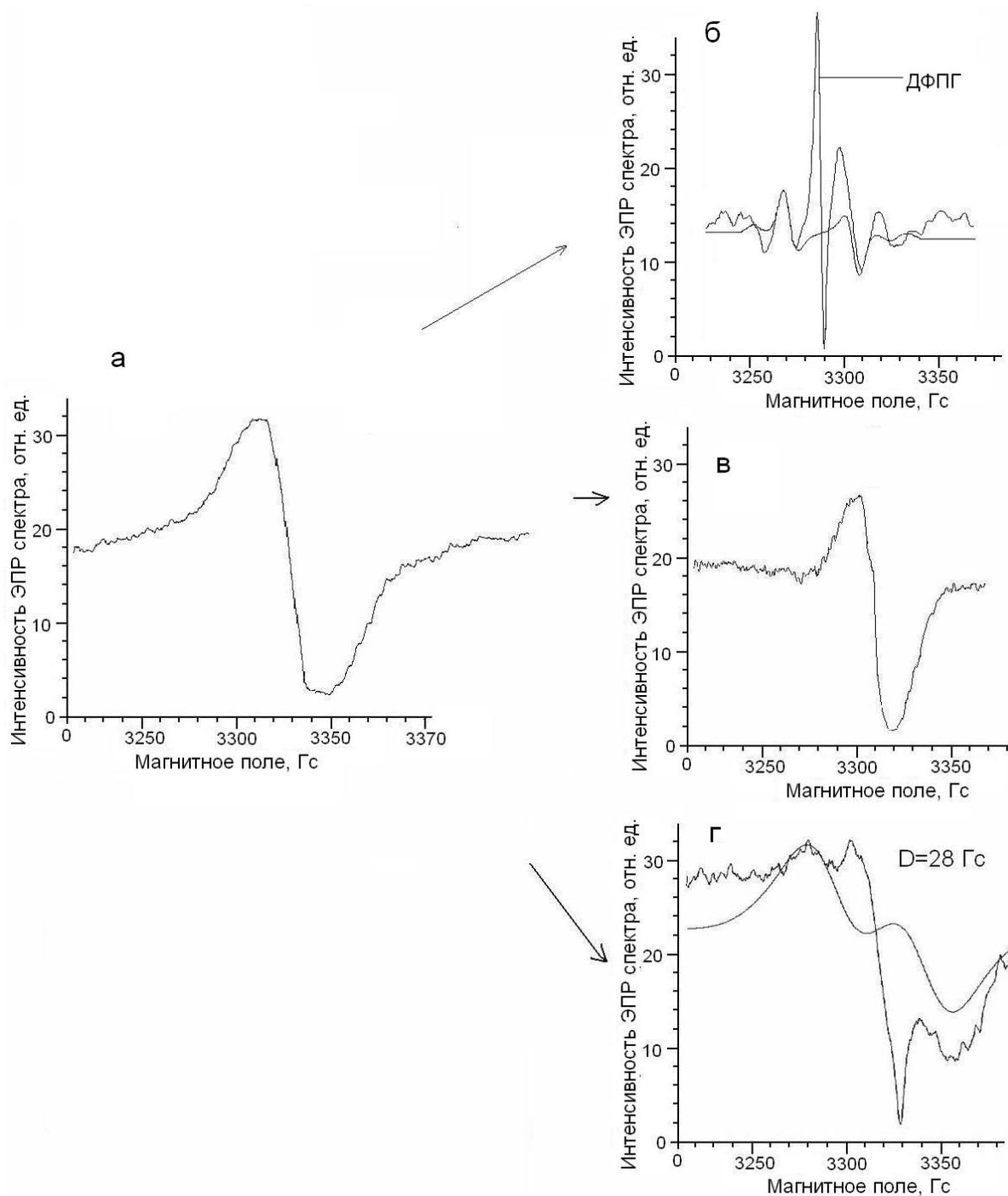


Рис. 1. Разложение ЭПР спектра  $\text{NH}_4\text{VPh}_4$ : а – ЭПР спектр  $\text{NH}_4\text{VPh}_4$  при облучении в течение 30 мин; б – ЭПР спектр  $\text{NH}_4\text{VPh}_4$  при облучение в течение 1 минуты; в – вклад в ЭПР спектр состояний при которых расстояние между электроном и дыркой больше  $12 \text{ \AA}$ , г - ЭПР спектр от состояния с  $S = 1$  и  $D = 28 \text{ Гс}$ .

### Литература

1. Антонова О. В., Надолинный В. А. и др. Триpletные экситонные состояния тетрафенилборат аммония // Краткие сообщения по физике. 2009. №12. С 17-21.
2. Надолинный В. А., Антонова О. В., Ильинчик Е. А. и др. Размерные эффекты при фотовозбуждении триpletных состояний тетрафенилборат аммония //ФТТ. 2011. Т. 53. № 2.С. 348-355.
3. Надолинный В. А., Антонова О. В., Рядун А. А. и др. ЭПР спектроскопия и люминесценция экситонных состояний кристаллов тетрафенилборат аммония // ДАН. 2010. Т. 432. № 1. С. 72-76.

**Температурные зависимости магнитных свойств комплексов железа с производными бензимидазола (спиновых кроссоверов)**

Вомпе А.А.<sup>1</sup> Хенкин Л.В.<sup>2</sup>

Студент<sup>1</sup>, аспирант<sup>2</sup>

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: [tevo@yandex.ru](mailto:tevo@yandex.ru); [levkhenkin@gmail.com](mailto:levkhenkin@gmail.com)

В некоторых металлоорганических комплексах переходных металлов под воздействием внешних факторов (давление, температура, магнитное поле и др.) может происходить изменение спинового состояния центрального катиона металла – переход из низкоспинового (НС) в высокоспиновое состояние (ВС) [1]. Вещества, в которых происходят такие переходы, получили название спиновые кроссоверы. Спиновые кроссоверы – перспективные материалы для создания новых сенсорных устройств, материалов для магнитной записи.

В настоящей работе представлены результаты исследования образцов комплексов двухвалентного железа с лигандами на основе бензимидазола, в которых варьировался химический состав, синтезированных в Ивановском Государственном Университете, НИИ Наноматериалов. К одному из атомов азота в молекулах бензимидазола присоединялся алкильный радикал. В первом случае он имел формулу  $C_6H_{13}$ , в другом –  $C_{16}H_{33}$ . В обоих случаях в качестве аниона был использован  $Cl^-$ . Исследование явления спинового кроссовера проводилось методами Мессбауэровской спектроскопии и на вибрационном магнитометре, которые дают информацию о спиновом и валентном состоянии катиона металла.

При анализе мессбауэровских спектров, снятых при температурах 130 и 300К, было обнаружено изменение спинового состояния атомов железа в образцах, а также сосуществование смешанных валентных состояний [2].

Анализ температурных зависимостей намагниченности образцов в диапазоне 80-350 К в поле 15 кЭ подтвердил наличие температурных областей изменения спинового состояния системы и позволило оценить температурные рамки спинового перехода.

### Литература

1. Gütlich P., Goodwin H.A. Spin crossover in transition metal compounds//, Top. Curr. Chem. V.233-235, 2004.
2. Хенкин Л.В., Новакова А.А., Киселева Т.Ю., Соцкий В.В., Усольцева Н.В. Температурный спиновый переход в новых комплексах железа с производными бензимидазола// Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. Издательство Московского государственного университета. 2009, №6, С. 98

**Влияние энергии имплантированных ионов на магнитные свойства разбавленных магнитных полупроводников на основе кремния**

*Андреева Татьяна Михайловна<sup>1</sup>, Семисалова Анна Сергеевна<sup>2</sup>*

*Студент<sup>1</sup>, аспирант<sup>2</sup>*

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова*

*физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: Andreevatm@mail.ru<sup>1</sup>*

В последнее время благодаря многообещающим практическим применениям большое внимание привлекает достаточно молодая область электроники – спиновая электроника, или спинтроника. В отличие от традиционной электроники, где используется обычный электрический ток, электроника нового поколения основана на перемещении спинов.

Основное преимущество спинтронных приборов состоит в том, что такие устройства потребляют гораздо меньше энергии по сравнению с традиционными устройствами. Это связано с тем, что при перевороте спина практически не затрачивается энергия. Изменение направления спина не изменяет кинетическую энергию электрона, следовательно, тепло практически не выделяется. Также спинтронные приборы многофункциональны – они позволяют комбинировать в себе функции хранения, обработки, считывания и передачи информации.

В настоящее время спинтроника изучает магнитные и магнитооптические взаимодействия в полупроводниковых структурах, квантовые магнитные явления в наноразмерных структурах. Основу нового поколения спинтронных материалов составляют т.н. разбавленные магнитные полупроводники (РМП), впервые синтезированные в 90-е годы XX века. Отличительной особенностью этого класса магнитных полупроводников является зависимость магнитных свойств от концентрации легирующего элемента и плотности носителей тока.

В настоящей работе исследовались магнитные свойства разбавленных магнитных полупроводников на основе кремния, имплантированного ионами  $Mn^{+}$ . Для имплантации использовались пластинки монокристаллического кремния р- и n-типа с различной концентрацией носителей (низкоомные и высокоомные). Энергия имплантированных ионов составляла 40 и 195 кэВ, для обоих значений энергии ионов были изготовлены образцы с различной дозой имплантации. Для изучения влияния высокотемпературной обработки на свойства часть образцов была подвергнута вакуумному отжигу.

Магнитные свойства полученных структур исследовались на вибрационном магнитометре (VSM марки «Lake Shore») в полях до 16 кЭ при температурах 80-300 К.

Для образцов с энергией имплантированных ионов 195 кэВ наблюдалось отсутствие корреляции между дозой имплантации, типом проводимости и намагниченностью насыщения при комнатной температуре. Высокотемпературный отжиг приводил к уменьшению намагниченности ряда образцов.

Для образцов с энергией имплантированных ионов 40 кэВ проводились измерения полевой зависимости намагниченности при различных температурах: 80 К, 150 К, 200 К, 250 К и 300 К. Для всех образцов наблюдалось уменьшение намагниченности насыщения и коэрцитивной силы с увеличением температуры.

В работе обсуждаются магнитные свойства пленок Si, имплантированных ионами Mn<sup>+</sup>, и анализируются факторы, влияющие на их изменение.

**Особенности структуры и магнитных свойств Ni-Ge пленок***Гребенькова Ю.Э.**Аспирант**Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия**E-mail: [ulia\\_vezar@mail.ru](mailto:ulia_vezar@mail.ru)*

Ферромагнитные слои на полупроводниковых подложках (наноструктуры, состоящие из слоев ферромагнитного металла и полупроводника) обеспечивают благоприятные возможности для изучения связи между атомной структурой и магнитными свойствами. Большой интерес представляют наноструктуры на основе Ni-Ge, в которых в последние годы обнаружены новые неожиданные свойства, обусловленные взаимной диффузией этих материалов [1,2]. Магнитные и магнитооптические свойства двухслойных пленок Ni-Ge были впервые исследованы в [2]. При этом было обнаружено резкое изменение характера перемагничивания пленок при понижении температуры. Прямоугольная симметричная петля гистерезиса, наблюдаемая при комнатной температуре, трансформировалась в асимметричную петлю, смещенную по оси полей при охлаждении до 4.2 К. Качественно такое поведение было объяснено формированием интерфейса с возникновением в нем антиферромагнитного порядка при некоторой температуре. Обнаруженные явления должны усугубляться при увеличении количества слоев. Настоящая работа посвящена изучению структуры, полевого и температурного поведения намагниченности пленок Ge-Ni-Ge-Ni-Ge, в зависимости от толщины составляющих слоев.

Серия многослойных пленок Ge-Ni-Ge-Ni-Ge получена методом ионно-плазменного распыления при базовом давлении  $10^{-6}$  мм рт. ст. в атмосфере аргона. В аналогичных условиях были также изготовлены двухслойные пленки Ni-Ge с толщиной Ge  $\sim 15$  нм и толщиной Ni  $\sim 11, 15$  нм. Внешние слои Ge в пятислойных образцах составляли  $\sim 20$  нм, слои Ni 10 - 20 нм, а толщина внутреннего слоя Ge изменялась от  $\sim 1$  до  $\sim 10$  нм. Структура пленок Ni-Ge исследовалась с помощью EXAFS - спектроскопии на станции «СТМ» и рентгеновской рефлектометрии на станции «Лангмюр» в Курчатовском центре синхротронного излучения и нанотехнологий. Намагниченность измерена на SQUID (СКВИД) - магнетометре при температурах 4.2 – 273 К в магнитном поле (H) до 1 кЭ. Измерения температурных зависимостей намагниченности проводились в двух режимах: (1) образец охлаждался в магнитном поле (FC); (2) образец охлаждался в отсутствие магнитного поля (ZFC), измерение намагниченности производилось в процессе нагревания. Полевые зависимости намагниченности (петли гистерезиса) были получены при T = 4.2 К.

Анализ EXAFS-спектров показал, что структура слоев Ni в пленках является кристаллической, и оксида Ni практически отсутствует. В спектре для атомов Ge наблюдается наличие оксида, а отсутствие дальних пиков говорит о вероятности аморфности структуры слоев Ge.

Для спектров рентгеновской рефлектометрии, представленных на рис.1, основной тенденцией является спад интенсивности сигнала в зависимость от угла падения рентгеновского излучения, на фоне которого наблюдаются интерференционные пики. Количество пиков зависит от полной толщины всей системы. Наличие нескольких явных периодов осцилляций обычно указывает на присутствие нескольких границ. Из рис.1 видно, что представленные на нем образцы имеют разную внутреннюю структуру. Такая картина может свидетельствовать о формировании в интерфейсах определенного соединения  $Ni_xGe_y$  с хорошо отражающей поверхностью.

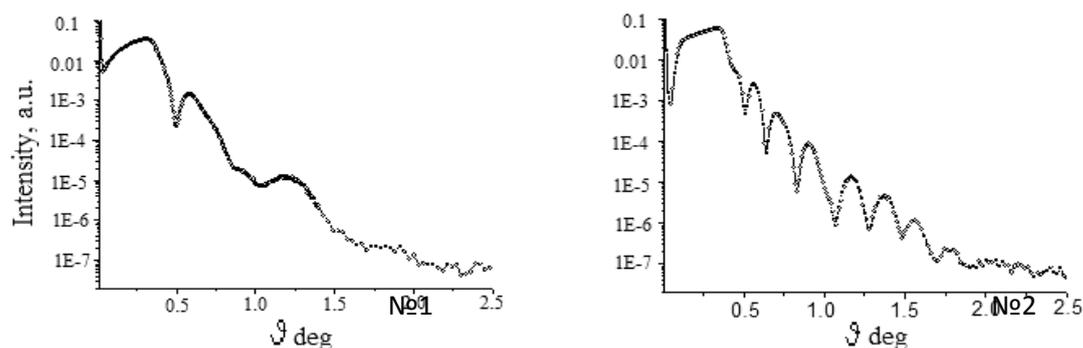


Рис.1 Рентгеновская рефлектометрия двухслойных пленок Ni-Ge: №1 (11/14,5) нм и №2 (15/15,3) нм

У всех пленок в низкотемпературной области наблюдалось сильное различие между кривыми намагничивания, полученными в результате измерений в двух режимах (рис.2а). Кривые FC и ZFC совпадают друг с другом только при температурах, превышающих некоторую температуру  $T_m$ . Температура  $T_m$  приблизительно одинакова для всех образцов с различной толщиной промежуточного слоя Ge. Однако она зависит от направления магнитного поля относительно поверхности пленки и его величины. Для пятислойных структур также характерны асимметрия петли гистерезиса и ее сдвиг вдоль оси магнитного поля (рис.2б). Эти особенности четко проявляются с увеличением толщины промежуточного слоя Ge.

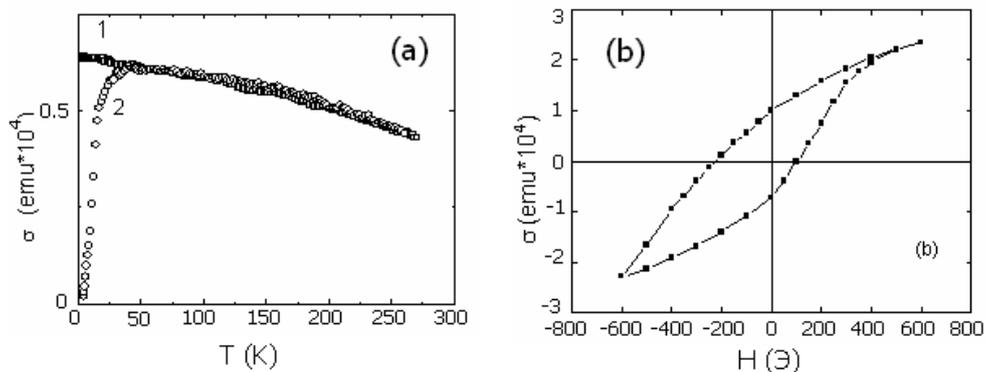


Рис.2 а - температурная зависимость намагниченности пятислойного образца Ge-Ni-Ge-Ni-Ge (17,6/9,7/1,7/9,7/ 17,6), процессы FC (1) и ZFC (2),  $H = 600$  Э; б - петля гистерезиса при  $T = 4,2$  К для образца Ge-Ni-Ge-Ni-Ge (22/16,3/1,3/16,3/22).

Обнаруженные особенности магнитного поведения изученных образцов при низких температурах объясняются формированием достаточно широкого интерфейса между слоями Ni и Ge, в котором образуется соединение  $Ni_xGe_y$ , упорядочивающееся антиферромагнитно вблизи 50 К. Из-за шероховатости границы между слоями Ni и  $Ni_xGe_y$  возникает фрустрация магнитных моментов Ni вблизи границы [3]. Слой Ni (или его часть) разбивается на участки с противоположными направлениями намагниченности и при охлаждении в отсутствие поля образец теряет суммарный магнитный момент. При нагревании в поле магнитные моменты атомов слоя Ni выстраиваются по полю. Чем больше поле, чем ниже температура, при которой наступает полное упорядочение и ZFC кривая сливается с FC кривой.

### Литература

1. P. Clauws, E. Simoen, Materials science in semiconductor processing, 9, 546-553 (2006)
2. И.С. Эдельман, Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, А.В.Черниченко, И.А. Турпанов, Г.В. Бондаренко, Письма в ЖЭТФ, 87, 5, 311-314 (2008)
3. А.И. Морозов, ФФТ, 50, 4, 675-680 (2008)

**Магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера на основе Ni-Mn-In****Коновалов П.Н., Казаков А.П., Иванова О.С.***Аспирант*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия[kazakov\\_a\\_86@mail.ru](mailto:kazakov_a_86@mail.ru)

Исследованию магнитных материалов, которые с успехом применяются в качестве твёрдотельных хладагентов в магнитных рефрижераторах, в последние годы уделяется большое внимание в связи с глобальными проблемами энергопотребления и снижения выбросов вредных составляющих при работе газовых холодильных установок [1].

В основе магнитного охлаждения лежит тот факт, что в процессе медленного изменения магнитного поля общая энтропия вещества сохраняется (не происходит теплообмена с окружающей средой) и перераспределяется между различными подсистемами (магнитной и кристаллической решеткой с электронами). Наибольший эффект охлаждения следует ожидать в области температур, близких к температуре фазового перехода из магнитоупорядоченного в неупорядоченное состояние. В связи с этим поиск новых магнитных материалов для использования их в качестве рабочего тела в холодильных установках приводит к целому классу веществ, в которых наблюдаются не только фазовые переходы второго рода, но и первого рода, ибо последние всегда сопровождаются поглощением (выделением) теплоты. Таким образом, если в веществах помимо магнитного фазового перехода имеет место структурный фазовый переход, т.е. происходит перестройка кристаллической решетки, то такие вещества оказываются наиболее привлекательными для использования в холодильных машинах.

Одним из перспективных материалов для магнитного охлаждения являются сплавы Гейслера. Данные сплавы, при определенных составах, могут обладать структурным фазовым переходом 1-го рода вблизи комнатной температуры, при этом низкотемпературная фаза называется мартенсит, высокотемпературная – аустенит, а сам переход – мартенситным. Опубликованные в литературе данные по изменению магнитной энтропии в сплавах Гейслера Ni-Mn-Z ( $Z = \text{Ga, In, Sn}$ ) [2] позволяют рассматривать их как кандидата для использования в качестве рабочего тела в «магнитных» холодильниках ввиду их дешевизны и нетоксичности. Учитывая актуальность поиска перспективных материалов, была поставлена задача исследовать сплавы Гейслера Ni-Mn-In-Z ( $Z = \text{In, Al, Ge}$ ), полученных путем изменения концентрации и замещения индия на небольшие количества элемента Z в соединении  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15}$ .

В данной работе исследовался магнитокалорический эффект (МКЭ) в области фазовых переходов в сплавах  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15}$ ,  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{14}\text{Al}$  и  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{14}\text{Ge}$ . Для определения температур фазовых переходов и магнитного состояния образцов, кроме измерения МКЭ, на тех же веществах, были проведены исследования намагниченности в широком диапазоне температур и магнитных полей. МКЭ сплавов был измерен прямым методом на автоматизированной установке MagEq MMS 801 при изменении магнитного поля до 18 кЭ, а магнитные свойства – на вибрационном магнитометре фирмы LakeShore в диапазоне температур 80 – 400 К и в полях до 16 кЭ.

Были получены зависимости намагниченности от температуры в «слабых» магнитных полях (100 Э и 300 Э) и «сильных» магнитных полях (15 кЭ и 16 кЭ) измеренные в режимах ZFC (zero-field-cooled) и FC (field-cooled). На графиках этих зависимостей (см. рис. 1) можно заметить несовпадение кривых ZFC и FC, измеренных в слабых полях, в области низких температур и следующий затем переход в состояние с нулевой спонтанной намагниченностью, характеризующийся падением

намагниченности до практически нулевого значения. Другими характерными особенностями являются резкий рост намагниченности до максимального значения при повышении температуры в окрестности 300 К и наблюдающийся при дальнейшем повышении температуры переход в парамагнитное состояние. Резкое изменение намагниченности в окрестности 300 К обусловлено мартенситным переходом. На основании проведенных исследований намагниченности сплавов  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15}$ ,  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{14}\text{Al}$  и  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{14}\text{Ge}$  можно говорить о наличии четырех областей с различными последовательностями фазовых переходов (высокотемпературная парамагнитная аустенитная фаза  $\leftrightarrow$  ферромагнитная аустенитная фаза  $\leftrightarrow$  низкотемпературная мартенситная фаза с нулевой спонтанной намагниченностью (парамагнитная)  $\leftrightarrow$  низкотемпературная ферромагнитная мартенситная фаза). Также из данных исследований можно определить температуры фазовых переходов.

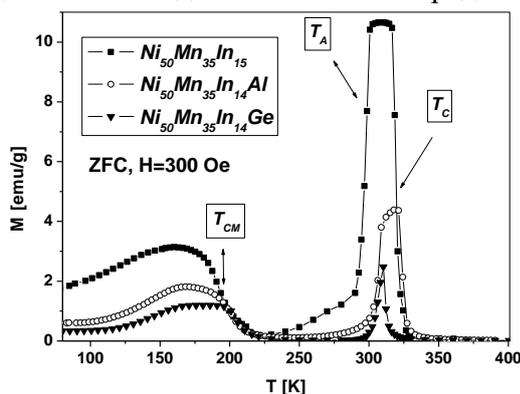


Рис. 1. Зависимости намагниченности от температуры для сплавов  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15}$ ,  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{14}\text{Al}$  и  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{14}\text{Ge}$ , полученные в слабом поле (300 Э) в режиме ZFC.

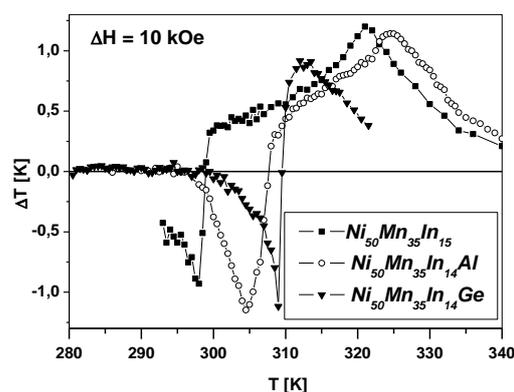


Рис. 2. Зависимость МКЭ от температуры для сплавов  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15}$ ,  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{14}\text{Al}$  и  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{14}\text{Ge}$  при изменении магнитного поля на 10 кЭ.

Для уточнения магнитного состояния образцов были проведены исследования зависимости намагниченности от магнитного поля при температурах, соответствующих различным фазам. Особый интерес представляют петли полученные вблизи мартенситного перехода, имеющие метамагнитный характер. Также при измерениях петель гистерезиса в изученных сплавах после охлаждения в магнитном поле  $H = 15$  кЭ (FC) и без него (ZFC) был обнаружен обменный сдвиг петель, возникающий в режиме FC, который составляет  $100 \div 200$  Э при температуре 80 К.

МКЭ в данных сплавах был измерен в диапазоне температур от 250 до 350 К. В качестве примера на рис. 2 изображены зависимости МКЭ от температуры для 3-х сплавов при изменении поля на 10 кЭ. В результате исследования МКЭ в сплавах  $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$ ,  $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Al$  и  $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Ge$  прямым методом (адиабатическое изменение температуры) показано, что вблизи фазового перехода 1-го рода МКЭ имеет отрицательный знак, около фазового перехода 2-го рода МКЭ имеет положительный знак. Обнаружены значительные изменения температуры  $\Delta T \sim 1,5 \div 2$  К в области фазовых переходов, что позволяет использовать указанные материалы в качестве рабочего тела в магнитных холодильных устройствах. Результаты работы показывают, что допирование сплавов Гейслера четвертым элементом позволяет изменять как характерные температуры фазовых переходов, так и магнитные свойства и интервал температур, при котором достигается значительный МКЭ.

#### Литература.

[1] Gschneidner, Jr. K. A. Recent developments in magnetocaloric materials / K. A. Gschneidner Jr., V. K. Pecharsky and A. O. Tsokol // Rep. Prog. Phys. 2005. V. 68. P. 1479-1539.

[2] Dubenko, I. Magnetocaloric effects in Ni–Mn–X based Heusler alloys with X = Ga, Sb, In / I. Dubenko, M. Khan, A. K. Pathak et al // JMMM. 2009. V. 321. P. 754-757.

## Гигантский магнитокалорический эффект в области магнитного фазового перехода в интерметаллических соединениях Mn(As,Sb)

Крохотин А.И.<sup>1</sup>, Звонов А.И.<sup>1</sup>, Смаржевская А.И.<sup>1</sup>, Митюк В.И.<sup>2</sup>, Панкратов Н.Ю.<sup>1</sup>

4. Студент

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия<sup>2</sup> НППЦ НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь  
E-mail: krohotin@mail.ru

Материалы с гигантским магнитокалорическим эффектом (МКЭ) являются перспективными объектами для создания высокоэффективных магнитных холодильных установок. К подобным материалам относятся:  $Gd_5(Si_2Ge_2)$ , сплавы Гейслера,  $RCo_2$ ,  $La(Fe,Si)_{13}$ , MnAs. Высокие значения МКЭ в некоторых магнетиках создают возможности для разработки магнитных холодильных устройств, эффективно работающих в заданных температурных интервалах. Для разработки новых магнитных рефрижераторов необходим поиск новых магнитокалорических материалов.

Соединение MnAs является ферромагнетиком с магнитоструктурным переходом 1-го рода при  $T_C = 313$  К, при котором ферромагнитная гексагональная фаза со структурой NiAs переходит в парамагнитную орторомбическую фазу MnP [1,2]. Соединения MnAs с частичным замещением атомов Mn сурьмой представляют интерес для исследования МКЭ, поскольку ранее было показано наличие значительного вклада магнитной составляющей в энтропию [3]. Целью данной работы является экспериментальное исследование МКЭ прямым методом из измерений температуры при адиабатическом изменении магнитного поля в псевдобинарных соединениях Mn(As,Sb) в области магнитного фазового перехода.

Исходные сплавы  $MnAs_{1-x}Sb_x$  ( $x = 0; 0,01; 0,02$ ) были получены методом Стокбаргара-Бриджмена. Аттестация образцов проводилась методом порошковых дифрактограмм. Показано, что при комнатной температуре исследуемые соединения обладают гексагональной кристаллографической структурой типа NiAs с пространственной группой  $R\bar{6}_3/mma$ . При фазовом переходе изменяется структура кристаллической решетки, с переходом в парамагнитную орторомбическую фазу MnP с пространственной группой  $Rmna$ . Измерения МКЭ проводились прямым методом. Образцы для исследования представляли собой однофазные кристаллы с примесью второй фазы не более 1%. Образец помещался в

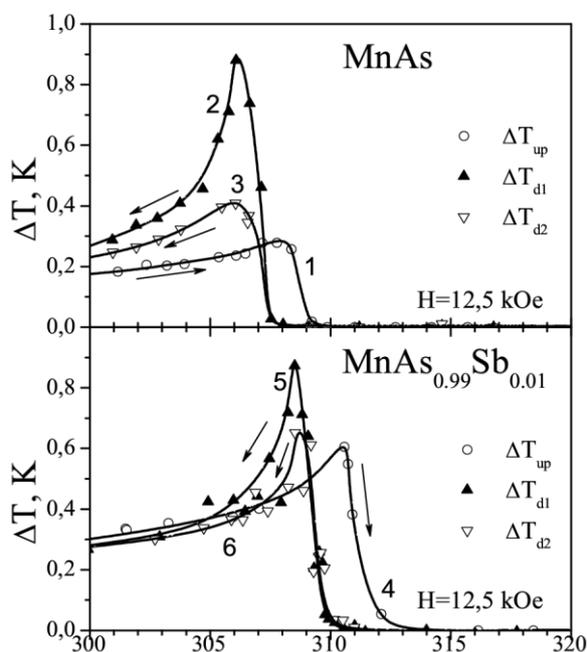


Рис.1 Температурные зависимости МКЭ соединений MnAs и  $MnAs_{0,99}Sb_{0,01}$  в области магнитоструктурного перехода

контейнер с теплоизоляцией с высоким вакуумом  $\sim 10^{-4}$  мм рт.ст. для минимизации отвода тепла (адиабатический процесс).

На рис. 1 представлены температурные зависимости МКЭ в поле 12,5 кЭ для соединений MnAs и MnAs<sub>0,99</sub>Sb<sub>0,01</sub>. Кривая 1 (для соединения MnAs) соответствует нагреву образца из ферромагнитной области ( $T < 300$  К). Максимальное значение МКЭ в данном случае достигает значения 0,28 К при температуре  $T = 308,5$  К. Кривая 2 соответствует случаю охлаждения образца из парамагнитной области ( $T > 320$  К). В данном случае МКЭ достигает максимального значения  $\Delta T = 0,88$  К при  $T = 306,3$  К. Кривая 3 показывает поведение МКЭ при охлаждении, полученное из повторных измерений предварительно намагниченного образца. Из кривой видно, что МКЭ предварительно намагниченного образца меньше, чем у размагниченного (максимальное значение МКЭ 0,42 К при  $T = 306,4$  К).

Характер температурной зависимости МКЭ в легированном соединении MnAs<sub>0,99</sub>Sb<sub>0,01</sub> аналогичен зависимостям для MnAs (см. рис. 1). В этих соединениях имеет место сильный температурный гистерезис МКЭ (около 2 К), связанный с предшествующими тепловыми воздействиями. Как видно из рисунка, замещение мышьяка сурьмой при малой концентрации сурьмы приводит к возрастанию температуры магнитного фазового перехода. Максимальное значение МКЭ в соединении MnAs<sub>0,99</sub>Sb<sub>0,01</sub> при охлаждении достигает  $\Delta T = 0,88$  К (при  $T = 308,6$  К) кривая 5 на рисунке. Следует отметить, что максимальное значение МКЭ при нагревании MnAs<sub>0,99</sub>Sb<sub>0,01</sub> в два раза больше (кривая 4), чем в исходном соединении ( $\Delta T = 0,61$  К при  $T = 310,7$  К).

Сложное поведение МКЭ можно объяснить тем, что магнитокалорический эффект в соединениях Mn(As,Sb) обусловлен фазовым переходом из парамагнитной в ферромагнитную метастабильные фазы. При нагреве (кривые 1 и 4) изначально в образцах была очень маленькая концентрация парамагнитной фазы, поэтому эффект меньше, чем при охлаждении из парамагнитной фазы. В случае намагничивания предварительно размагниченного образца (кривые 3 и 6) изначально присутствует большая концентрация ферромагнитной фазы и меньшая – парамагнитной, по этой причине при повторном намагничивании значения МКЭ (кривые 2 и 5) меньше, чем в предварительно размагниченном.

Также нами показано, что 1% замещение сурьмой приводит к возрастанию температуры магнитного фазового перехода, однако характер перехода сохраняется.

Полученные данные позволяют сделать вывод о положительном влиянии замещений мышьяка на сурьму, что проявляется в уменьшении различий в величине МКЭ для при нагреве и охлаждении.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 10-02-900/6-Бел.

### Литература

1. С.А. Никитин, Н.Ю. Панкратов, Ю.А. Овченкова, А.И. Смаржевская, А.И. Крохотин, А.И. Звонов, И.С. Терешина, Г.А. Политова, Г.А. Говор, В.М. Рыжковский, В.И. Митюк. Перспективные материалы. 2011 (принята в печать).
2. Govor G.A., Heusler Alloys and Related Materials. Ed. Klaus Baerner. 2007, p.1-33.
3. H. Wada, Y. Tanabe. Appl.Phys.Lett. 79, 3302 (2001).

**Разработка микроманипулятора типа «магнитный пинцет»  
на основе микропроводов****Сафронова Елена Сергеевна**

Студентка

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: safronova@physics.msu.ru

Для манипуляции нано- и микро- объектами в медицине и биологии используют оптические пинцеты [1]. Преимущество метода управления, основанного на возможности перемещения магнитных объектов под действием неоднородного магнитного поля в том, что управляющий элемент при этом не воздействует непосредственно на исследуемый объект (в частности не нагревает его). Например, в статье [2] магнитный пинцет используется для манипуляции магнитной частицей, прикрепленной к ДНК молекуле для ее растяжения. В качестве управляющего элемента в работе были выбраны магниты с особой конструкцией торцов. Управление магнитными микрообъектами с помощью перемещающихся микропроводов может быть более эффективным [3, 4].

Данная работа посвящена изучению магнитных свойств микропроводов и исследованию возможности управления с их помощью микрообъектами.

Исследования магнитных свойств образцов микропровода из сплава  $Fe_{77,5}B_{15}Si_{7,5}$  ( $D=100$  мкм,  $D$ -диаметр микропровода) показали, что данный провод подходит в качестве магнитного пинцета, так как обладает малой коэрцитивной силой ( $H_C=0,9$  Э) и достаточно большой проницаемостью ( $\mu=200$ , где  $\mu$ -магнитная проницаемость), то есть величиной его магнитной индукции можно просто управлять изменяя величину внешнего магнитного поля. Теоретические оценки показали, что сила  $F$ , с которой такой микропровод действует на объект с характерным размером  $r=2$  мкм, находящийся на расстоянии 500 мкм, достаточна, чтобы двигать этот объект:  $F\sim 0,7$  пН. Значение силы  $F=-grad(MB)$  меняется, в зависимости от магнитного момента манипулируемого объекта,  $M$ , и индукции микропровода,  $B$ . Для экспериментального исследования в качестве манипулируемого объекта мы использовали микрочастицы Carboxyl Ferro-Magnetic ( $r=1$  мкм,  $r$ -радиус частицы). Визуально смещение микрочастиц под действием магнитного поля микропровода наблюдали с помощью оптического микроскопа.

Исследованы отклонения незакрепленного конца микропровода состава  $Co_{83}Fe_7C_1Si_7B_2$  ( $d=30$  мкм) под действием изменяющегося магнитного поля пинцета (микропровод состава  $Fe_{77,5}B_{15}Si_{7,5}$ ). Изменение магнитного поля, создаваемого микропроводом, производилось с помощью электромагнита, закрепленного так, как показано на Рис. 1.. Схематическое изображение эксперимента приведено также на Рис.1. По смещению незакрепленного конца микропровода в магнитном поле были проведены расчеты силы, действующей на

микропровод (на его незакрепленный конец длиной 1 см), которая получилась порядка  $F \sim 0,25$  мкН. Микропровод при этом сместился под действием магнитного поля пинцета на величину половины своего диаметра ( $\sim 15$  мкм).

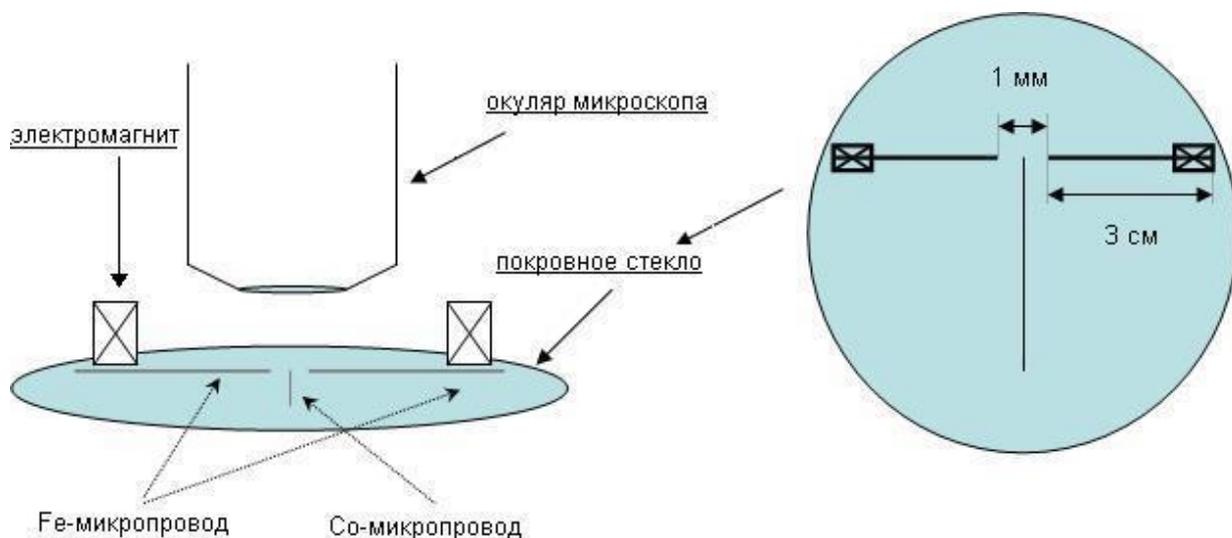


Рис.1 Схема эксперимента

Проведенные эксперименты подтверждают возможность использования микропровода в качестве магнитного пинцета для манипуляции рассмотренными микрообъектами — микропроводами меньшего диаметра и микрочастицами.

### Литература

1. Ashkin A., «Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure», Phys. Rev. Lett. 24, 156 (1970). DOI:[10.1103/PhysRevLett.24.156](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.156)
2. Ralf Seidel, Daniel Klaun, [http://www.biotec.tu-dresden.de/cms/fileadmin/research/biophysics/practical\\_handouts/magnetictweezers.pdf](http://www.biotec.tu-dresden.de/cms/fileadmin/research/biophysics/practical_handouts/magnetictweezers.pdf)
3. V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez, J.M. Blanco, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 254-255 (2003) 182-184
4. V.S.Larin, A.V.Torcunov, A.Zhukov, J.Gonzalez, M.Vazquez, L.Panina, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 249 (2002) 39-45

**Расчёт фазовых диаграмм модели малого изинговского наномангнетика методом Гиббса с учетом взаимодействия вторых соседей***Лаюров Е.П., Санников Е.В.**Аспирант**Хакасский государственный университет имени Н.Ф.Катанова,**институт естественных наук и математики, Абакан, Россия**E-mail: layurover@yandex.ru*

Исследование магнетизма является одной из важнейших задач современной физики конденсированного состояния [1]. При моделировании низкоразмерных наномангнетиков очень важным является изучение диаграмм основных состояний этих магнетиков, и тем более фазовых диаграмм.

Диаграммы основных состояний магнетика дают возможность определить параметры в модельном гамильтониане, отвечающие за стабильность определенной структуры или структур при температуре абсолютного нуля.

Однако диаграммы основных состояний не учитывают ряд особенностей фазовых превращений: температуру, при которой происходит процесс, наличие потенциальных барьеров, направление процесса, метастабильные состояния [2].

Ранее для учета таких особенностей моделирование в рамках аксиальной модели Изинга конечного размера проводилось классическим методом Монте-Карло, в котором долго приходилось ждать пока система придет в равновесное состояние. С учетом всего этого был разработан новый алгоритм расчета фазовых диаграмм с использованием метода (распределения) Гиббса [3].

Целью данной работы является построение фазовых диаграмм модели одномерного наномангнетика с оборванными концами и исследование влияния температуры на них с учетом взаимодействия вторых соседей.

Гамильтониан системы имеет вид [3]:

$$E = \frac{e_0}{\omega_1} = -h \sum_{i=1}^N S_i - \sum_{i=1}^{N-1} S_i S_{i+1} - J_2 \sum_{i=1}^{N-2} S_i S_{i+2} \quad (1)$$

где безразмерная проекция вектора спина на некую ось равна  $S_i=1$  (если спин направлен вверх  $\uparrow$ ),  $S_i=-1$  (если спин направлен вниз  $\downarrow$ ),  $i$  – номер узла;  $h$  – безразмерная напряженность магнитного поля (проекция на ту же ось);  $E_0$  – энергия модельного кристалла,  $\omega_1$  – энергия взаимодействия ближайших соседей;  $J_2=\omega_2/\omega_1$  – относительный энергетический параметр взаимодействия вторых соседей [3].

Формула для расчёта вероятности реализации конкретной конфигурации Гиббса [4]

$$P(r) = \frac{e^{-\frac{E_r}{\theta}}}{\sum_{i=1} e^{-\frac{E_i}{\theta}}} \quad (2)$$

где  $r$  - номер конфигурации,  $P(r)$  – вероятность  $r$  – ой конфигурации,  $E_r$  – энергия  $r$ -ой конфигурации, суммирование проводится по всем возможным конфигурациям. Температура  $\theta$  измеряется в безразмерных единицах:

$$\theta = kT/\omega_1, \tag{3}$$

где  $k$ -постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

На рисунках 1 и 2 представлены фазовые диаграммы одномерного изинговского наномангнетика, при различной температуре и размере системы. Наиболее интересные состояния представлены при температуре от 0,1 до 2 и размере системы или числе узлов  $N=8$  и  $N=10$ .

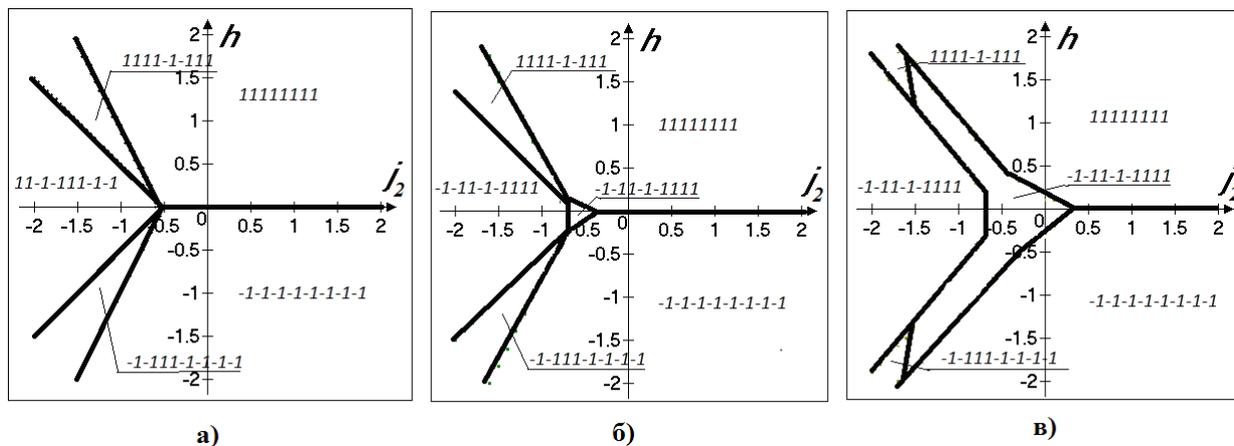


Рис.1. Фазовые диаграммы при  $N=8$ , а)  $\theta=0.1$ , б)  $\theta=0.5$ , в)  $\theta=1.5$

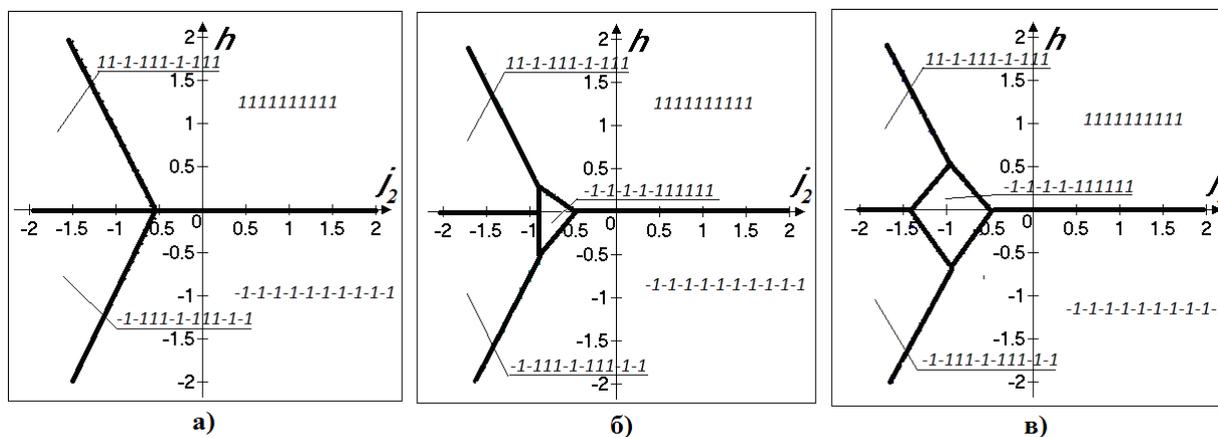


Рис.2. Фазовые диаграммы при  $N=10$ , а)  $\theta=0.1$ , б)  $\theta=0.5$ , в)  $\theta=0.9$

На рисунках 1а и 2а представлены фазовые диаграммы при низкой температуре, которые похожи на уже ранее построенные диаграммы основных состояний, но другими методами [5]. Диаграммы основных состояний строятся при температуре равной нулю, поэтому фазовые диаграммы при  $\theta=0.1$  похожи. С увеличением температуры (см. рис. 1б,в и 2б,в) появляется новое состояние, причем его можно считать двухфазным состоянием  $(-1-1-1-1-1+1+1+1+1)$ . При дальнейшем возрастании температуры новое состояние становится все более устойчивым. Отметим, что результаты относятся к полностью равновесным состояниям.

**Литература**

1. Удодов В.Н., Потекаев А.И., Попов А.А. Моделирование фазовых превращений в низкоразмерных дефектных наноструктурах. Абакан, 2008.
2. Байдышев В.С., Статистическая теория метастабильных фазовых диаграмм политипных превращений в плотноупакованных кристаллах. / В.С. Байдышев, В.Н. Удодов, А.А. Попов, А.И. Потекаев; Ред. журн. «Изв. вузов. Физика». — Томск, 2005. — 16 с. — Деп. в ВИНТИ 20.04.05, № 562-В2005.
3. Санников Е.В., Козлитин Р. А., Удодов В. Н., Потекаев А. И. Фазовые переходы в одномерных магнетиках // Изв. вузов. Физика. Томск, 2006. № 3. С. 54–58.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. Пособ.: Для вузов. В 10 т. Т.V. Статистическая физика. Ч. I – 5-е издание, стереот. – М., 2005. – 616 с.
5. Спиринов Д.В. Особенности критической динамики изинговских наноразмерных магнетиков. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Томск, 2008.

## Магнитооптические исследования свойств тонких плёнок сплава Гейслера Ni-Mn-Ga

Новиков Андрей Игоревич

Студент (специалист)

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

Как известно, сплавы Гейслера Ni-Mn-Ga могут претерпевать мартенситный переход, в результате которого вместо слабо анизотропной кубической структуры образуется мартенситная структура с сильной анизотропией. С помощью магнитооптических методов можно проследить, как меняются магнитная и электронная структура образца при мартенситном переходе.

В ходе работы проводились магнитооптические исследования плёнки из сплава Ni-Mn-Ga толщиной  $\sim 1$  мкм. Поликристаллическая плёнка была изготовлена путём напыления  $\text{Ni}_{49,5}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22,5}$  на монокристаллическую пластинку MgO при температуре 320 K. Компоненты плёнки отжигались при температуре 1073 K в течение 1 ч в условиях высокого вакуума. Исследования магнитных свойств показали, что в плёнке наблюдается мартенситный переход при  $T = 316$  K [1].

Магнитооптические свойства изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерения спектральных, полевых и температурных зависимостей ЭЭК были проведены в диапазоне энергий от 0,5 до 4 эВ, в полях напряжённостью до 3,5 кЭ и в области температур от 80 до 370 K.

На рис. 1 приведены температурные зависимости ЭЭК измеренные в магнитных полях напряжённостью 250 Э (рис. 1a) и 3 кЭ (рис. 1b). Значение температуры Кюри  $T_C$ , определенное по резкому уменьшению величины ЭЭК, составило около 365 K. Это согласуется с результатами измерений намагничённости, представленных в работе [1].

На кривой, измеренной в поле 250 Э в районе  $T \sim 316$  K при охлаждении и нагревании образца наблюдался температурный гистерезис и падение величины эффекта с уменьшением температуры. Такое поведение свидетельствует о мартенситном переходе в этой области температур.

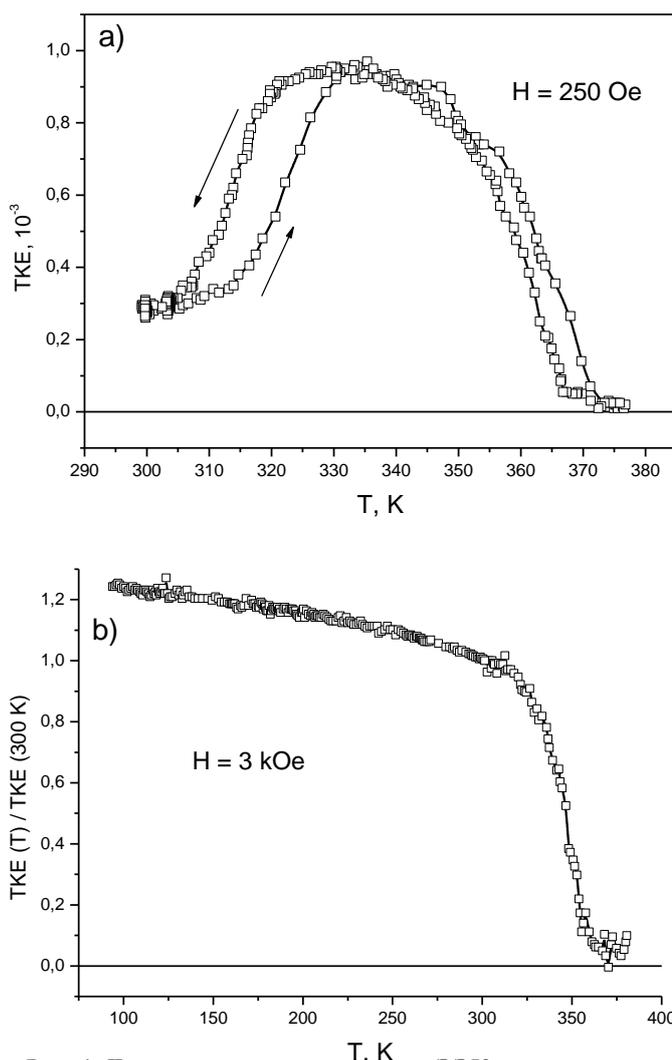


Рис. 1. Температурная зависимость ЭЭК:  
a) в поле напряжённостью 250 Э;  
b) в поле напряжённостью 3 кЭ, нормированная на величину эффекта при  $T = 300$  K.

Мартенситный переход полностью подавлялся в поле 3 кЭ, на температурной зависимости ЭЭК отсутствовали аномалии, и величина эффекта возрастала с уменьшением температуры. В целом вид кривой напоминает температурную зависимость намагниченности, полученную в режиме «охлаждения в поле» (FC) [2].

На рис. 2 показаны спектральные зависимости ЭЭК в поле 250 Э при температурах 335 и 300 К — т. е., выше и ниже мартенситного перехода. Также представлен спектр при  $T = 100$  К в поле 3 кЭ. Спектры очень похожи и различаются только интенсивностью (что соответствует рассмотренной выше температурной зависимости). Кроме того, они подобны магнитооптическому спектру для аустенитной фазы монокристалла  $Ni_{49,3}Mn_{24,7}Ga_{26}$ , приведённому в работе [2].

На основании идентичности спектров ЭЭК можно сделать вывод о том, что электронная структура образца в области энергий 0,5 — 4 эВ при мартенситном переходе существенно не изменяется. В ходе перехода меняется магнитная анизотропия образца, что видно из графиков полевых зависимостей ЭЭК, приведенных на вставке рис. 2. Возможно, что изменение магнитной анизотропии в плёнке связано с перестройкой электронного спектра в области меньших энергий ( $E < 0,5$  эВ).

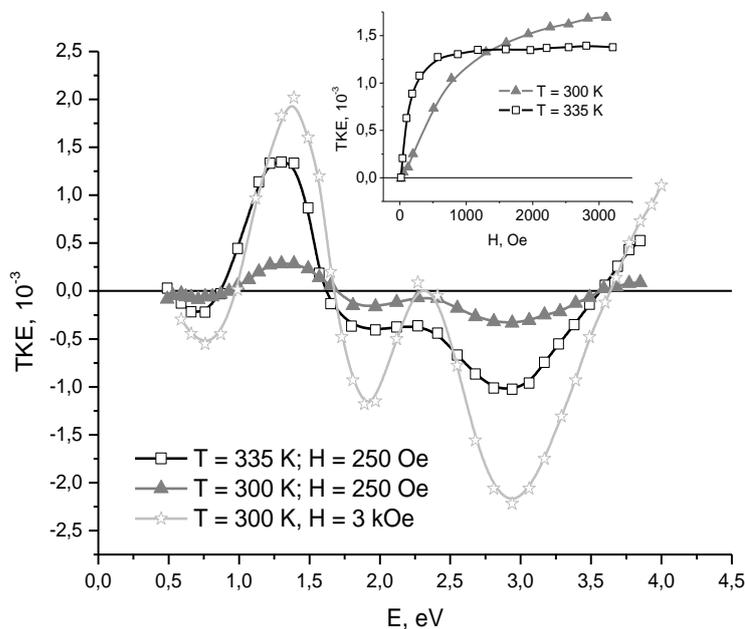


Рис. 2. Спектральные зависимости ЭЭК (transversal Kerr effect, TKE) при  $T = 300$  и  $335$  К. На вставке — полевые зависимости ЭЭК при  $T = 300$  и  $335$  К.

### Литература

1. V.A. Chernenko et al. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 44, No. 11, November 2008.
2. S.J. Lee et al. Journal of Applied Physics, Vol. 93, No. 10, Parts 2 & 3, 15 May 2003.

### Слова благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Елене Александровне Ганьшиной.

**Исследование магнитных свойств  
образцов почв с Кольского полуострова**

**Самсонова В.В.**

*Студентка*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,*

*физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: vv.samsonova@physics.msu.ru*

При разработке рудных месторождений, особенно связанных с добычей тяжелых, редкоземельных металлов, металлов платиновой группы и т.п., побочно производится большое количество отходов, содержащих эти металлы и их соединения в рассеянном виде. Тяжелые металлы и их соединения оказывают большую нагрузку на экосистемы и могут приводить к деградации, а в совокупности с воздействием других факторов, и к опустыниванию земель [1]. Перед многими индустриальными странами стоят проблемы загрязнения и опустынивания земель, которые повторно не используются. В первую очередь это связано с потребностями постоянно развивающегося градостроительства, нуждающегося во всё большем пространстве, что приводит к разрушению зеленых поясов. Очистка загрязненных земель и возможность повторного использования заброшенных важны не только для борьбы с загрязнением окружающей среды, но и для прекращения уничтожения живой природы.

Для исследования загрязненных земель (обнаружения загрязнений и характеристики их уровня) используют, помимо химических и геологических, магнитные измерения. При работе заводов, добывающих и перерабатывающих полезные ископаемые, вырабатывается побочный продукт – пепел, частицы которого обладают различными магнитными свойствами. Эти частицы перемещаются по воздуху и осаждаются на земле. В почвах такие частицы проникают вглубь и накапливаются в верхних слоях, и их увеличенная концентрация может быть легко обнаружена, с помощью поверхностных магнитных измерений. Они дают подробную информацию о составе, форме и размере частиц ферромагнитных минералов (наиболее часто встречающиеся - окиси железа) [2, 3], а так же являются дешевыми и быстрыми в проведении по сравнению с химическими анализами образцов почв. Преимущество магнитной диагностики также в том, что ее можно проводить не только в лаборатории, но и непосредственно на месте исследования.

Исследование магнитных свойств природных материалов – первый этап на пути решения глобальной экологической проблемы. На этом этапе важно проанализировать и сопоставить магнитные свойства образцов экологических объектов с их химическими и геологическими свойствами. Зная эти характеристики можно узнать тип загрязнения и определить каким методом лучше восстанавливать исследуемые участки земли.

В данной работе были исследованы образцы почв с Кольского полуострова [4], взятые на разном расстоянии (1, 8, 41 км) от медно-никелевого комбината. Каждый из видов образцов

был подготовлен (обработан) различными способами: размол на лабораторной мельнице со стальными ножами, просев через алюминиевое сито с отверстиями 2 мм, размол на мельнице со стальными шарами, размол на мельнице с агатовыми шарами. Целью данной работы было определение зависимости магнитных свойств проб почв от способа обработки и расстояния до источника загрязнения.

Измерения петель гистерезиса проводились на вибрационном магнитометре в полях до 1,6 Тл. Для исследования образцы помещались в полиэтиленовые пакетики размером 5 мм\*10 мм, уплотнялись (для минимизации перемещения частиц внутри пакетика), взвешивались и запаивались.

На Рис. 1. представлены петли гистерезиса трех образцов почв, взятых на расстоянии 41 км от медно-никелевого комбината на уровне органогенного горизонта, обработанных разными методами.

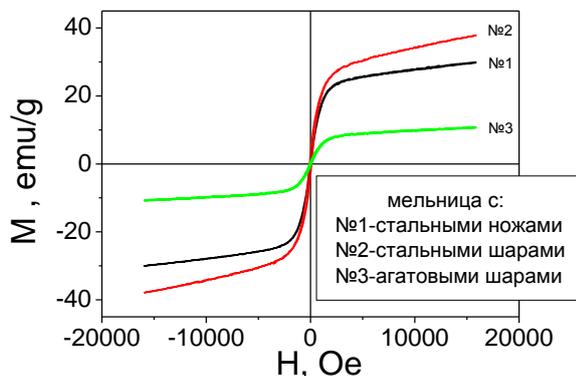


Рис.1. Петли гистерезиса образцов почв, обработанных разными способами

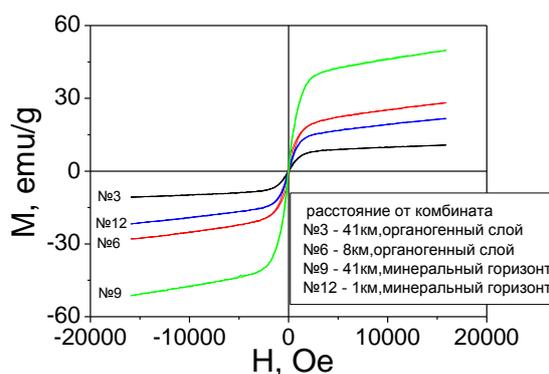


Рис.2. Петли гистерезиса образцов почв, обработанных на мельнице с агатовыми шарами, взятых на разных расстояниях от комбината

Все образцы являются ферромагнитными с около нулевой коэрцитивной силой. Из рисунка видно, что образцы №1 и №2, обработанные на мельнице со стальными ножами и шарами, соответственно, имеют больший момент, чем образец №3, обработанный на мельнице с агатовыми шарами. Это говорит о том, что метод обработки влияет на магнитные свойства образцов и использование агатовых (неферромагнитных) шаров позволяет получить больше информации о самом образце почв.

Обнаружена зависимость магнитных свойств образцов почв от расстояния до медно-никелевого комбината. На Рис. 2. представлены петли гистерезиса четырех различных образцов, обработанных на мельнице с агатовыми шарами, взятых на расстояниях 1, 8, 41 км. Образцы № 3 и №6 взяты в органогенном слое на расстоянии 41 км и 8 км, соответственно. Образцы № 9 и № 12 – на минеральном горизонте на расстоянии 41 км и 1 км, соответственно.

Из рисунка видно, что на большом расстоянии от комбината (41 км) уровень загрязнения на органогенном слое гораздо меньше, чем на уровне минерального горизонта. Это связано с тем, что пепел с поверхности вымывается и просачивается с осадками вглубь до минерального горизонта. На более близком расстоянии (1 и 8 км) уровень магнитного загрязнения в органогенном слое и на минеральном уровне примерно одинаковый – магнитные моменты насыщения для образцов №6 и №12 равны 28 и 22 етм/g, соответственно. Это можно объяснить тем, что вблизи комбината поверхностный слой почв интенсивнее загрязняется и пепел не успевает полностью вымываться и просачиваться вглубь.

Корреляционный анализ полученных результатов позволяет установить зависимость между магнитными свойствами образцов почв, способом их обработки в лаборатории и расстояния от медно-никелевого комбината, на котором были взяты образцы. Полученные результаты могут быть использованы для разработки (стандартизации) магнитных методов контроля экологического состояния среды.

#### Литература

1. Т.А. Акимова, А.П. Кузьмин, В.В. Хаскин, Экология. Природа - человек – техника, Юнити, Москва 2001, 343 с.
2. Armin Schmidt, Richard Yarnold, Matt Hill, Mike Ashmore, Journal of Geochemical Exploration 85 (2005) 109–117.
3. Hana Fialova', Gunter Maier, Eduard Petrovsky', Ales' Kapicka, Tetyana Boyko, Robert Scholger, Journal of Applied Geophysics 59 (2006) 273– 283.
4. Г.Н. Копцик, Н.П. Недбаев, С.В. Копцик, И.Н. Павлюк, Почвоведение №8 (1998) 988-995.

### Магнитоэлектрический эффект в микромагнитных структурах

*Павленко О.В., Сечин Д.А.*

*студент, аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: ov.pavlenko@physics.msu.ru*

Неоднородный магнитоэлектрический эффект – возникновение электрической поляризации при неоднородном распределении намагниченности в образце. В последнее время магнитоэлектрические эффекты привлекают большее внимание в связи с развитием компьютерной памяти с низким энергопотреблением, так как они позволяют воздействовать на магнитное состояние вещества статическим электрическим полем, что может существенно уменьшить тепловые потери по сравнению с управлением импульсами электрического тока, применяемым в настоящее время [1].

Целью данной работы является выяснение механизмов магнитоэлектрических эффектов, наблюдающихся на доменных границах пленок ферритов гранатов, в частности проверка теоретического предположения, что эффект должен зависеть от направления разворота намагниченности в доменной границе.

В качестве образцов были выбраны пленки ферритов гранатов  $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , доменная структура которых хорошо различима в поляризационном микроскопе. Электростатическое воздействие на доменные границы производилось посредством электрода, представлявшего собой тонкую (диаметр 10 мкм) проволоку из немагнитного металла (медь, золото). Наблюдение велось в проходящем свете [2]. Приложение положительного напряжения между электродом и подложкой вызывало притяжение доменной границы к электроду, а отрицательного – отталкивание от него.

Согласно теоретическим предположениям [3] электрическая поляризация возникает в стенках неелевского типа, намагниченность в которых разворачивается в плоскости перпендикулярной доменной границе. При этом направление разворота намагниченности влияет на знак электрической поляризации (рис.1).

Для проверки этого положения мы помещали образцы пленок ферритов гранатов в магнитное поле, перпендикулярное плоскости доменных границ (полые стрелки  $\text{H}^+$  и  $\text{H}^-$  на рис.1), которое позволяло управлять направлением разворота намагниченности, показанной черными стрелками. В качестве образцов выбирались пленки кристаллов (210), т.к. анизотропия в них достаточно сильна для сохранения направления доменных границ во внешнем магнитном поле.

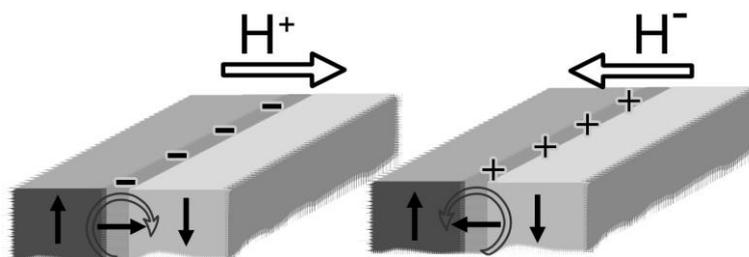


Рис.1

На рис.2. показаны экспериментальные снимки. Светлые и темные области – домены, темная полоса между ними – доменная граница. Представлены две пары кадров с разным направлением внешнего магнитного поля  $H$  (показано белой стрелкой), и разными зарядами электрода (черный продолговатый объект на рисунках снизу). Как видно, разные комбинации направлений внешнего поля и зарядов электрода по-разному влияют на доменную границу, вызывая притяжение или отталкивание ее от электрода.

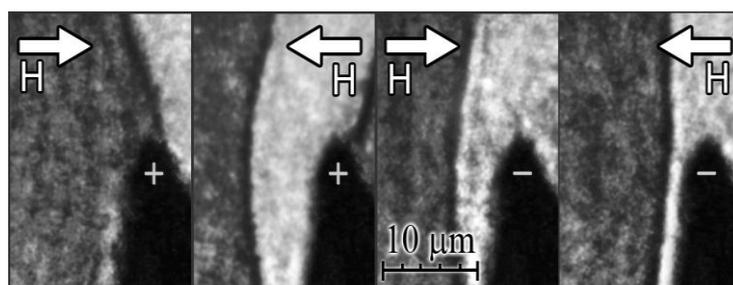


Рис.2.

Таким образом, наблюдаемые особенности магнитоэлектрического эффекта на доменных границах подтверждают предсказания теоретической модели, согласно которой направление смещения доменной границы в электрическом поле зависит от направления вращения намагниченности в ней. Это позволяет утверждать, что причиной наблюдаемых изменений в микромагнитной структуре является неоднородный магнитоэлектрический эффект.

Работа выполнена при поддержке РФФИ n 10-02-13302- РТ-оми.

**Литература**

1. M. Bibes and A. Barthelemy, Towards a magnetoelectric memory, Nature Materials v. 7, p.425 (2008)
2. A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P.Nikolaeva, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films, Applied Physics Letters, v.93, p.182510 (2008)
3. В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский Письма в ЖЭТФ 37 565 (1983)

**Зависимость порога перколяции в разбавленных магнитных полупроводниках от характера распределения внедренных магнитных ионов****Сарафанников Д.С.***Студент**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: [sarafannikov@physics.msu.ru](mailto:sarafannikov@physics.msu.ru)*

Разбавленные магнитные полупроводники и оксиды с температурой Кюри выше комнатной являются перспективными материалами спинтроники и магнитофотоники [1]. Поиск таких материалов, совмещающих возможности и полупроводников и ферромагнетиков, осуществляется путем внедрения методами напыления или имплантации магнитных (а иногда и немагнитных) ионов в парамагнитные полупроводники и оксиды. При этом при достаточно малой концентрации внедренных ионов, заведомо меньшей порога перколяции при хаотическом распределении узлов или связей в классических моделях протекания, возникает дальний магнитный порядок. Так, в имплантированных Mn структурах Si:Mn ферромагнетизм при комнатной температуре наблюдался при концентрации 8% Mn [2], а в напыленных пленках TiO<sub>2</sub>:Co при концентрации 0.5-5%Co [3]. Для объяснения столь низких значений концентрации магнитных моментов, при которых образуется дальний магнитный порядок, в работе [2] была высказана гипотеза о возможном значительном уменьшении порога протекания при условии, что магнитные моменты расположены не хаотически, а на границах кристаллитов. В данной работе предпринята попытка моделирования таких структур, то есть моделирования разбавленного магнитного полупроводника, в котором магнитные ионы расположены только в межкристаллических прослойках.

Кристаллиты для простоты были взяты кубической формы. Трехмерная перколяционная задача была решена методом построения графа, вершинами которого являются магнитные моменты, построением ребер графа по принципу наличия взаимодействия между моментами, дальнейшей сортировкой и перколяционной проверкой. При моделировании размер кристаллитов варьировался от 10 до 500 нм, а радиус корреляции от 2 до 20 нм. В результате расчета показано, что порог перколяции существенно уменьшается когда магнитные моменты расположены на границах кристаллитов, что позволяет на качественном уровне объяснить имеющиеся экспериментальные данные [1-3].

**Литература**

3. Magnetism in Semiconducting Oxides, NguyenHoaHong(Ed.), Transworld Research Network, 2007.
4. А.Ф. Орлов, Л.А. Балагуров, И.В. Кулеманов и др., ЖЭТФ 136, 703 (2009)
5. Е.А. Gan'shina, А.В. Granovsky, А.Ф. Orlov et al., JMMM 321, 753 (2009)

**Исследование магнитотепловых свойств монокристалла тербия и уточнение его фазовой диаграммы**

**Зверев Владимир Игоревич<sup>2</sup>**

аспирант

E-mail: [vi.zverev@physics.msu.ru](mailto:vi.zverev@physics.msu.ru)

**Гимаев Радэль Радикович**

студент

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Хорошо известно, что в настоящее время магнитные материалы, одновременно испытывающие магнитный и структурный фазовые переходы первого рода, рассматриваются как наиболее многообещающие материалы для использования в прототипах магнитных тепловых машин.

В данном аспекте в настоящей работе исследуются магнитные и магнитокалорические свойства высокочистого монокристалла редкоземельного металла тербия. В работе проведены детальные измерения намагниченности, магнитной восприимчивости, теплоемкости и магнитокалорического эффекта (прямым методом) в температурном интервале от 5 до 300 К и в диапазоне магнитных полей от 0 до 100 кЭ, приложенных в плоскости легкого намагничивания (для тербия – плоскость  $ab$ ).

В работе показано наличие новых промежуточных фаз на магнитной фазовой диаграмме в интервале температур от 221 до 229 К. Кроме того, проведена теоретическая оценка основных вкладов в значение магнитной части энтропии, и, таким образом, объяснены ее относительно высокие экспериментальные значения.

### Литература

3. J. Jensen and A. R. Mackintosh, *Rare Earth Magnetism: Structures and Excitations* (Clarendon Press, Oxford, 1991).
4. B. Coqblin, *The Electronic Structure of Rare-Earth Metals and Alloys: The Magnetic Heavy Rare-Earths* (Academic Press, New York, 1977).

---

<sup>2</sup> Авторы выражают признательность профессору, д.ф.-м.н. Тишину А.М. и к.ф.-м.н. Спичкину Ю.И. за полезные обсуждения результатов работы.

5. W. C. Koehler, *J. Appl. Phys.* **36**, 1078 (1965).
6. V. A. Finkel, *Structure of Rare Earth Metals* (Metallurgiya, Moscow, 1978).
7. A. M. Tishin and A. M. Martynenko, *Physics of Rare Earth Metals in the Vicinity of Magnetic Phase Transitions* (Nauka, Moscow, 1995).
8. T. J. McKenna, S. J. Campbell, D. H. Chaplin, and G. V. H. Wilson, *Solid State Commun.* **40**, 177 (1981).
9. K. D. Jayasuriya, A. M. Stewart, S. J. Campbell, and E. S. R. Gopal, *J. Phys. F: Met. Phys.* **14**, 1725 (1984).
10. K. Ikeda, K. A. Gschneidner, Jr., T. Takeshita, D. W. Jones, and S. P. Farrant, *Phys. Rev. B* **31**, 5878 (1985).
11. N. P. Kolmakova, A. M. Tishin, and J. Bohr, *J. Magn. Magn. Mater.* **161**, 245 (1996).
12. G. I. Kataev, M. R. Sattarov, and A. M. Tishin, *Fizika Tverdogo Tela* **31**, 276 (1989).
13. A. V. Andrianov, D. I. Kosarev, and A. I. Beskrovnyi, *Phys. Rev. B* **62**, 13844 (2000).
14. Yu. I. Spichkin, J. Bohr, and A. M. Tishin, *Phys. Rev. B* **54**, 6019 (1996).