

## Особенности процессов перемагничивания системы микропроводов

*Акмальдинов Камиль Рушанович*

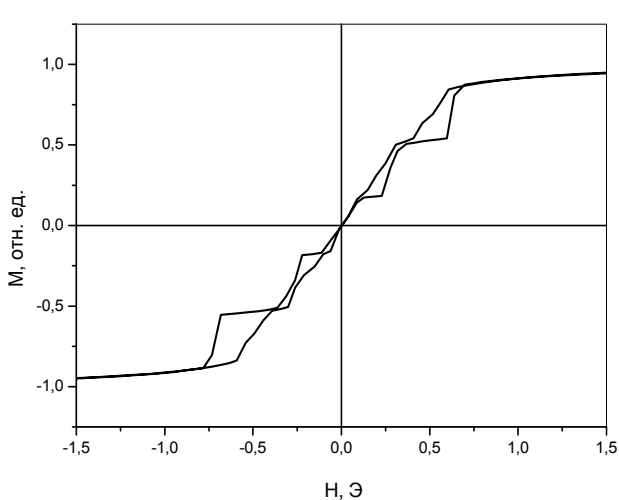
*Студент*

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

*E-mail: k.akmaldinov@gmail.com*

Отличительной особенностью литых микропроводов с аморфной структурой из специальных сплавов является возможность существования в них магнитной бистабильности. Перемагничивание таких микропроводов осуществляется одним скачком (эффект Barhauzen). Критическая длина отрезков микропровода, на которой сохраняется эффект бистабильности, составляет 5 мм и в 10-20 раз меньше, чем у бистабильных лент и проводов, полученных другими способами, а скорость перемагничивания бистабильных микропроводов в несколько раз больше, чем у аналогов. Бистабильные микропровода предназначены для использования в код-метках для кодирования товаров, документов, ценных бумаг, а также для дистанционного управления исполнительными механизмами и создания чувствительных элементов сенсоров. В системе таких проводов, за счет их взаимодействия, а так же изменяя их длины и диаметры, можно получить петли гистерезиса с определенным количеством и амплитудой скачков Баркгаузена.

В данной работе исследовалось перемагничивание различных комбинаций из отрезков различных микропроводов. Были измерены петли гистерезиса нескольких серий образцов, отличающиеся друг от друга длиной, диаметром, химическим составом, и расстоянием между отдельными проводами.



d)

Каждая серия содержала набор проволок одинаковой длины (10, 15 или 20 мм), уложенных либо вплотную друг к другу, либо на расстоянии диаметра. Для сопоставления были исследованы проволоки как обладающие, так и не обладающие бистабильностью (на основе Co и Fe). Установлено, что процессы перемагничивания существенно зависят от структуры образца. Обнаружено, что для системы проводов, расположенных на большом расстоянии друг от друга, суммарная петля является суперпозицией петель от каждого провода по отдельности. Для проволок, расположенных на малом расстоянии друг от друга (расстояния

сравнимы с диаметром проволок), эффективная петля гистерезиса изменяла свой вид, изменялся наклон и появлялись дополнительные скачки, связанные с взаимным влиянием соседних проводов.

## Магнитооптические свойства пленок диоксида титана, допированных кобальтом.

*Ваишук Мария Владимировна, Гилязитдинова Нелли Маратовна.*

Аспирант, студент.

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

E – mail: [nelli.gil@mail.ru](mailto:nelli.gil@mail.ru)

В настоящей работе приведены результаты исследования магнитооптических (МО) свойств ферромагнитных пленок  $TiO_{2-\delta} : Co$  в зависимости от уровня легирования и структурного состояния матрицы. Для исследования магнитооптических свойств пленок измерялся экваториальный эффект Керра (ЭЭК). Основная идеология МО Керр спектроскопии применительно к оксидам  $TiO_{2-\delta} : Co$  состоит в том, что при наличии металлических кластеров Co в МО спектрах должны наблюдаться особенности, связанные с этими кластерами, причем того же типа, что имеют место в магнитных наноккомпозитах, другие же особенности МО спектров должны быть связаны со специфическим ближним окружением ионов Co в матрице  $TiO_{2-\delta}$ , изменением электронной структуры  $TiO_{2-\delta} : Co$ , и наконец с теоретически возможным образованием магнитных моментов на ионах Ti и O.

Пленки  $Ti_{100-x}Co_xO_{2-\delta}$  толщиной 0.2-0.3 мкм на подложках  $LaAlO_3(100)$  были получены методом магнетронного распыления сплавной металлической мишени в аргонокислородной смеси с парциальным давлением кислорода в диапазоне от  $2 \cdot 10^{-6}$  до  $2 \cdot 10^{-4}$  мм.рт.ст. В зависимости от условий получения были приготовлены пленки со структурой анатаза, рутила или монооксида титана. Данные о магнитных и структурных свойствах пленок приведены в работе [1]. Магнитооптические спектры были измерены для ферромагнитных пленок в диапазоне энергий 0.5-4.5eV при комнатной температуре.

На рис. 1 представлены МО спектры ФМ пленок  $TiO_{2-\delta} : 8\%Co$  при различных структурных состояниях матрицы  $TiO_2$ . Видно, что как значения ЭЭК, так и форма спектров зависят от структуры пленок. Несмотря на низкий уровень допирования, для пленки со структурой анатаза в области прозрачности матрицы наблюдается большое значение МО эффекта, превышающее даже значение для кобальта, что может иметь практическое применение. Для всех

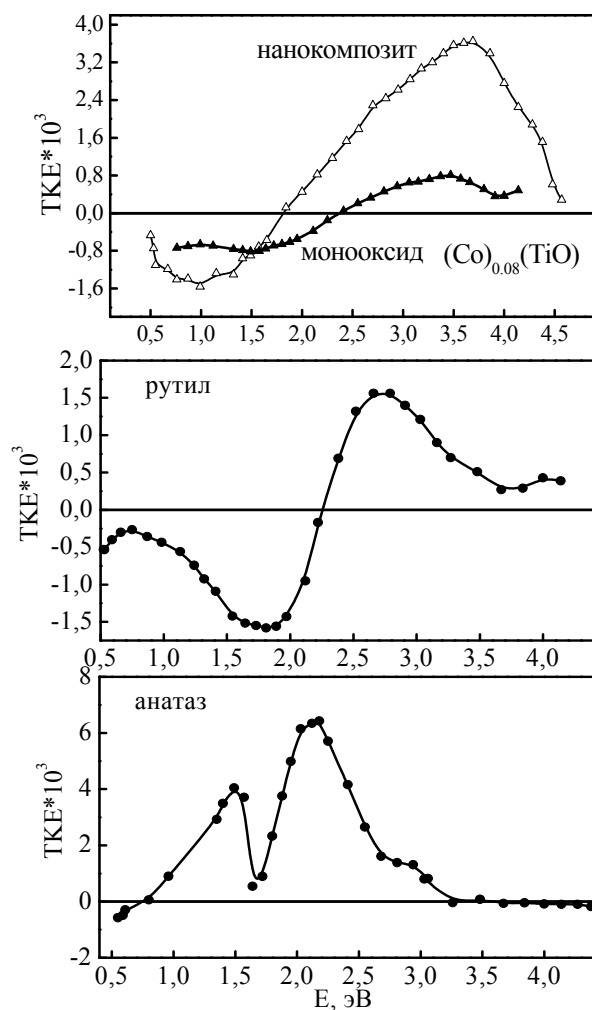


Рис.1. Спектральные зависимости ЭЭК пленок  $Ti_{0,92}Co_{0,08}O_{2-\delta}$  при различных структурных состояниях матрицы  $TiO_{2-\delta}$  и нанокомпозита  $Co_{0,25}(TiO_{2-\delta})_{0,75}$ .

представленных случаев значение МО отклика и форма спектров отличается от спектров для поли- и микрокристаллического Co.

Для пленок монооксида TiO и рутила, допированных 0.08 Co форма спектров ЭЭК похожа на спектры нанокмозитов  $Co_x(TiO_{2-\delta})_{1-x}$ , что может свидетельствовать об образовании кластеров Co в пленках монооксида титана и рутила. Но в отличие от нанокмозитов, где при  $x < x_{пер}$  наблюдается суперпарамагнитное поведение, исследованные образцы были ферромагнитны и обладали хорошо выраженной петлей гистерезиса.

При исследовании пленок со структурой анатаза с различным уровнем легирования установлено, что с уменьшением концентрации кобальта, МО эффект уменьшается, так же как и величина намагниченности, но при этом спектр становится более структурированным.

На рис.2 представлены МО спектры для пленок анатаза  $Ti_{1-x}Co_xO_{2-\delta}$  при  $x=0.004$ .

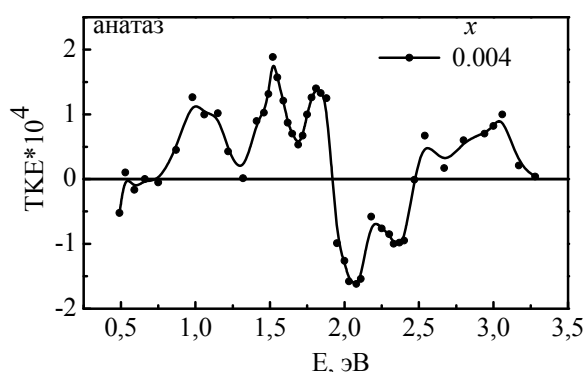


Рис.2. Спектральные зависимости ЭЭК пленок  $Ti_{1-x}Co_xO_{2-\delta}$  с  $x=0.004$

Подчеркнем, что при столь низкой концентрации легирования, заведомо меньшей порога растворимости Co в  $TiO_{2-\delta}$ , образование кластеров Co весьма маловероятно. Наблюдаемая тонкая структура МО спектров также свидетельствует, что ФМ кластеры Co не формируются.

Так как измеренный МО спектр целиком расположен в области относительной прозрачности (ширина щели анатаза и рутила  $TiO_2$  составляет 3.2 и 3.03 эВ, соответственно), то, очевидно, попытаться связать наблюдаемые особенности спектра ЭЭК пленки с содержанием Co 0,004 с

примесями или дефектами. Спектральные позиции внутриионных оптических переходов в наиболее стабильных примесях  $Co^{2+}$  в октаэдрической координации анионов кислорода обычно составляют 2.5, 1.8, 0.9 эВ, а в тетраэдрической координации 2.0-1.9, 0.9-0.8, 0.5 эВ. Очевидно, что точное положение этих линий зависит от величины кристаллического поля. Таким образом, наблюдаемые особенности спектра ЭЭК могут быть обусловлены внутриионными переходами в ионах  $Co^{2+}$ , находящихся в различных координационных окружениях. С увеличением уровня легирования уже необходимо рассматривать не просто отдельные примесные ионы  $Co^{2+}$ , а примесные зоны, что должно приводить к размытию тонкой структуры МО спектров.

Поведение МО спектров исследованных образцов не противоречит имеющимся представлениям об изменении электронной структуры для допированных пленок оксида титана. Вычисление из первых принципов изменения плотности состояний при замещении титана кобальтом в анатазной и рутильной фазах показало, что влияние допирования больше для анатаза [2] и, следовательно, для этой фазы должны наблюдаться в (области прозрачности анатаза) новые МО переходы. Для рутила влияние допирования существенно меньше.

1. L.A. Balagurov, S.O. Klimonsky, S.P. Kobeleva, et al. "Impact of vacuum thermal treatments on the structure and magnetic properties of titanium oxide films doped with Co" // JPCM, 18 (48) (2006) 10999-11005.
2. Hongming Weng, Jinming Dong, T. Fukumura, M. Kawasaki and Y. Kawazoe. "First principles investigation of the magnetic circular dichroism spectra of Co-doped anatase and rutile  $TiO_2$ " // Phys. Rev. B, 2006, 73, 121201(R).

## Влияние поля магнитостатики на гистерезис одноосного магнетика с игольчатым выделением

**Ерёмин Александр Михайлович**

кандидат физико-математических наук

Бийский педагогический государственный университет им. В.М. Шукшина,  
физико-математический факультет, Бийск, Россия

E-mail: [eam77@yandex.ru](mailto:eam77@yandex.ru)

Проведён систематический теоретический анализ влияния магнитостатических полей на процесс перемагничивания одноосного магнетика с игольчатым выделением [1-2]. Аппроксимация игольчатого выделения проводилась цилиндром. Показано, что для некогерентных выделений игольчатой формы учёт магнитостатических взаимодействий в выражении для полной энергии системы обуславливает корректировку величины коэрцитивной силы ( $H_c$ ) и поля разрушения однородно намагниченного состояния ( $H_0$ ) в сторону возрастания.

*Постановка задачи и методика численных расчётов.* Теоретическое исследование процессов перемагничивания магнетиков опирается на микромагнитный подход [3]. Рассматривалось игольчатое выделение, помещённое в матрицу. Между матрицей и выделением имелся переходный слой (ПС), оси лёгкого намагничивания матрицы и выделения были перпендикулярны друг относительно друга.

При произвольном распределении намагниченности, задаваемом полем единичных векторов  $\vec{V}(\vec{x}) = V_1(\vec{x})\vec{i} + V_2(\vec{x})\vec{j} + V_3(\vec{x})\vec{k}$  ( $\vec{M}_s(\vec{x}) = M_s\vec{V}(\vec{x})$ ), полная энергия системы без учёта магнитоупругих эффектов и поверхностной анизотропии даётся выражением:

$$E[\vec{V}(\vec{x})] = \int_V A(\vec{x})[(\vec{\nabla} V_1)^2 + (\vec{\nabla} V_2)^2 + (\vec{\nabla} V_3)^2] dV + \int_V F(\vec{V}(\vec{x})) dV - \int_V M_s(\vec{x})\vec{H}\vec{V}(\vec{x}) dV - \frac{1}{2} \int_V M_s(\vec{x})\vec{H}_m(\vec{x})\vec{V}(\vec{x}) dV \quad (1)$$

где первый член описывает обменную энергию ( $A$  – константа обменного взаимодействия), второй – энергию магнитной анизотропии, где  $F(\vec{V}(\vec{x}))$  – некоторая функция ориентации намагниченности, вид которой зависит от симметрии кристаллической решётки, третий – энергию намагниченности во внешнем поле  $\vec{H}$  ( $M_s$  – константа намагниченности насыщения), а последний – энергию полей рассеяния, создаваемых намагниченностью  $\vec{M}_s(\vec{x})$ ,  $V$  – объём системы.

Размагничивающее поле  $\vec{H}_m$  определяют через градиент магнитостатического потенциала  $U$ :

$$\vec{H}_m = -\vec{\nabla}U \quad (2)$$

Потенциал удовлетворяет уравнениям:

$$\Delta U = 4\pi M_s \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \quad \text{и} \quad \Delta U = 0, \quad (3)$$

соответственно в объёме и вне объёма магнетика и дополнительно граничным условиям:

$$U_{in} = U_{out}, \quad -\frac{\partial U_{in}}{\partial n} + 4\pi M_s \vec{n} \cdot \vec{V} = -\frac{\partial U_{out}}{\partial n}, \quad U(\infty) = 0, \quad (4)$$

где  $U_{in}$  и  $U_{out}$  – значения магнитостатического потенциала на поверхности, но внутри ( $U_{in}$ ) и на поверхности, но снаружи ( $U_{out}$ ) магнетика.

Нахождение равновесного распределения намагниченности заключалось в поиске некоторого локального минимума функционала свободной энергии (1) при условиях (2-4). Минимизация функционала свободной энергии проводилась с учётом магнитостатического члена и для сравнения без него. Численное решение задачи состояло в применении градиентного спуска для дискретного аналога функционала (1) – функции конечного числа переменных. Сеточные уравнения для нахождения размагничивающего поля магнетика решались методом последовательной верхней релаксации [4].

*Результаты численных расчётов и их анализ.* Некоторые результаты численных расчётов приведены и проанализированы в работах [1-2].

Как видно из расчётных данных, учёт магнитостатического члена в выражении для полной энергии системы в случае некогерентного цилиндрического выделения, увеличивает значение  $H_c$  и  $H_0$  за счёт анизотропии формы выделения. В частности, для  $Nd_2Fe_{14}B$  с некогерентным цилиндрическим выделением  $Fe \sim 86$  нм и ПС  $\sim 43$  нм расчётное значение  $H_c$  и  $H_0$  без учёта магнитостатического члена в функционале энергии составляет соответственно  $\sim 15,7$  кЭ и  $\sim 8,5$  кЭ, а с учётом магнитостатического члена  $H_c \sim 17,13$  кЭ,  $H_0 \sim 9,9$  кЭ. Для  $SmCo_5$  с выделением  $Co \sim 80$  нм и ПС  $\sim 20$  нм, расчётное значение  $H_c$  и  $H_0$  без учёта магнитостатического члена в функционале энергии составляет соответственно  $\sim 52,8$  кЭ и  $\sim 30,6$  кЭ, а с учётом  $H_c \sim 57,55$  кЭ,  $H_0 \sim 35,1$  кЭ.

### Литература

1. Ерёмин А.М., Манаков Н.А. (2006) Моделирование гистерезиса одноосного высокоанизотропного магнетика с некогерентным игольчатым выделением с учётом магнитостатических взаимодействий // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. Т. 3, № 4, С. 22-27.
2. Ерёмин А.М. (2007) Расчёт процесса перемагничивания одноосного магнетика с некогерентным низкоанизотропным игольчатым выделением с учётом поля магнитостатики // *Физико-химические процессы в неорганических материалах: доклады Десятой Международной конференции*. Т. 2. - Кемерово: Кузбассвуиздат, С. 52-56.
3. Браун У.Ф. (1979) *Микромагнетизм*. М.: Наука, 159 с.
4. Роуч П. (1976) *Вычислительная гидродинамика*. М.: Мир, 616 с.

## Метаматериалы из аморфных ферромагнитных микропроводов с отрицательным показателем преломления

Иванов Андрей Валериевич,<sup>1</sup> студент

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

E-mail: andrei\_i@ostrov.net

В последние годы возрос интерес к искусственным материалам с отрицательным показателем преломления  $n = \sqrt{\epsilon(\omega) \cdot \mu(\omega)} < 0$  в некоей области частот  $\omega$  электромагнитной волны ( $\epsilon$  и  $\mu$  - отрицательные диэлектрическая и магнитная проницаемости подсистем, составляющих среду - метаматериал). Их именуют материалами (средами) с отрицательным показателем преломления, левыми материалами (ЛМ) [1], материалами с отрицательной фазовой скоростью, обратными средами, дважды отрицательными средами. Возможность противонаправленных групповой и фазовой скоростей волны в различных системах обсуждалась давно. Но прогресс в изучении ЛМ начался после их приготовления из металлических резонаторов двух видов (проводков и колечек с разрезами). И если первые метаматериалы оказывались ЛМ в микроволновой области, то спустя почти 6 лет к настоящему времени достигнут красный край области видимого света. В *однородных* ЛМ обнаружены аномальные, «обратные» по отношению к нормальным средам, эффекты оптического преломления, сдвига Допплера, излучения Черенкова-Вавилова, давления света, эффект невидимости. В них возможны и гиротропные явления [2-4]. В неоднородных нормальных средах для циркулярно-поляризованных электромагнитных волн открыт оптический эффект Магнуса - скручиваемость траектории луча. Аномален ли он в *неоднородных* ЛМ, как и другие эффекты в *однородных* ЛМ? И как реализовать оптически неоднородные ЛМ?

В данной работе в приближении геометрической оптики показано, что в неоднородных левых средах вектор Умова-Пойнтинга циркулярно-поляризованной волны отклоняется в направлении, противоположном нормальным (правым) средам, то есть оптический эффект Магнуса оказывается аномальным. Предложен метаматериал из параллельных аморфных ферромагнитных микропроводов Co-Fe-Cr-B-Si, в которых показатель преломления оказывается отрицательным в реалистичной области частот [5-6]. Учтено магнитостатическое взаимодействие между проводами. Оптическими свойствами такого метаматериала можно управлять внешним магнитным полем, а также механическими напряжениями.

### Литература

- [1] В.Г. Веселаго, УФН **92** (1967) 517; ЖЭТФ **52** (1966) 1025.
- [2] I. V. Lindell, S. A. Tretyakov, K. I. Nikoskinen et al., Microwave and Opt. Tech. Lett. **31** (2001)129.
- [3] T. G. Mackay, A. Lakhtakia, Phys. Rev. E **69** (2004) 026602.
- [4] А.В. Иванов, А.В. Ведяев, О.А. Котельникова и др., ЖММ **300** (2006) e67; Вестник Московского университета **4** (2006) 25.
- [5] V. V. Molokanov, P. P. Umnov, N. V. Kurakova et al., Perspektivnye materialy (in Russian) (Journal of Advanced Materials) No **2** (2006) 5.
- [6] А.В. Иванов, А.Н. Шалыгин, А.В. Ведяев и др. Письма в ЖЭТФ **85** (2007) 694
- [7] A. V. Ivanov, A. N. Shalygin, V. Yu. Galkin, A. V. Vedyayev et al., Proceedings of Metamaterials 2007 – Rome 22-26 October 2007.

---

<sup>1</sup> Автор благодарен профессору А.В. Ведяеву и доценту О.А. Котельниковой за полезные советы и обсуждение.

## Магнитооптические свойства аморфных композиционных пленок<sup>2</sup>

**Буравцова Виктория Евгеньевна<sup>3</sup>**

*Младший научный сотрудник*

**Иванова Ольга Сергеевна<sup>2</sup>**

*физик*

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

*v.e.buravtsova@gmail.com*

В настоящей работе были исследованы мультислойные структуры  $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}]_X/(\alpha\text{-Si})_Y]_{40}$  ( $Z = 100$  ат.%, 46 ат.%, 35 ат.%) с числом бислоев 40. Здесь  $Z$  — содержание аморфного сплава в нанокompозите,  $X$  — толщина нанокompозита,  $Y$  — толщина полупроводниковой прослойки. Общая толщина пленок изменялась от 80 нм до 270 нм. Многослойные наноструктуры были получены в Воронежском государственном техническом университете методом ионно-лучевого распыления двух мишеней на вращающуюся подложку. В качестве инертного газа в распылительной камере использовался аргон чистотой 99,992 %. Выбор в качестве полупроводника кремния Si обусловлен его традиционно широким применением в полупроводниковой электронике. В качестве металлической компоненты использован сплав  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ , который относится к легко аморфизируемым безметаллоидным системам. Содержание металла в композите выбрано как до порога, так и после порога перколяции с целью комплексного изучения влияния полупроводниковой фазы на МО свойства структуры.

В широкой области энергий световых квантов (0,5 – 4,2 эВ) изучена дисперсия магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) мультислойных структур. Проведенные исследования показали, что характер частотной зависимости и величина ЭЭК сильно зависят от толщины как слоев полупроводника, так и слоев гранулированного ферромагнетика, а также от концентрации  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$  в нанокompозите.

Установлено, что при увеличении относительной концентрации полупроводника в образцах всех серий наблюдаются небольшие различия в характере зависимости ЭЭК  $\delta(h\nu)$  в ультрафиолетовой области спектра, которые связаны с изменением оптических свойств мультислойных структур за счет увеличения относительной концентрации кремния. Кроме того, увеличение толщины кремниевых прослоек приводит к уменьшению относительной концентрации ферромагнетика во всем объеме образца, и, как следствие, к уменьшению амплитуды эффекта в несколько раз во всем диапазоне длин волн (0,5 – 4,2 эВ) [1].

Из сравнений дисперсии ЭЭК образцов всех серий видно, что при уменьшении концентрации ферромагнитной фазы  $Z$  в нанокompозите уменьшается амплитуда эффекта в видимой области спектра. В инфракрасной области у образцов с  $Z = 46$  ат.% при уменьшении толщины полупроводниковой прослойки происходит смена знака эффекта при толщинах  $0,98\text{нм} < X < 1,09\text{нм}$  и  $1,08\text{нм} < Y < 1,79\text{нм}$ ;  $1,76\text{нм} < X < 2,14\text{нм}$  и  $0,72\text{нм} < Y < 2,00\text{нм}$ . Подобное радикальное изменение характера спектра не наблюдается для серии с  $Z = 100$  ат.% при изменении толщины кремния. Форма спектральной зависимости образцов серии с  $Z = 35$  ат.% наиболее близка по характеру к спектру гранулированного образца  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}$ .

Наблюдаемые особенности в ходе спектральных зависимостей ЭЭК можно объяснить не только изменением оптических свойств структур, но и, вероятно,

<sup>2</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ, проект № 05-02-17064

<sup>3</sup> Авторы выражают признательность профессору, д.ф.-м.н. Ганьшиной Е.А., профессору, д.ф.-м.н. Калинину Ю.Е., доценту, к.ф.-м.н. Сырьеву Н.Е. за помощь в подготовке тезисов

образованием новых химических соединений – силицидов на границе композит – полупроводник, которые вносят свой вклад в формирование магнитооптического отклика. Из анализа полученных результатов можно предположить, что влияние силицидов в большей степени проявляется при малых концентрациях ферромагнетика ( $Z = 35$  ат.%, 46 ат.%). А для структур с  $Z = 100$  ат.%, магнитооптический отклик в основном определяется вкладом ферромагнитных слоев  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ , и вклад силицидов очень мал.

Большое влияние на характер спектров ЭЭК может оказывать изменение топологии прослоек полупроводника. Это предположение подтверждают исследования толщинных зависимостей  $\delta(Y)$ . В каждой серии образцов ( $Z = 35$  ат.%, 46 ат.%, 100 ат.%) максимальные значения ЭЭК наблюдались для образцов с различными толщинами кремния. Обнаружено, что положение максимума  $\delta(Y_{\text{кр}})$  на толщину зависимости ЭЭК сильно зависит как от величины прослойки кремния, так и от концентрации ферромагнитной фазы  $Z$  в слоях композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}$ . Образование сплошной полупроводниковой прослойки у образцов серий, где в качестве ферромагнитного слоя использовался нанокompозит  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}$ , происходит при больших толщинах Si, чем для серии со сплошными слоями ферромагнетика ( $Z = 100$  ат.%).

Эти особенности можно объяснить, используя принцип минимизации поверхностной энергии структуры. В процессе роста зародыши пленки полупроводника на поверхности композита будут концентрироваться на металлических гранулах, т.к. величина поверхностной энергии ( $\gamma$ ) сплава  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$  составляет  $2,8 \text{ J/m}^2$ , а для  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и Si  $1,4$  и  $1,2 \text{ J/m}^2$  соответственно [2]. Рост полупроводника на грануле металла будет происходить послойно. Первый атомный слой полупроводника с большой вероятностью может образовывать соединение с металлом в виде силицида, а затем расти на поверхности в виде островковой структуры. Образующаяся островковая структура слоя Si будет оказывать незначительное влияние на величину магнитооптического отклика многослойной системы до толщины, при которой образуется сетка бесконечных каналов гранула-полупроводник-гранула. Для образцов серии с  $Z = 100$  ат.% частицы кремния могут равновероятно осаждаться в любую точку поверхности ферромагнитной пленки и сплошной слой кремния образуется при  $Y_{\text{кр}} \approx 1,2$  нм. Таким образом, изменение МО свойств мультислойных структур в области толщин  $1,2 - 2,1$  нм можно связать с постепенным ростом прослойки Si на ферромагнитных гранулах  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$  — слой кремния из островкового становится сплошным. Площадь контакта соседних слоев нанокompозита при этом уменьшается, а площадь контакта композит – полупроводник увеличивается. Как следствие это приводит к росту концентрации силицидов, которые вносят свой вклад в магнитооптический отклик, меньший по амплитуде, чем у сплава  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ . Поскольку через тонкие прослойки кремния может осуществляться обменное взаимодействие ферромагнитных гранул, то количество обменно-связанных одним «островком» гранул увеличивается, что приводит к увеличению амплитуды ЭЭК. Происходит ли обменное взаимодействие за счет электронов проводимости кремния, или за счет обменного взаимодействия силицидов, образовавшихся на границе ферромагнетика и Si, сказать сложно, и требуется дальнейшее изучение этого вопроса.

### Литература

1. В.Е. Буравцова, Е.А. Ганьшина, О.С. Иванова, Ю.Е. Калинин, С. Пхонгхирун, А.В. Ситников. (2007) Межд. симпоз. «Порядок, беспорядок и свойства оксидов». Сочи. 12-17 сент. Сборник трудов, с.235-237.
2. Ю.Е.Калинин, К.Г.Королев, А.В.Ситников. Электрические и магнитные свойства мультислойных структур нанокompозит – гидрогенизированный аморфный кремний // Вестник ВГТУ (в печати)



## Магнитные свойства полидисперсных магнитоэластиков

*Казаков Александр Павлович*

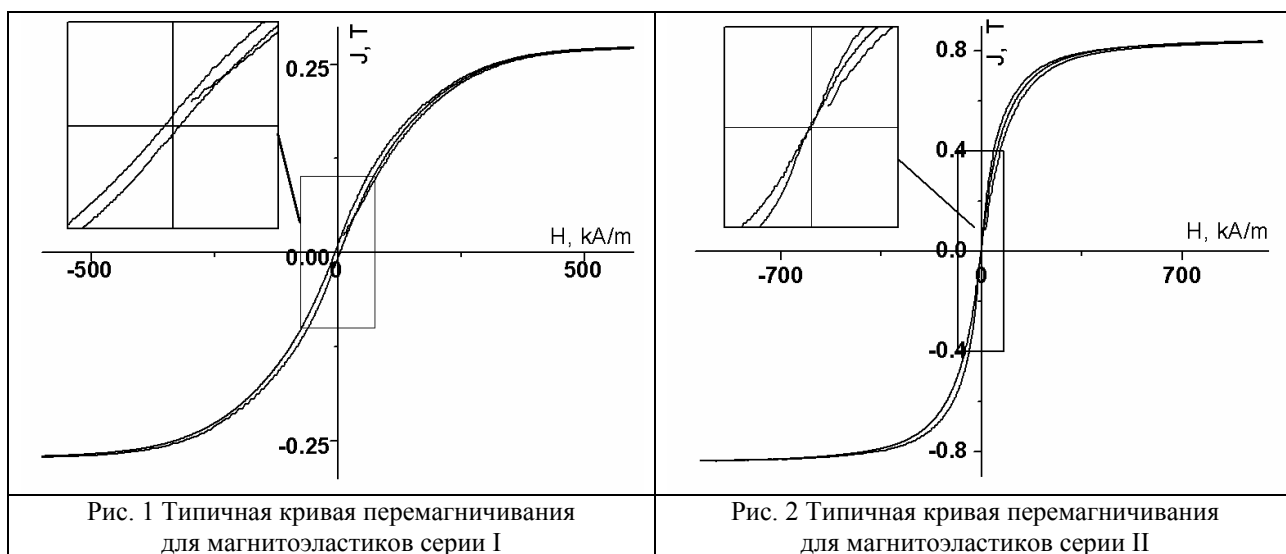
*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

*E-mail: kazakov\_a\_86@mail.ru*

Настоящая работа посвящена исследованию новых магнитоуправляемых материалов, магнитоэластиков, представляющих собой ансамбли дисперсных магнитных частиц в высокоэластичной полимерной матрице. Магнитоластики совмещают в себе два трудносовместимых свойства: большая намагниченность и высокая эластичность.

Магнитные свойства магнитоэластиков определяются магнитными свойствами частиц, их концентрацией и распределением по размерам. Целью данной работы являлось изучение влияния концентрации и размера частиц на магнитные свойства магнитоэластиков, в которых диспергированы два типа магнитных частиц, размеры которых различаются на порядок.

В работе были исследованы магнитные характеристики магнитоэластиков и входящих в их состав магнитных частиц. В ходе исследования изучались две серии образцов магнитоэластиков. В образцах первой серии были использованы частицы железа со средними размерами  $\sim 300\text{Å}$  и  $\sim 2\text{мкм}$  (серия I), во второй – частицы со средними размерами  $\sim 2\text{мкм}$  и  $\sim 50\text{мкм}$  (серия II). Общая массовая концентрация магнитных частиц во всех исследованных образцах поддерживалась постоянной. Измерения проводились на гистографе фирмы Brockhaus Messtechnik.



Были получены петли гистерезиса для магнитоэластиков 2-х серий и порошков магнитных частиц. Обнаружено, что петли для крупных частиц ( $\sim 2\text{мкм}$  и  $\sim 50\text{мкм}$ ) имеют безгистерезисный характер. Гистерезис появляется только на мелких частицах, для размеров меньше  $\sim 600\text{Å}$ .

Показано, что форма петли гистерезиса для магнитоэластика зависит от того какие частицы входят в его состав. Так, на образцах серии I (см. рис. 1) наблюдалась коэрцитивная сила, которая растет с увеличением концентрации мелких частиц. Однако на образцах магнитоэластиков с крупными частицами наблюдалось расхлопывание петли гистерезиса. Оно заключается в том, что в процессе перемагничивания появляется некое подобие гистерезиса с нулевыми значениями остаточной намагниченности и коэрцитивной силы (см. рис. 2). Это явление мы связываем с контактными взаимодействиями в формируемой магнитным полем структуре магнитных частиц.

Литература:

1. Никитин Л.В., Миронова Л.С., Степанов Г.В., Самусь А.Н. Высокомолек. Соед. А. 2001. Т. 43. № 4. С. 698.
2. Никитин Л.В., Миронова Л.С., Корнев К.Г., Степанов Г.В. Высокомолек. Соед. А. 2004. Т. 46. № 3. С. 498.

## Зависимость магнитокалорического эффекта от структурного состояния образцов, полученных на основе сплавов $R_2Fe_{17}$

Карпенков Алексей Юрьевич, Кошкидько Юрий Сергеевич, Карпенков Дмитрий Юрьевич  
студент

Тверской государственной университет, физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: [Karpenkov\\_Alex@mail.ru](mailto:Karpenkov_Alex@mail.ru)

Выбор в качестве объекта исследования соединений  $R_2Fe_{17}$  с тяжелыми редкоземельными металлами и Y связан с потенциальной возможностью применения их в качестве рабочего тела магнитных холодильников. Однако до настоящего времени не исследована зависимость величины магнитокалорического эффекта (МКЭ) от структурного состояния материала, т.е. влияние размера зерна, которое может изменяться в пределах от нескольких миллиметров до десятков нанометров на величину МКЭ.

Были проведены измерения МКЭ на микро- и нанокристаллических образцах соединения  $R_2Fe_{17}$ . Образцы с размером зерна в несколько миллиметров были получены методом высокочастотной индукционной плавки. Путем быстрой закалки расплава на быстровращающийся медный диск, из них были получены нанокристаллические образцы.

Средний размер зерен исходного сплава  $Y_2Fe_{17}$  составил  $\sim 1$  мм (рис. 1), а нанокристаллического  $\sim 50$  нм (рис. 2). Максимальные значения МКЭ в поле 18,3 кЭ для микро- и нано-образцов соединения  $Y_2Fe_{17}$  составили 1К и 0,5К соответственно (рис. 3). Установлено, что измельчение структуры образцов от 1 мм до 50 нм приводит к уменьшению МКЭ. Данное изменение магнитокалорического эффекта связано с межзеренным обменным взаимодействием в нанокристаллических ферромагнитных материалах.

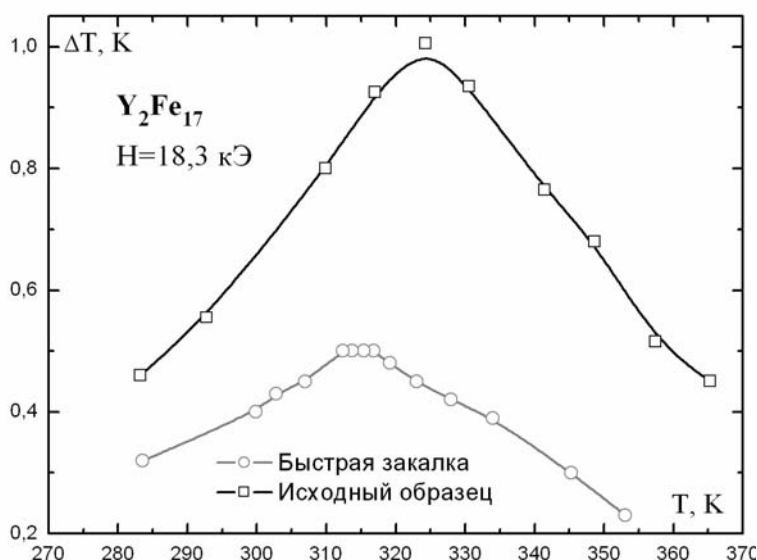


Рис 3. Температурная зависимость магнитокалорического эффекта в постоянном поле для микро- и нано-образцов соединения  $Y_2Fe_{17}$

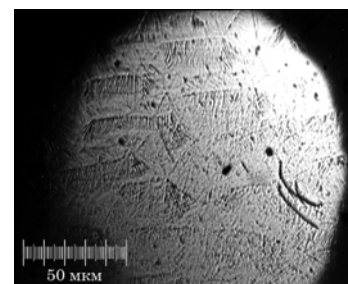


Рис 1. Зерно исходного сплава  $Y_2Fe_{17}$ , полученное методом оптической металлографии (порошковые осадки)

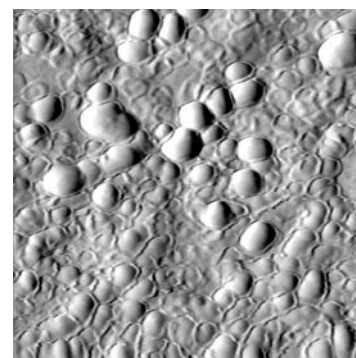


Рис 2. Структура нано-образца соединения  $Y_2Fe_{17}$ , полученная методом АСМ (1x1 мкм)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-00244-а, РФФИ 08-02-01029-а, ИШ-2481.2008.2 и гранта Минобрнауки России РНП.2.1.1.3674.

## Терромагнитный анализ, магнитокалорический эффект и доменная структура микро- и нанокристаллических сплавов системы Tb-Fe-Ti

Карпенков Дмитрий Юрьевич, Карпенков Алексей Юрьевич  
студент

Тверской Государственный университет, физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: [karpenkov\\_d\\_y@mail.ru](mailto:karpenkov_d_y@mail.ru)

Соединения R-Fe-Ti являются превосходными модельными объектами для анализа природы фундаментальных магнитных свойств редкоземельных интерметаллидов. Они обладают сравнительно простой кристаллической решеткой и демонстрируют огромное разнообразие магнитных свойств. Кроме того, сплавы TbFe<sub>11</sub>Ti интересны наличием спинпереориентационного перехода легкая плоскость – легкая ось вблизи комнатной температуры, что может позволить применять их в технологии магнитного охлаждения в качестве рабочего тела.

В качестве исходных компонентов для приготовления сплавов Tb-Fe-Ti использовались металлы высокой степени чистоты. Исходные сплавы получали методом высокочастотной индукционной плавки. Быстрозакаленные сплавы получались в виде лент путем разлива расплава исходного образца на медный диск, вращающийся с линейной скоростью 6,53 м/с. После этого полученные образцы были измерены на установке терромагнитного анализа и на установке по измерению магнитокалорического эффекта. Также была исследована доменная структура микро- и нанокристаллических сплавов путем оптической микроскопии (увеличение в 1000 раз) и методами магнитно-силовой микроскопии (увеличение в 100 000 раз).

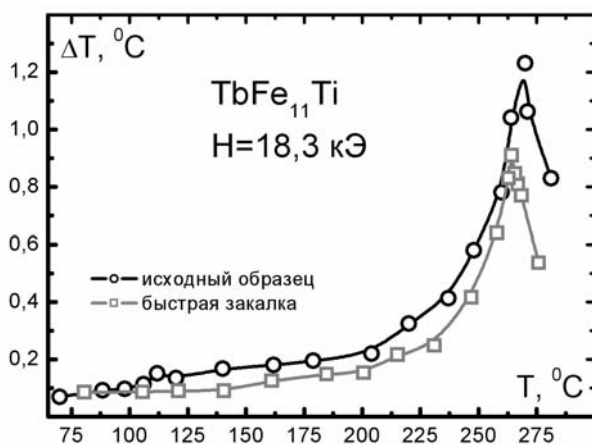


Рис1.

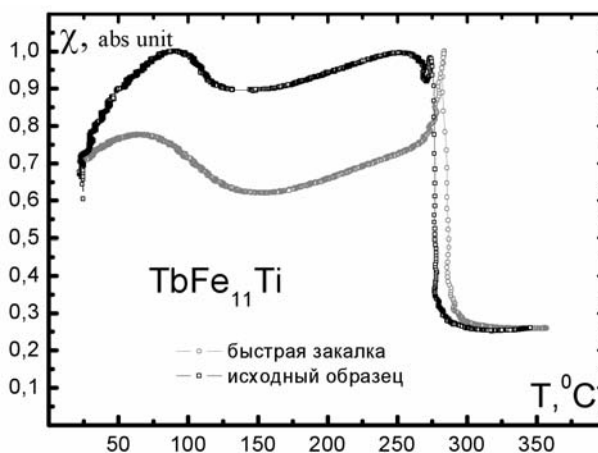


Рис2.

На Рис1. представлены результаты измерения МКЭ на микро и нанокристаллических сплавах TbFe<sub>11</sub>Ti в поле 18,3 кЭ. Выяснилось, что уменьшение размеров зерен с 500 мкм до 50 нм влечет уменьшение значений магнитокалорического эффекта с 1,23 °C на микрокристаллических образцах до 0,91 °C на нанокристаллических.

На Рис2. представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости на микро- и нанокристаллических образцах сплава TbFe<sub>11</sub>Ti. Данные анализа показывают, что изменение размеров зерен не влечет смещения характерных температур фазового (температура Кюри) и спинпереориентационного переходов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 08-02-00244-а, РФФИ 08-02-01029-а, грант Минобрнауки России РНП.2.1.1.3674, НШ-2481.2008.2

# Влияние магнитной анизотропии на величину магнитокалорического эффекта соединений $R_2Fe_{17}$ с тяжелыми редкоземельными металлами и иттрием

Кошкидько Юрий Сергеевич

аспирант

Смирнов Роман Федорович

студент

Тверской государственный университет, Тверь, Россия

В настоящее время интенсивно ведется поиск магнитных материалов обладающих экстремальными значениями магнитокалорического эффекта (МКЭ) вблизи комнатных температур для создания магнитных холодильников. В большинстве случаев исследования ограничиваются изучением величины интегрального МКЭ. Отдельный интерес в фундаментальном, а также прикладном плане представляют исследования различных вкладов в величину МКЭ, таких как, парапроцесс, процесс вращения вектора намагниченности, а также влияние размагничивающего поля образца на величину МКЭ. Данная работа посвящена исследованию величины МКЭ, обусловленной этими процессами.

Для исследования МКЭ были выбраны монокристаллы  $R_2Fe_{17}$  (где  $R=Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Lu$  и  $Y$ ). Выбор монокристаллов  $R_2Fe_{17}$  в качестве объектов исследования обусловлен высокими значениями их намагниченности и констант анизотропии. Кроме того, большинство данных соединений обладают температурой Кюри (Нееля) близкой к комнатной, что может быть интересно с практической точки зрения при использовании данных магнитных материалов в качестве рабочего тела магнитных холодильников.

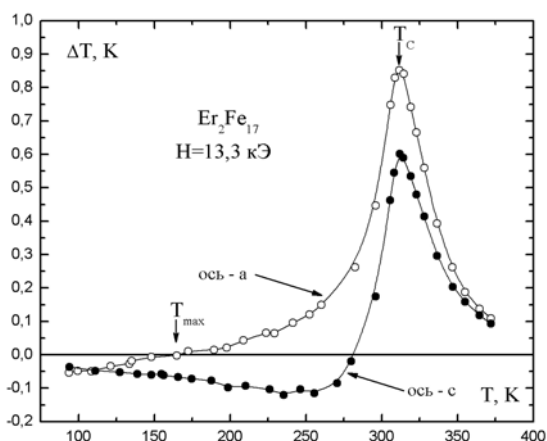


Рис. 1 Температурные зависимости МКЭ измеренные вдоль оси трудного и легкого намагничивания для монокристалла  $Er_2Fe_{17}$ .

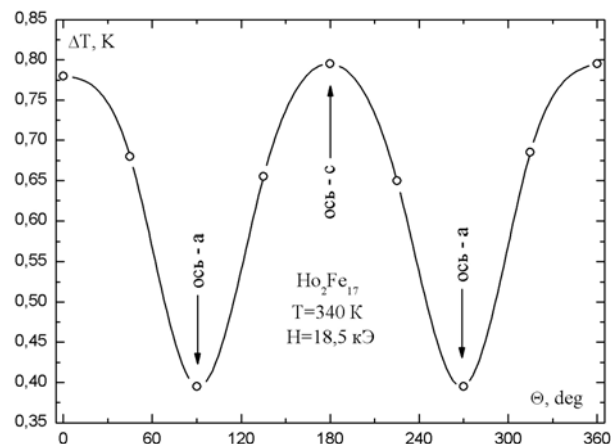


Рис. 2 Угловая зависимость МКЭ монокристалла  $Ho_2Fe_{17}$  обусловленная процессом вращения вектора намагниченности.

В результате проведенных исследований было установлено, что в соединениях  $R_2Fe_{17}$  величина МКЭ за счет парапроцесса составляет  $\sim 0,6$  К/Т (рис.1). При этом величина МКЭ парапроцесса в соединениях  $R_2Fe_{17}$  слабо зависит от замещающего РЗМ. Причиной этого является то, что основной вклад в МКЭ парапроцесса соединений  $R_2Fe_{17}$  вносит подрешетка железа. Однако, величина МКЭ за счет вращения вектора намагниченности довольно сильно зависит от типа РЗМ, и достигает максимального значения  $0,46$  К у соединения  $Ho_2Fe_{17}$  (рис.2).

Работа выполнена при поддержке грантов НШ-2481.2008.2, РФФИ № 08-02-00244-а, 08-02-01029-а, Минобрнауки РФ РНП.2.1.1.3674.

# Аномальный эффект Холла в легированных Mn структурах с квантовой ямой GaAs/InGaAs/GaAs

**Кузнецов Николай Николаевич**  
аспирант

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия  
E-mail: [kuznetsovnikolay@mail.ru](mailto:kuznetsovnikolay@mail.ru)

В ходе проведенной работы изучены особенности электронного транспорта, эффекта Холла, магнитосопротивления легированных Mn структур с квантовой ямой GaAs/In<sub>0.17</sub>Ga<sub>0.83</sub>As/GaAs в интервале температур 4.2-300К. Во всех образцах обнаружен ферромагнетизм в области температур от 4.2 до 400 К (ограничение СКВИДа).

Обнаружено, что в образцах с высокой подвижностью дырок аномальный эффект Холла либо не наблюдается (с квазиметаллическим типом температурной зависимости сопротивления и слабым рассеянием дырок – рис. 1а), либо наблюдается в ограниченном интервале температур, меньшем области существования ферромагнетизма (для структур с активационной зависимостью сопротивления от температуры – рис. 1б).

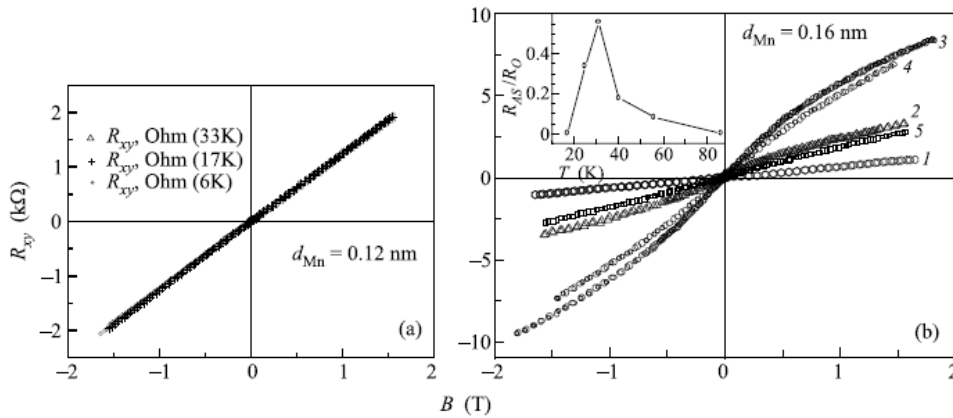


Рис. 1: Зависимости холловского сопротивления от магнитного поля для образца 419 - (а) и 421 - (б). Температуры  $T$ , К: 1-16,7; 2-25; 3-31; 4-39,4; 5-56.9. На вставке-относительная величина аномального эффекта Холла

Отличия в магнитотранспортных свойствах образцов 419 и 421 обусловлены существенно различной степенью амплитуды флуктуационного потенциала, связанного с неоднородным распределением атомов Mn и их возможностью выступать в качестве акцепторных примесей в GaAs, а при содержании Mn выше некоторого критического значения - преимущественно в качестве двойных доноров. Последние могут приводить к заметному уменьшению концентрации дырок по сравнению с суммарной концентрацией акцепторов и доноров. Амплитуда флуктуационного потенциала  $\delta\phi$  определяется выражением [1]:

$$\delta\phi = \frac{e^2}{k} N_t^{1/2} \ln^{1/2} \frac{N_t^{3/4}}{pa^{1/2}} = \frac{e^2}{k} N_t^{1/2} \frac{(1+K)^{3/4}}{(1-K)} \left(\frac{r_a}{a}\right)^{1/2},$$

где  $e$ - заряд электрона,  $a$ -боровский радиус  $k$ - диэлектрическая постоянная,  $p$ - суммарная концентрация дырок в канале (свободных и локализованных) и в слое Mn,  $N_t = N_A + N_D$ ,

$N_A, N_D$ -концентрации акцепторов и доноров соответственно,  $K = \frac{N_D}{N_A}$ -степень

компенсации,  $r_a = N_A^{-1/2}$ .

При низких температурах во всех типах структур наблюдается отрицательное магнитосопротивление, связанное с подавлением магнитным полем рассеяния на локализованных магнитных моментах.

## Литература

1. В. А. Гергель, Р.А. Сулис, ЖЭТФ **75**, 191 (1978)

## Об особенностях релаксации магнитного момента в ферроколлоидах<sup>4</sup>.

Куникин С.А., Гладких Д.В.<sup>5</sup>

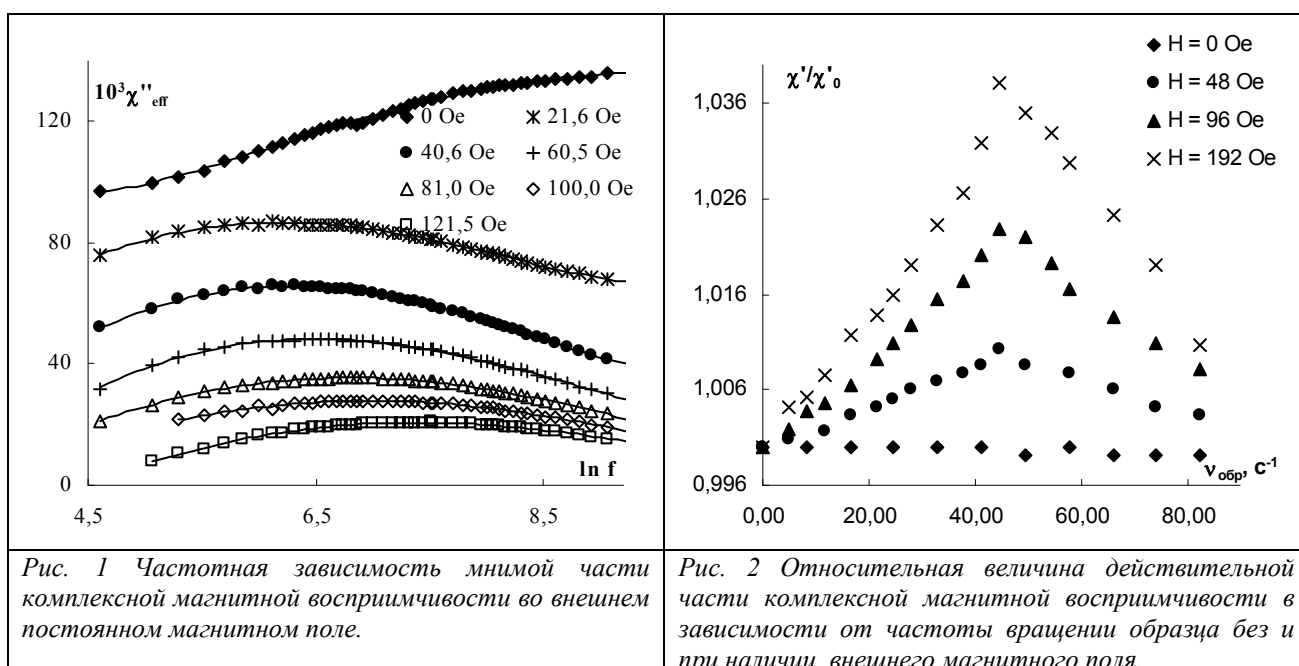
Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

E-mail: speckle-stav@rambler.ru

Из всех известных в настоящее время магнитных жидкостей наибольшее распространение на практике получили ферроколлоиды на вязких основах (минеральных маслах, кремнийорганических средах). Настоящая работа посвящена исследованию одной из таких жидкостей: коллоиду на основе кремнийорганической жидкости ПЭС-3.

Измерение намагниченности магнитных жидкостей осуществлялось с помощью вибрационного магнетометра. Комплексная магнитная восприимчивость исследовалась мостовым методом с помощью прецизионного измерителя иммитанса LCR-817.

Измерения показали, что исследуемая жидкость имеет аномальное соотношение магнитной восприимчивости и намагниченности насыщения: при достаточно большой восприимчивости ( $\chi = 6,36$ ), величина намагниченности насыщения образца невелика ( $M_{\infty} = 26,9 \text{ A/m}$ ). Магнитогранулометрия, проведенная по результатам,



полученным в слабых и в сильных полях, показала существенное различие в размерах частиц: 6,9 нм для сильных полей и 20,6 нм для слабых. На частотной зависимости мнимой части магнитной восприимчивости образца при воздействии внешнего постоянного магнитного поля, направленного параллельно измерительному, возникает максимум при некотором значении напряженности внешнего поля. Положение максимума зависит от величины магнитного поля и при увеличении последнего, смещается в область более высоких частот (рис.1). При исследовании комплексной магнитной восприимчивости вращающейся магнитной жидкости обнаружено, что действие магнитного поля, направленного перпендикулярно переменному измерительному, приводит к появлению максимума на зависимости действительной части магнитной восприимчивости от частоты поля, причем его относительная величина зависит от величины постоянного поля (рис. 2).

Объяснение обнаруженных эффектов связано с особенностями релаксации магнитных моментов частиц, обусловленных их взаимодействием и объединением в структурные образования.

<sup>4</sup> Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию в рамках научно-технической программы: «Развитие научного потенциала высшей школы».

<sup>5</sup> Авторы выражают признательность научному руководителю профессору, д.ф.-м. н. Диканскому Ю.И.

# Влияние немагнитного Мо слоя на магнитные свойства тонкопленочных Fe/Mo/Fe структур

Максимова Галина Валерьевна<sup>6</sup>

студент

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

E-mail: galmax86@mail.ru

## Введение

В последние годы по-прежнему большое внимание уделяется изучению многослойных тонкопленочных структур, представляющих собой чередование магнитных и немагнитных слоев субмикронной толщины. Обусловлено это обнаружением в них таких явлений как антиферромагнитное взаимодействие [1], гигантское магнитосопротивление [2] и осцилляционное обменное взаимодействие между магнитными слоями через немагнитную разделительную прослойку [3]. Изучение свойств композиционно-модулированных магнитными (Fe, Co, Ni) и немагнитными (Cu, Ag, Au, Al, Ta и т.д.) слоями тонкопленочных систем представляет интерес как с точки зрения решения фундаментальных проблем физики магнитных явлений, так и их практического применения в современной микроэлектронике. В настоящее время не вызывает сомнения, что наиболее эффективными и широко применяемыми методами исследования тонкопленочных магнитных структур являются магнитооптические, что обусловлено тем, что они применимы в широкой области магнитных полей и температур, позволяют изучать магнитные и магнитооптические свойства, как ультратонких магнитных пленок, так и многослойных тонкопленочных систем. **Цель данной работы** состояла в магнитооптическом исследовании магнитных свойств тонкопленочных Fe/Mo/Fe систем.

## Исследуемые образцы и методы их исследования

Тонкопленочные Fe/Mo/Fe системы были получены с помощью магнетронного напыления при базовом давлении в вакуумной камере меньше  $10^{-8}$  Торр и давлении рабочего газа (аргона)  $1 \times 10^{-3}$  Торр. Толщина Fe слоев была равна 2.5 нм, а толщина Мо слоя изменялась от 0.5 до 2.8 нм. Исследование микроструктуры изучаемых образцов были выполнены с помощью рентгеновского дифракционного анализатора (XRD). Наличие периодических структур (четко выраженных границ раздела) в исследуемых образцах было подтверждено данными рентгеноструктурного анализа. Изучение магнитных свойств описанных выше систем было выполнено с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК) на магнитооптическом магнетометре. Магнитное поле  $H$  было приложено параллельно поверхности образцов и перпендикулярно плоскости падения света. Кривые намагничивания и петли гистерезиса были измерены при двух ориентациях внешнего магнитного поля  $H$ . В одном случае  $H$  было параллельно направлению магнитного поля, приложенного в процессе напыления тонкопленочных систем (обозначено как D1), а в другом -  $H$  было перпендикулярно D1 (обозначено как D2).

## Результаты

Было обнаружено, что кривые намагничивания изучаемых Fe/Mo/Fe тонкопленочных систем, измеренные для двух направлений плоскостного магнитного поля (D1 и D2), сильно различаются, что свидетельствует о наличии в этих образцах плоскостной магнитной анизотропии. Причиной появления плоскостной магнитной анизотропии в изучаемых системах является наличие внешнего магнитного поля  $H \sim 70$  Э, приложенного параллельно плоскости подложки в процессе изготовления образцов.

Было установлено, что петли гистерезиса всех Fe/Mo/Fe трехслойных образцов в магнитном поле, приложенном вдоль направления D2, имеют безгистерезисную форму, аналогичную наблюдаемой для ультратонких магнитных пленок, а вид петель, измеренных в магнитном поле, параллельном D1, зависит от толщины Мо слоя. В

<sup>6</sup> Автор выражает признательность профессору, дфмн Шалыгиной Е.Е. за помощь в подготовке тезисов.



частности, при одних значениях  $t_{Mo}$  наблюдаются прямоугольные, а при других - сложные петли гистерезиса с достаточно высокими значениями поля насыщения. Описанные выше данные позволили получить зависимость поля насыщения  $H_S$  от толщины Mo слоя при D1 ориентации магнитного поля. Было найдено, что значение  $H_S$  осциллирует с изменением  $t_{Mo}$ , период этих осцилляций  $\Lambda$  порядка 1 нм, а их амплитуда уменьшается с ростом  $t_{Mo}$ . Обнаруженную зависимость  $H_S(t_{Mo})$  можно объяснить наличием обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку и его осцилляционным поведением с изменением толщины немагнитного слоя (переход от ферромагнитного (Ф) к антиферромагнитному (АФ) взаимодействию). В результате, в изучаемых трехслойных системах возможна параллельная (Ф упорядочение) и антипараллельная (АФ упорядочение) ориентация намагниченности в соседних слоях железа. В случае ферромагнитного обмена между магнитными слоями процессы перемагничивания трехслойных тонкопленочных структур в целом аналогичны процессам перемагничивания тонких пленок и могут осуществляться, например, за счет необратимого роста зародышей перемагничивания. В случае антиферромагнитного обмена между магнитными слоями векторы намагниченности в соседних пленках железа при  $H = 0$  разнонаправлены, т.е. рассматриваемая тонкопленочная структура подобна одноосному антиферромагнетику. В образцах с АФ обменом поле насыщения  $H_S$  значительно больше, чем  $H_S$  в образцах с Ф обменом, что обусловлено дополнительными затратами энергии на преодоление антиферромагнитного обмена между магнитными слоями.

Следует отметить, что найденный период осцилляций поля насыщения имеет достаточно большое значение. Согласно существующим представлениям, в случае, если обмен между слоями осуществляется через РККУ-взаимодействие,  $\Lambda$  должно быть порядка  $\pi/k_F$  ( $k_F$  – волновой вектор Ферми), которое для большинства металлов равно 0.3 – 0.4 нм. В нашем случае,  $\Lambda$  больше, чем  $\pi/k_F$ . Это свидетельствует о том, что теоретические оценки этого параметра должны быть выполнены с учетом квантового размерного эффекта, проявляющегося в изменении электронной структуры ультратонкого магнитного слоя (появление так называемых Quantum Well States (QWS's)) по сравнению с объемным материалом. В этом случае период осцилляций  $\Lambda$  должен быть равен  $\pi/[k_{BZ} - k_F]$ , где  $k_{BZ}$  – вектор к границе зоны Бриллюэна в направлении, перпендикулярном поверхности пленки. В этом случае рассчитанное значение  $\Lambda$  порядка 1 – 1.2 нм.

#### Литература

1. Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B., Sowers H. (1986) Layered magnetic structure: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers // Phys. Rev. Lett., vol. 57, pp. 2442-2445.
2. Babich M.N., Broto J.M., Fert A., et. al. (1988) Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices // Phys. Rev. Lett., vol. 61, pp. 2472-2475.
3. Parkin S.P., More N., Roche K.P. (1990) Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr and Fe/Cr // Phys. Rev. Lett., vol. 64, pp. 2304-2307.

## **Динамика доменной стенки в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения слоев.**

**Мастин Аркадий Анатольевич<sup>7</sup>**

*аспирант*

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

*E-mail: mastinaa@mail.ru*

Одним из интересных объектов для исследования динамики доменной стенки (ДС) являются пленки феррит-гранатов. Их получают методом жидкофазной эпитаксии [1]. Этот процесс сопровождается образованием поверхностных слоев пленки, отличающихся от основного объема пленки по химическому составу и магнитным параметрам (намагниченности насыщения, эффективного поля анизотропии, коэффициентом затухания и т.д.). Выяснение влияния слоистости на движение доменной стенки вызывает большие трудности. Целью настоящей работы являлось численное исследование влияния слоистости пленки на динамику доменной стенки в двухслойной пленке с различной намагниченностью слоев. Динамика ДС в пленках феррит-гранатов достаточно хорошо описывается системой уравнений Слончевского [2].

В работе исследуется зависимость скорости движения ДС и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС от величины внешнего магнитного поля при различных значениях толщин слоев, зависимость поля и скорости срыва стационарного движения от намагниченности и толщины слоев пленки. При моделировании движения ДС поле размагничивания учитывалось в статическом приближении.

В результате проведенных исследований в настоящей работе путем численного моделирования движения ДС в двухслойной пленке показано, что:

–на зависимости скорости движения ДС от внешнего магнитного поля в области нестационарного движения ДС наблюдаются максимумы, совпадающие с минимумами угловой скорости вращения связанные с зарождением и устойчивостью движения горизонтальных линий Блоха по толщине пленке,

–скорость и поле срыва стационарного движения имеют минимальное значение при одинаковом значении намагниченности насыщения слоев,

–на зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от толщины слоя с меньшей намагниченностью наблюдается максимум, при монотонном уменьшении поля и скорости срыва движения от толщины слоя с большей намагниченностью,

–показана возможность, при некотором соотношении толщин слоев, переключения угла выхода намагниченности одного из слоев пленки, при котором угол выхода намагниченности соседнего слоя практически не меняется.

### **Литература**

1. Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. (1979) Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергия, 216 с.
2. А. Малоземов, Дж. Слонзуски (1982). Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 386 с.

---

<sup>7</sup> Автор выражает признательность д.ф.м. н. Рандошкину В.В. за идею работы и всестороннюю помощь.

**Магнитные свойства многослойных систем  
«наноккомпозит - гидрогенизированный аморфный кремний»**

**Мигунов Вадим Евгеньевич**

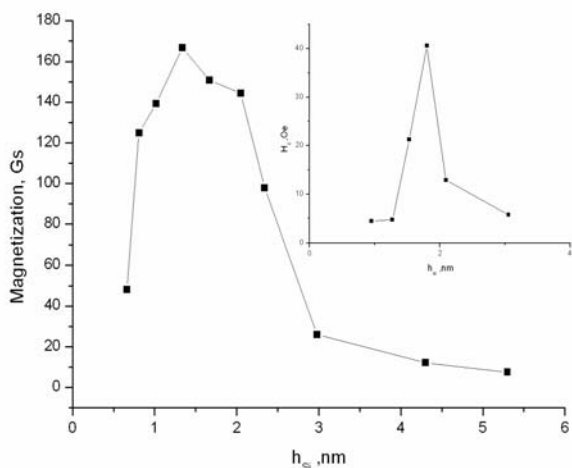
студент

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

e-mail: [vadim.migunov@gmail.com](mailto:vadim.migunov@gmail.com)

Недавно была обнаружена зависимость магнитных свойств мультислойных наноразмерных систем металл-полупроводник от толщины прослойки полупроводника [1-4]. В таких системах при уменьшении размеров прослойки до нескольких нанометров, определяющую роль начинают играть размерные и интерфейсные эффекты на границе фаз.

Нами были исследованы магнитные свойства многослойной системы  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}$  в магнитных полях до 16 кЭ при комнатной температуре. Особый интерес представляет в этих образцах то, что магнитная компонента обладает значительной магнитострикцией (до  $10^{-5}$  на сплошных образцах). Измерения проведены на магнитометре фирмы LakeShore с чувствительностью  $10^{-6}$  Гс\*см<sup>3</sup>. Обнаружено, что с изменением толщины  $h_{\text{Si}}$  полупроводниковой прослойки намагниченность и коэрцитивная сила (см.рисунок) изменяются немонотонно и достигают максимума при  $h_{\text{Si}}$  порядка 1.5 нм. Измерения были проведены в двух геометриях – при ориентации плоскости пленки параллельно и перпендикулярно магнитному полю. Следует отметить, что значения полей насыщения в плоскости пленки для всех образцов составили 5-6 кЭ.



Оценка намагниченности насыщения, проведенная на основании оценки влияния размагничивающего фактора, дает значения, существенно расходящиеся с данными прямой магнитометрии, но также немонотонно зависящие от толщины прослойки.

Немонотонная зависимость величины намагниченности от толщины межгранульной полупроводниковой прослойки  $\alpha\text{-Si:H}$  в мультислойной системе может быть связана с возникновением обменного взаимодействия между изолированными гранулами ферромагнитной компоненты

при малых значениях толщин.

Для уточнения причин обнаруженной немонотонности, планируется исследование температурных зависимостей магнитных свойств.

### Литература.

1. G. J. Strijkers, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, W. J. M. de Jonge. Phys. Rev. Lett., 2000, v. 84, p. 1812–1815.
2. R. R. Gareev, D. E. Bürgler, M. Buchmeier, D. Olligs, R. Schreiber, P. Grünberg. //Phys. Rev. Lett., 2001, v. 87, p. 157202.
3. R.R. Gareev, D.E. Bugler, M. Buchmeier et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002, v. 240, p. 235.
4. D.E. Burgler, M. Buchmeier, S. Cramm et al. J. Phys.: Condens. Matter 15, S443 (2003).

## Исследование магнитной доменной структуры поверхности монокристаллов RFeTi (R=Tb, Dy) со структурой ThMn<sub>12</sub>

*Мурзанов Михаил Сергеевич*

*студент*

*Тверской государственный университет, Тверь, Россия*

*E-mail: murzanovm@mail.ru*

Соединения R(Fe,Ti)<sub>12</sub> имеют кристаллическую структуру типа ThMn<sub>12</sub> и характеризуются объемно-центрированной тетрагональной кристаллической решеткой с пространственной группой симметрии I4/mmm. Эти материалы отличаются широкой областью гомогенности, на протяжении которой в числе прочих магнитных характеристик изменяется температура спин-переориентационного перехода. Так, например, состав TbFe<sub>11</sub>Ti при комнатной температуре имеет тип анизотропии «легкая плоскость», а TbFe<sub>8</sub>Ti – «легкая ось». Исследованию магнитной доменной структуры (ДС) соединений R(Fe,Ti)<sub>12</sub> посвящены работы [1,2]. Было обнаружено, что механическое воздействие на поверхность образцов приводит к искажению магнитной ДС в соединениях с Tb и Dy. В связи с этим, основной задачей данной работы являлось изучение ДС на базисной и призматической плоскостях образцов R(Fe,Ti)<sub>12</sub>. В качестве объектов исследования были выбраны составы с Tb и Dy, имеющие структуру ThMn<sub>12</sub> и тип анизотропии «легкая ось» при комнатной температуре – DyFe<sub>11</sub>Ti и TbFe<sub>8</sub>Ti.

Наблюдения магнитной ДС проводились на металлографическом поляризационном микроскопе методом полярного эффекта Керра, а также с помощью индикаторных пленок феррита-граната. Воздействие на поверхность шлифа осуществлялось методом механической полировки на алмазных пастах. Такой способ воздействия позволял оставлять неизменно высоким качество поверхности шлифа.

Анализ полученных экспериментальных данных позволяет определить особенности поведения ДС после механических напряжений на базисной и призматической плоскостях. Равновесная поверхностная ДС на базисной плоскости магнетиков с типом анизотропии «легкая ось» имеет вид «звездочек» и хорошо выявляется в поляризованном свете. После приложения напряжений ДС на этой плоскости методом полярного эффекта Керра не выявляется. Для восстановления равновесной ДС поверхности требуется время, при этом сначала в поляризованном свете выявляются лабиринтная ДС, отражающая структуру основных доменов, а затем формируется структура замыкающих доменов типа «звездочки». Время релаксации зависит от степени воздействия на поверхность и может изменяться от нескольких часов до нескольких суток. На призматической поверхности напряжения приводят к искажению равновесной полосовой ДС: границы полосовых доменов изгибаются, в результате чего формируется зигзагообразная ДС, которая после снятия напряжений также перестраивается в равновесную. Температурные наблюдения ДС показали, что нагрев значительно сокращает время релаксации.

### Литература

1. Yu.Pastushenkov, J.Bartolome, N.Suponev, K.Skokov, T.Ivanova, A.Larrea, M.Lyakhova, E.Semenova, S.Smirnov / Stress-induced anisotropy, magnetic domain structure and spin-reorientation transition in R(FeCo)<sub>11</sub>Ti single crystals (R =Dy, Tb) // Journal of Alloys and Compounds, Vol. 451, Issue 1-2 (2008). P. 488–491.
2. Грушичев А.Г., Ляхова М.Б., Семёнова Е.М. Особенности доменной структуры соединений RFeTi (R=Tb,Dy) с высоким содержанием железа // Вестник Тверского Государственного университета №9(15), 2005. Вып.2. С.19-24.

# Влияние электрического поля на нелинейную динамику намагниченности в магнитоэлектрическом антиферромагнетике

**Николаев Юрий Евгеньевич**  
**Магистрант**

*Башкирский государственный университет, Уфа, Россия*

Rabbit303@yandex.ru

В последнее время в связи с открытием материалов с гигантским магнитоэлектрическим эффектом. Изучение магнетиков, в которых присутствует магнитоэлектрический эффект [1], представляет как научный, так и практический интерес, так как в них электрическими свойствами можно управлять магнитным полем и наоборот, магнитными свойствами можно управлять электрическим полем. В работе рассматривается тетрагональный антиферромагнитный кристалл с анизотропией типа «легкая плоскость», к которому приложены взаимно перпендикулярные электрическое и магнитное поля. Состояние магнетика с четной магнитной структурой  $\bar{1}^-4_2^+2_2^-$  описывается плотностью свободной энергии, включающей в себя магнитный, электрополяризационный и магнитоэлектрический вклады. Минимизируя термодинамический потенциал по векторам электрической поляризации и ферромагнетизма, и переходя к сферическим координатам для вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l} = l(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$ , получено следующее выражение, для свободной энергии:

$$F = \frac{1}{2} \left( \frac{M_0}{2H_E} H_z^2 + K \right) \cos^2 \theta + \frac{M_0}{H_E} E_x H_z \kappa_{\perp} \sin\theta \cos\varphi \left\{ \gamma_3 \cos^2 \theta - \gamma_2 \sin^2 \theta \right\} + \frac{A}{2} (\theta_z^2 + \varphi_z^2 \sin^2 \theta) + \frac{1}{8} K_2 \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi, \quad (1)$$

Динамические уравнения получим, используя функцию Лагранжа и диссипативную функцию Рэлея:

$$L = \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} \dot{\mathbf{l}}^2 - \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} \mathbf{H} [\mathbf{l} \times \dot{\mathbf{l}}] - F, \quad R = \frac{\beta M_0}{2\gamma} \dot{\mathbf{l}}^2 \quad (2)$$

Из линейного спектра следует, что в сильных полях частота  $\omega_{\theta} \gg \omega_{\varphi}$ , поэтому по углу  $\theta$  можно ограничиться рассмотрением только линейных колебаний. Тогда уравнение движения примет вид:

$$u_{tt} - u_{zz} + \sin u = 2h \sin(u/4) - bu_t, \quad (3)$$

где  $u \rightarrow 4\varphi$ ,  $h$  – безразмерное поле,  $b$  – безразмерный параметр затухания.

В качестве решения используем решение невозмущенного уравнения sin-Гордона с медленно изменяющимися со временем параметрами  $\Omega, \varepsilon$ :

$$u = 4 \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{1-\Omega}{\Omega+\varepsilon^2}} \cdot \frac{1}{\operatorname{ch}(z\sqrt{1-\Omega})} \right) \quad (4)$$

С учетом закона изменения полной энергии и скорости изменения числа спиновых отклонений [3] получена система нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих изменение со временем параметров  $\Omega, \varepsilon$  имеет вид:

$$\begin{cases} \Omega_t = 2\varepsilon \frac{1-\Omega}{\varepsilon^2+1} (h + b\varepsilon G), \\ \varepsilon_t = \Omega + \varepsilon^2 - b\varepsilon - \frac{h}{G}, \end{cases} \quad G = 1 + \frac{\Omega + \varepsilon^2}{2\sqrt{(1-\Omega)(1+\varepsilon^2)}} \ln \frac{(\sqrt{1+\varepsilon^2} + \sqrt{1-\Omega})^2}{|\varepsilon^2 + \Omega|}. \quad (5)$$

В работе анализируется решение (4) с учетом решения системы (5).

[1] Туров Е. А., Николаев В. В. УФН, 2005, Т. 175, № 5, С. 457–473.

**Теоретическое исследование спектра низкоразмерного антиферромагнетика в магнитном поле с учетом поверхности.**

**Магомедов Шамиль Алиасхабович,**  
аспирант

**Рабазанов Арсен Курбанович,**  
аспирант

**Нухов Азим Кадимович,**  
аспирант

**Мусаев Гапиз Мусаевич**

доктор физ.мат.-наук, профессор

Дагестанский государственный университет, физический факультет,  
Махачкала, Россия.

E-mail: [roswell2000@rambler.ru](mailto:roswell2000@rambler.ru)

Эффект сильного магнитного поля в квантовых спиновых системах играет важную роль в исследовании магнетизма и квантовых фазовых переходов. Особенное значение имеет рассмотрение влияния поверхностной энергии на энергетический спектр низкоразмерных систем.

Спиновый гамильтониан такой системы без учета поверхности имеет вид [1]

$$H_j = \bar{j} \sum_{i,j} (s_i^z s_j^z \cos 2\theta + s_i^x s_j^x \cos 2\theta + s_i^y s_j^y) + \bar{j} \sin 2\theta \sum_{i,j} (s_i^z s_j^x - s_i^x s_j^z) + B \sin \theta \sum_i s_i^x e^{i\theta_i} - B \cos \theta \sum_i s_i^z, \quad (1)$$

где  $\theta = \arccos(B/B_e)$ ,  $B_e$  - поле насыщения,  $\vec{s}_i$  - спиновый оператор.

$$\vec{s}_i = \sum_{\mu\nu} d_{i\mu}^+ \vec{\sigma}_{\mu\nu} d_{i\nu}.$$

При учете поверхности антиферромагнетика выражение (1) дополняется членом (2)

$$H_s = \sum_{j,j'} \sum_p \sum_{1,2} F_p (\vec{\xi}_{j1} - \vec{\xi}_{j2}, \vec{\xi}'_{j1} - \vec{\xi}'_{j2}) (1 - \delta_{jj'}) \times \mu_{\xi_{j1}\xi_{j1}}^+(p) \mu_{\xi_{j1}\xi_{j1}}^-(p) \mu_{\xi_{j2}\xi_{j2}}^+(p) \mu_{\xi_{j2}\xi_{j2}}^-(p), \quad (2)$$

где использованы преобразования Холстейна–Примакова от спиновых операторов к операторам рождения и уничтожения спиновых возбуждений. С учетом выражения (2) мы можем рассчитать фотоэмиссионный спектр, как функцию магнитного поля. Используя инвариантность гамильтониана относительно вращения спинов вокруг оси квантования  $OZ$ , можем написать выражение для фотоэмиссионного спектра двумерного антиферромагнетика в виде

$$A(\vec{k}, \omega) = \sum_{\mu} |\langle 1, \mu | \tilde{c}_{k,\sigma} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - E_0 + E_{1,\mu})$$

где  $E_0$  и  $|0\rangle$  - энергия основного состояния и собственный вектор, а  $E_{1,\mu}$  и  $|1, \mu\rangle$  - энергия и волновой вектор  $\mu$ -го состояния с одной дыркой, созданной фотоэмиссией электрона. Здесь значения  $E_0$  и  $E_{1,\mu}$  отличаются от рассчитанных в работе [1].

### Литература

1. Wei Guo Yin and Mei W.N. (2000) Photoemission spectra of a two-dimensional  $s=1/2$  quantum antiferromagnet in magnetic fields: in theoretical study// cond-matt/ 0305174 V1, № 8.
2. Казбеков К.К., Мусаев Г.Г. (2000) Спиновый гамильтониан Гейзенберга для ферромагнетика с поверхностью// труды XVIII международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: 2000, с. 87-90.



# О возможности использования джозефсоновских контактов с 3-d ферромагнитной прослойкой для создания фазового кубита<sup>1</sup>

*Румянцева Татьяна Сергеевна<sup>2</sup>*

*студент*

*Физический Факультет Московского Государственного Университета*

*им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

*E-mail: orchid4you@gmail.com*

Давно производятся попытки получения новых методов для обработки и хранения информации. В частности идет поиск структур, на основе которых можно будет создать фазовый кубит (квантовая единица информации). Для этого необходимо построить двухуровневую квантовую систему. Одной из таких систем является кольцо, состоящее из двух переходов Джозефсона. Переходом Джозефсона является слабая связь между двумя слоями сверхпроводящего материала (в нашем случае такой связью является ферромагнитная прослойка). Тогда два состояния такой системы будут отличаться направлением тока (то есть разностью фаз  $\varphi$  параметра порядка сверхпроводящих слоев). В данной работе производится поиск материалов и условий, необходимых для построения такой системы. Исследуемый образец представляет собой джозефсоновский контакт, сверхпроводники в котором выполнены из ниобия, а прослойка между ними из 3-d ферромагнитного сплава меди с никелем. Выражение для тока через прослойку выглядит следующим образом [1]:

$$J(0) = \frac{4e}{\pi} T \sum_{\omega} \int k dk \operatorname{Re} \frac{(1 - R^2) \sin \varphi}{P + Q \cos \varphi}, \quad (1)$$

где  $R$  – это коэффициент Андреевского отражения,  $k$  – проекция квазиимпульса электрона в плоскости контакта,  $P, Q$  – коэффициенты, зависящие от толщины ферромагнитной прослойки,  $T$  – температура,  $e$  – заряд электрона,  $\omega$  – мацубаровская частота.

Чтобы рассчитать условия, при которых будет получена нужная система, необходимо разложить выражение (1) в ряд Фурье по  $\varphi$ , получить значения амплитуд первых трех гармоник  $A, B, C$ . Тогда условия реализации искомого состояния в отсутствии третьей гармоники ( $|C| \ll |A|, |B|$ ) имеют вид [2]:

$$\begin{aligned} \frac{A}{2B} &< 0 \\ |2B| &> |A| \end{aligned} \quad (2)$$

Рассматриваемый Джозефсоновский контакт характеризуется следующими параметрами: энергия Ферми сверхпроводящего материала и ферромагнитного сплава, энергия обменного магнитного поля и средняя длина свободного пробега в ферромагнетике, температура. Необходимо при заданной температуре найти комбинацию этих параметров такую, чтобы выполнялись приведенные выше условия. Расчет показал, что оптимальной для практического создания кубита является концентрация никеля в сплаве, обеспечивающая энергию обменного поля  $E = 7.82 * 10^{-13}$  эрг. Периоды осцилляций в зависимости от толщины  $a$  отличаются у различных гармоник. Благодаря этому можно найти области, в которых искомые условия выполняются: это те промежутки, где одна амплитуда находится в минимуме, а другая достигает максимальных значений. В этих промежутках были получены конкретные значения толщины прослойки, при которых выполняются условия (2).

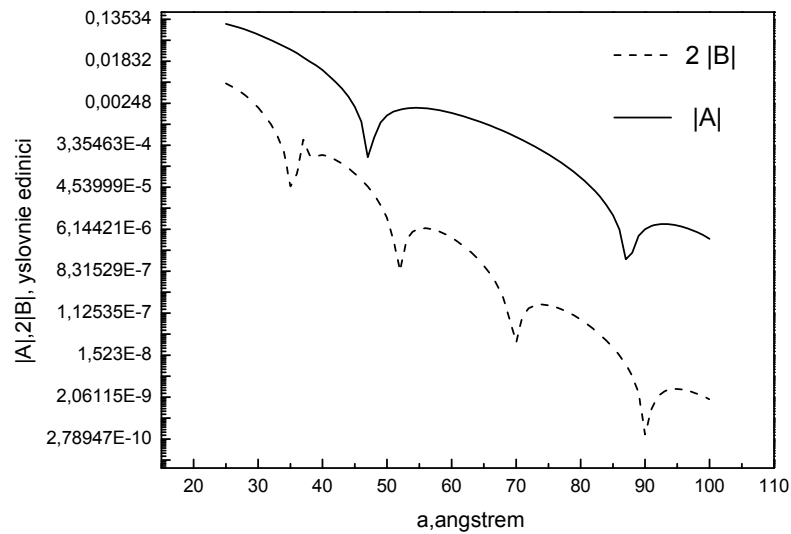


Рис. 1. Зависимость модуля первой гармоники и удвоенного модуля второй гармоники от толщины ферромагнитной прослойки

На рисунке 1 вдоль оси ординат отложены значения амплитуд гармоник в условных единицах, по оси абсцисс – толщина прослойки в ангстремах. График построен в логарифмическом масштабе для следующих данных: квазиимпульс электрона на поверхности Ферми ниобия  $k_{Nb} = 0.64 \text{ \AA}^{-1}$ , квазиимпульсы электронов сплава со спином вдоль и против намагниченности соответственно равны:  $k_{CuNi}^{\uparrow} = 1.42 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $k_{CuNi}^{\downarrow} = 1.326 \text{ \AA}^{-1}$ .<sup>1</sup> Температура  $T = 4.2 \text{ K}$ . Минимумы на этом графике отвечают точкам, в которых происходит перемена знака. Из графика видно, что искомые условия, выполняются около 50 и 90 ангстрем. Более точный расчет показал, что их выполнение происходит при толщинах  $47.21 \text{ \AA} - 47.32 \text{ \AA}$ ,  $87.383 \text{ \AA} - 87.387 \text{ \AA}$ . Первый интервал предпочтительней, так как он шире и значения тока при меньших значениях толщины больше.

[1] А.В. Ведяев, Н.В. Рыжанова, Н.Г. Пугач, "Осцилляции критического тока в структуре сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник при учете s-d рассеяния", Известия РАН, серия физическая, 2007, том.71, №1, с.26.

[2] N.V. Klenov, V.K. Kornev, N.F. Pedersen, "The energy level splitting for unharmonic dc-SQUID to be used as phase Q-bit", Physica C, 2006, Vol.435, pp 114-117.

<sup>1</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 07-02-00918-а).

2 Автор выражает признательность Ведяеву А.В., Корневу В.К., Кленову Н.В., Пугач Н.Г., Рыжановой Н.В. за помощь в подготовке тезисов.



## Автоматическое измерение магнитоупругих свойств аморфных лент

*Свирин Денис Юрьевич, Пеле Санта Эрнестовна*<sup>1</sup>

*студенты 5 и 3 курсов, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Целью работы было исследование динамических магнитоупругих свойств аморфных лент в слабых переменных магнитных полях.

Изучение магнитоупругих свойств аморфных лент, проведенное ранее, показало наличие определенных сложностей, связанных со следующими факторами:

- нестабильность позиционирования датчика вдоль исследуемой ленты;
- большие шумы, связанные с неконтролируемой силой прижима датчика к ленте;
- невозможность одновременного контроля изменений намагниченности с амплитудой колебаний.

Из-за наличия этих помех возникали проблемы с повторяемостью результатов.

В связи с этим перед нами была поставлена задача разработать и изготовить систему автоматического измерения магнитоупругих свойств аморфных лент.

Изготовленная и полностью автоматизированная в процессе работы экспериментальная установка позволяет наблюдать и регистрировать возникающие в аморфных лентах механические колебания, возбуждаемые переменным магнитным полем различной частоты (от 0 до 100 кГц) и напряженности.

В возбуждающую катушку помещается один из концов исследуемой ленты. Магнитное поле создается переменным током, подаваемым от генератора звуковых частот. При наличии магнитоэлектрической в ленте могут возникать механические колебания на удвоенной частоте поля, амплитуда которых может быть измерена с помощью пьезоэлектрического датчика. Возникающие в процессе колебаний напряжения вызывают соответствующие изменения намагниченности, которые также могут быть измерены.

Разработанная установка предусматривает следующие возможности:

- а) обеспечение постоянной силы прижима пьезодатчика к аморфной ленте (с возможностью регулирования давления пьезодатчика на образец);
- б) автоматическое позиционирование и управление одновременным перемещением измерительных датчиков вдоль ленты;
- в) автоматическую регистрацию сигналов.

Конструкция установки делает возможным наблюдение двумерного распределения механических колебаний по поверхности ленты. Для управления данной системой было также разработано программное обеспечение на языке Delphi. Сопряжение измерительного комплекса с компьютером осуществляется с помощью устройства L-Card E14-140.

Получены предварительные результаты исследования аморфных лент различного состава, изготовленных в ЦНИИ ЧерМет методом спиннингования из расплава.

### Литература.

1. N.S. Perov, E.V. Pan'kova, G.S. Kuznetsov, V.V. Rodionov, M. Inoue, JMMM, 310 (2007) 2633–2635.

<sup>1</sup> Авторы выражают признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Перову Н.С. за помощь в подготовке тезисов.

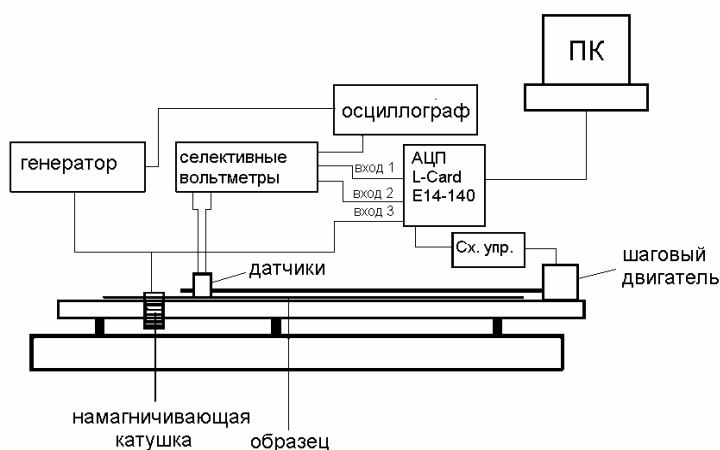


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки

## Исследование температурной зависимости магнитных свойств РМП

Семисалова Анна Сергеевна<sup>1</sup>

студентка 5 курса кафедры магнетизма физического факультета  
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) рассматриваются в последнее время как перспективные материалы для элементов спинтроники. Особый интерес представляют полупроводники, проявляющие ферромагнитное поведение при комнатной температуре.

Разбавленные магнитные полупроводники являются соединениями полупроводников и магнитных ионов (переходные металлы или редкие земли) в которых наблюдаются множество кооперативных эффектов из-за обменных взаимодействий, отсутствующих в немагнитных полупроводниках.

В настоящей работе были исследованы магнитные полупроводники на основе соединений оксидов титана, допированных кобальтом  $\text{TiO}_x:\text{Co}$  (8%), представляющие собой полученную с помощью магнетронного распыления тонкую пленку толщиной 0,43 мкм на подложке  $\text{LaAl}_2\text{O}_3$ , и магнитные полупроводники на основе кремния на подложках  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , имплантированного ионами марганца Mn (20%).

Образцы были предоставлены А.Ф. Орловым (ГИРЕДМЕТ) и В.А. Рыльковым (РНИЦ «Курчатовский институт»). По данным изготовителей в образцах наблюдался аномальный эффект Холла при низких температурах.

Магнитостатические измерения проводились на вибрационном магнитометре, в магнитных полях напряженностью до 16 кЭ в температурном диапазоне от 77 до 400 К.

Исследования показали наличие ферромагнетизма у образца  $\text{TiO}_x:\text{Co}$  во всем указанном диапазоне температур. При этом наблюдалось незначительное уменьшение коэрцитивной силы и намагниченности насыщения с ростом температуры.

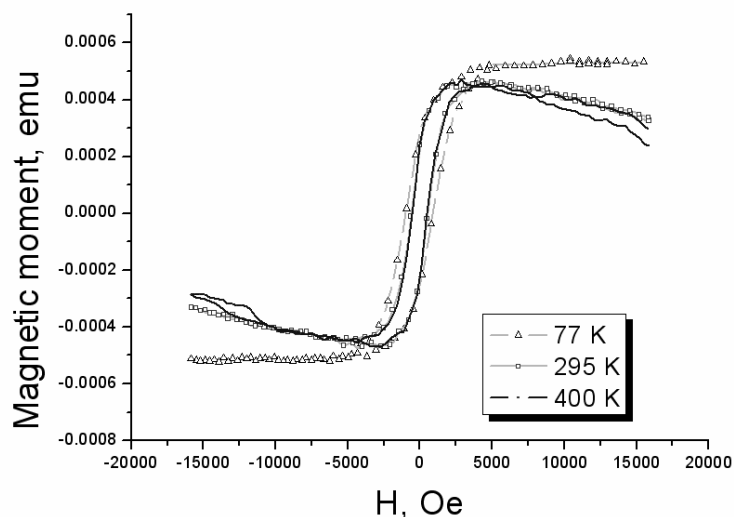


Рис. 1. Зависимости намагниченности образца  $\text{TiO}_x:\text{Co}$  от напряженности магнитного поля при различных температурах

магнитных свойств при различных начальных условиях (размагничивание в циклическом поле, терморазмагничивание, насыщение максимальным полем и т.п.).

Было установлено также, что образцы на основе Si и Mn проявляют слабый ферромагнетизм при температурах вплоть до 80 К, ниже которой поведение образцов становится сильно зависящим от времени и предыстории измерений. При температурах ниже 80 К поведение исследованных образцов становится подобным поведению спиновых стекол. Проведены систематические измерения полевых зависи-

<sup>1</sup> Автор выражает признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Перову Н.С. за помощь в подготовке тезисов.

**Исследование магнитной наноструктуры перовскитоподобных манганитов состава  $\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.35}\text{Mn}_{0.75}\text{Ti}_{0.25}\text{O}_3$  методами магнитной сканирующей туннельной микроскопии<sup>8</sup>**

***Смирнов Андрей Михайлович, Карнасюк Владимир Корнильевич, Баделин Алексей Геннадьевич, Выборнов Николай Анатольевич, Мусаева Замира Растямовна***

*аспирант*

*Астраханский государственный университет, Астрахань, Россия*

*E-mail: sc\_lab@bk.ru*

### **Введение**

Магнитная сканирующая туннельная микроскопия (МСТМ) – один из самых эффективных методов визуализации и исследования магнитной структуры образцов на субмикронном и субатомном уровнях. Основным принцип, лежащий в основе магнитной восприимчивости метода – различие величины регистрируемого тока в системе зонд-образец в зависимости от ориентации спинов на острие зонда и спинов на поверхности образца. Конечный контраст при визуализации основан на различиях в плотности локальных состояний спинов образца и селективных особенностей острия зонда. Одним из важнейших определяющих факторов для селективной регистрации туннельного тока при исследованиях методом МСТМ является метод выбора значения напряжения смещения на туннельном промежутке.

### **Методы**

При проведении исследований рассматриваемых образцов целью являлось выявление зависимости доменной структуры и распределения областей с различной степенью и направлением намагниченности от размеров кристаллитов, их взаимного расположения и наличия поверхностных дефектов. Теоретически и экспериментально, на тестовых образцах, выявлены наиболее оптимальные значения напряжения в системе «зонд-образец» и параметры сканирования. Полученные зависимости и режимы работы СТМ были использованы для исследования магнитной микроструктуры образца состава  $\text{La}_{0.65}\text{Sr}_{0.35}\text{Mn}_{0.75}\text{Ti}_{0.25}\text{O}_3$ , отожженного в атмосфере кислорода.

### **Результаты**

Полученные результаты свидетельствуют, что наряду с определением магнитной микроструктуры, метод спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии позволяет получать изображения рельефа поверхности с более высоким разрешением по сравнению с вольфрамовыми зондами, в том числе - зондами, подвергшимся ионной обработке. Информативными являются изображения, полученные при температурах выше температуры перехода в парамагнитное состояние. Экспериментально установлено, что эффект возникновения магнитного контраста не является случайным, стабильно повторяется на заданных областях сканирования и привязан к особенностям рельефа, а следовательно, отражает особенности магнитного состояния поверхности образца. Обнаружены также некоторые свидетельства того, что границы зерен являются магнитомягкими, а не немагнитными.

### **Литература**

1. E.L. Wolf, Principles of the electronic tunnel spectroscopy / Kiev, Naukova dumka, 1990, 456p.
2. J. Bardeen // Phys. Rev. Lett., 2005, V6, p57.
3. J. Tersoff, D.R.. Hamann // Phys. Ref. Lett. 1985, V31, <sup>1</sup>2, p.805-813.
4. 5. J. Tersoff, D.R.. Hamann // Phys. Ref. Lett. 1990, V65. <sup>19</sup>, p1132-1135.

---

<sup>8</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Рособразования по аналитической ведомственной целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)” (Проект РНП.2.1.1.7605 «Соотношение вкладов поверхностных и объемных эффектов в формирование структурных и электромагнитных характеристик нанокристаллических материалов для магнитной и спиновой электроники»)

## Об условиях опыта по определению критических свойств суперпарамагнетика

Третьякова Ольга Павловна<sup>9</sup>

Ассистент

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

E-mail: [treyakova\\_op@mail.ru](mailto:treyakova_op@mail.ru)

Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению свойств наночастиц, вопрос о закономерностях, которыми описываются их магнитные свойства в области точки Кюри, до сих пор остается неясным. Главное препятствие на пути установления таких закономерностей связано с большим разбросом размеров наночастиц. Можно указать два основных механизма влияния размера наночастиц на их точку Кюри: обрыв обменных связей у поверхностных атомов (доля которых тем больше, чем меньше частица) и ангармонизм тепловых колебаний поверхностных атомов (следствием чего может оказаться аномально большой КТР для наночастиц). В таких условиях становится невозможным, в частности, установление критических индексов, при помощи которых принято описывать температурно-полевые зависимости магнитных свойств систем наночастиц в области фазовых переходов.

Возникает, таким образом, необходимость выбора таких условий опыта по изучению критических свойств системы суперпарамагнитных частиц, при которых влияние разброса размеров частиц на результаты было бы не только достаточно малым, но и контролируемым. Наибольшие надежды на успех исследований можно, по-видимому, связывать с использованием наилучших средств магнитометрии и современных методов реставрации изображений [1, 2]. Если условия синтеза наночастиц таковы, что разброс по размерам может быть описан математически, то вид аппаратной функции, используемой для решения задачи реставрации, становится известным. В таком случае исходные экспериментальные данные в температурно-полевых зависимостях магнитных свойств системы суперпарамагнитных частиц можно преобразовать к такому виду, как если бы это

соответствовало существенному улучшению условий опыта [2].

На рисунке в качестве примера показано сочетание предельно допустимых значений дисперсии для логарифмически-нормального закона распределения размеров частиц и уровня шума в исходной «экспериментальной» зависимости удельной намагниченности  $\sigma/M_0$  системы наночастиц от напряженности внешнего магнитного поля  $H$ . Расчеты данной зависимости были проведены на основе модели Ланжевена, дополненной теорией молекулярного поля для случая «Fe-подобных» частиц со средним размером

1,7 нм и КТР, равным  $5 \cdot 10^{-5}$  1/К. В расчетах накладывалось требование на точность определения критического индекса  $\delta$  в аппроксимирующей функции  $\sigma \sim (H/H_{\text{crit}} - 1)^{1/\delta}$ , где  $H_{\text{crit}}$  – критическое поле для фазового перехода «парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм». Погрешность в определении этого индекса не должна была превышать 0,1.

### Литература

1. К.В. Кириллов, А.И. Чуличков. (1990) Редукция измерений в нечеткой модели эксперимента как решение задачи линейного программирования. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия, №2.
2. Николаев В.И., Третьякова О.П. (2008) О реставрации магнитной фазовой диаграммы. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия, № 1.

<sup>9</sup> Автор выражает признательность профессору В.И. Николаеву за помощь в подготовке тезисов.

## Влияние термообработки на магнитные свойства аморфных лент Fe-Cu-B-Si-Mb-P и Fe-P-Si-Mn-V-C

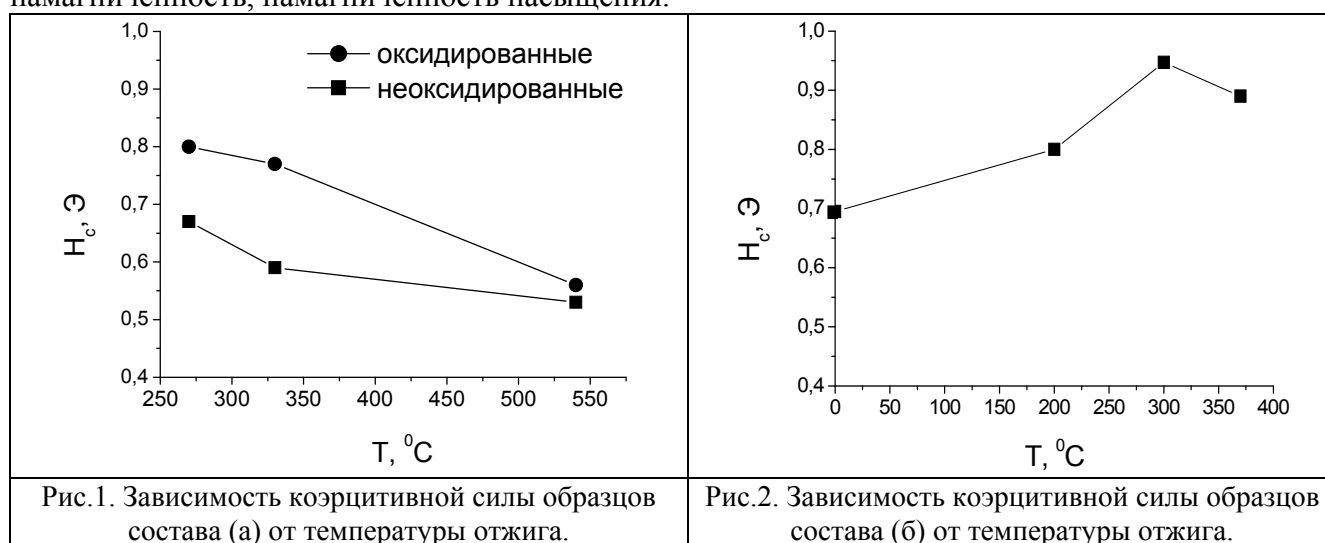
Фетисов Леонид Юрьевич, Самсонова Валерия Викторовна<sup>10</sup>

студент 4 курса, аспирант, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Изучение процессов формирования структуры магнитных аморфных лент в области температур ниже температуры нанокристаллизации представляет практический и теоретический интерес. Понимание природы и закономерностей формирования открывает возможности обоснованного выбора режимов термообработки, обеспечивающих оптимальную структуру для достижения магнитных свойств наноструктурированных сплавов.

В данной работе были исследованы магнитные свойства тонких лент состава Fe-Cu-B-Si-Mb-P (а) и Fe-P-Si-Mn-V-C (б) представляющие две серии. Образцы (а) были оксидированные и неоксидированные и обладали размерами порядка  $5 \times 5 \times 0.2 \text{ мм}^3$ . Часть образцов отжигалась в два этапа при температурах 270 °С, 330 °С и температуре 480 °С, а другие отжигались при температуре 540 °С. Ленты состава (б) имели схожие размеры и отжигались при температурах 200 °С, 300 °С, и 370 °С. Все образцы были изготовлены и термообработаны в МИСиС Д.М. Гавриловым.

Магнитные свойства образцов измерялись на вибрационном магнитометре в лаборатории магнитных измерений (физ. фак-т МГУ). Все измерения проведены при комнатной температуре в полях до 8 кЭ при различной ориентации образца относительно внешнего магнитного поля. По полученным петлям гистерезиса определены коэрцитивная сила, остаточная намагниченность, намагниченность насыщения.



Установлено, что у образцов с различной температурой отжига происходит изменение всех вышеперечисленных параметров. Следует отметить, что для лент состава (а) изменения происходят монотонно, в то время как для лент состава (б) эти изменения носят немонотонный характер. Важным кажется обнаруженное различие в зависимости коэрцитивной силы – для лент состава (а) она уменьшается, в то время как для лент состава (б) при увеличении температуры отжига происходит существенное (до 30% при 300 °С) возрастание коэрцитивной силы, по сравнению с необработанным материалом (рис. 1 и 2 соответственно).

Изготовители лент считают, что изменение магнитных свойств образцов может быть вызвано процессами формирования ближнего порядка по типу Fe<sub>2</sub>P и образования зон сегрегаций атомов меди, определяющих появление склонности сплава к пассивации при анодной поляризации.

<sup>10</sup> Авторы выражают признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Перову Н.С. за помощь в подготовке тезисов.

## Исследование влияния внешнего магнитного и электрического поля на магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках

**Шарафуллин Ильдус Фанисович**

Магистрант 2 года обучения

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

E-mail: [SharafullinIF@yandex.ru](mailto:SharafullinIF@yandex.ru)

В последнее время возрос интерес к мультиферроикам – это класс материалов, в которых может сосуществовать одновременно магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочение. Взаимодействие электрической и магнитной подсистем может проявляться в виде магнитоэлектрического эффекта: индуцированного электрическим полем намагниченности и индуцированной магнитным полем поляризации. Открытый в последнее время гигантский магнитоэлектрический эффект позволил говорить о практическом применении мультиферроиков для преобразования электрических полей в магнитные и обратно, что является одной из насущных задач сенсорной техники, микроэлектроники и систем магнитной памяти.

В данной работе нами рассматривается антисегнетоантиферромагнитный кристалл со структурой перовскита произвольной симметрии. Энергию антисегнетоантиферромагнетика берем как сумму энергии магнитной и сегнетоэлектрической подсистем, а также энергии магнитоэлектрического взаимодействия, которая имеет вид:

$$H_{MF} = \int d\vec{x} \{ a_{ij} P_i^\alpha M_j + a_{ijm} P_i^\alpha M_j M_m \}.$$

Путем квантования колебаний намагниченности, электрической поляризации найдены спектры спиновых, сегнетоэлектрических волн, а также явная зависимость коэффициентов связи спиновой и сегнетоэлектрической подсистем от феноменологических постоянных. Показано, что спектры связанных сегнетомагнитных волн, щели в спектрах, существенно зависят от величины и ориентации внешних магнитных и электрических полей (рис. 1).

Для кристаллов орторомбической симметрии определены инварианты магнитоэлектрических взаимодействий, исследованы коэффициенты связи между спиновыми и сегнетоэлектрическими волнами в зависимости от направлений волнового вектора, внешнего электрического и магнитного поля. Следующим этапом исследования является учёт нелинейных слагаемых в энергии АСАФМ и решение нелинейных уравнений движения

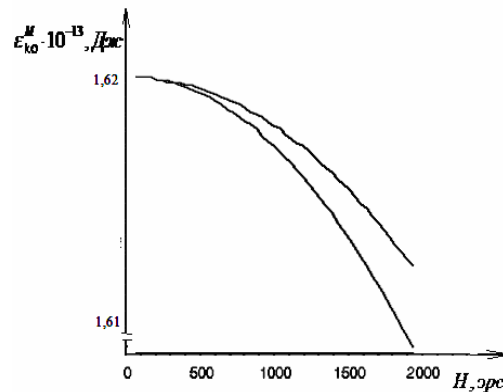


Рис. 1. Щель в спектре спиновой волны в зависимости от внешнего магнитного поля.

### Литература:

1. Жданов А. Г., Звездин А. К., Пятаков А. П., Косых Т. Б. (2006) Влияние электрического поля на магнитные переходы «несоразмерная – соразмерная фаза» в мультиферроике типа  $\text{BiFeO}_3$  ФТТ. том 48. №1.

## Исследование процессов структурирования в магниторелогических суспензиях

**Шашков И.В.**

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

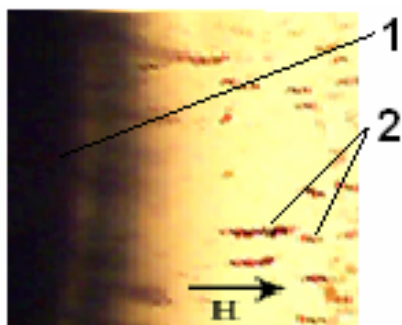
E-mail: [shashkov\\_iv@mail.ru](mailto:shashkov_iv@mail.ru)

Работа посвящена исследованию процессов структурирования магниторелогических суспензий, которые являются основой для приготовления новых магнитоуправляемых материалов – магнитоэластиков. Магнитоэластики представляют собой ансамбли малых магнитных частиц в полимерной матрице и обладают уникальными магнитомеханическими свойствами (деформации в магнитном поле достигают 300-400%). Механические и магнитные свойства магнитоэластиков сильно зависят от процессов, протекающих в магнитных суспензиях в процессе их приготовления. Управляя процессами структурирования мы получаем возможность создавать магнитоуправляемые материалы с необходимыми свойствами.

Для исследования была собрана установка на основе просвечивающего микроскопа фирмы Olympus. Однородное магнитное поле создавалось двумя параллельно расположенными намагниченными пластинами, неоднородные магнитные поля создавалось с помощью миниатюрного электромагнита или намагниченной стальной иглы. Наблюдаемые в магниторелогических суспензиях процессы с помощью видеоокуляра записывались на компьютер.

Были рассмотрены процессы структурирования частиц в тонких слоях (20-30 мкм) магнитных суспензий. Образцы магнитных суспензий готовили путём диспергирования магнитных частиц железа (со средним размером ~2 мкм) в растворе олигомера силоксанового каучука при одновременном добавлении ПАВ.

В ходе работы было показано, что в магнитном поле магнитные частицы объединяются в цепочки из 3-4 частиц, цепочки разворачиваются вдоль силовых линий магнитного поля и движутся в область большего градиента (см. рисунок). При этом скорость структурирования зависит от вязких свойств суспензии. Для различных образцов были проведены расчеты скоростей движения отдельных магнитных частиц и кластеров. Измерения проводились при различных значениях однородного и неоднородного магнитного поля.



1 -намагниченная игла, 2 - цепочки магнитных частиц.

При исследовании магниторелогических суспензий было обнаружено интересное явление состоящее в том, что пройдя некоторое расстояние цепочки перестают двигаться, как бы наталкиваясь на невидимые препятствия. Такое поведение может быть объяснено взаимодействием магнитных цепочек с узлами формирующейся полимерной сетки. Дальнейший рост числа частиц в кластере приводит к новому перемещению магнитной цепочки по направлению градиента магнитного поля. И только цепочки состоящие из 10-15 частиц могут преодолеть эти «невидимые» препятствия и достигнуть полюсов электромагнита или магнитной иглы.

Оценка сил магнитного взаимодействия магнитной иглы с цепочкой может позволить рассчитать локальную упругость формирующейся полимерной сетки.

Таким образом, в работе показано, что в магниторелогической суспензии одновременно формируются две структуры: магнитная и полимерная, при этом окончательный результат структурирования зависит от этих двух процессов.

*Литература:*

1. Никитин Л.В., Миронова Л.С., Степанов Г.В., Самусь А.Н. Высокомолек. Соед. А. 2001. Т. 43. № 4. С. 698.