

**XXIV Международная научная конференция**



**Н**овое в **М**агнетизме и  
**М**агнитных **М**атериалах

**1 – 8 июля 2021 года**

**Сборник трудов**

**3 том**

**Москва, 2021**

УДК 537.6  
ББК 22.3  
Н 74

XXIV Международная научная конференция. [Электронный ресурс]: Сборник докладов конференции «Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах» Физико-технологического института РТУ МИРЭА Том 3. — М.: РТУ МИРЭА, 2021.— 408 с.

В сборнике опубликованы работы, представленные на XXIV международной научной конференции «Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах» (НМММ ФТИ — 2021), в области физики магнитных явлений, а также работы ведущих ученых и специалистов, занимающихся созданием новых инновационных технологий и материалов с магнитными свойствами.

Сборник трудов может быть полезен для научных работников и инженеров, работающих по смежным научным направлениям, а также для аспирантов и студентов вузов.

Материалы сборника могут быть использованы научно-педагогическими работниками, аспирантами и студентами в научно-исследовательской, учебно-методической и практической работе.

*Материалы публикуются в авторской редакции. За содержание, достоверность статей и соблюдение законов об интеллектуальной собственности ответственность несут авторы. Мнение редакции может не совпадать с мнением авторов статей. При использовании и заимствовании материалов ссылка на издание обязательна.*

**Редактор:**  
Юрасова Н.В.

Минимальные системные требования:

Наличие операционной системы Windows, поддерживаемой производителем.

Наличие свободного места в оперативной памяти не менее 128 Мб.

Наличие свободного места в памяти хранения (на жестком диске) не менее 30 Мб.

Наличие интерфейса ввода информации.

Дополнительные программные средства: программа для чтения pdf-файлов (Adobe Reader).

Подписано к использованию по решению Редакционно-издательского совета

РТУ МИРЭА от 10июля 2021 г.

Тираж 1 экз.

© РТУ МИРЭА, 2021

## Оглавление

<b>10 секция Малые магнитные частицы</b> .....	8
ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ФЕРРИТИЗАЦИИ ПОРОШКОВ СТРОНЦИЕВЫХ ФЕРРИТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО КРИОХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ, НА РАЗМЕРЫ И МОРФОЛОГИЮ ИХ ЧАСТИЦ .....	9
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ АНСАМБЛЕЙ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ С КУБИЧЕСКИМ ТИПОМ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ .....	13
ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ХИМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА ОБОЛОЧКИ $\text{SiO}_2$ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРОШКОВ $\text{Fe@SiO}_2$ ТИПА ЯДРО-ОБОЛОЧКА .....	17
МИКРОСТРУКТУРНЫЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{Ni}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ .....	20
СИНТЕЗ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА МАРГАНЦА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ .....	25
ВЛИЯНИЕ БРОУНОВСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА МАГНИТНОТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА $\text{ZnMn}$ В ЖИДКОСТЯХ РАЗЛИЧНОЙ ВЯЗКОСТИ .....	29
ПОВЕРХНОСТНАЯ МОДИФИКАЦИЯ НАНОЧАСТИЦ $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{@SiO}_2$ .....	33
УДЕЛЬНАЯ ПОГЛОЩАЕМАЯ МОЩНОСТЬ АНСАМБЛЯ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КАВИТАЦИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ .....	38
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ $\text{FeVO}_3$ , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОМОЛА .....	42
МАГНИТНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{@C}$ : СИНТЕЗ, МОРФОЛОГИЯ, МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЯ .....	46
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ .....	51
МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ, ПОДВЕРГНУТЫХ ИЗОХРОННЫМ ТЕРМИЧЕСКИМ ОТЖИГАМ .....	53
МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА НИКЕЛЯ ПОЛУЧЕННОГО В ПЛАЗМЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА .....	58
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ/ $\text{Mn-Zn}$ ФЕРРИТ-ШПИТЕЛЬ .....	62
<b>11 секция Магнитные наноструктуры</b> .....	66
ИНТЕРФЕЙСНЫЙ ЭФФЕКТ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ СО СПЛАВОМ ТЯЖЕЛЫЙ МЕТАЛЛ-ФЕРРОМАГНЕТИК .....	67
УПРАВЛЕНИЕ АНИЗОТРОПИЕЙ В ПЛЕНКЕ ПЕРМАЛЛОЯ НА СТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКЕ .....	70
ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ .....	73
НАНОПРОВОЛОКИ ИЗ СПЛАВОВ МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА: СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА .....	76
СИНТЕЗ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НАНОПРОВОДОВ В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ .....	81

СЛОЕВЫЕ НАНОПРОВОЛОКИ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ МАТРИЧНОГО СИНТЕЗА: СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА .....	85
СТРУКТУРНЫЕ, МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ ТИПА ЯДРО@ОБОЛОЧКА НА ОСНОВЕ КАРБИДА ЖЕЛЕЗА.....	90
МОРФОЛОГИЯ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦЫ СУЛЬФИДОВ ЖЕЛЕЗА, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ СУРФАКТАНТАМИ .....	93
МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ ТИПА ЯДРО/ ОБОЛОЧКА И НАНОКОМПОЗИТЫ ГРАФЕН-ФЕРРИТ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ: СТРУКТУРА И СВОЙСТВА .....	98
РАЗМЫТЫЕ МАГНИТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $\text{NiFe}_2\text{O}_4 / \text{SrTiO}_3$ (001) .....	100
ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС CO-NI КОМПОЗИТНЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ, ОСАЖДЕННЫХ В ПОЛИКАРБОНАТНЫЕ МЕМБРАНЫ.....	104
САМОДОСТАТОЧНОЕ ОБУЧЕНИЕ НЕЙРОМОРФНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ.....	109
КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ В СИСТЕМЕ С ПРОТЯЖЁННЫМИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ MnSb В МАТРИЦЕ InSb .....	114
ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ОСЦИЛЛЯТОРА ИЗМЕНЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ.....	117
СПИНОВЫЙ ТОК НА ГРАНИЦЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ МАНГАНИТ/ИРИДАТ: ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ .....	120
ОДНОМЕРНЫЙ ДРЕЙФ ГАЗА МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ХАОТИЧНОМ ПОЛЕ ДЕФЕКТОВ .....	125
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКОМПОЗИТНЫХ СРЕД.....	130
МАГНИТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА НАНОПРОВОЛОК $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ .....	134
ЛОКАЛЬНАЯ АТОМНАЯ И МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА АМОРФНЫХ МАГНИТНЫХ СПЛАВОВ $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$ ( $x = 0 - 20$ ).....	137
ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА НАНОСТРУКТУР РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ И РАЗМЕРОВ .....	142
АНАЛИЗ НАНОСТРУКТУРЫ ГЕТЕРОГЕННЫХ СПЛАВОВ SmCoCuFeZr С ПРИМЕНЕНИЕМ АППАРАТА ФРАКТАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ.....	148
О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ .....	153
OSCILLATION OF THE DW RESISTANCE IN NANOWIRES DUE TO DW TRANSITION FROM THE CONSTRAINED TO UNCONSTRAINED STATE .....	158
ПОЛУЧЕНИЕ И МОДИФИКАЦИЯ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ МАГНЕТИТА.....	161
ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ В НАНОПРОВОЛОКАХ НА ОСНОВЕ СПЛАВОВ FE-CO И FE-NI .....	166
ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЛАТЕРАЛЬНОГО ФОТОВОЛЬТОНИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ Mn/SiO <sub>2</sub> /n-Si В ШИРОКОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ .....	170
<b>12 секция Магнитооптика и фотомагнетизм</b> .....	172
МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СЛОЁВ InAs:Fe, СФОРМИРОВАННЫХ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ И ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ОТЖИГОМ .....	173

ИНТЕРФЕЙСНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ИОНОВ $Nd^{3+}$ В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ YIG / NdGG(111) .....	178
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ И ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ (Eu, Gd)O И EuO.....	182
МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В НАНОСТРУКТУРАХ Pt/Co .....	187
ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА И СУБСТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ $Co_x(MgF_2)_{100-x}$ НА ИХ МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА .....	190
ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛА СО ВРЕМЕНЕМ ПРИ СВЕРХБЫСТРОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ .....	194
ФОРМИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ФРОНТА СПИНОВОЙ ВОЛНЫ В ПЛЕНКЕ ЖИГ .....	198
ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В EuO .....	201
ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ЗАДАЧЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНОННОГО БЭК .....	205
СИНТЕЗ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОДИСКОВ $\alpha-Fe_2O_3-rGO$ .....	209
КАК ОЦЕНИТЬ ВЕЛИЧИНУ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА ФЕРРОМАГНЕТИКА ПО МАГНИТОЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ .....	214
СОВРЕМЕННАЯ МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ .....	218
TERAHERTZ COHERENT CONTROL OF ANTIFERROMAGNETIC SPINS .....	222
К ТЕОРИИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛОВ В РАДИООПТИКЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ .....	224
ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНО-МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ГОРЮЧЕ-СМАЗОЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ.....	229
ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ БАЛАНСНОГО КВАНТОВОГО ЯМР ДАТЧИКА ВРАЩЕНИЯ ОТ РАЗМЕРА ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКИ.....	234
ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА И СУБСТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(MgF_2)_{100-x}$ НА ИХ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА .....	240
МАГНИТНЫЙ КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ И ПОГЛОЩЕНИЕ КРИСТАЛЛА $HoAl_3(VO_3)_4$ В ОБЛАСТИ $f-f$ ПЕРЕХОДА $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$ .....	244
СВЕРХБЫСТРОЕ ЛАЗЕРНО ИНДУЦИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ РККИ В ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕ КЮРИ.....	249
ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ НА МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ .....	253
<b>13 секция Магнитоэлектрические явления</b> .....	257
МУЛЬТИФЕРРОИДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОРЯДКА В РОМБИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ .....	258
ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ МУЛЬТИФЕРРОИКА $SmFe_3(VO_3)_4$ .....	261
ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ В ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ.....	265
ИМПУЛЬСНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ .....	269

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ШУМА В ПЛАНАРНОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК – ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ .....	273
УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ МУЛЬТИФЕРРОИКА $\text{LiCuVO}_4$ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ.....	278
УПРАВЛЯЕМАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ПЕРЕСТРОЙКА СПЕКТРА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ .....	281
МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЛЕГИРОВАННОМ ГОЛЬМИЕМ ПАРАМАГНИТНОМ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОМ ЛАНГАСИТЕ.....	285
НЕВЗАИМНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ С ЭКРАНОМ.....	290
АНОМАЛИИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНОГО ЛИНЕЙНОГО ДИХРОИЗМА И МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В $\text{HoFe}_3(\text{VO}_3)_4$ .....	297
МАСШТАБИРУЕМЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ.....	302
МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГИБКОЙ СТРУКТУРЕ ПВДФ-МВК .....	305
МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ТУННЕЛЬНЫХ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ КОНТАКТАХ COFEB/MGO/COFEB .....	309
МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ – МАГНИТОЭЛЕКТРИК – МЕТАЛЛ.....	314
МАГНИТОУПРУГАЯ СПИНОВАЯ НАКАЧКА В МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ РЕЗОНАТОРНОЙ СТРУКТУРЕ.....	318
МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТРАНСФОРМАТОР .....	323
ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА НА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ Co/PZT.....	327
РЕЗОНАНСНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ni-ЦТС ....	331
ОБРАТНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ОРТОРОМБИЧЕСКИХ МАНГАНИТОВ $\text{Dy}_{(1-x)}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ .....	336
ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ОБРАТНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СТРУКТУРЕ $\text{FeCoSiB-AlN}$ .....	340
РОЛЬ УПРУГО-НАПРЯЖЁННОГО СОСТОЯНИЯ В СТРУКТУРЕ ПЕРМЕНДЮР /ЦИРКОНАТ ТИТАНАТ СВИНЦА С МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ.....	343
ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЛИНЕЙНОГО МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КОМПОЗИТНОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО СПЛАВА .....	349
НЕОДНОРОДНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В (011)-ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ .....	353
14 секция Преподавание по разделам «Магнетизм» и «Магнитные материалы» в высшей школе .....	356
КУРС «ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАУЧНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ НА ИНОСТРАННОМ ЯЗЫКЕ» ДЛЯ МАГИСТРОВ СПЕЦИАЛЬНОСТИ СТАНДАРТИЗАЦИЯ И МЕТРОЛОГИЯ В УРАЛЬСКОМ ФЕДЕРАЛЬНОМ УНИВЕРСИТЕТЕ..	357
САМОСТОЯТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТУДЕНТОВ «ИЗМЕРЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЕРДЕЧНИКОВ» В УСЛОВИЯХ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ ..	360
К ВОПРОСУ О ПРЕПОДАВАНИИ ТЕОРИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ ВЕЙССА.....	363

МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ ПО КУРСУ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ПЕДАГОГИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ .....	366
ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ КАК ИНДИВИДУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ .....	369
<b>15 секция Магнитоакустика</b> .....	373
МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ МАГНИТОУПРУГОЙ ДИНАМИКИ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКИ .....	374
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ И НАНОПОЛОСОК ФЕРРОМАГНЕТИКА СВЕРХКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН .....	378
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА И СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ КОМПОНЕНТ НАМАГНИЧЕННОСТИ И УПРУГОГО СМЕЩЕНИЯ ПРИ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ .....	382
ВЛИЯНИЕ ГИГАНТСКОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА ДИНАМИКУ ДИСЛОКАЦИЙ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ .....	387
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТОУПРУГОЙ ДИНАМИКИ ПЛЕНКИ ЖИГ ОТ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ .....	391
<b>16 секция Биомагнетизм</b> .....	396
УПРАВЛЕНИЕ КЛЕТОЧНОЙ ДИНАМИКОЙ И АГЛОМЕРАЦИЕЙ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ МАТРИЦАМИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРО-ПРОВОДОВ .....	397
РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ДИАГНОСТИРОВАНИЯ БОЛЕЗНИ КРОНА С ПОМОЩЬЮ ГИБРИДНЫХ НАНОЧАСТИЦ $Fe_3O_4$ -Au .....	401
К ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТРОМБА В СОСУДЕ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТОИМПЕДАСНОГО ПЛЕНОЧНОГО СЕНСОРА: МОДЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ .....	404

## 10 секция Малые магнитные частицы



## **ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ФЕРРИТИЗАЦИИ ПОРОШКОВ СТРОНЦИЕВЫХ ФЕРРИТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО КРИОХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ, НА РАЗМЕРЫ И МОРФОЛОГИЮ ИХ ЧАСТИЦ**

**Рыбаков А.В.**

к. ф.-м. н., директор физико-математического института  
Астраханского государственного университета

**Матвеев Д.Ю.**

к. ф.-м. н., доцент кафедры общей физики Астраханского государственного университета

**Алыкова О.М.**

к. п. н., доцент, доцент кафедры общей физики Астраханского государственного университета

**Смирнов В.В.**

д.п.н., к. ф.-м. н., доцент, заведующий кафедрой материаловедения и технологии сварки  
Астраханского государственного университета.

Профессор кафедры математических и естественнонаучных дисциплин  
Каспийского института морского и речного транспорта

*Аннотация.* В данной работе проведено исследование влияния продолжительности и температуры ферритизации высокодисперсных порошков на размеры и морфологию получаемых частиц стронциевых ферритов

*Ключевые слова:* гексагональные ферриты, криохимическая технология, ферритизация, морфология частиц

## **INFLUENCE OF THE CONDITIONS OF FERRITIZATION OF STRONTIUM FERRITE POWDERS OBTAINED BY CRYOCHEMICAL TECHNOLOGY ON THE SIZE AND MORPHOLOGY OF THEIR PARTICLES**

**Rybakov A.V.**

Ph.D. in Physics and Mathematics, Director of the Physical and Mathematical Institute of Astrakhan State University

**Matveev D. Yu.**

Ph.D. in Physics and Mathematics, Associate Professor, Department of General Physics, Astrakhan State University

**Alykova O. M.**

Ph.D., Associate Professor, Department of General Physics, Astrakhan State University

**Smirnov V. V.**

Doctor of Education, Ph.D. in Physics and Mathematics, Associate Professor, head of Department of materials science and technology of welding the Astrakhan State University. Professor of the

**Annotation.** *In this paper, the influence of the duration and temperature of ferritization of highly dispersed powders on the size and morphology of the obtained strontium ferrite particles is studied*

**Keywords:** *hexagonal ferrites, cryochemical technology, ferritization, particle morphology*

**Введение.** В обширном исследовании Смита и Вейна [1] выделяются следующие типы гексагональных ферритов: M ( $AFe_{12}O_{19}$ ), W ( $AMe_2Fe_{16}O_{27}$ ), X ( $A_2Me_2Fe_{28}O_{46}$ ), Y ( $A_2Me_2Fe_{12}O_{22}$ ), Z ( $A_3Me_2Fe_{24}O_{41}$ ), U ( $A_4Me_2Fe_{36}O_{60}$ ), где A = Ba, Sr, La и Me двухвалентный переходный металл. Кристаллическая структура гексагонального феррита W-типа очень сложна и может рассматриваться как комбинация блоков R и S вдоль гексагональной оси C со структурой RSSR \* S \* S \*, где R - трехкислородный слой блок состава  $BaFe_6O_{11}$ , S (блок шпинели) представляет собой блок с двумя кислородными слоями состава  $Fe_6O_8$ , а '\*' означает, что соответствующий блок повернут на 180 градусов вокруг гексагональной оси.

Зависимость морфологии и распределения по размерам частиц образцов гексагональных ферритов W-типа от условий синтеза представляет на наш взгляд значительный интерес, так как позволяет правильно организовать технологический процесс получения гексаферритов для определенных применений. В рамках данной работы указанная зависимость проанализирована как по имеющимся литературным данным, так и на собственных образцах, полученных с использованием криохимической технологии [2-5].

**Методика получения образцов.** Синтез образцов гексагональных ферритов W-типа проводился с использованием криохимической технологии, на одном из этапов которой происходит растворения исходного вещества (или веществ) в растворителе для достижения максимально возможной степени смешивания компонентов в гомогенном растворе, в котором гарантирована высокая точность соответствия заданного состава. Качество такого рода материалов во многом обеспечивается чистотой продуктов синтеза, строгим соответствием составов исходного раствора и получаемой керамики, высокой дисперсностью продуктов сублимационного обезвоживания, а также упорядоченностью химической и геометрической структуры.

Для приготовления раствора были использованы нитраты стронция, железа Ni и Zn. Растворы смешивались в стехиометрическом для конечного продукта соотношении. Раствор в виде монодисперсного потока капель подвергался криокристаллизации и последующей сублимационной сушке. Сублимационная сушка проводилась в сублиматорах типа ТГ-15 и Labconco 6. Сублимационное обезвоживание криогранул происходило при давлении  $P = 1,5$  Па и температуре от 230 К (начало процесса) до 363 К (в конце сушки). После сублимации проводились термическое разложение и ферритизация при температуре 1100, 1200 и 1300 °С в муфельной печи, снабженной системой вентиляции.

Для получения ферритовых порошков с узким распределением частиц по размерам было решено модифицировать криохимическую технологию, вводя в раствор нитратов поливинилового спирта. Такая добавка должна была препятствовать стеклованию на стадии сублимации. При добавлении ПВС после сублимации при тех же условиях, что и в первом случае, был получен мелкий порошок, хорошо отделяемый от поддона. Далее порошок был подвержен стиранию в ступке, последующему разложению и ферритизации при температурах 1100, 1200 и 1300 °С в течение 2, 4 и 10 часов. После отжига порошок подвергался измельчению стиранием и был помещен в ультразвуковую ванну. Продолжительность процесса не превышала 20 минут при частоте ультразвукового воздействия 20 – 25 кГц. Сушка ферритового порошка проводилась при температурах 353 – 373 К до остаточной влажности не больше 2 массовых %. В результате синтеза были получены образцы гексагональных ферритов системы  $SrMeFe_{16}O_{27}$  где в качестве Me был использован Co частично замещаемый Ni. Таким образом, для образования гексагонального феррита стронция W-типа существуют определенные условия,

зависящие от метода синтеза. Для получения дисперсного порошка необходимо задерживать рост кристаллов, либо введением дополнительных добавок, либо уменьшением температуры и продолжительности отжига.

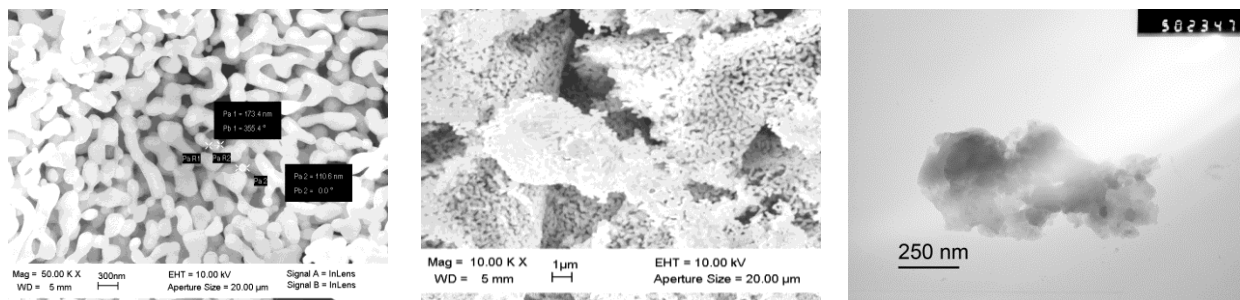


Рис. 1. Микрофотографии гексаферрита W-типа, полученного при отжиге 1200 °С в течении 10 часов

**Результаты и обсуждение.** Микроструктура полученных образцов была исследована методом сканирующей электронной микроскопии высокого разрешения на микроскопе SUPRA 50VP с системой микроанализа INCA Energy+ (Oxford). Микрофотографии полученных порошков показывают, что их частицы представляют собой крупные образования размерами до 30 мкм. Однако на снимках большего разрешения видны мелкие включения до 300 нм. Таким образом, порошки, полученные при отжиге сублимата, синтезированного по криохимической технологии без добавления дополнительных компонентов состоят из частиц с широким распределением по размерам. Для примера на рис. 1 приведена микрофотография порошка гексаферрита W-типа, полученного при отжиге 1200 °С в течении 10 часов. На рис. 2 приведены усредненные кривые зависимости морфологии и размеров частиц порошка от условий синтеза.

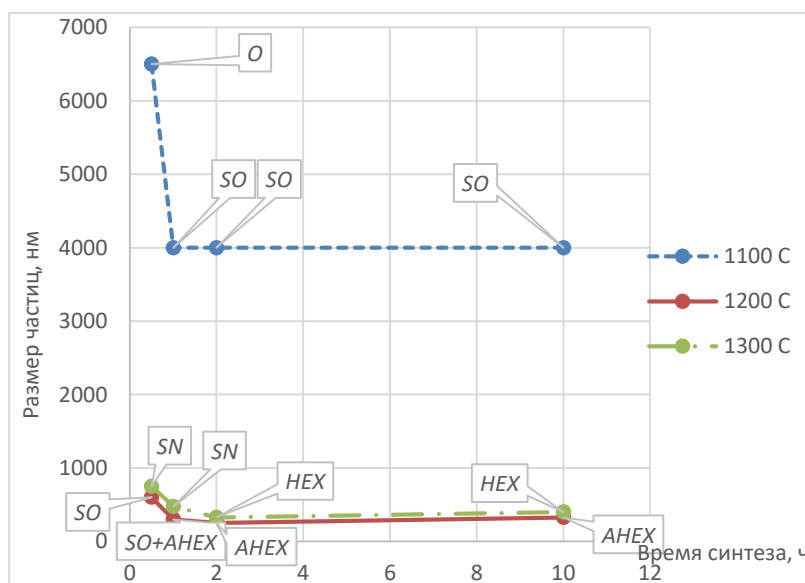


Рис. 2. Усредненные кривые зависимости морфологии и размеров частиц порошка от условий синтеза

**Заключение.** Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

- на размеры и форму частиц гексагональных ферритов влияет температура и продолжительность синтеза, а данное воздействие возможно объяснить не только образованием различных фаз, но и процессами роста кристаллов или явлением агломерации мелких частиц порошка;

- для порошков гексагонального феррита W-типа, полученных по криохимической технологии существует область температур и значений продолжительности синтеза, в которой происходит минимизация размеров частиц – около 1200° С и около 2 часов синтеза.

**Список использованных источников:**

1. Smit, J. and Wijn, H.P.J. (1959) Ferrites. Philips Technical Library, Eindhoven, 150.
2. Булатов, М. Ф. Микроструктура замещенных ферритов стронция w-типа, синтезированных с использованием криохимической технологии / М. Ф. Булатов, А. В. Рыбаков // Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии. – 2012. – № 2(18). – С. 108-114.
3. Рыбаков, А. В. Влияние замещения на магнитные свойства гексаферритов  $\text{SrNi}_x\text{Co}_{2-x}\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$  ( $x=0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8$ ) / А. В. Рыбаков, М. Ф. Булатов, А. К. Шамышев // Естественные науки. – 2012. – № 2(39). – С. 210-213.
4. Булатов, М. Ф. Структура и магнитные свойства гексагональных ферритов стронция w-типа, синтезированных с использованием криохимической технологии / М. Ф. Булатов, А. В. Рыбаков // Естественные науки. – 2012. – № 2(39). – С. 206-210.
5. Рыбаков, А. В. Свойства замещенных ферритов стронция w-типа / А. В. Рыбаков, М. Ф. Булатов // Вестник Таджикского технического университета. – 2012. – № 1(17). – С. 139-144.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ АНСАМБЛЕЙ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ С КУБИЧЕСКИМ ТИПОМ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

**Губанова Е.М.**

аспирант,  
Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»

**Рытов Р.А.**

аспирант,  
Национальный Исследовательский Технологический Университет «МИСиС»

**Эпштейн Н.Б.**

д  
Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»

р  
**Усов Н.А.**

д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник,  
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Пушкова,  
Российская академия наук, ИЗМИРАН

***Аннотация.** В данной работе были выполнены подробные расчеты удельной поглощаемой мощности (SAR) разреженного ансамбля наночастиц железа с кубическим типом магнитной анизотропии, диспергированных в жидкости, в зависимости от диаметра частиц, амплитуды переменного магнитного поля  $H_0$  и вязкости жидкости. Показано, что реализуется вязкий и магнитный режимы колебаний единичного вектора намагниченности частицы и директора при умеренных и достаточно больших значениях  $H_0$ , соответственно.*

***Ключевые слова:** магнитные наночастицы, кубическая магнитная анизотропия, вязкая жидкость, переменное магнитное поле, численное моделирование.*

## STUDY OF THE BEHAVIOR OF MAGNETIC NANOPARTICLES ASSEMBLIES WITH CUBIC TYPE OF MAGNETIC

## ANISOTROPY IN A VISCOUS LIQUID

**Gubanova E.M.**

PhD student,  
National Research Nuclear University «MEPhi»

**Rytov R.A.**

PhD student,

National University of Science and Technology «MISIS»

**Epshtein N.B.**

Dr. Sc., professor,  
National Research Nuclear University «MEPhi»

**Usov N.A.**

Dr. Sc., leading researcher,  
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,  
Russian Academy of Sciences, IZMIRAN

**Annotation.** *In this work, we performed detailed calculations of the specific absorbed rate (SAR) of diluted assemblies of iron nanoparticles with a cubic type of magnetic anisotropy dispersed in a viscous liquid, depending on the diameter of the particles, the amplitude of the alternating magnetic field  $H_0$ , and the viscosity of the liquid. It is shown that the viscous and magnetic modes of unit magnetization vector oscillations of the particle and director are realized at moderate and sufficiently large values of  $H_0$ , respectively.*

**Keywords:** *magnetic nanoparticles, cubic magnetic anisotropy, viscous liquid, alternating magnetic field, numerical simulation.*

Магнитные наночастицы железа с кубической анизотропией представляют большой интерес для применения в магнитной гипертермии и других биомедицинских приложениях [1]. Квазисферические наночастицы железа обладают малым диаметром однодоменности,  $D_c = 24$  нм, весьма высоким значением намагниченности насыщения,  $M_s = 1700$  emu/cm<sup>3</sup> и умеренным значением константы кубической магнитной анизотропии,  $K_c = 4.6 \times 10^5$  erg/cm<sup>3</sup>. Важнейшей величиной, определяющей перспективность применения ансамбля наночастиц в магнитной гипертермии, является удельная поглощаемая мощность (УПМ) ансамбля в переменном магнитном поле, которая измеряется обычно [2-4] для ансамблей наночастиц, распределенных в вязкой жидкости. Между тем, теоретическое описание поведения магнитных наночастиц в жидкости осложняется тем обстоятельством, что кроме движения векторов намагниченности, частицы как целое могут вращаться в жидкости под действием механических вращательных моментов, и ориентирующего действия внешнего магнитного поля. До настоящего времени теоретические расчеты УПМ в жидкости проводились только для частиц с одноосным типом магнитной анизотропии [5]. В данной работе развит теоретический аппарат для численного моделирования свойств разреженных ансамблей наночастиц с кубической анизотропией, распределенных в вязкой жидкости, в переменном магнитном поле.

Полная энергия квазисферической однодоменной наночастицы в переменном магнитном поле частоты  $f$  и амплитуды  $H_0$  есть

$$W = K_c V \left( (\bar{\alpha} \bar{n}_1)^2 (\bar{\alpha} \bar{n}_2)^2 + (\bar{\alpha} \bar{n}_1)^2 (\bar{\alpha} \bar{n}_3)^2 + (\bar{\alpha} \bar{n}_2)^2 (\bar{\alpha} \bar{n}_3)^2 \right) - M_s V (\bar{\alpha} \bar{H}_0) \cos(\nu), \quad (1)$$

где  $M_s$  есть намагниченность насыщения наночастицы,  $\nu = 2\pi f$  есть угловая частота магнитного поля,  $\alpha$  есть единичный вектор намагниченности,  $K_c$  есть константа магнитной анизотропии,  $(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3)$  есть ортогональный набор единичных векторов, который задает пространственную ориентацию наночастицы в жидкости,  $V$  есть объем наночастицы. Динамика единичного вектора намагниченности описывается стохастическим уравнением Ландау-Лифшица. Соответствующие стохастические уравнения применяются также для описания движения репера частицы  $(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3)$

Расчеты УПМ проведены для разреженного ансамбля квазисферических наночастиц железа с диаметрами  $D = 6 - 24$  нм, не превышающих диаметр однодоменности частиц  $D_c = 24$  нм в жидкостях различной вязкости,  $\eta = 0.01 - 0.1$  г/см/с. Амплитуда переменного магнитного поля менялась в интервале  $H_0 = 30 - 300$  Э, частота поля  $f = 200 - 300$  кГц, температура системы  $T = 300$  К. Как показывает рис. 1а, зависимость УПМ от диаметра частиц при малых амплитудах поля,  $H_0 = 50$  Э, имеет характерный колоколо-образный вид. При этом увеличение вязкости жидкости практически не влияет на УПМ частиц диаметров  $D \leq 19$  нм, но приводит к сильному уменьшению УПМ в интервале диаметров  $D \geq 20$  нм. Тем не менее, для частиц оптимальных диаметров,  $D = 18 - 20$  нм, УПМ превышает значение 300 Вт/г при  $H_0 = 50$  Э и частоте  $f = 200$  кГц независимо от вязкости жидкости. При вязкости  $\eta > 0.1$  г/см/с зависимость УПМ от диаметра частиц практически совпадает с таковой для ансамбля наночастиц, заторможенных в немагнитной матрице [6].

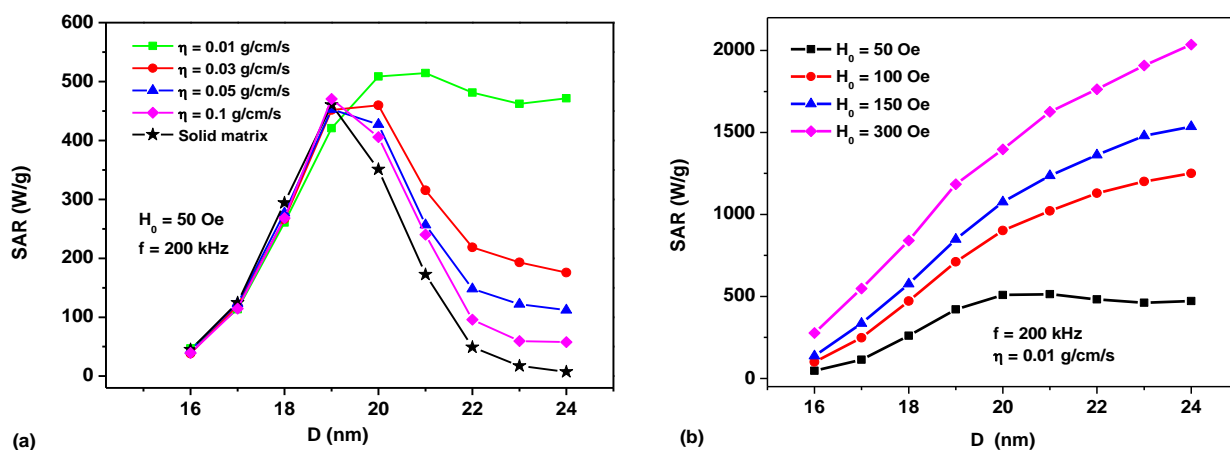


Рис. 1. а) Сравнение УПМ разреженных ансамблей наночастиц железа, распределенных в твердой матрице и в жидкостях с вязкостью  $\eta = 0.01; 0.03; 0.05$  и  $0.1$  г/см/с, соответственно. б) зависимость УПМ от амплитуды переменного магнитного поля при фиксированной частоте и вязкости жидкости.

При увеличении амплитуды поля,  $H_0 \geq 100$  Э, (см. рис 1б) УПМ ансамбля монотонно растет с увеличением диаметра частиц и превышает значение 1 кВт/г для наночастиц диаметров  $D \geq 20$  нм. Столь высокие значения УПМ наночастиц железа при достаточно умеренных амплитудах поля объясняются, скорее всего, большим значением намагниченности насыщения наночастиц железа.

Как и в работе [5], для наночастиц железа с кубической анизотропией также были обнаружены вязкая и магнитная моды перемагничивания, в зависимости от амплитуды поля  $H_0$ . Черная сплошная кривая на рис. 2а показывает динамику проекции единичного вектора намагниченности  $\alpha_x$ , параллельной направлению поля, в вязкой моде, при  $H_0 = 50$  Э, на примере случайно выбранной частицы ансамбля за несколько периодов изменения поля. Красная кривая с точками на этом рисунке показывают динамику  $x$ -компоненты одного из директоров частиц,  $n_{2x}$ . Как показывает рис. 2а, в установившейся вязкой моде  $x$ -проекции векторов  $\alpha$  и  $n_2$  могут двигаться в унисон в течение многих периодов поля, хотя со временем, за счет случайных резких поворотов частицы, вектор  $n_2$  может меняться на эквивалентные вектора  $n_1$  или  $n_3$ .

С другой стороны, как показывает рис. 2б, в развитой магнитной моде ( $H_0 = 300$  Э) один из эквивалентных директоров, в данном случае вектор  $n_1$ , остается приблизительно параллельным направлению действия поля, в то время как магнитный вектор перескакивает между значениями  $\alpha_x = \pm 1$  с частотой переменного поля. В данном случае с течением времени вектора  $n_1, n_2$  и  $n_3$  также могут меняться местами. Но при этом, в развитой магнитной моде хотя бы один из этих векторов остается параллельным действию магнитного поля.

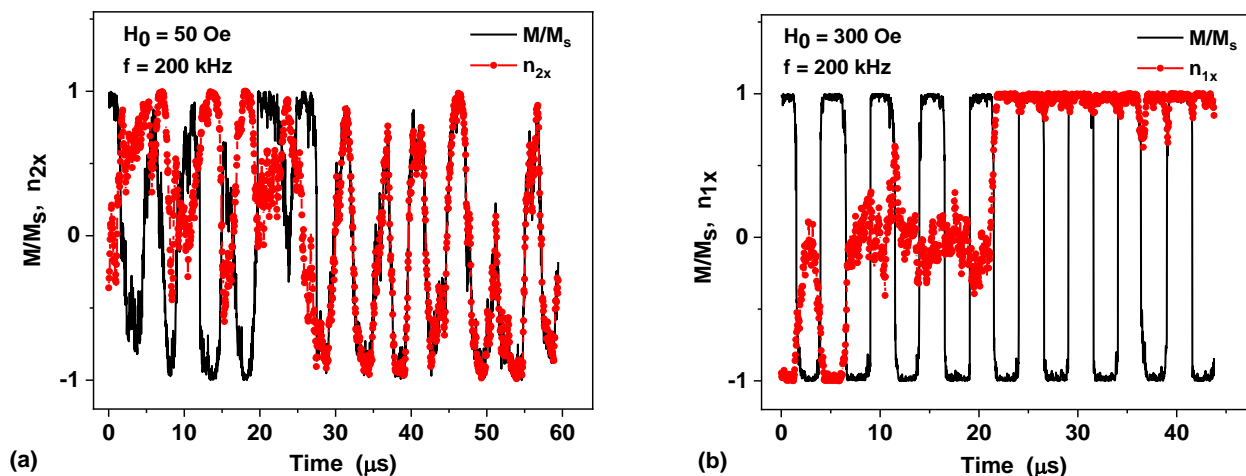


Рис. 2. Основные моды перемагничивания наночастиц железа в вязкой жидкости: а) вязкая мода,  $H_0 = 50$  Э,  $f = 200$  кГц; б) магнитная мода,  $H_0 = 300$  Э,  $f = 200$  кГц. Вязкость жидкости  $\eta = 0.01$  г/см/с, диаметр частиц  $D = 22$  нм.

Численные значения УПМ, полученные в данной работе, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, полученными в работах [2, 3] для ансамблей наночастиц железа, распределенных в мезителене с вязкостью порядка  $\eta = 0.01$  г/см/с.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90085.

#### Список использованных источников:

1. Perigo E., et al. Fundamentals and advances in magnetic hyperthermia // Applied Physics Reviews. – 2015. – № 2. – P. 041302–041335.
2. Mehdaoui B., Meffre A., Lacroix L.-M., Carrey J., Lachaize S., Gougeon M., Respaud M., Chaudret B. Large specific absorption rates in the magnetic hyperthermia properties of metallic iron nanocubes // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2010. – № 322. – P. L49–L52.
3. Mehdaoui B., Meffre A., Carrey J., Lachaize S., Lacroix, L.-M., Gougeon M., Chaudret B., Respaud M. Optimal size of nanoparticles for magnetic hyperthermia: a combined theoretical and experimental study // Advanced Functional Materials. – 2011. – № 21. – P. 4573–4581.
4. Avolio M., et al. In-gel study of the effect of magnetic nanoparticles immobilization on their heating efficiency for application in magnetic fluid hyperthermia // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – № 471. – P. 504–512.
5. Usov N.A., Liubimov B.Ya. Dynamics of magnetic nanoparticle in a viscous liquid: application to magnetic nanoparticle hyperthermia // Journal of Applied Physics. – 2012. – № 112. – P. 023901–023911.
6. Usov N. A., Nesmeyanov M. S., Gubanova E.M, Epshtein N.B. Heating ability of magnetic nanoparticles with cubic and combined anisotropy // Beilstein Journal Nanotechnology. – 2019. – № 10. – P. 305–314.



## **ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ХИМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА ОБОЛОЧКИ $\text{SiO}_2$ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРОШКОВ $\text{Fe@SiO}_2$ ТИПА ЯДРО- ОБОЛОЧКА**

**Долматов А.В.**

магистр,  
Московский физико-технический институт

**Маклаков С.С.**

к. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник,  
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

**Ширяев А.О.**

аспирант 4 г/о, младший научный сотрудник  
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

**Набоко А.С.**

к. х. н., старший научный сотрудник,  
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

**Петров Д.А.**

научный сотрудник,  
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

**Артёмова А.В.**

аспирантка 1 г/о, инженер,  
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

**Аннотация.** В работе описано получение частиц типа ядро-оболочка по модифицированному методу Штобера при вариации условий синтеза. Показано, что изменение длительности химической реакции и изменение соотношения реагентов влияет на толщину и химический состав оболочки  $\text{SiO}_2$ , а также на электромагнитные свойства полученных магнитных порошков  $\text{Fe@SiO}_2$ . Частицы типа ядро-оболочка обладают рядом преимуществ в сравнении с непокрытыми частицами и могут использоваться как средства для электромагнитного экранирования

**Ключевые слова:** частицы ядро-оболочка, диэлектрическая оболочка, процесс Штобера, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость

# INFLUENCE OF CHEMICAL PROPERTIES OF A SiO<sub>2</sub> SHELL ON THE ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF THE Fe@SiO<sub>2</sub> CORE-SHELL PARTICLES

**Dolmatov A.V.**

master of science  
Moscow Institute of Physics and Technology

**Maklakov S.S.**

pHD, senior researcher  
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

**Shiryaev A.O.**

graduate student., junior researcher,  
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

**Naboko A.S.**

pHD, senior researcher,  
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

**Petrov D.A.**

researcher  
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

**Artemova A.V.**

graduate student., engineer,  
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

**Annotation.** *The paper describes the production of core-shell particles using modified Stober method with different synthesis conditions. It is shown that variation of the duration time of the reaction and variation of the ratio of reagents affect the thickness and stoichiometry of the SiO<sub>2</sub> shell, as well as electromagnetic properties of the obtained Fe@SiO<sub>2</sub> magnetic powders. Core-shell particles have a number of advantages over uncoated particles and can be used as perfect materials for electromagnetic shielding.*

**Keywords:** *core-shell particles, dielectric shell, Stober process, complex permittivity, microwave permeability*

Карбонильное железо, покрытое тонкой оболочкой из SiO<sub>2</sub> (Fe@SiO<sub>2</sub>), позволяет получить магнитодиэлектрические композиты с нулевой удельной проводимостью по постоянному току. Оболочку можно синтезировать золь-гель процессом в смеси вода-этанол [1]. Для этого применяется гидролиз тетраэтилортосиликата (ТЭОС). Известно, что изменение условий синтеза существенно влияет на химический состав и физические характеристики SiO<sub>2</sub>. В настоящей работе изучено влияние условий синтеза оболочки SiO<sub>2</sub> на электромагнитные свойства композитов Fe@SiO<sub>2</sub> в парафиновой матрице.

Варьировали два параметра синтеза: время реакции и pH смеси вода-этанол путем добавления NH<sub>3</sub>(водн.). Было обнаружено, что изменение времени реакции изменяло толщину оболочки от 97 ± 8 до 190 ± 8 нм. Оболочка толщиной менее 90 нм оказалась не сплошной. Изменение времени реакции не изменило элементный состав оболочки, равный SiO<sub>3,35</sub>. Масса оболочки SiO<sub>2</sub> составляла 5 ± 2%.

Кислотность смеси вода-этанол влияет на кислотно-основное равновесие реакции и превращает продукт из золя (высокий pH) в гель (низкий pH). Увеличение концентрации  $[\text{NH}_3]$  в смеси от  $[\text{TEOS}]/[\text{NH}_3] = 1,5$  до  $0,25$  дало избыток кислорода в составе « $\text{SiO}_2$ », который изменился с  $\text{SiO}_{8,62}$  до  $\text{SiO}_{3,05}$ . Это также повлияло на толщину оболочки, которая увеличилась с 60 до 220 нм.

Частотные дисперсии комплексных магнитной ( $\mu' + i\mu''$ ) и диэлектрической проницаемости ( $\epsilon' + i\epsilon''$ ) были измерены методом Николсона-Росс-Вейра в коаксиальном канале 7/3 в диапазоне частот от 0,1 до 15 ГГц [2]. Для этого частицы  $\text{Fe@SiO}_2$  замешивались в парафиновую матрицу. Наличие покрытия  $\text{SiO}_2$  не изменило «форму кривой» частотной дисперсии магнитной проницаемости, а уменьшило этот параметр до доли диэлектрической оболочки. Наличие диэлектрической оболочки уменьшало как действительную ( $\epsilon'$ ), так и мнимую часть диэлектрической проницаемости ( $\epsilon''$ ) и препятствовало проводимости постоянного тока в композитах. Наиболее эффективное уменьшение  $\epsilon'$  на 15% наблюдалось при максимально тонкой сплошной оболочке с составом  $\text{SiO}_{3,81}$ . Это уменьшение соответствует расчетам по формуле Максвелла-Гарнетта [3] для композита « $\text{Fe@SiO}_2$ -парафин» с наполнителем 30 мас. %.

Связь между химическим составом оболочки « $\text{SiO}_2$ » и диэлектрической проницаемостью исследованных композитов, вероятно, обусловлена различиями в диэлектрической проницаемости покрытия  $\text{SiO}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ . Увеличение содержания кислорода связано с увеличением концентрации поверхностных гидроксильных групп, которые, в свою очередь, связаны с поляризацией  $\text{SiO}_2$  [4].

Изменение условий роста диэлектрической оболочки на поверхности частиц железа может применяться для корректировки эффективных электромагнитных параметров  $\text{Fe@SiO}_2$  в соответствии с нуждами конкретных прикладных задач.

#### Список использованных источников:

1. S.S. Maklakov, A.N. Lagarkov, S.A. Maklakov, Y.A. Adamovich, D.A. Petrov, K.N. Rozanov, I.A. Ryzhikov, A.Y. Zarubina, K.V. Pokholok, D.S. Filimonov, Corrosion-resistive magnetic powder  $\text{Fe@SiO}_2$  for microwave applications// Journal of Alloys and Compounds. – 2017 – 706 267-273.
2. W.B. Weir, Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies// Proceedings of the IEEE –1974. – 62 – 33-36.
3. K. Karkkainen, A. Sihvola, K. Nikoskinen, Analysis of a three-dimensional dielectric mixture with finite difference method// IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing –2001– 39 – 1013-1018.
4. L.B. Nichols, J.M. Thorp, Dielectric constant of silica gel activated at different temperatures //Transactions of the Faraday Society –1970– 66–1741-1747.

## МИКРОСТРУКТУРНЫЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

**Вызулин С.А.**

д.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник, Краснодарское высшее военное училище

**Каликинцева Д.А.**

научный сотрудник, Краснодарское высшее военное училище

**Бузько В.Ю.**

к.х.н., доцент кафедры радиофизики и нанотехнологий,  
Кубанский государственный университет

**Горячко А.И.**

аспирант, Кубанский государственный университет

**Сырьев Н.Е.**

к.ф.-м.н., доцент, доцент физического факультета, Московский государственный университет

***Аннотация.** В статье приведены результаты экспериментального исследования никель-цинковых ферритов состава  $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ . Образцы ферритов синтезированы золь-гель нитрат-цитратным и пирохимическим нитрат-мочевинным способами синтеза и отожжены при температурах 500 и 900 °С. Синтезированные образцы исследованы методом сканирующей электронной микроскопии и с использованием векторного анализатора цепей в диапазоне частот 0,015–7 ГГц.*

***Ключевые слова:** никель-цинковый феррит, радиопоглощающие материалы, характеристики рассеяния.*

## MICROSTRUCTURAL AND ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ IN THE MICROWAVE BAND

**Vyzulin S.A.**

D.Sc., Docent, Senior Research Officer, Krasnodar Higher Military School

**Kalikintseva D.A.**

Research Officer, Krasnodar Higher Military School

**Buz'ko V.Y.**

Ph.D., Associate Professor at the Department of Radiophysics and Nanotechnology,  
Kuban State University

**Goryachko A.I.**

Postgraduate, Kuban State University

**Syr'ev N.E.**

Ph.D., Docent, Associate Professor at the Department of physics,  
Moscow State University

**Annotation.** *The article presents the results of an experimental study of nickel-zinc ferrites with the composition  $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ . Ferrite samples were synthesized by sol-gel nitrate-citrate and pyrochemical nitrate-urea synthesis methods and annealed at temperatures of 500 and 900 °C. The synthesized samples were examined by scanning electron microscopy and using a vector network analyzer in the frequency range 0.015–7 GHz.*

**Keywords:** *nickel-zinc ferrite, microwave absorbing materials, scattering parameters.*

Исследования электромагнитных свойств никель-цинковых ферритов обусловлены перспективностью использования таких магнитных материалов в качестве компонентов радиопоглощающих покрытий. Никель-цинковые ферриты состава  $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$  с высокой магнитной и диэлектрической проницаемостями могут быть использованы как в виде спеченной керамики, так и в составе композитов на основе полимерных матриц. Такие композиты, в зависимости от типа используемого полимера и магнитного радиопоглощающего ферритового наполнителя, отличаются высокой структурной прочностью, а также хорошей температурной и химической стойкостью, и значительными радиопоглощающими свойствами в различных частотных диапазонах.

Способ синтеза и последующая термическая обработка влияют не только на микроструктуру ферритов, но и на их радиопоглощающие характеристики [1]. Преимущество низкотемпературных способов синтеза в том, что в результате этих синтезов образуются порошки ферритов, состоящие из наноразмерных частиц. Микроструктурные и магнитные свойства наноразмерных ферритов могут варьироваться в широких пределах, в зависимости от условий последующей термической обработки [2–4]. Целью настоящей работы является исследование радиопоглощающих свойств никель-цинковых ферритов и их зависимости от способа синтеза и термической обработки.

Образцы порошков феррита с формулой  $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$  (где  $x=0,25$  и  $0,5$ ) синтезированы золь-гель нитрат-цитратным и пирохимическим нитрат-мочевинным способами. Нитраты металлов  $Zn(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$  (ч.д.а.),  $Ni(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$  (ч.д.а.) и  $Fe(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$  (ч.д.а.) являлись исходными материалами. Лимонная кислота (ч.д.а.) для нитрат-цитратного синтеза и мочевины (х.ч.) для нитрат-мочевинного синтеза использовались в качестве органических топливных комплексообразователей.

В процессе нитрат-цитратного синтеза исходные материалы при смешении растворялись в бидистиллированной воде и постепенно подогревались до выпаривания воды и образования металлокомплексного геля при температуре около 120 °C. При дальнейшем нагревании при температуре около 350 °C гель постепенно выгорал с образованием порошка с наноразмерными гранулами феррита. При нитрат-мочевинном синтезе исходные материалы перемешивались в ступке без добавления воды до образования вязкой смеси, переносились в керамический тигель и постепенно нагревались со скоростью около 10 °C/мин. Самовозгорание реакционной смеси и образование порошка с наноразмерными гранулами феррита происходило при достижении температуры 300–350 °C.

Образцы синтезированных ферритов отжигались при температурах 500 и 900 °C. Процесс отжига происходил в трубчатой печи с электронным контролем температуры. Нагрев образца до температуры отжига происходил в течение 30 мин, а сам отжиг – в течение одного часа.

Исследования микроструктуры образцов  $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$  (где  $x=0,25$ ), полученных двумя способами синтеза без отжига и с отжигом при температурах 500 и 900 °C, проведены методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе «JEOL JSM 7500F». Средний

диаметр наночастиц определяли на основании анализа нескольких микрофотографий для 350–550 измеренных наночастиц.

Изготовлены образцы композитов на основе ферритов и парафиновой матрицы. Содержание ферритового наполнителя составляло 60 % при толщине композитов – 9 мм. Коэффициенты отражения ( $K_{отр}$ ) для композитов феррит/парафин измерены с использованием векторного анализатора цепей «Deerace KC901V» коаксиальным методом в короткозамкнутой линии в частотном диапазоне 0,015–7 ГГц. Величина параметра  $K_{отр}$  характеризует радиопоглощающие свойства вставки в коаксиальный тракт. Для использованной схемы эксперимента  $K_{отр}$  определяется в основном энергией отраженных волн (энергия падающей волны поддерживалась постоянной). Затухание электромагнитных волн в образце приводит к уменьшению энергии волны, отраженной от границы вставка – металл короткозамыкателя.

Средний диаметр наночастиц феррита, синтезированного нитрат-цитратным способом, без отжига составляет  $12 \pm 2$  нм, для нитрат-мочевинного синтеза –  $30 \pm 7$  нм.

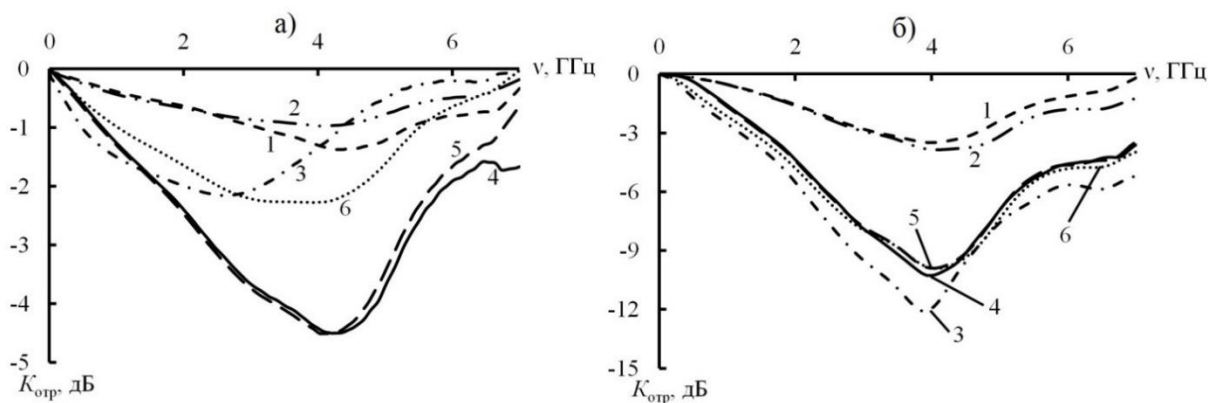
Наблюдаемые различия в размере наночастиц можно объяснить тем, что при нитрат-мочевинном способе синтеза феррит образуется в результате возгорания реакционной смеси со значительным тепловыделением [5, 6]. Нитрат-цитратный синтез ферритов, в отличие от нитрат-мочевинного, происходит при более низкой температуре реакционной смеси без значительного тепловыделения [7].

Одночасовой отжиг при  $T=500$  °С, приводит к небольшому увеличению среднего размера наночастиц феррита, синтезированного обоими методами синтеза (табл. 1). Последующий одночасовой отжиг при  $T=900$  °С, приводит к увеличению среднего размера наночастиц феррита, синтезированного нитрат-цитратным способом, в большей степени, чем в случае нитрат-мочевинного синтеза.

Таблица 1. Средний размер частиц порошков ферритов состава  $Ni_{0,25}Zn_{0,75}Fe_2O_4$ , синтезированных нитрат-цитратным и нитрат-мочевинным способами

Образец	350ц	500ц	900ц	350м	500м	900м
$d$ , нм	$12 \pm 2$	$13 \pm 3$	$100 \pm 30$	$30 \pm 7$	$32 \pm 8$	$83 \pm 15$

Увеличение температуры отжига до 900 °С приводит к увеличению радиопоглощающих свойств у образцов ферритов при  $x=0,25$  и 0,5 при нитрат-цитратном синтезе (рис. 1). При нитрат-мочевинном синтезе отжиг приводит либо к ухудшению радиопоглощающих свойств никель-цинкового феррита ( $x=0,25$ ), либо не оказывает существенного влияния на указанные свойства ( $x=0,5$ ). Указанные различия влияния отжига на радиопоглощающие свойства при различных способах синтеза объясняются различиями влияния отжига на увеличение размера частиц феррита, синтезированного различными способами.



*Рис. 1. Спектры отражения композитов на основе ферритов составов а)  $Ni_{0,25}Zn_{0,75}Fe_2O_4$  и б)  $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ , синтезированных нитрат-цитратным способом без отжига (1) и отожженных при температурах 500 (2) и 900 (3) °С и нитрат-мочевинным способом без отжига (4) и отожженных при температурах 500 (5) и 900 (6) °С*

Сравнение частотных зависимостей  $K_{отр}$  для образцов различного состава показало, что при  $x=0,5$  радиопоглощающие свойства образцов ферритов выше по сравнению с ферритом при  $x=0,25$ . При аналогичных способах синтеза и температурах отжига  $K_{отр}$  в точке минимума для образца при  $x=0,5$  достигает значений на 2–10 дБ меньше по сравнению с составом при  $x=0,25$ .

Максимальные радиопоглощающие свойства наблюдаются у образца при  $x=0,5$ , синтезированного нитрат-цитратным способом и отожженного при  $T=900$  °С ( $K_{отр} \approx -12$  дБ). Образец при  $x=0,5$ , синтезированный нитрат-мочевинным способом, является перспективным в качестве радиопоглощающего материала, так как проявляет достаточно высокие радиопоглощающие свойства без отжига ( $K_{отр} \approx -10$  дБ).

Для образцов никель-цинковых ферритов установлено, что состав, способ синтеза и условия термообработки существенно влияют на их радиопоглощающие свойства, а именно:

1) образцы, синтезированные нитрат-цитратным способом, отличаются меньшим размером частиц, по сравнению с образцами, синтезированными нитрат-мочевинным способом. Отжиг способствует увеличению размера частиц образцов, синтезированных нитрат-цитратным способом, в большей степени по сравнению с образцами, синтезированными нитрат-мочевинным способом;

2) увеличение температуры отжига порошка наноразмерного феррита приводит к увеличению радиопоглощающих свойств при нитрат-цитратном синтезе, и ухудшению либо отсутствию изменений – при нитрат-мочевинном синтезе;

3) образцы состава  $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$  отличаются более высокими радиопоглощающими свойствами, по сравнению с ферритом состава  $Ni_{0,25}Zn_{0,75}Fe_2O_4$ .

Таким образом, наноразмерный феррит состава  $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ , синтезированный нитрат-мочевинным способом без отжига является перспективным радиопоглощающим материалом как в области низких, так и в области высоких частот ближнего СВЧ диапазона, что ранее было обнаружено авторами в работе [6].

#### **Список использованных источников:**

1. Phadatare M. R., Salunkhe A. B., Khot V. M. et al. Thermodynamic, structural and magnetic studies of  $NiFe_2O_4$  nanoparticles prepared by combustion method: Effect of fuel / Journal of Alloys and Compounds. – 2013. – № 546. – P. 314-319.
2. Costa A. C. F. M., Diniz A. P., Silva V. J. et al. Influence of calcination temperature on the morphology and magnetic properties of Ni–Zn ferrite applied as an electromagnetic energy absorber / Journal of Alloys and Compounds. – 2009. – № 483. – P. 563-565.
3. Amiri Gh. R., Yousefi M. H., Aboulhassani M. R. et al. Radar absorption of  $Ni_{0,7}Zn_{0,3}Fe_2O_4$  nanoparticles / Digest Journal of Nanomaterials and Biostructures. – 2010. – Vol. 5. – № 3. – P. 719-725.
4. Reddy M. P., Madhuri W., Reddy N. R. et al. Magnetic properties of Ni–Zn ferrites prepared by microwave sintering method / Journal of Electroceramics. – 2012. – № 28. – P. 1-9.
5. Вызулин С.А., Бузько В.Ю., Каликинцева Д.А. и др. Влияние температуры отжига на ФМР-характеристики никель-цинковых ферритов / Известия РАН. Серия физическая. – 2018. – Т. 82. – № 11. – P. 1590-1594.

6. Вызулин С. А., Бузько В. Ю., Скуднев В. Ю. и др. Электромагнитные экраны для X-диапазона на основе ультрадисперсного  $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$  / Сборник конференции «Электромагнитное поле и материалы». – Москва, 2016. – С. 337-342.

7. Вызулин С.А., Каликинцева Д.А., Мирошниченко Е.Л. и др. Радиопоглощающие свойства никель-цинковых ферритов, синтезированных различными способами / Известия РАН. Серия физическая. – 2018. – Т. 82. – № 8. – Р. 1045-1047.



## СИНТЕЗ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА МАРГАНЦА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

**Кононова А.Н**

аспирант, Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ) «МИСиС»

**Иванова А.В.**

студент, Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ) «МИСиС»

**Никитин А.А.**

студент, Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ) «МИСиС»

**Абакумов М.А.**

к.ф.-м.н., зав.лаб., Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ) «МИСиС», Российский национальный исследовательский медицинский университет (РНИМУ) имени Н.И. Пирогова

***Аннотация.** Работа посвящена синтезу наночастиц феррита марганца определенного размера и формы, модификации поверхности наночастиц и исследованию их физико-химических характеристик. Приведены некоторые примеры применения магнитных наночастиц в биологии и медицине, определены параметры синтеза и получены наноразмерные частицы феррита марганца, стабильные в воде и буферных растворах близких к физиологическим.*

***Ключевые слова:** феррит марганца, синтез магнитных наночастиц, метод термического разложения, биология, медицина.*

## SYNTHESIS OF MANGANESE FERRITE NANOPARTICLES FOR BIOMEDICAL APPLICATIONS

**Kononova A.N.**

PhD-student, NUST MISiS; Engineer, Moscow, Russian Federation.

**Ivanova A.V., Nikitin A.A.**

Graduate Student, NUST MISiS; Engineer, Moscow, Russian Federation.

**Abakumov M.A.**

PhD, Head of the Department of Biomedical Nanomaterials, NUST MISiS, Moscow, Russian Federation.

***Annotation.** The work is dedicated to the synthesis of manganese ferrite nanoparticles of a certain size and shape, the modification of the surface of nanoparticles and the study of their physical and chemical characteristics. This article focuses on the application of magnetic nanoparticles in biomedicine. Herein, we report a synthesis of manganese ferrite uniform-sized nanoparticles exhibited high colloidal stability in aqueous medium.*

***Keywords:** manganese ferrite, magnetic nanoparticles, biomedicine, thermal decomposition.*

Использование магнитных наночастиц (МНЧ) в биомедицинских целях, а именно в областях медицинской визуализации, диагностики и лечения существенно возросло в последние годы в связи с перспективами практических применений. Это непосредственно связано с их

многофункциональностью, а именно способностью проникать в биологические системы и возможностью управлять их свойствами в соответствии с заданной целью исследования. МНЧ в медицине и фармакологии могут применяться для адресной доставки лекарств, обнаружения патогенных микроорганизмов и белков, исследования структуры ДНК, манипуляции, разделения и очистки клеток и биомолекул, разрушения опухоли при нагревании (гипертермии), а также как флуоресцентные биологические метки и МРТ контрастные усилители. Предметом серьезных исследований стали разработка методов синтеза наноразмерных структур и исследование их физико-химических свойств. Так как для применения МНЧ в биомедицине требуется, чтобы они могли иметь четко определенные физические и химические свойства, обладали высоким магнитным моментом, небольшим размером, узким распределением частиц по размерам, стабильным составом и способностью к биодegradации либо выведению из организма во избежание накопления в избыточных количествах. Поэтому наибольший интерес в исследованиях в области биомедицины привлекли магнитные наночастицы феррита ( $m\text{Fe}_2\text{O}_4$ , где  $m = \text{Mn, Fe, Co, Zn, Ni}$ ) за счет того, что они обладают уникальными магнитными свойствами, малым размером и биосовместимостью. Немаловажным фактором является то, что при получении магнитных частиц на основе феррита можно точно контролировать морфологию выбором метода синтеза. А с полимерными покрытиями сделать их стабильными в физиологических растворах [1].

МНЧ феррита марганца ( $\text{MnFe}_2\text{O}_4$ ) были синтезированы методом термического разложения прекурсоров солей ацетилацетоната железа (III) и марганца (II) в дибензиловом эфире в присутствии поверхностно активных веществ в качестве стабилизирующих агентов.

Путем изменения параметров синтеза были получены МНЧ  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$  определенного фазового состава. Зависимости изменения физико-химических свойств МНЧ  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$  от параметров синтеза представлены ниже в табл. 1.

Таблица 1. Зависимость изменения физико-химических характеристик от параметров синтеза

Параметры синтеза		Скорость нагрева	Гидродинамический диаметр, нм	Индекс полидисперсности	Элементный состав Mn:Fe
Соотношение прекурсоров Mn:Fe	1:2	3°/мин	21±3	0,22	1:5
		5°/мин	16±2	0,185	1:4
		10°/мин	16±2	0,165	1:18

В результате ряда экспериментов было установлено оптимальное соотношение прекурсоров Fe:Mn = 2:1 и скорость нагрева – 5°/мин. Средний гидродинамический размер МНЧ  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$  был установлен методом динамического светорассеяния, и составил 16±2 нм. Элементный состав полученных МНЧ  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$  определяли методом атомно-эмиссионной спектроскопии (АЭС). Для оценки качественного фазового состава был проведен рентгенофазовый анализ. Рис. 1. показывает зависимость интенсивности дифракционных пиков от угла дифракции. Анализ полученной дифрактограммы показал, что положение дифракционных пиков и их относительные интенсивности соответствуют значениям для стандартного феррита марганца ( $\text{MnFe}_2\text{O}_4$ ; ICDD № 01–071-4919).

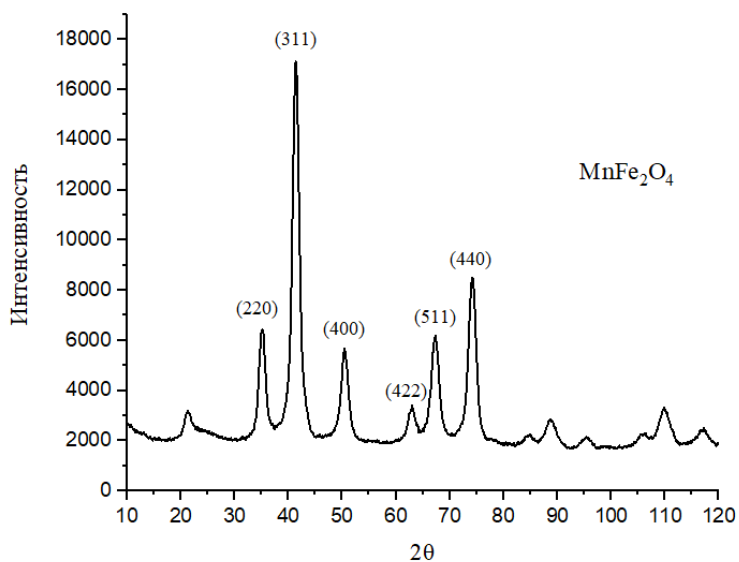


Рис. 1. Дифрактограмма порошка феррита марганца  $MnFe_2O_4$

По результатам просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) было установлено, что в ходе синтеза образуются монодисперсные МНЧ  $MnFe_2O_4$  средний диаметр которых составил  $13.5 \pm 0.5$  нм, что подтверждает их узкое распределение по размерам на рис.2,3.

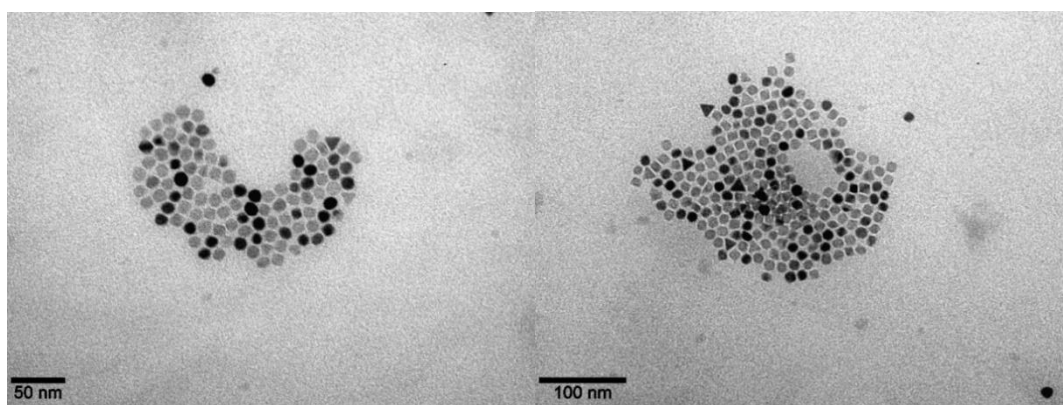


Рис. 2. Микрофотографии МНЧ  $MnFe_2O_4$ , полученные методом ПЭМ

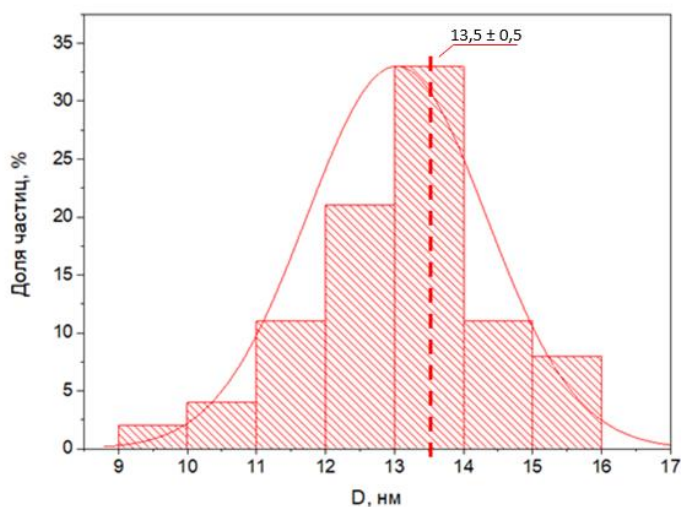


Рис. 3. Гистограмма распределения размеров МНЧ  $MnFe_2O_4$ , полученная в результате анализа микрофотографий ПЭМ

На следующем этапе была проведена ковалентная модификация поверхности МНЧ  $MnFe_2O_4$  молекулами 3,4-дигидроксифенилуксусной кислоты (DOPAC), а также молекулами производными полиэтиленгликоля ( $NH_2$ -ПЭГ<sub>1100</sub>-COOH) [2, 3] по карбодиимидному методу для увеличения стабильности синтезированных МНЧ  $MnFe_2O_4$  в водном растворе, и их последующей функционализации и применения в экспериментах *in vitro*. Также была изучена стабильность полученных МНЧ  $MnFe_2O_4$ -DOPAC-ПЭГ<sub>1100</sub> во времени в натрий-фосфатном буфере в условиях близких к физиологическим. Данные полученные в ходе эксперимента представлены ниже в табл.2. Гидродинамический размер при этом оставался соизмерим с размерами единичного магнитного ядра.

Таблица 2. Проверка стабильности  $MnFe_2O_4$ -DOPAC-PEG во времени

Время, ч	Гидродинамический размер, нм	Индекс полидисперсности
0	27,5	0,234
0,5	26,87	0,218
1	27,2	0,252
2	28,49	0,253
4	28,38	0,3
6	27,83	0,243
8	27,9	0,251
24	27,76	0,248

На след этапе планируется функционализация поверхности МНЧ  $MnFe_2O_4$ -DOPAC-ПЭГ<sub>1100</sub> различными моноклональными антителами. Их успешная конъюгация откроет новые возможности для достижения поставленных целей в исследованиях в области бионаномедицины.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта № 21-13-00438

#### Список использованных источников:

1. McNamara K., Tofail S.A.M. Nanoparticles in biomedical applications // Adv. Phys. X. Taylor and Francis Ltd., – 2017. – Vol. 2, № 1. –P. 54–88.
2. Hu G. et al. Size and shape effects of  $MnFe_2O_4$  nanoparticles as catalysts for reductive degradation of dye pollutants // Front. Environ. Sci. Eng. Higher Education Press Limited Company, –2021. – Vol. 15, № 5. –P. 1–9.
3. Singh G., Chandra S. Electrochemical performance of  $MnFe_2O_4$  nano-ferrites synthesized using thermal decomposition method // Int. J. Hydrogen Energy. Elsevier Ltd, – 2018. – Vol. 43, № 8. –P. 4058–4066.

## **ВЛИЯНИЕ БРОУНОВСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА $ZnMn$ В ЖИДКОСТЯХ РАЗЛИЧНОЙ ВЯЗКОСТИ**

**Лю Н.Н.**

*Аспирантка, МГУ М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

**Каштанов Е.А.**

*Студент магистратуры, МГУ М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

**Пятаков А.П.**

*Д.ф.-м.н., профессор, физический факультет, Москва, Россия*

**Жарков М.Н.**

*Аспирант, Национальный исследовательский мордовский государственный университет имени  
Н.П. Огарева, Саранск, Россия*

**Пятаев Н.А.**

*Д.ф.-м.н., Профессор, Национальный исследовательский Мордовский государственный  
университет имени Н.П. Огарева, Саранск, Россия*

**Сухоруков Г.Б.**

*Профессор, Лондонский университет королевы Марии, Лондон, Великобритания;  
Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия*

**Тишин А.М.**

*Д.ф.-м.н., профессор, МГУ М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия;  
Группа компаний АМТ&С, Троицк, Россия*

***Аннотация.** Известно, что нагрев суперпарамагнитных частиц определяется двумя механизмами - броуновским и неелевским. Однако отделить один от другого в силу релаксационного характера обоих представляет собой не простую задачу. В данном докладе на примере нагрева наночастиц  $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$  в воде и глицерине продемонстрирована активация броуновского нагрева в глицерине при температурах выше  $\sim 50^\circ C$ .*

***Ключевые слова:** Магнитная гипертермия, Броуновская релаксация, суперпарамагнитные наночастицы*

## **BROWN RELAXATION EFFECT ON THE MAGNETOTHERMAL PROPERTIES OF $ZnMn$ FERRITE NANOPARTICLES IN LIQUIDS OF VARIOUS VISCOSITY**

**Liu N.N.**

*Ph.D student, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

**Kashtanov E.A.**

Master student, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

**Pyatakov A.P.**

Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

**Zharkov M.N.**

Ph.D student, National Research Ogarev Mordovia State University, Saransk, Russia

**Pyataev N.A.**

Doctor medical, Professor, National Research Ogarev Mordovia State University, Saransk, Russia

**Sukhorukov G.B.**

Professor, Queen Mary University of London, London, United Kingdom;

Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, Russia

**Tishin A.M.**

Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia; AMT&C Group, Troitsk, Russia

**Abstract.** *It is known that the heating of superparamagnetic particles is determined by two mechanisms – Brownian relaxation and Néel one. However, to separate the contribution of each mechanism to the overall heating is not an easy task due to the relaxation nature of both. In this report, using the example of heating  $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$  nanoparticles in water and glycerin, the activation of Brownian heating in glycerol at temperatures above  $\sim 50^\circ\text{C}$  is demonstrated.*

**Keywords:** *magnetic hyperthermia, Brown relaxation, superparamagnetic nanoparticles*

Магнитная гипертермия – перспективный метод терапии злокачественных новообразований, использующий магнитные жидкости, содержащие наночастицы магнитных оксидов, на которые воздействуют переменным магнитным полем. Энергия магнитного поля, рассеиваемая наночастицами в тепло, приводит к локальному нагреву тканей до  $42\text{--}45^\circ\text{C}$ , приводя к управляемой гибели клеток перерожденной ткани. При этом минимизируется воздействие на здоровые ткани и общая нагрузка на системы организма [1]. Удельная мощность нагрева суперпарамагнитных наночастиц является важнейшей характеристикой магнитных жидкостей, используемых в магнитной гипертермии. В переменном магнитном поле с действующим значением  $H_0$  и частотой  $f$  она определяется следующим соотношением [2]:

$$P = \pi\mu_0\chi_0 H_0^2 f \frac{2\pi f\tau}{1+(2\pi f\tau)^2}, \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_N} \quad (1)$$

где  $\tau$  – время релаксации, определяемое как сумма обратных величин от броуновского и неелевского вкладов, отвечающим соответственно, механическому вращению частиц и их перемагничиванию под действием магнитного поля. Для взвешенных в жидкости наночастиц вдали от точки Кюри и точки замерзания/стеклования жидкой среды вклады броуновского и неелевского механизмов трудно отделить друг от друга, поскольку их частотные и полевые зависимости аналогичны. Однако, можно воспользоваться тем фактом, что вязкость некоторых жидкостей, таких как глицерин меняется на три порядка в диапазоне температур от комнатной до  $150^\circ\text{C}$ , что позволяет выделить броуновский вклад за счет сравнения мощности, рассеиваемой наночастицами при различных температурах.

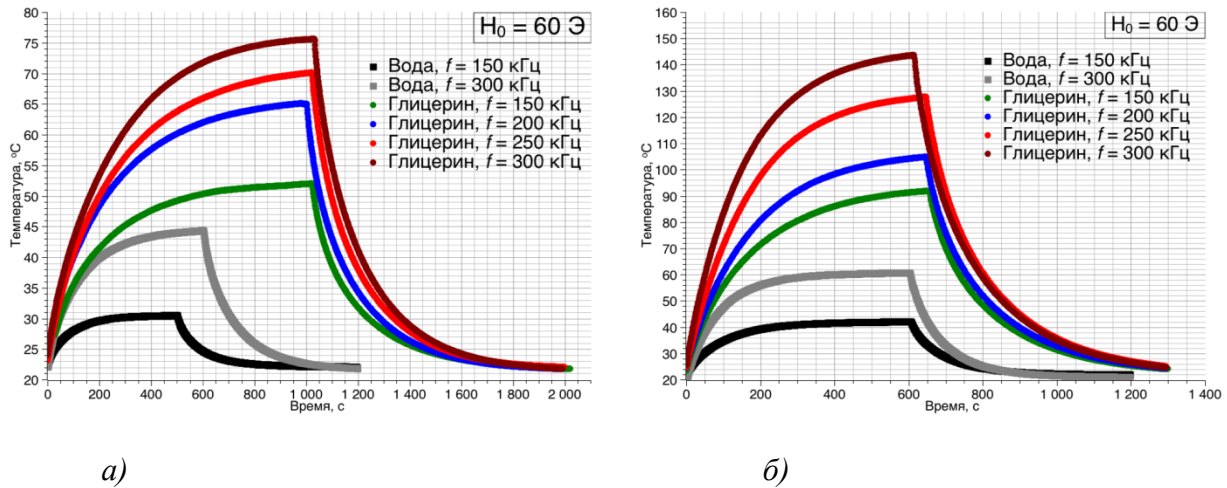


Рис. 1. Кривые нагрева и остывания для наночастиц  $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$  снятых в переменном магнитном поле при различных частотах и действующем значении поля 60Э: а)  $x=0.1$  б)  $x=0.2$ .

Для изучения магнитепловых свойств наночастиц использовалась установка, разработанная в ООО «Фармаг» (группа компаний АМТ&С), позволяющая перестраивать частоту переменного магнитного поля между четырьмя значениями: 150, 200, 250, 300 кГц. Действующее значение магнитного поля при этом поддерживалось равным 60 Э. В качестве объектов исследования использовались наночастицы феррита  $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ , с содержанием цинка  $x=0.05, 0.1$  и  $0.2$  и гидродинамическими диаметрами 111 нм, 79 нм и 50 нм соответственно, взвешенные в воде и глицерине.

График зависимости мощность потерь (Internal Loss Power), т.е. тепловыделение в расчете на единицу массы наночастиц и нормированное на множитель  $H_0^2 f$  в формуле (1) приведен на рисунке 2 (величины мощности и теплоемкости жидкостей брались в среднем диапазоне температур кривых нагрева рис. 1). Как можно видеть, ИЛР слабо зависит от частоты, что позволяет предположить, что характерное время релаксации в данном диапазоне частот удовлетворяют соотношению  $\omega\tau \sim 1$ .

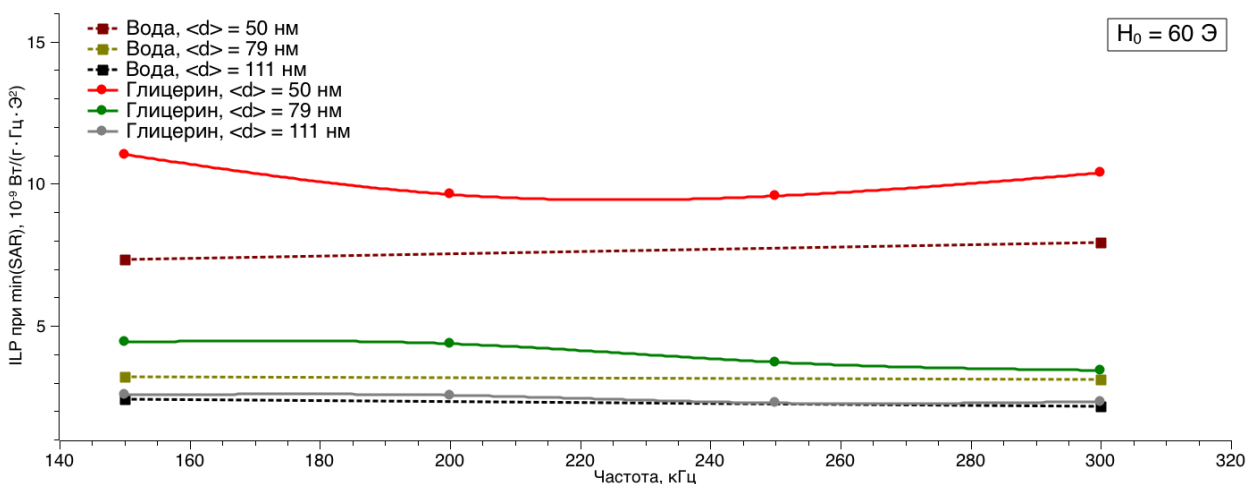
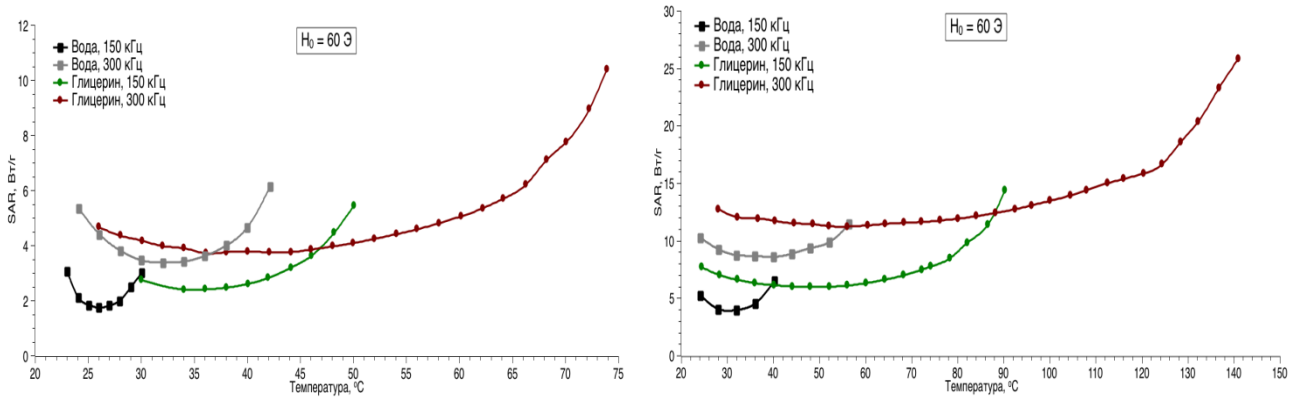


Рис. 2. ИЛР наночастиц  $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$  в глицерине (сплошные линии) и воде (пунктирные линии).

Также из рис. 2 видно, что значения ИЛР для глицерина и воды близки друг другу, что говорит о преобладании неелевского механизма в среднем диапазоне температур.

Действительно, расчет времени броуновской релаксации частиц в глицерине показывает, что при низких температурах оно велико по сравнению с временем неелевской релаксации (вследствие большой вязкости глицерина), и потому его вклад в общее время релаксации  $\tau$  мал (см. формулу (1)). По мере увеличения температуры время броуновской релаксации уменьшается и происходит активация броуновского механизма, что хорошо видно на рисунке 3, на котором показаны значения удельной мощности SAR (specific absorption rate) при различных температурах, вычисленных по методу скорректированного наклона (corrected slope) кривых нагрева/охлаждения [3]: правый фланг кривых SAR для глицерина уходит вверх и существенно превышает диапазон значений, характерный для частиц в воде. Данная тенденция в той или иной степени наблюдается при всех частотах полей и размерах частиц, что позволяет говорить о проявлении броуновского механизма в асимметрии кривых удельной мощности SAR(T).



а) б)

Рис. 3 Величины SAR при различных температурах, рассчитанные по графикам рис.1: а)  $x=0.1$  б)  $x=0.2$ .

Авторы признательны А.М. Салецкому и Волковой О.И. за помощь в определении размера частиц по динамическому рассеянию света на установке Photocor FC. Работы поддержаны грантом РФФИ №19-29-10013. Liu NanNan gratefully acknowledges China Scholarship Council for study support.

#### Список использованных источников:

1. Périgo E.A., Hemery G., Sandre O., Ortega D., Garaio E., Plazaola F., Teran F.J. Fundamentals and advances in magnetic hyperthermia // Appl. Phys. Rev. 2015, Vol.2(4): 041302. p. 21-22.
2. Rosensweig R. E. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field // JMMM 2002, Vol. 252, p. 370-374.
3. Wildeboer R. R., Southern P., Pankhurst Q. A. On the reliable measurement of specific absorption rates and intrinsic loss parameters in magnetic hyperthermia materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014, Vol.47: 495003, p. 1-14.



## **ПОВЕРХНОСТНАЯ МОДИФИКАЦИЯ НАНОЧАСТИЦ $Fe_3O_4@SiO_2$**

### **Петров Д.А.**

к.ф.-м.н., научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений  
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук -  
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

### **Иванова О.С.**

к.ф.-м.н., научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений  
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук -  
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН  
Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, 660041, Россия

### **Соколов А.Э.**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений  
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук -  
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН  
Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, 660041, Россия

### **Герасимова М.А.**

Старший преподаватель кафедры общей физики, Сибирский федеральный университет,  
Красноярск, 660041, Россия

### **Эдельман И.С.**

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений  
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук -  
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

### **Ying Zhen Chen**

Master degree student  
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

### **Спиваков А.А.**

Post doctor at research  
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

### **Yaw-Teng Tseng**

Associated Professor  
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

### **Chun-Rong Lin**

Professor  
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

***Аннотация.** Работа направлена на разработку технологии амино-функциональных наночастиц  $Fe_3O_4@SiO_2$ . Изучены морфология и особенности магнитных и магнитооптических свойств*

полученных гибридных наночастиц. Рассмотрены некоторые примеры применения таких гибридных наноструктур.

**Ключевые слова:** наночастицы  $Fe_3O_4$ , наночастицы с кремнеземным покрытием, адсорбция загрязнений воды, магнитные свойства

## **SURFACE MODIFICATION of $Fe_3O_4@SiO_2$ NANOPARTICLES**

**Petrov D.A.**

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena  
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Ivanova O.S.**

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena  
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS  
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

**Sokolov A.E.**

PhD, senior researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena  
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS  
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

**Gerasimova M.A.**

Senior Lecturer of the Department of General Physics  
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

**Edelman I.S.**

Dr.Sc., Professor  
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Ying Zhen Chen**

Master degree student  
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Aleksandr A. Spivakov**

Post doctor at research  
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Yaw-Teng Tseng**

Associated Professor  
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Chun-Rong Lin**

Professor  
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Annotation.** *The work is aimed to the development of the technology of the amino-functionalized  $Fe_3O_4@SiO_2$  nanoparticles. The morphology and features of the magnetic and magneto-optical properties of the obtained hybrid nanoparticles are studied. Some examples of applications of such hybrid nanostructures are considered.*

**Keywords:**  $Fe_3O_4$  nanoparticles, silica coated nanoparticles, water pollutions adsorption, magnetic

## properties

Silica is frequently used as a support-material in core-shell structures, it not only helps nanoparticles (NPs) to become stable at a certain condition, but also provides the opportunity to be easily modified with other functional groups and, additionally, it has high thermal and chemical stability and, most importantly, shows environmental compatibility. Furthermore, the silica coated magnetic NPs can be dispersed in water without adding other surfactants due to the negative charges on the silica shell.

The fields of application of  $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2$  NPs functionalized with different surfactants, more frequently with amines, are varied. A number of authors have demonstrated their effective applications in biology and medicine [i, ii], in catalysis [iii], and, especially, as effective adsorbents for removal of pollutants from wastewaters [iv, v, vi, vii, viii]. A new type of magnetic fluorescent nanocomposite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2\text{-NH}_2/\text{CQDs}$ ) was prepared by bonding of carbon quantum dots (CQDs) with  $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2\text{-NH}_2$  nanocomposites through amine-carbonyl interactions and used as a fluorescent probe to detect  $\text{Cu}^{2+}$  [ix]. Since this line of research is rather new, on the one hand, and the properties and application possibilities of nanoparticles strongly depend on the details of their synthesis, the search for optimal synthesis conditions and the study of the properties of functionalized particles by various methods can be considered as an urgent task.

In this study, we prepared  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  NPs and a series of nanocomposites based on them:  $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2\text{-NH}_2$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2\text{-NH}_2\text{-EY}$ , conducted a comparative study of their properties, and estimated possibilities of their application as adsorbents of water pollutions.

Magnetite  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  NPs were synthesized by co-precipitation method using hydrolysis of iron sulfate. After that, the particles were selenized ( $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2$ ) and derivatized ( $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2\text{-NH}_2$ ) for covalent attachment of Eosin Y ( $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2\text{-NH}_2\text{-EY}$ ). The Eosin Y is a brominated fluorescein dye derivative used as an acidic red stain for cell cytoplasm. The synthesized samples were examined with X-ray diffraction (XRD), transmission electron microscope (TEM), Fourier-transform infrared spectroscopy (FTIR), vibrating sample magnetometer (VSM), magnetic

circular dichroism spectroscopy (MCD), and fluorescence measurement.

XRD patterns revealed that all the parent NPs and magnetic core of all composite NPs were of spinel ferrite crystal structure with parameters of the most intense peaks corresponding to the  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  phase (PDF Card # 04-005-4319). The TEM images (Fig. 1a) show that the nanoparticles synthesized by co-precipitation method are well-dispersed and have quadrangular shape. Most of the particles were 30 nm in size, and there was also a small fraction of smaller particles 5-10 nm in size. After selenized, the  $SiO_2$  covered NPs can be observed (Fig. 1b).

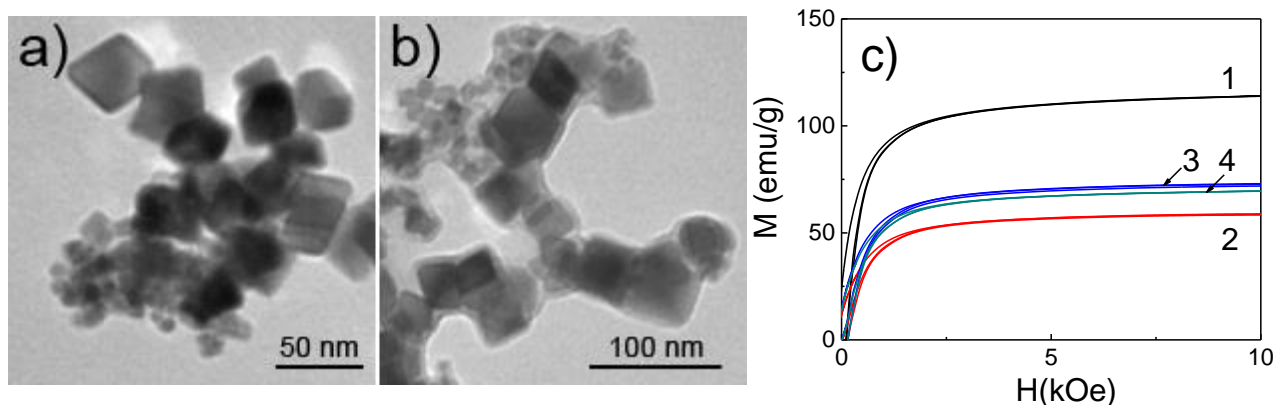


Figure 1. TEM images of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  NPs (a) and  $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2$  NPs (b), room temperature magnetization curves for magnetite nanoparticles:  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2\text{-NH}_2$ , and  $\text{Fe}_3\text{O}_4@SiO_2\text{-NH}_2\text{-EY}$ , curves 1-4, correspondingly (c).

The FTIR spectra show the appearance of new bands upon the transition  $\text{Fe}_3\text{O}_4 \rightarrow \text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-NH}_2 \rightarrow \text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-NH}_2\text{-EY}$  evidencing on chemical bonds Si-O-Si, H-O-H,  $\text{NH}_2$ . Magnetic measurements (Fig. 1 c) show the saturation magnetization decrease of NPs coated with a  $\text{SiO}_2$  shell. However, functionalization of silanized NPs with amino groups leads to some increase of their magnetization value. We ascribe this variety to the surface modification of NPs. Fluorescence measurement pumped at 2.76 eV (450 nm) was measured at room temperature.

MCD spectrum of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  NPs is characteristic for this material (Fig. 2). Silanization of the samples led to a red shift in the MCD spectra. The difference in the MCD spectra of the silanized and initial samples indirectly confirms the formation of a  $\text{SiO}_2$  shell around the  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  NPs. The functionalization of the silanized sample did not lead to a significant change in the spectra.

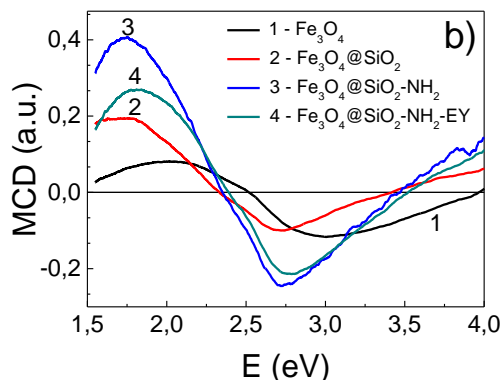


Figure 2. MCD spectra for magnetic NPs at room temperature.

So, the results described above allow concluding that our experimental process is successful and stable:  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2$  magnetic nanoparticles with core-shell structure were prepared and functionalized for adsorption of cationic and anionic dyes and medical imaging applications.

**Acknowledgements** The reported study was funded by Joint Research Project of Russian Foundation for Basic Research № 19-52-52002 and Ministry of Science and Technology, Taiwan MOST № 108-2923-M-153-001-MY3 and № 106-2112-M-153-001-MY3.

#### References:

1. Li J., Yuan Zh., Liu H., Feng J., Chen Zh. Size-dependent tissue-specific biological effects of core-shell structured  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-NH}_2$  nanoparticles // *J Nanobiotechnol.* – 2019. – 17:124. – P.1–
2. Aslania E., Abria A., Pazhang M. Immobilization of trypsin onto  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-NH}_2$  and study of its activity and stability // *Colloids and Surfaces B: Biointerfaces.* – 2018. – 170. – P.553–562.
3. Izgi M.S., Ece M.S, Kazici H.C., Sahin O., Onat E. Hydrogen production by using Ru nanoparticle decorated with  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{eNH}_2$  core-shell microsphere // *International journal of hydrogen energy.* – 2020. –45. – P.30415–30430.
4. Xie H., Wu Zh., Wang Zh., Lu J., Li Y., Cao Y., Cheng H. Facile fabrication of acid-resistant and hydrophobic  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2@\text{C}$  magnetic particles for valid oil-water separation application // *Surfaces and Interfaces.* – 2020. – 21. – P.100651.
5. Ghorbani F., Kamari S. Core-shell magnetic nanocomposite of  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2@\text{NH}_2$  as an efficient and highly recyclable adsorbent of methyl red dye from aqueous environments // *Environmental Technology & Innovation.* – 2019. – 14. – P.100333.
6. Kamari S., Shahbazi A. Biocompatible  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-NH}_2$  nanocomposite as a green nanofiller embedded in PES nanofiltration membrane matrix for salts, heavy metal ion and dye removal: Longterm operation and reusability tests // *Chemosphere.* – 2020. – 243. – P.125282.

7. Alizadeha A., Fakhari M., Safaei Z., Khodeai M.M., Repo E., Asadi A. Ionic liquid-decorated  $\text{Fe}_3\text{O}_4@ \text{SiO}_2$  nanocomposite coated on talc sheets: An efficient adsorbent for methylene blue in aqueous solution // *Inorganic Chemistry Communications*. – 2020. – 121. – P.108204.
8. Erdem B., Avşar S.B., Erdem S., Tekin N. Adsorption of light green and brilliant yellow anionic dyes using amino functionalized magnetic silica ( $\text{Fe}_3\text{O}_4@ \text{SiO}_2@ \text{NH}_2$ ) nanocomposite // *Journal of Dispersion Science and Technology*. – 2018. – 40:9. – P.1227 –1235.
9. Dong Sh., Wang Sh., Wang X., Zhai L. Superparamagnetic nanocomposite  $\text{Fe}_3\text{O}_4@ \text{SiO}_2\text{-NH}_2/\text{CQDs}$  as fluorescent probe for copper (II) detection // *Materials Letters*. – 2020. – 278. – P. 128404.

## УДЕЛЬНАЯ ПОГЛОЩАЕМАЯ МОЩНОСТЬ АНСАМБЛЯ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КАВИТАЦИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ

**Рытов Р.А.**

аспирант,  
Национальный Исследовательский Технологический Университет «МИСиС»

**Баутин В.А.**

к  
Национальный Исследовательский Технологический Университет «МИСиС»

т  
**Усов Н.А.**

д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник,  
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Пушкова,  
Российская академия наук, ИЗМИРАН

***Аннотация.** В данной работе были изучены магнитные свойства и удельная поглощаемая мощность (УПМ) наночастиц Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, полученных методом механокавитации. Для проведения измерений УПМ были подготовлены образцы наночастиц в 4% растворе агарозы в широком диапазоне концентраций наночастиц, 0.5–10 мг/мл. Показано, что во внешнем магнитном поле с амплитудой 250 Э и частотой 393 кГц, наночастицы генерируют УПМ в диапазоне 50–150 Вт/г в зависимости от концентрации частиц в образце. Для исследуемого объема, равного 0.5 см<sup>3</sup>, таких значений УПМ достаточно для создания равномерного во всем объеме образца повышения температуры от 5–6 °С и выше. Преимущества метода механокавитации заключаются в том, что полученные наночастицы имеют химически чистую поверхность и наследуют совершенную кристаллическую структуру и высокое значение намагниченности насыщения исходного образца магнетита. Это делает данные частицы перспективными для использования в биомедицинских приложениях, в частности, для магнитной гипертермии.*

***Ключевые слова:** магнитные наночастицы, магнитная гипертермия, удельная поглощаемая мощность, переменное магнитное поле.*

## SPECIFIC ABSORPTION RATE OF AN ASSEMBLY OF MAGNETIC Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> NANOPARTICLES OBTAINED BY CAVITATION DESTRUCTION

**Rytov R.A.**

PhD student,  
National University of Science and Technology «MISIS»

**Bautin V.A.**

PhD., senior lecturer,  
National University of Science and Technology «MISIS»

**Usov N.A.**

Dr. Sc., leading researcher,  
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian  
Academy of Sciences, IZMIRAN

**Annotation.** *In this work, we studied the magnetic properties and specific absorption rate (SAR) of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles obtained by the mechanocavitation destruction. To carry out SAR measurements, samples of nanoparticles were prepared in a 4% agarose solution in a wide concentration range of 0.5–10 mg/ml. It is shown that in an external magnetic field with an amplitude of 250 Oe and a frequency of 393 kHz, nanoparticles generate SAR in the range of 50–150 W/g, depending on the concentration of particles in the solution. For the investigated volume of 0.5 cm<sup>3</sup>, such SAR values are sufficient to create a temperature elevation of 5–6 °C and higher in the whole sample volume. The use of the mechanocavitation destruction enables us to produce nanoparticles with chemically pure surface and the saturation magnetization close to that of bulk magnetite. All this makes these particles promising for using in biomedical applications, in particular, for magnetic hyperthermia.*

**Keywords:** *magnetic nanoparticles, magnetic hyperthermia, specific absorption rate alternating magnetic field.*

Ансамбли магнитных наночастиц находят широкое применение в различных областях современной биомедицины [1]. В частности, наночастицы магнетита Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, обладающие высоким значением намагниченности насыщения и биологической совместимостью, весьма перспективны для применения при терапии онкологических заболеваний. Однако, для биомедицинских приложений необходимо получать химически однородные наночастицы точного состава, с чистой поверхностью, свободной от загрязнений. В связи с этим в данной работе предложен метод механокавитационного разрушения, который позволяет раскалывать крупные частицы магнетита Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> диаметром 1-8 мкм до размеров 20-80 нм. В данной работе измерена также удельная поглощаемая мощность (УПМ) наночастиц Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, полученных при помощи метода механо-кавитационного разрушения, в переменном магнитном поле амплитудой 250 Э и частотой 393 кГц.

Кавитационное разрушение образцов магнетита проводили с использованием специально разработанной лабораторной установки на основе резонансного пьезокерамического вибратора, подробное описание которой представлено в работах [2, 3]. Резонансная система с частотой 22 кГц была рассчитана таким образом, чтобы кавитационные пузырьки воздействовали на крупные частицы магнетита Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> в течение 30 минут. Для сепарации крупных и наноразмерных осколков исходного порошка магнетита на дне первого контура ячейки был применен керамический фильтр, что позволило выделить фракцию наноразмерных частиц магнетита.

Для определения дисперсного состава были проведены электронно-микроскопические исследования частиц в кластерах при помощи микроскопа Tescan M450A. Исследовались как частицы исходного порошка, так и наночастицы, полученные в результате процесса кавитационного разрушения. Электронно-микроскопические снимки представлены на Рис. 1.

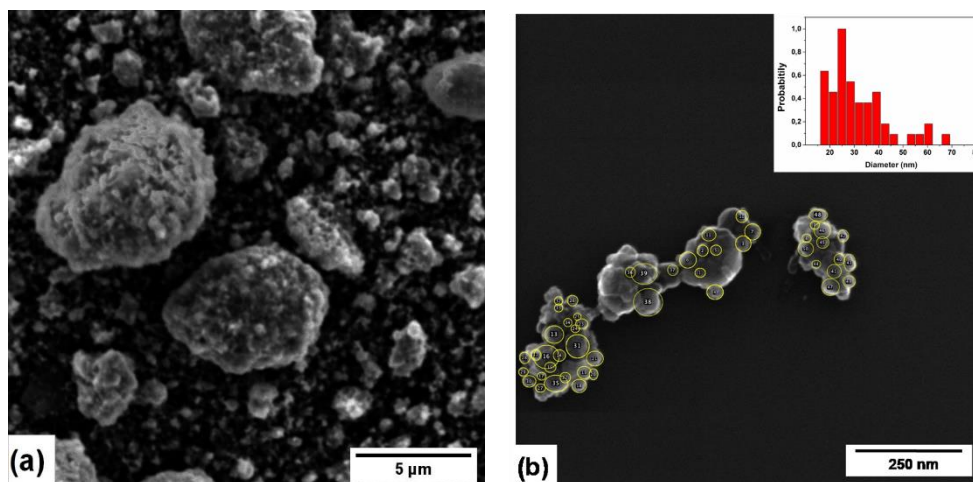


Рис. 1. а) СЭМ изображение исходных микро-частиц магнетита, полученное на Tescan VEGA 3. б) СЭМ изображение наночастиц магнетита после кавитационного разрушения макрообразцов магнетита, полученное на Tescan M45A. Вставка иллюстрирует распределение частиц по диаметрам.

Как показывает Рис. 1а образцы исходного порошка магнетита представляют собой гранулы с диаметрами порядка 1-8 мкм. После раскалывания исходного порошка и сепарации была получена магнитная жидкость, состоящая из наночастиц магнетита, диспергированных в деионизированной воде. Как показывает Рис. 1б, распределение наночастиц по размерам лежит в достаточно широком интервале диаметров наночастиц, 17 – 71 нм. Стоит отметить, что полученный ансамбль состоит из отдельных кластеров с размерами порядка нескольких микрометров, состоящих из относительно крупных частиц с диаметром порядка 70 нм, окруженных частицами мелкой фракции с диаметрами менее 30 нм.

Измерения удельной поглощения мощности ансамблей магнитных наночастиц были произведены в магнитном поле с амплитудой 250 Э и частотой 393 кГц. Наночастицы в концентрациях 0.5 – 10 мг/мл были продиспергированы в 4% растворе агарозы в течении часа. Затем, из раствора агарозы были сформированы образцы объемом 0.5 см<sup>3</sup>. Для проведения эксперимента по измерению УПМ использовался генератор низкочастотного магнитного поля TOR, производитель ООО “Наноматериалы”. Измерения температурного поля проводились в хорошо теплоизолированном контейнере в течение 25 мин до установления стационарного температурного режима, затем для оценки мощности оттока тепла измерялась кривая охлаждения образцов до установления исходной температуры. Эволюция теплового поля фиксировалась с помощью тепловизора с погрешностью 0.1 °С. Рис. 2а показывает температурную карту образца с магнитными наночастицами. Рис. 2б демонстрирует температурные кривые для образцов с концентрациями 10, 5 и 2 мг/мл.



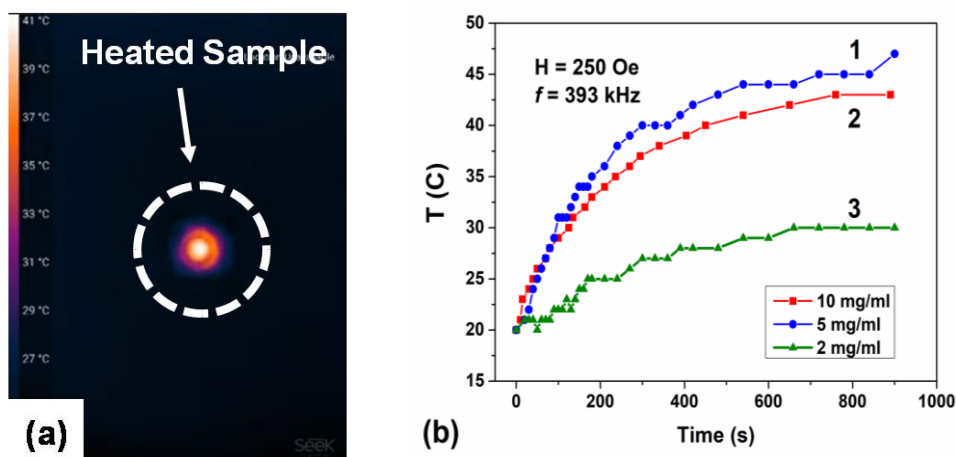


Рис. 2. а) Стационарное распределение температуры на поверхности образца с магнитными наночастицами концентрацией 5 мг/мл; б) температурные кривые для образцов с концентрациями наночастиц 10 мг/мл (1), 5 мг/мл (2), и 2 мг/мл (3), соответственно.

Оценка УПМ ансамбля наночастиц в жидкости проводилась с помощью известной формулы [1]

$$SAR = C \left[ \frac{dT}{dt} \right]_{t=0} \frac{m_f}{m_p}, \quad (1)$$

где  $C = 4.2$  (Дж/кг·°С) – удельная теплоемкость воды,  $m_f$  – масса жидкости в образце,  $m_p$  – масса наночастиц в образце,  $dT/dt$  – средняя скорость приращения температуры в начальный момент времени. Оцененные на основе этой формулы значения УПМ лежат в интервале 50–150 Вт/г, что сравнимо с результатами аналогичных измерений на ансамблях частиц магнетита [1] при указанных частотах и амплитудах переменного поля.

Для применения в магнитной гипертермии оптимальным является режим умеренного нагрева, когда стационарные приращения температуры в опухоли лежат в диапазоне  $\Delta T = 6 - 7$  °С. Как показывает Рис. 2б, в данном эксперименте такое приращение температуры в образце достигается уже через минуту после начала эксперимента при концентрациях магнитных наночастиц  $> 5$  мг/мл. Дальнейшее увеличение температуры приведет к возникновению термоабляции,  $\Delta T > 12$  °С, а поддержание таких температур в течении длительного периода времени может быть опасным для окружающих живых тканей.

Авторы выражают благодарность Министерству образования и науки Российской Федерации за финансовую поддержку в рамках Программы повышения конкурентоспособности НИТУ «МИСиС», контракт №К2А-2019-034.

#### Список использованных источников:

1. Perigo E., et al. Fundamentals and advances in magnetic hyperthermia // Applied Physics Reviews. – 2015. – № 2. – P. 041302–041335.
2. V.A. Bautin, et al, Cavitation Assisted Production of Assemblies of Magnetic Nanoparticles of High Chemical Purity // JOM. – 2020. – №1.
3. V.A. Bautin, N.S. Perov, R.A. Rytov, E.M. Gubanova, N.A. Usov. Magnetostatic properties of assembly of magnetic vortices // Physica B: Physics of Condensed Matter. – 2020. – № 582. – P. 411964.

## **МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ $\text{FeBO}_3$ , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОМОЛА**

**Н.И. Снегирёв**

М.н.с., аспирант, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**И.С. Любутин**

Г.н.с., ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**С.В. Ягупов**

Заведующий лабораторией, Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского

**С.С Старчиков**

С.н.с., ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**М.А. Чуев**

Г.н.с., Физико – технологический институт им. К.А. Валиева РАН

**Р.Д. Светогоров**

Инженер-исследователь, НИЦ «Курчатовский институт»

**О.М. Жигалина**

В.н.с., ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**В. Н. Хмеленин**

С.н.с., ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**М.Б. Стругацкий**

Профессор, Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского

*Аннотация.* Наночастицы бората железа исследованы методами рентгеновской дифракции, электронной микроскопии и мёссбауэровской спектроскопии.

*Ключевые слова:* Борат железа, наночастицы, магнитные свойства, мёссбауэровская спектроскопия

## **MAGNETIC PROPERTIES OF $\text{FeBO}_3$ NANOSIZED PARTICLES PREPARED BY MECHANICAL MILLING**

**N.I. Snegirev,**

Junior researcher, Ph.D. Student, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**I.S. Lyubutin**

Principal researcher, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**S.V. Yagupov**

Head of laboratory, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

**S.S. Starchikov**

Senior researcher, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**M.A. Chuev**

Principal researcher, Valiev Institute of Physics and Technology RAS

**R.D. Svetogorov**

Research engineer, NRC “Kurchatov Institute”

**O.M. Zhigalina**

Leading researcher, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**D.N. Khmelenin**

Senior researcher, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**M.B. Strugatsky**

Professor, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

**Annotation.** Iron borate  $\text{FeBO}_3$  nanoparticles were studied by X-ray diffraction analysis, electron microscopy and Mössbauer spectroscopy.

**Keywords:** Iron borate, nanoparticles, magnetic properties, Mössbauer spectroscopy.

Iron borate  $\text{FeBO}_3$ , being a transparent room temperature ferromagnet, is a perfect magneto-optical material. There are a number of theoretical works (see e.g. [1]) demonstrating the great importance of  $\text{FeBO}_3$  nanoparticles for modern technologies. The study of size effects on the parameters of functional materials is important both for their practical application and for fundamental science.

In this work,  $\text{FeBO}_3$  nanoparticles were prepared from previously synthesized bulk single crystals [2] by grinding them in a vibratory ball mill.

Fig. 1 shows a typical high resolution transmission electron microscopy (TEM) image of  $\text{FeBO}_3$  nanoparticles. The particle size ranged from about 1  $\mu\text{m}$  to 10 nm, and their size distribution depends on the grinding time.

X-ray diffraction analysis (see patterns in Fig. 2) was performed using the Kurchatov synchrotron radiation source; it showed the absence of impurity phases in all prepared samples. Average particle sizes were determined to be 279, 181, 112, 104 and 78 nm for grinding times of 1, 3, 7, 20 and 25 hours, respectively.

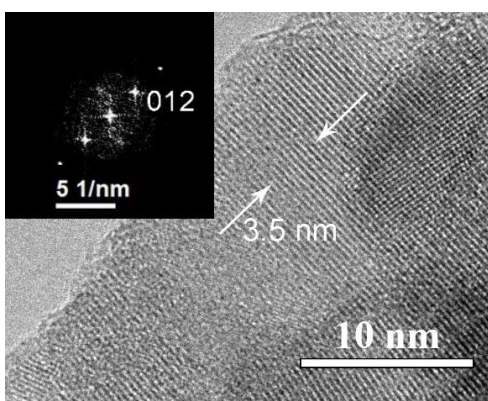


Fig.1. High resolution TEM image and Fourier diffractogram of the  $\text{FeBO}_3$  particle.

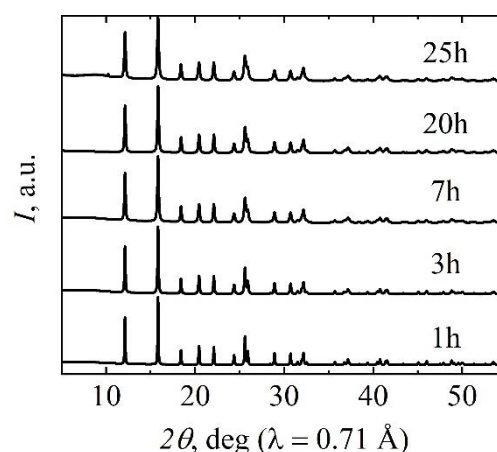


Fig. 2. X-ray diffraction patterns of  $\text{FeBO}_3$  grinded for 1, 3, 7, 20 and 25 hours (bottom to top).

The Mössbauer absorption spectra of  $\text{FeBO}_3$  particles were studied in over a wide temperature range.

At room temperature, the spectra revealed a paramagnetic doublet along with a magnetic sextet (Fig. 3), which is not typical for bulk iron borate [3].

The doublet intensity increases with increasing grinding time. We believe that this behaviour of the spectra is caused by temperature-induced relaxation processes of the iron magnetic moments, which strongly depend on the particle size [4].

**Acknowledgments:** the reported study was funded by RFBR, project number 19-29-12016\20-МК, in part of preparing of the samples, Mössbauer studies and theoretical analysis. Electron microscopy was performed with the support of the Ministry of Science and Higher Education using the equipment of the Shared Research Center FSRC “Crystallography and Photonics” RAS.

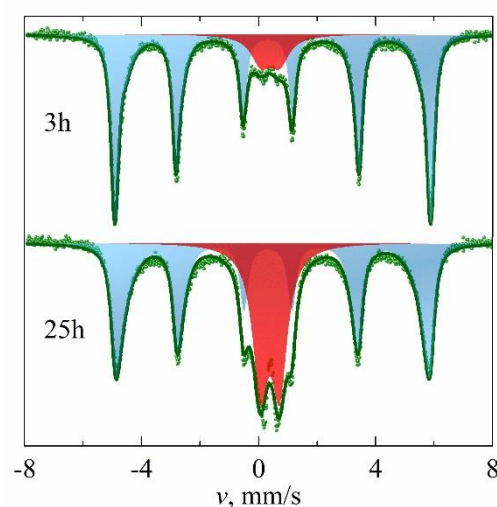


Fig. 3. The room temperature Mössbauer spectra of  $\text{FeBO}_3$  grinded for 3 and 25 hours. The dots are experimental data, and the blue and red areas correspond to the magnetic and paramagnetic components, respectively. The green line is the result of fit.

## References

1. Shang S. et al. Band structure of  $\text{FeBO}_3$ : Implications for tailoring the band gap of nanoparticles // Applied Physics Letters. – 2007. – V. 91. – P. 253115.
2. Yagupov S. et al. Development of a Synthesis Technique and Characterization of High-Quality Iron Borate  $\text{FeBO}_3$  Single Crystals for Applications in Synchrotron Technologies of a New Generation // Crystal Growth & Design. – 2018. – V. 18. – P. 7435-7440.

3. Eibschütz M., Pfeiffer L., Nielsen J. W. Critical-Point Behavior of  $\text{FeBO}_3$  Single Crystals by Mössbauer Effect // Journal of Applied Physics. – 1970. – V. 41. – P. 1276-1277.

4. Chuev M. A. On the thermodynamics of antiferromagnetic nanoparticles by example of Mössbauer spectroscopy // JETP letters. – 2012. – T. 95. – P. 295-301.

## МАГНИТНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ $Fe_3O_4@C$ : СИНТЕЗ, МОРФОЛОГИЯ, МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЯ

**Соколов А.Э.**

К.ф.-м.н. старший научный сотрудник Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН-  
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН  
Сибирский федеральный университет

**Иванова О.С.**

К.ф.-м.н. научный сотрудник Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН-обособленное  
подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Сибирский федеральный университет

**Светлицкий Е.С.**

Студент, Сибирский федеральный университет

**Петров Д.А.**

К.ф.-м.н. научный сотрудник Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН-обособленное  
подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

**Chen Ying-Zhen**

Master degree student

Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Spivakov A.A.**

Post doctor at research Department of Applied Physics,  
National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Lin En-Szu**

Master degree student

Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Jhang Cheng-Jhih**

Master degree student

Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Tseng Yaw Teng**

Associated Professor

Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Lin Chun-Rong**

Professor, Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

***Аннотация** Работа посвящена исследованию магнитных наночастиц  $Fe_3O_4@C$ , синтезированных методом термического разложения с использованием трех различных маршрутов синтеза: (1) двухстадийный процесс, когда предварительно синтезированные наночастицы  $Fe_3O_4$  покрываются углеродом, (2) наночастицы в одностадийном процессе получения покрываются углеродом, и (3) эти наночастицы ядро-оболочка покрывались дополнительной углеродной оболочкой. Изучены морфология и особенности магнитных и магнитооптических свойств полученных гибридных наночастиц. Исследованы адсорбционные свойства наночастиц по удалению катионных и анионных красителей из водных растворов.*

***Ключевые слова:** наночастицы  $Fe_3O_4@C$  с сердцевинной и оболочкой, адсорбция, магнитные свойства*

**MAGNETIC NANOPARTICLES  $Fe_3O_4@C$ : SYNTHESIS,  
MORPHOLOGY, MAGNETIC PROPERTIES AND APPLICATION**

**Sokolov A.E.**

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena  
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS  
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

**Ivanova O.S.**

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena  
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Svetlitsky E.S.**

Student, Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

**Petrov D.A.**

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena  
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Chen Ying-Zhen**

Master degree student

Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Spivakov A.A.**

Post doctor at research Department of Applied Physics,  
National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Lin En-Szu**

Master degree student

Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Jhang Cheng-Jhih**

Master degree student

Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Tseng Yaw Teng**

Associated Professor

Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Lin Chun-Rong**

Professor Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

**Annotation.** *The work is devoted to the study of the  $Fe_3O_4@C$  magnetic nanoparticles synthesized with the thermal decomposition method using three different synthesis routes: (1) two stage process when preliminary synthesized  $Fe_3O_4$  nanoparticles were covered by carbon, (2) core-shell nanoparticles were prepared in the one stage process, and (3) these core-shell nanoparticles were covered with the additional carbon shell. The morphology and features of the magnetic and magneto-optical properties of the obtained hybrid nanoparticles were studied. The sorption properties of NPs for the removal of dyes have been studied.*

**Keywords:** *core-shell  $Fe_3O_4@C$  nanoparticles, adsorption, magnetic properties*

Magnetic nanoparticles (NPs) have been widely studied for a long time and are considered as very perspective materials for modern technologies. One of the advantages of magnetic NPs is associated with their ability to be easily extracted from the medium by applying magnetic field. In this regard,  $Fe_3O_4@C$  NPs are rather attractive to be used for the polluted water treatment since they combine the good adsorption properties of carbon, a developed and large specific surface area, and the magnetic properties of magnetite. Several authors carried out experiments on the pollutants removal from water with  $Fe_3O_4@C$  NPs [1]. They were used as sorbents of heavy metals (Cu, Ni, Co, and Cd) [2], poly-aromatic carbons [3], brominated flame retardants and pentachlorophenol [4], methylene blue (MB) and cresol red (CR) [5,6,7,8].

A number of synthesis methods leads to a large variety of the NPs properties. Therefore, the study of particles obtained by various methods, the determination of their properties and the search for applications remains an urgent problem and requires research in each case. The present work is devoted to the study of the morphology, magnetic and adsorption properties of  $Fe_3O_4@C$  NPs obtained by

thermal decomposition method using several synthesis routes. The methylene blue (MB) was selected as a typical organic pollutant to test the ability of the  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{C}$  composite for adsorptive removal of organic pollutant from water.

The  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  NPs (sample 1A) were synthesized with thermal decomposition of iron (III) acetylacetonate Fe in benzyl alcohol in an argon stream at 200 °C for 2 hours. After cooling the mixture, the nanoparticles were separated from the suspension by a magnetic field, then product was washed several times with ethanol by magnetic decantation and dried at 30 °C for 6 hours. To prepare nanocomposite  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{C}$  (sample 1B), the obtained  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  NPs were mixed with glucose solution for 30 min and heated in a teflon autoclave at 200°C for 12 hours. After cooling, the nanoparticles were separated by a magnet and washed several times with water and ethanol, and dried at 60 °C for 6 hours. The sample 2A was synthesized by a one-stage thermal decomposition of a mixture of iron (III) nitrate monohydrate, oleic acid (OA), and oleylamine (OLA). Oleic acid pyrolysis was used in our synthesis as a carbon source for coating iron oxides. The reaction took place in an argon stream at  $T \leq 395$  °C. To prepare sample 2B, the solution of powder 2A with glucose was placed in a Teflon autoclave at 200°C for 12 hours.

The synthesized samples were examined by X-ray diffraction (XRD), transmission electron microscope (TEM), vibrating sample magnetometer (VSM), and magnetic circular dichroism spectroscopy (MCD). Experiments were carried out on the MB extraction with NPs from the water solution.

Figure 1 shows the NPs morphology transformation when coming from sample 1A to 2B. In the parent 1A sample, well-dispersed spherical NPs of about 10 nm in diameter are seen (Fig.1a), coatings them with carbon led to the formation of large carbon plates with NPs interspersed (Fig. 1c). In sample 2A, most of particles demonstrate spherical shape but have essentially larger diameter comparing to sample 1A. Alongside with these NPs, faceted and polygonal shaped NPs are observed (Fig. 1b). In sample 2B, the last one's become larger, their quantity arises strongly and spherical NPs can be noted in their background (Fig. 1d). Origin and composition of polygonal NPs are not clear yet.

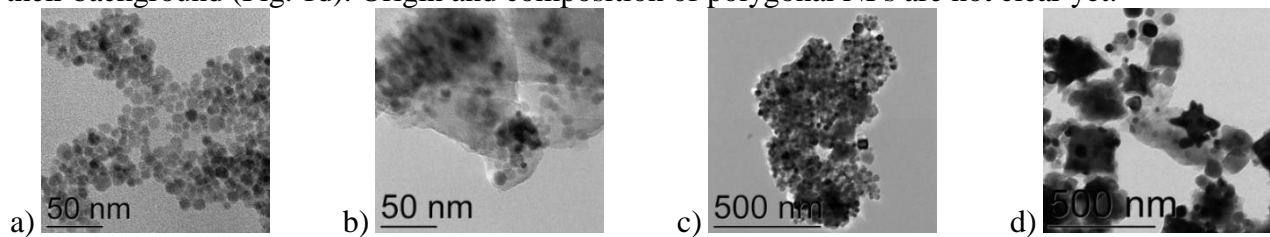


Fig. 1. TEM images of samples 1A (a), 1B (c), 2A (b), and 2B (d)

The magnetization curves are shown in Fig. 2a. The practical absence of hysteresis in the case of 1A and 1B samples evidences their superparamagnetic state at room temperature. Hysteresis is observed in samples 2A and 2B, at that the coercivity is noticeably larger in sample 2B. This behavior is consistent with the particle sizes in the samples seen in the TEM images. In all cases, the NPs magnetization remains rather large which is sufficient for their application.

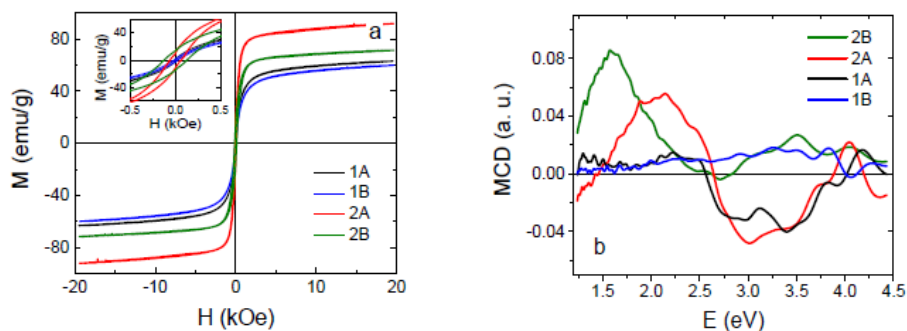


Fig. 2. Magnetization loops (a) and the MCD spectra at  $H = 13$  kOe (b) of the samples measured at room temperature.

The MCD spectra (Fig. 2b) of the samples demonstrate strong changes at the transitions from one sample to another. Since the form of the MCD spectrum has a certain form characteristic of a certain phase, this tells us that the phase composition in each case is not pure; the NPs most likely contain a mixture of iron oxide phases. Only in 1A and 2A cases MCD spectra are similar to the spectrum of



magnetite. MCD of sample 1A has a much lower value. This could be due to the very small size and superparamagnetic behavior of the NPs in this sample. The process of the carbon coating of already obtained nanoparticles, both in 1B and in 2B cases, leads to a significant change in the MCD spectrum which can be caused by a change in the phase composition.

The sorption properties of the particles were determined according to the standard procedure. The dye concentrations were determined by measuring at the maximum adsorption of MB at the light wave length 660 nm using a spectrophotometer. At any time, the amount of dye adsorbed onto the adsorbent ( $q_t$ ) was calculated by the following equation:

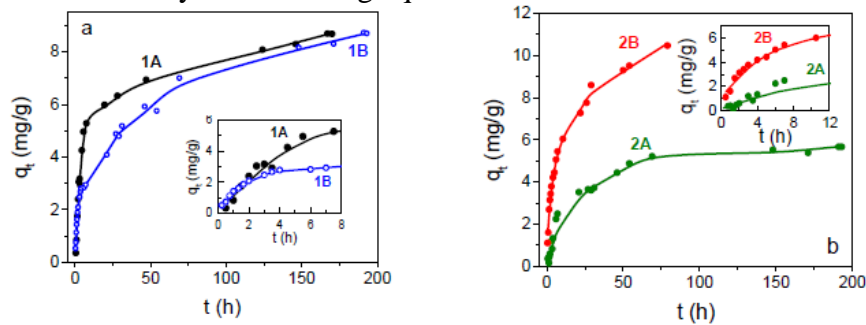


Fig. 3. The effect of contact time on the adsorption of MB for 1A, 1B samples (a) and for 2A, 2B samples (b). The inset shows a section of short adsorption times. Experimental conditions:  $C_0=30$  (mg/l),  $m(NP)=3$  (mg) in  $V=1.5$  (ml).

$$q_t = \frac{(C_0 - C_t)V}{m},$$

here  $C_0$  (mg/l) is the initial MB concentration,  $C_t$  (mg/l) is the dye concentration at any time  $t$ ,  $V$  is the volume of the liquid and  $m$  (g) is the mass of the adsorbent. The specific features of the adsorption of each sample are clearly seen in Fig. 3.

The description of the adsorption curves by kinetic models of the pseudo-first ( $\ln(q_e - q_t) = \ln q_e - k_1 t$ ) and pseudo-second ( $t/q_t = 1/k_2 q_e^2 + t/q_e$ ) order showed closeness to the kinetic model of the pseudo-second order, and therefore the sorption process in our case can be controlled by chemisorption. Where  $q_e$  is the equilibrium sorption value,  $k_1$ ,  $k_2$  are the rate constants of the sorption of the reaction of the pseudo-first and pseudo-second orders, respectively. The determined correlation coefficients are equal 0.917 (1/h) and 0.995 (g/mg·h) for each case, respectively.

The dependences of the adsorption value on the initial concentration of the dye have one plateau, and they belong to type I adsorption isotherms, therefore, we can talk about monomolecular sorption. A quantitative description by the Langmuir and Freundlich equations showed that the adsorption of MB on the surface of the studied nanoparticles is well described by the Langmuir theory of monomolecular adsorption. Sample 2 has the highest absorption capacity.

**Acknowledgements** The reported study was funded by Joint Research Project of Russian Foundation for Basic Research № 19-52-52002 and Ministry of Science and Technology, Taiwan MOST № 108-2923-M-153-001-MY3 and № 106-2112-M-153-001-MY3. The measurements partially were carried out in the Krasnoyarsk Regional Center of Research Equipment of Federal Research Center «Krasnoyarsk Science Center SB RAS»

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ:

1. Lima M.M., Macuvele D.L.P., Muller L., et al, Synthesis and Potential Adsorption of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>@C Core-Shell Nanoparticles for to Removal of Pollutants in Aqueous Solutions: A Brief Review // Journal of Advanced Chemical Engineering. –2017. – V.7(1) . – P.1000172.
2. Habila M.A., ALOthman Z.A., El-Toni A.M., et al. One-Step Carbon Coating and Polyacrylamide Functionalization of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> Nanoparticles for Enhancing Magnetic Adsorptive-Remediation of Heavy Metals // Molecules. – 2017. – 22. – P. 2074.
3. Zhang Sh., Niu H., Hu Zh., et al, Preparation of carbon coated Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles and their application for solid-phase extraction of polycyclic aromatic hydrocarbons from environmental water samples // Journal of Chromatography A. – 2010. – 1217. – P. 4757–4764.
4. Yang J., Li Jia-yuan Qiao et al, Magnetic solid phase extraction of brominated flame retardants and pentachlorophenol from environmental waters with carbon doped Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles // Applied Surface Science. – 2014. – 321. – P. 126–135.

5. Qu L., Han T., Luo Zh., Liu C., Mei Y., Zhu T. One-step fabricated Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>@C core-shell composites for dye removal: Kinetics, equilibrium and thermodynamics // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 2015. – 78. – P. 20–27.
6. Sun Yu., Ni P., Zhu M., et al . Preparation of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>@C submicron rods for adsorption of methylene blue and fast separation from water // *Micro & Nano Letters*. – 2019. – V.14(9). – P. 962–966.
7. Namvari M., Namazi H. Preparation of efficient magnetic biosorbents by clicking carbohydrates onto graphene oxide // *J Mater Sci*. – 2015. – 50. – 5348–5361.
8. Wang J., Zhang Q., Liu J., et al, Preparation and excellent adsorption of water pollution dyes over magnetic Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/C nanoparticles with hollow grape cluster morphology // *J Nanopart Res*. – 2020. – 22. – P. 196.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ

**Туркин С.Д.**

Северо-Кавказский Федеральный Университет, физико-технический факультет, Ставрополь

**Диканский Ю.И.**

Северо-Кавказский Федеральный Университет, физико-технический факультет, Ставрополь

***Аннотация:** Проведено исследование особенностей распространения ЭМ волны через прямоугольный волновод, частично заполненный магнитными эмульсиями на основе однородных магнитных жидкостей.*

***Ключевые слова:** магнитные жидкости, электромагнитные волны, эффективная среда*

## INTERACTION OF MAGNETIC EMULSIONS WITH ELECTROMAGNETIC WAVES

**Turkin S.D.**

North Caucasus Federal University, Faculty of Physics and Technology, Stavropol

**Dikansky Yu.I.**

North Caucasus Federal University, Faculty of Physics and Technology, Stavropol

***Abstract:** A study of the features of the propagation of an EM wave through a rectangular waveguide partially filled with magnetic emulsions based on homogeneous magnetic fluids is carried out.*

***Key words:** magnetic fluids, electromagnetic waves, effective medium*

Исследование процессов взаимодействия однородных магнитных коллоидов с СВЧ – излучением (8 – 12 ГГц) в слабых полях не представляет значительного интереса, т.к. магнитная восприимчивость претерпевает существенные (резонансные) изменения только в области сильных полей напряженностью порядка  $10^5$  А/м. Однако на основе магнитных жидкостей созданы новые композиционные намагничивающиеся среды – магнитные эмульсии [1-4]. Структурой таких сред можно управлять воздействием даже относительно слабых магнитных полей, которое приводит к деформации магнитных капель в магнитных эмульсиях. Это должно в свою очередь привести к изменениям характера взаимодействия электромагнитных волн с такими средами. Подтверждением этого могут служить результаты проведенных нами ранее исследований эффекта Фарадея, наблюдающегося в магнитных коллоидах и созданных на их основе магнитных эмульсиях в СВЧ-диапазоне [5-6]. Влияние пространственной структуры, возникающей в композите, на поглощение ЭМ волны можно исследовать с помощью частичного заполнения прямоугольного волновода образцом. Такая конфигурация за счет геометрии волновода позволяет выделять области с отдельным видом колебаний электрического и

магнитного вектора. Это в свою очередь может привести к различным видам поглощения электромагнитной энергии.

В связи с вышеизложенными рассуждениями, в настоящей работе проведено исследование особенностей распространения ЭМ волны через прямоугольный волновод, частично заполненный магнитными эмульсиями на основе однородных магнитных жидкостей. Исследования проводились при воздействии постоянного магнитного поля, напряженность которого достаточна для структурного изменения системы, но значительно меньше значения, при котором возможен ферромагнитный резонанс. Было показано, что воздействие электромагнитной волны на структурированный образец различно по отношению к расположениям образца в волноводе. Физическая разница этих расположений заключается в том, что в середине волновода имеется пучность электрического поля волны, а возле боковой стенки электрическое поле отсутствует. Соответственно вытягивание магнитных капель вдоль электрического вектора электромагнитной волны приводит дополнительному поглощению энергии. Отметим, что длина волны СВЧ-излучения, использованного в экспериментальных исследованиях, гораздо больше размера капель магнитной эмульсии. Это в свою очередь позволило при математическом описании эксперимента использовать модель сплошной среды с эффективными параметрами.

#### **Список использованных источников**

- [1] Y.I. Dikansky, M.A. Bedzhanyan, V.V. Kiselev. *Magnetohydrodynamics*, 1, 19 (1995).
- [2] A. Zakinyan, Y. Dikansky. *Colloids and Surfaces*, 380, 314 (2011).
- [3] M. Ivey, J. Liu, Y. Zhu, S. Cutillas.// *Phys. Rev. E*, – 2000– v. 63, p, 011403. DOI: 10.1103/PhysRevE.63.011403
- [4] A. Zakinyan, Y. Dikansky, M. Bedzhanyan.// *J. Dispersion. Sci. Technol.*, –2014–v.35, –p. 111.
- [5] Ю.И. Диканский, С.Д. Туркин.// *ЖТФ*, –2017 –т. 87 (12) – с. 1895. [Y.I. Dikanskii, S.D. Turkin. *Tech. Phys.*, 62, 1893 (2017). DOI: 10.1134/S1063784217120064]
- [6] S.D. Turkin, Yu.I. Dikansky. *Magnetohydrodynamics*, 54 (1–2), 3 (2018).
- [7] В.В. Никольский. *Теория электромагнитного поля*. /М., Высшая школа, 1961.

## **МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ, ПОДВЕРГНУТЫХ ИЗОХРОННЫМ ТЕРМИЧЕСКИМ ОТЖИГАМ**

**Фадеев М.С.**

аспирант, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

**Русаков В.С.**

д.ф.-м.н., профессор, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

**Козловский А.Л.**

доктор философии, зав. лабораторией физики твердого тела,  
Астанинский филиал Института ядерной физики, Алматы, Казахстан

**Кадыржанов К.К.**

д.ф.-м.н., профессор, Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева,  
Нур-Султан, Казахстан

**Здоровец М.В.**

к.ф.-м.н., директор Астанинского филиала Института ядерной физики, Алматы, Казахстан

***Аннотация.** Работа посвящена исследованию железо-никелевых наночастиц, синтезированных методом химического осаждения и подвергнутых изохронному термическому отжигу при температурах до 800°C, методом мессбауэровской спектроскопии на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  с привлечением данных сканирующей электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии. Установлена последовательность фазовых превращений, получена информация об особенностях кристаллической и магнитной структур, а также сверхтонких взаимодействий во всем исследованном интервале температур термических отжигов.*

***Ключевые слова:** мессбауэровская спектроскопия, наночастицы, термический отжиг, железо-никель*

## **MÖSSBAUER STUDIES OF IRON-NICKEL NANOPARTICLES DURING ISOCHRONIC THERMAL ANNEALING**

**Fadeev M.S.**

PhD student, M.V. Lomonosov Moscow State University

**Rusakov V.S.**

Dr.Sc., professor, M.V. Lomonosov Moscow State University

**Kozlovskiy A.L.**

PhD, head of the Laboratory of Solid State Physics,  
The Astana Branch of the Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

**Kadyrzhanov K.K.**

Dr.Sc., professor, L.N. Gumilyov Eurasian National University,  
Nur-Sultan, Kazakhstan

### Zdorovets M.V.

Cand.Sc., director of the Astana Branch of the Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

**Annotation.** *The work is devoted to the study of iron-nickel nanoparticles synthesized by chemical deposition and subjected to isochronous thermal annealing at temperatures up to 800°C by the method of Mössbauer spectroscopy on  $^{57}\text{Fe}$  nuclei using data from scanning electron microscopy and X-ray diffractometry. The sequence of phase transformations is established, and information about the features of the crystal and magnetic structures, as well as hyperfine interactions, is obtained in the entire studied temperature range of thermal annealing.*

**Keywords:** *Mössbauer spectroscopy, nanoparticles, thermal annealing, iron-nickel*

В последнее время проявляется повышенный интерес к синтезу и исследованию наноразмерных структур. При этом значительное внимание уделяется наночастицам подгруппы железа (Fe, Co, Ni), их сплавов и различных оксидных форм, поскольку они могут иметь широкое применение в качестве носителей для адресной доставки лекарств, магнитных носителей информации, источников для устройств альтернативной энергетики, а также в качестве различных анодных материалов для аккумуляторных батарей нового поколения (см., например, [1,2]).

Синтез исследованных нами железо-никелевых наночастиц осуществлялся методом химического осаждения, подробно описанным в [3]. Согласно данным, полученным в результате обработки снимков сканирующей электронной микроскопии, наночастицы имеют сферическую форму, а их средний размер увеличивается от 20 нм до ~ 80 нм при увеличении температуры изохронного (5 ч.) отжига от 25°C до 800°C соответственно. С помощью рентгеновской дифрактометрии определено, что все образцы имеют две фазы, характерные для оксида Fe-Ni-O со структурой шпинели и Fe-Ni сплава с гранецентрированной кубической решеткой. При повышении температуры отжига происходят фазовые превращения, в ходе которых наблюдается окисление Fe-Ni сплава и формирование Fe-Ni-O шпинели, а также упорядочение кристаллической структуры и увеличение степени кристалличности.

Исследование сверхтонких взаимодействий в отожжённых железо-никелевых наночастицах проводилось методом мессбауэровской спектроскопии на ядрах  $^{57}\text{Fe}$ . Все мессбауэровские спектры были сняты при комнатной температуре и адекватно ( $1.13 \leq \chi^2 \leq 1.53$ ) описаны с помощью двух распределений сверхтонких параметров с разным диапазоном значений сверхтонких магнитных полей, а также двух квадрупольных дублетов и синглета (рис. 1). По полученным значениям сверхтонкого магнитного поля  $H_n$  и сдвига мессбауэровской линии  $\delta$  установлено, что одно распределение ( $H_n = 350 - 550$  кЭ) соответствует оксиду Fe-Ni-O, а другое распределение ( $H_n = 220 - 350$  кЭ) соответствует Fe-Ni сплаву. Остальные парциальные спектры соответствуют Fe-Ni наночастицам, находящимся в суперпарамагнитном состоянии. При этом один дублет ( $\delta \sim 0.41$  мм/с) можно отнести к атомам железа в октаэдрическом кислородном окружении, другой дублет ( $\delta \sim 0.26$  мм/с) – к атомам железа в тетраэдрическом окружении в оксиде Fe-Ni-O, а синглет ( $\delta \sim 0.04$  мм/с) – атомам железа в наночастицах Fe-Ni сплава. С ростом температуры отжига распределение сверхтонкого магнитного поля для оксида Fe-Ni-O становится уже (рис. 1). При 600°C и выше распределение расщепляется на два более узких одномодальных распределения, соответствующих тетраэдрической (А) и октаэдрической (В) позициям структуры шпинели. Анализ распределений сверхтонких магнитных полей на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  позволил установить, что Fe-Ni сплав состоит из гранецентрированной (fcc) и объёмно-центрированной (bcc) фаз с максимумами распределения сверхтонкого магнитного поля в областях ~ 280 кЭ и ~ 330 кЭ соответственно (рис. 1).

Мессбауэровский спектр исходных наночастиц состоит из парциальных спектров Fe-Ni

сплавов (~ 40 %) с объёмно-центрированной и гранецентрированной кубическими структурами, оксидных наночастиц (~ 38 %), оксида Fe-Ni-O (~ 17 %) и металлических наночастиц (~ 4 %). При повышении температуры отжига наблюдается увеличение относительной интенсивности спектра оксида Fe-Ni-O за счет уменьшения относительных интенсивностей парциальных спектров сначала оксидных и металлических наночастиц, а затем Fe-Ni сплавов, как с гранецентрированной, так и с объёмно-центрированной структурами (рис. 2). Таким образом, с ростом температуры отжига до 600°C постепенно происходит окисление сплавов Fe-Ni и формирование оксидной фазы Fe-Ni-O со структурой шпинели, которая при температуре выше 600°C становится полностью сформированной.

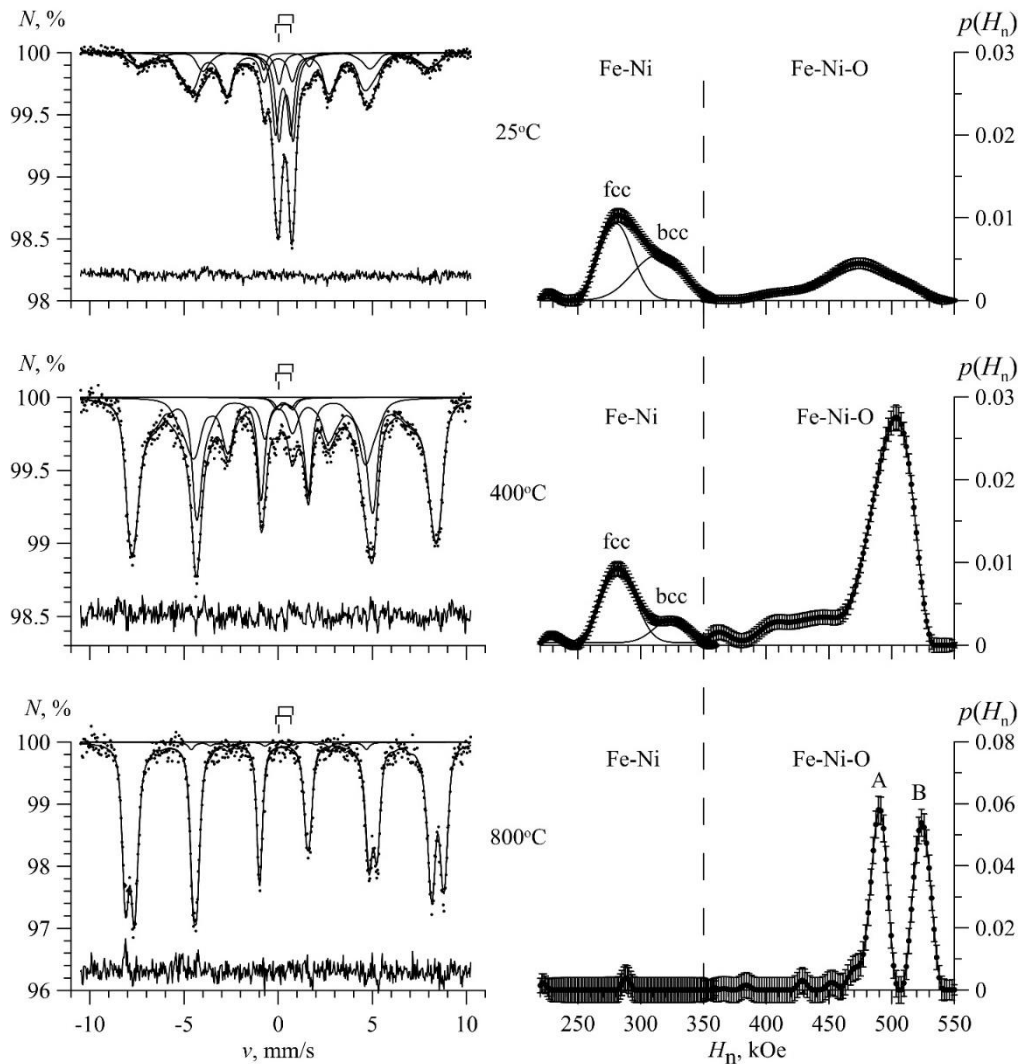


Рис. 1. Мессбауэровские спектры  $N(v)$  (слева) и результаты восстановления распределений сверхтонкого магнитного поля  $p(H_n)$  (справа) для ядер  $^{57}\text{Fe}$  в наночастицах, полученных при температурах отжига 25°C, 400°C и 800°C.

С помощью метода мессбауэровской спектроскопии были получены зависимости средних значений сверхтонких магнитных полей  $\bar{H}_n$  и сдвигов  $\bar{\delta}$  для парциальных-спектров ядер  $^{57}\text{Fe}$  в оксиде Fe-Ni-O, отдельно в тетраэдрической и октаэдрической позициях структуры шпинели, в Fe-Ni сплаве и отдельно в сплавах Fe-Ni с объёмно-центрированной и гранецентрированной кубическими структурами, от температуры отжига (рис. 3). С ростом температуры отжига наблюдается небольшое увеличение средних значений сверхтонкого магнитного поля на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в оксиде Fe-Ni-O. При температуре выше 600°C данная фаза полностью формируется, и

можно отдельно получить значения сверхтонких магнитных полей на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  для тетраэдрической (А)  $H_n \sim 486$  кЭ и октаэдрической (В)  $H_n \sim 523$  кЭ позиций структуры шпинели. Для оксида Fe-Ni-O при увеличении температуры отжига сдвиг мессбауэровского спектра  $\delta$  уменьшается от  $\sim 0.4$  мм/с до  $\sim 0.3$  мм/с. Значения сдвигов для тетраэдрической и октаэдрической позиций равны  $\sim 0.25$  мм/с и  $\sim 0.35$  мм/с соответственно. Для Fe-Ni сплава сдвиг мессбауэровского спектра близок к нулю ( $0.01 - 0.04$  мм/с).

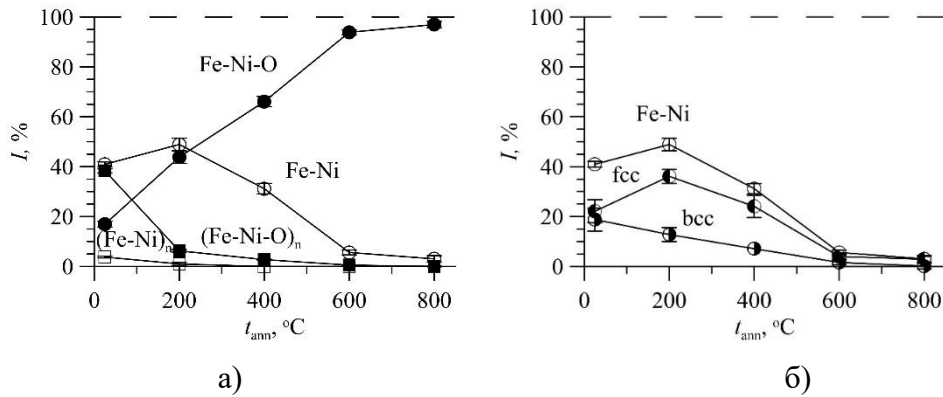


Рис. 2. Зависимости относительных интенсивностей парциальных мессбауэровских спектров оксида Fe-Ni-O и сплавов Fe-Ni, а также оксидных  $(\text{Fe-Ni-O})_n$  и металлических  $(\text{Fe-Ni})_n$  наночастиц, находящихся в суперпарамагнитном состоянии, от температуры отжига (а); зависимости относительных интенсивностей парциальных спектров Fe-Ni сплавов с гранецентрированной (fcc) и объемно-центрированной (bcc) кубическими решетками от температуры отжига (б).

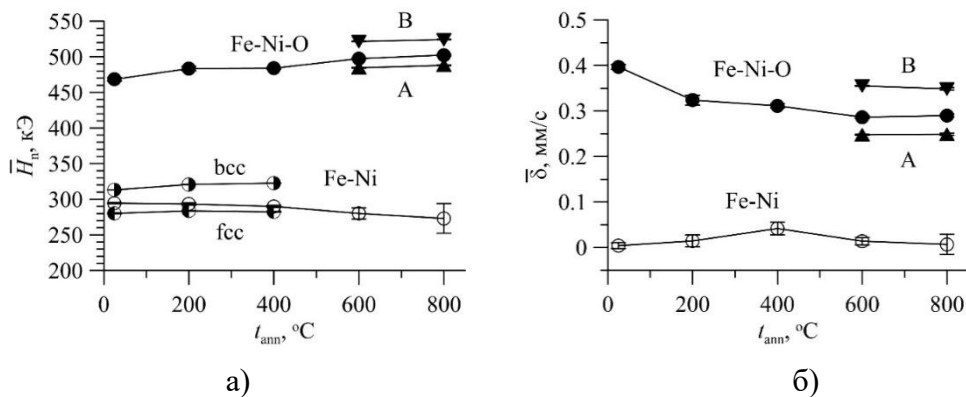


Рис. 3. Зависимость средних значений  $\bar{H}_{\text{hf}}$  сверхтонких магнитных полей на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в оксиде Fe-Ni-O, в тетраэдрической А и октаэдрической В позициях структуры шпинели, и в Fe-Ni сплаве, а также с гранецентрированной (fcc) и объемно-центрированной (bcc) кубическими решетками, от температуры отжига (а); зависимость средних значений  $\bar{\delta}$  сдвигов парциальных спектров ядер  $^{57}\text{Fe}$  в оксиде Fe-Ni-O, а также в тетраэдрической А и октаэдрической В позициях структуры шпинели, и в сплаве Fe-Ni, от температуры отжига (б).

В ходе электрохимических ресурсных зарядно-разрядных испытаний железо-никелевых наночастиц установлено, что изменение фазового состава и упорядочение кристаллической и магнитной структур в результате отжига приводит к увеличению времени эксплуатации и устойчивости к деградации в процессе циклирования (подробнее об этом см. [3]).

#### Список использованных источников:



1. Zhao, Chen, et al. Nanostructured Fe-Ni Sulfide: A Multifunctional Material for Energy Generation and Storage // Catalysts 9.7. – 2019. – 597.
2. Bai, Lu, Xudong Wen, and Jingqi Guan. Amorphous FeCoNi oxide for oxygen evolution reaction // Materials Today Energy 12. – 2019. – 311-317.
3. Rusakov V.S., Kadyrzhanov K.K., Kozlovskiy A.L., Fadeev M.S., Zdorovets M.V. Phase transformations as a result of thermal annealing of nanocomposite Fe-Ni / Fe-Ni-O particles // Ceramics International. Volume 46. Issue 2. – 2020. – Pages 1586-1595.

## МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА НИКЕЛЯ ПОЛУЧЕННОГО В ПЛАЗМЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

**Ушаков А.В.**

д.т.н., доцент,  
зав. лабораторией нанодисперсных и композиционных материалов, ФИЦ Красноярский  
научный центр СО РАН

**Карпов И.В.**

к.т.н., доцент,  
зав. лабораторией каф. ЮНЕСКО «НМиТ» Сибирский федеральный университет

**Федоров Л.Ю.**

научный сотрудник, ФИЦ Красноярский научный центр СО РАН

***Аннотация.** Работа посвящена магнитным измерениям наночастиц NiO. Показано, что при температурах 200 и 300 К наночастицы, в отличие от объемных частиц, демонстрируют ферромагнитное поведение, а при 4,3 К появляется магнитная петля гистерезиса. На основании проведенных исследований получены результаты, свидетельствующие о том, что наночастицы NiO обладают действительно заметным магнитным откликом, и проявляют сложное магнитное поведение в зависимости от напряженности магнитного поля и температуры.*

***Ключевые слова:** вакуумная дуга, наночастицы, оксид никеля, магнетизм*

## MAGNETIC CHARACTERISTICS OF NANOPARTICLES OF NICKEL OXIDE OBTAINED IN ARC DISCHARGE PLASMA

**Ushakov A.V.**

Dr.Sc., docent,  
head laboratory of nanodispersed and composite materials, Federal Research Center Krasnoyarsk  
Scientific Center SB RAS

**Karpov I.V.**

head laboratory of UNESCO «NM&T» Siberian Federal University

**Fedorov L.Yu.**

scientist, Federal Research Center Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS

***Annotation.** The work is devoted to magnetic measurements of NiO nanoparticles. It is shown that at temperatures of 200 and 300 K nanoparticles, in contrast to bulk particles, exhibit ferromagnetic behavior, and at 4.3 K, a magnetic hysteresis loop appears. Based on the studies carried out, results were obtained indicating that NiO nanoparticles have a really noticeable magnetic response and exhibit complex magnetic behavior depending on the magnetic field strength and temperature.*

**Keywords:** vacuum arc, nanoparticles, nickel oxide, magnetism

В ходе работы были рассмотрены изотермические зависимости намагниченности  $M$  от напряженности магнитного поля  $H$ . Как следует из рис. 1, форма кривых для полученных наночастиц NiO соответствует форме, характерной для суперпарамагнитных или антиферромагнитных материалов с ферромагнитной примесью. Однако подгонка модифицированной функцией Ланжевена [1]  $M = M_0L(x) + \chi_a B$  не подтверждает данные предположения.

Результаты подгонки данных для нормализованной кривой намагниченности при 300 К показана на вставке к рис. 1. Как видно из графика, даже при температуре выше  $T_B$  поведение кривой намагниченности не совпадает с предсказанием теории суперпарамагнетизма. При температурах ниже  $T_B$  отклонение еще больше. Можно предположить, что происходит сложное взаимодействие магнитного поля с антиферромагнитным ядром и спинстекольной оболочкой наночастиц. Кроме того, необходимо учесть анизотропию формы оболочки и магнитоупругую анизотропию ядра из-за остаточных напряжений, возникающих в наночастице при высокоскоростном плазмохимическом синтезе.

При понижении температуры вклад в намагниченность от объемной и оболочечной анизотропии резко увеличивается и можно говорить о новом магнитном состоянии. На рис. 2 представлены изотермические зависимости намагниченности в режимах FC и ZFC при температуре 5 К. Коэрцитивные силы гистерезисных петель приблизительно равны и составляют 420 Ое. Остаточная намагниченность в режиме FC составила 0,98 emu/g, а для ZFC несколько меньше – 0,76 emu/g. Обменного смещения или каких-либо особенностей в коэрцитивности обнаружено не было. Однако природа ферромагнетизма оболочки может быть различна и традиционные подходы к обменному смещению могут быть неприменимы. Необходимо отметить и существенный скачок магнитного момента, связанный с фазовыми переходами при понижении температуры, или конкуренцией различной анизотропии в наночастице. Сложное обменное взаимодействие ферромагнитной оболочки с антиферромагнитным ядром отражается в зависимости  $M(T)$  в постоянном магнитном поле 1 кОе, представленной во вкладке на рис. 2.

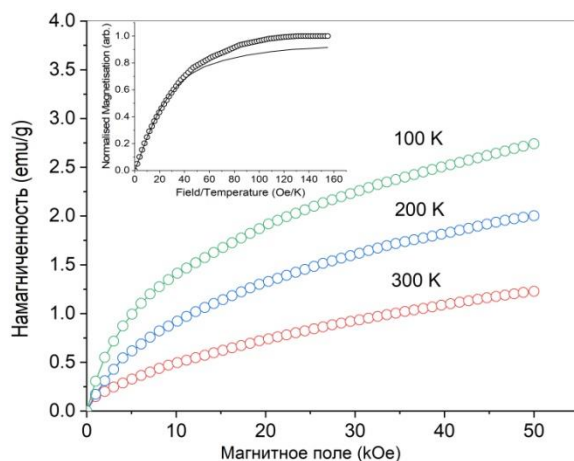


Рис. 1. Зависимости  $M(H)$  наночастиц NiO при указанных температурах

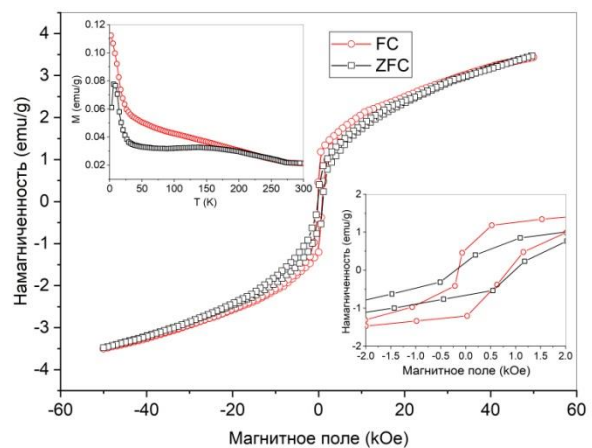


Рис. 2. Гистерезисные петли зависимости намагниченности наночастиц NiO от приложенного поля. На вставках увеличенные гистерезисные петли и кривые зависимости  $M(T)$  в режимах FC и ZFC

На кривых  $M_{ZFC}(T)$  можно определить три точки, определяющие характер взаимодействия наночастиц с магнитным полем: острый пик при температуре замораживания  $T_f \sim 7$  К, широкий максимум при температуре блокирования  $T_B \sim 146$  К и температура расщепления  $T_{irr} \sim 280$  К. Подобное поведение вполне укладывается в модель ядро-оболочка [2]. В процессе конденсации на подложке наночастица растет из паровой фазы и затем окисляется благодаря кислородной плазме, причем формирование происходит с кислородными вакансиями как следствие высокой скорости плазмохимического процесса. При этом антиферромагнитное ядро формируется с некомпенсированными магнитными подрешетками, создающими магнитный момент. Магнитно-хаотичная оболочка термически ведет себя как спин-стекольная система. В такой модели, выше определенной температуры ядро будет демонстрировать суперпарамагнитные свойства. Однако, как показано на рис. 1 этого не происходит. Наночастицы имеют распределение частиц по размерам [3], которое коррелирует с распределением энергетических барьеров и соответственно магнитные моменты наночастиц блокируются в определенном диапазоне температур.

Полученное значение  $T_f$  – температура замораживания спинов оболочки. Этот процесс может быть связан с конкурирующим взаимодействием кубической и одноосной анизотропией. Как было показано в работе [4] магнитные явления в нанопорошках плазмохимического синтеза напрямую связаны с коагуляционным процессом роста наночастиц из кластерной фазы. Поскольку процесс кристаллизации носит лавинообразный характер, наночастицы имеют дендритную структуру с преимущественным ростом к испарителю. Одноосная магнитная анизотропия может быть связана именно с дендритной структурой наночастиц. Диаметр отдельного дендрита достигает размера кластера  $\sim 2$  нм. Такие структуры хорошо видны на XRD спектрах в виде уширения основания пиков или гало. Стехиометрия по кислороду может также меняться в широких пределах от дефицита до избытка в зависимости от теплового состояния подложки. Наночастицы при этом испытывают существенную структурную деформацию, вследствие высокой поверхностной энергии. Связь между магнитоупругой анизотропией и ферромагнетизмом в нанопроволоках изучалась в работе [5]. В нашем случае появление гистерезисных петель также можно связать с остаточной деформацией в наночастицах, благодаря которым происходит усиление обменных связей между ионами никеля и появлению дальнего магнитного порядка. Дендритная модель микроструктуры наночастицы объясняет особенность поведения кривой зависимости  $M_{ZFC}(B)$  при температуре замораживания (вставка на рис. 2). Отсутствие же четкого эффекта обменного взаимодействия анизотропии на границе ядра и оболочки объясняется плавностью перехода.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00021).*

#### **Список использованных источников:**

1. Seehra M.S., Babu V.S., Manivannan A., Lynn J.W. Neutron scattering and magnetic studies of ferrihydrite nanoparticles / Physical Review B. – 2000. Vol. 61, p. 3513.
2. Winkler E., Zysler R.D., Mansilla M.V., Fiorani D., Rinaldi D., Vasilakaki M., Trohidou K.N. Surface spin-glass freezing in interacting core-shell NiO nanoparticles / Nanotechnology. – 2008. Vol. 19, p.185702.
3. Ushakov A.V., Karpov I.V., Fedorov L.Yu., Demin V.G., Goncharova E.A., Shaihadinov A.A., Zeer G.M., Zharkov S.M. The effect of microstructural features on the ferromagnetism of nickel oxide nanoparticles synthesized in a low-pressure arc plasma / Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2020. Vol. 124, p. 114352.
4. Karpov I.V., Ushakov A.V., Demin V.G., Shaihadinov A.A., Demchenko A.I., Fedorov L.Yu., Goncharova E.A., Abkaryan A.K. Investigation of the residual stresses effect on the magnetic properties

of CuO nanoparticles synthesized in a low-pressure arc discharge plasma / Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. Vol. 490, p. 165492.

5. Adenot A.L., Deprot S., Bertin F., Bois D., Acher O. Magnetoelastic anisotropy of ferromagnetic glass-coated microwires / Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2004. 272-276, p. E1115.

## **ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ/Mn-Zn ФЕРРИТ-ШПИНЕЛЬ**

**Шакирзянов Р.И.**

аспирант, зав. лабораторией кафедры Технологии Материалов Электроники НИТУ МИСиС

**Костишин В.Г.**

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой Технологии Материалов Электроник НИТУ МИСиС

**Исаев И.М.**

к.т.н., доцент, проректор по безопасности и общим вопросам НИТУ МИСиС

**Каюмова А.Ю.**

студент НИТУ МИСиС

**Олицкий В.К.**

студент НИТУ МИСиС

**Салогуб Д.В**

аспирант, инженер кафедры Технологии Материалов Электроники НИТУ МИСиС

***Аннотация.** В частотном диапазоне 0,1 – 7 ГГц рассмотрены динамические электрофизические свойства магнитных полимерных композитов состава поливиниловый спирт/Mn-Zn феррит марки 2000НМ. Проанализированы основные особенности спектров комплексных диэлектрической и магнитной проницаемости, а также получены спектры поглощения изготовленных композитов. Наибольшее поглощение -22,5 дБ при частоте 3,8 ГГц обнаружено в композите с массовой долей феррита 0,4.*

***Ключевые слова:** феррит-шпинель, композит, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, радиопоглощение*

**ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF MAGNETIC POLYMER COMPOSITES POLYVINYL ALCOHOL / Mn-Zn FERRITE-SPINEL**

**Shakirzyanov R.I.**

Ph.D. student, head of laboratory of the Department of Technology of Materials for Electronics,  
NUST MISIS

**Kostishyn V.G.**

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of. Department of Materials  
Technology Electronics, NUST MISiS

**Isaev I.M.**

Ph.D., Associate Professor, Vice-Rector for Security and General Issues, NUST MISIS

**Kayumova A.Yu.**

student of NUST MISIS

**Olitsky V.K.**

student of NUST MISIS

**Salogub D.V.**

Ph.D. student, engineer of the Department of Technology of Materials for Electronics, NUST MISiS

**Abstract.** *In the frequency range 0,1 - 7 GHz, the dynamic electrophysical properties of magnetic polymer composites of the composition polyvinyl alcohol / Mn-Zn ferrite grade 2000NM are investigated. The main features of the complex permittivity and permeability spectra are analyzed, and the absorption spectra of the fabricated composites are calculated. The highest absorption of -22.5 dB at a frequency of 3.8 GHz was found in a composite with a ferrite weight ratio of 0.4*

**Keywords:** *spinel ferrite, composite, dielectric constant, magnetic permeability, radio absorption*

Целью работы было получение и изучение электромагнитных характеристик полимерных композиционных материалов (ПКМ) состава поливиниловый спирт (ПВС) / феррит-шпинель марки 2000НМ. ПКМ получали методом термопрессования смеси порошков феррита химического состава  $Mn_{0,58}Zn_{0,26}Fe_{2,16}O_4$  (фракция 100-200 мкм) и ПВС марки 16/1. В спектрах диэлектрической проницаемости (рис. 1 а) полученных композитов в области частот 0,1-7 ГГц для массовых долей 0,6 и 0,8 (выше порога перкаляции) обнаружена выраженная дисперсия и значительное увеличение среднего значения диэлектрической проницаемости от концентрации включений. Это можно связать с тем, что Mn-Zn феррит характеризуется высокой проводимостью, обусловленной прыжковым механизмом электронной проводимости между катионами  $Fe^{2+}$ ,  $Fe^{3+}$ ,  $Mn^{2+}$  ( $Mn^{3+}$ ,  $Mn^{4+}$ ) в тетраэдрических и октаэдрических позициях. Когда частота перескоков совпадает с частотой внешнего электрического поля спектр  $\epsilon''(f)$  имеет максимум по механизму Дебая [1]. Основной особенностью спектров  $\mu'(f)$ ,  $\mu''(f)$  является смещение частоты дисперсии (частот естественного ферромагнитного резонанса и резонанса доменных границ) для концентрированных композитов ПВС-2000НМ в область низких частот (рис. 1 б). Данный эффект можно объяснить сильным влиянием размагничивающих факторов, которые образуют локальные размагничивающие поля. С увеличением размагничивающего

фактора (наличием полимерных прослоек) процесс вращения вектора намагниченности затрудняется, что вызывает снижение значения комплексной магнитной проницаемости, увеличение частоты дисперсии [2]. Явления магнитных резонансов и поляризационной релаксации обуславливают интенсивные электромагнитные потери в композитах. Поглощающие характеристики оценивались при помощи коэффициента отражения на металлической пластине [3]. Из спектров коэффициента отражения для толщины поглотителя 6,5 мм видно, что наибольшими потерями характеризуется композит с массовой долей 0,4 (рис. 2). С увеличением концентрации феррита происходит сдвиг частоты максимального поглощения в сторону меньших частот, что коррелирует со смещением дисперсии в магнитных спектрах.

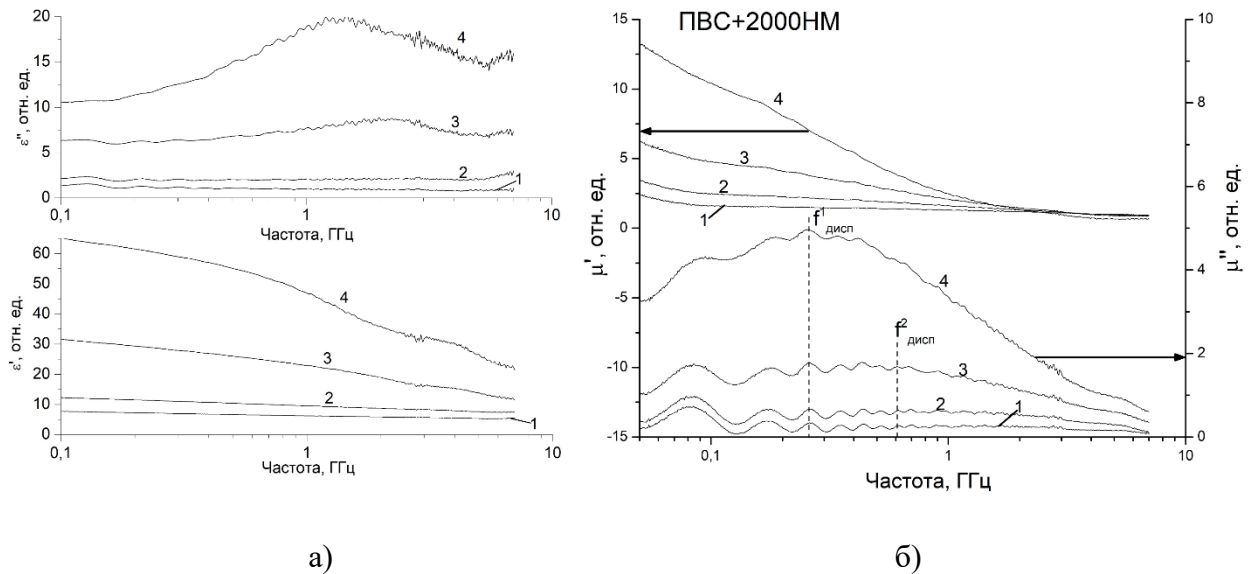


Рис. 1 – Спектры комплексной диэлектрической проницаемости (а) и комплексной магнитной проницаемости (б) композита ПВХ/2000НМ с массовыми долями 0,2 – 1; 0,4 – 2; 0,6 – 3; 0,8 – 4

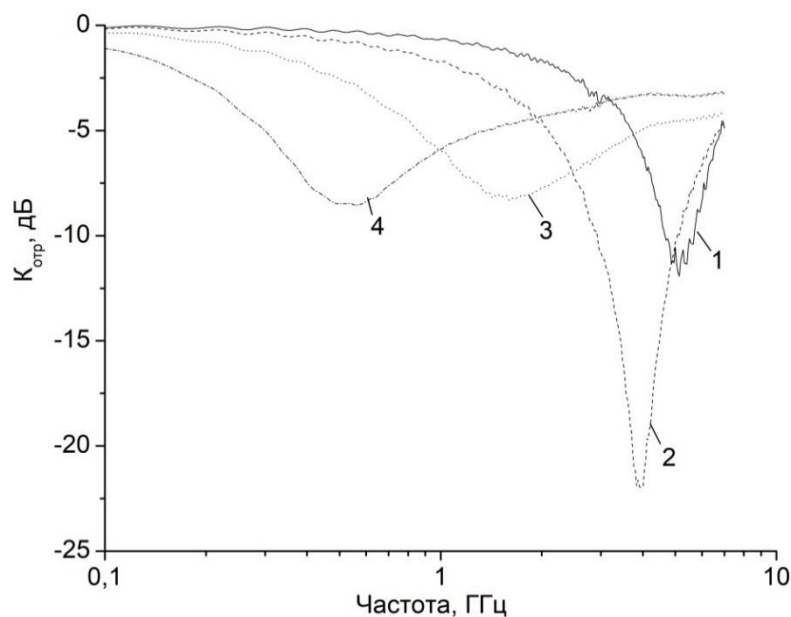


Рис. 2 – Спектры коэффициента отражения на металлической пластине для композита ПВХ/2000НМ с массовыми долями 0,2 – 1; 0,4 – 2; 0,6 – 3; 0,8 – 4



### Список использованных источников:

1. Parashar J. / Dielectric behaviour of Zn substituted Cu nano-ferrites // J. Parashar, V.K. Saxena, Jyoti, D. Bhatnagar, K.B. Sharmab // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2015. – V. 394. –P. 105–110.

2. Доценко О. А. Микроволновые характеристики композиционного магнитного материала на основе гексаферрита Z-типа / О. А. Доценко, К. О. Фролов. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. – 2017. – №1. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jan17/10/text.pdf>

3. Wang B. Influence of the interface reflections on the microwave reflection loss for carbonyl iron/paraffin composite backed by a perfect conduction plate / B. Wang, J. Wei, L. Qiao, T. Wang, F. Li // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. – V. 324. P. 761–765.



## **ИНТЕРФЕЙСНЫЙ ЭФФЕКТ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ СО СПЛАВОМ ТЯЖЕЛЫЙ МЕТАЛЛ-ФЕРРОМАГНЕТИК**

**Бессонов В.Д.**

к.ф.м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

**Телегин А.В.**

к.ф.м.н., заведующий лабораторией, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

**Теплов В.С.**

м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

**Самардак А.С.**

д.ф.м.н., проректор, Дальневосточный федеральный университет

**Макарова М.В.**

к.ф.м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

***Аннотация.** Работа посвящена изучению особенностей дисперсии спиновых волн в металлических наноструктурах Pt/Co методами Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (МБРС). Обнаруженная асимметрия стоксовой и анти-стоксовой частей спектра обусловлена вкладом интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ). Методом МБРС измерена величина и знак ВДМ для наноструктур Pt/Co разной толщины с внедренным аморфным сплавом Pt<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> и без сплава. Выполнены оценки влияния интерфейсов на величину ВДМ и сделаны предположения по усилению эффекта.*

***Ключевые слова:** взаимодействие Дзялошинского-Мория, магнитная анизотропия, интерфейсные явления, магнитные наноструктуры, Мандельштам-Бриллюэновское рассеяние света*

## **INTERFACIAL DZYALOSHINSKII-MORIYA INTERACTION IN METALLIC NANOSTRUCTURES WITH FERROMAGNET-HEAVY METAL ALLOY INSERTION**

**Bessonov V.D.**

Dr., Leading researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

**Telegin A.V.**

Dr., Principal researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

**Teplov V.S.**

Junior researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

**Samardak A.S.**

**Annotation.** *The work is dedicated to the Brillouin spectroscopy (BLS) of the features of the dispersion of spin waves in metallic nanostructures Pt/Co. The detected asymmetry of the Stokes and anti-Stokes parts of the spectrum is due to the contribution of the Dzyaloshinsky-Moriya interface interaction (DMI). The BLS method was used to measure the magnitude and sign of VDM for Pt/Co nanostructures of different thicknesses with and without an embedded Pt<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> amorphous alloy. The influence of the interfaces on the DMI value is estimated and assumptions are made to enhance the effect.*

**Keywords:** *Dzyaloshinsky-Moriya interaction, magnetic anisotropy, interface phenomena, magnetic nanostructures, Mandelstam-Brillouin light scattering*

Необходимость совершенствования средств хранения и обработки информации вызывается непрерывно растущим потоком информации (Big Data), цифровизацией всех сфер деятельности человека (internet of things), нехваткой энергоресурсов и конкурентным спросом на скорость обработки данных. Исследования на стыке топологического магнетизма и спинтроники - скирмионика - открывает новые технологические возможности создания сверхбыстрых наноразмерных устройств передачи и обработки данных с управляемыми потерями и шумами, функционирующих на СВЧ и ТГц частотах [1]. Скирмионы стабилизируются в киральных спиновых системах с выраженной перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА), сильной спин-орбитальной связью и взаимодействием Дзялошинского – Мория (ВДМ). В многослойных металлических структурах «тяжелый металл/ферромагнетик» сильно проявляется эффект интерфейсного ВДМ [2,3].

В работе изучены особенности дисперсии спиновых волн и ВДМ в металлических наноструктурах Pt/Co разной толщины.

Анализируемые образцы структур типа Ta(2 нм)/Pt(3)/Co(y)/Ta(2) и Ta(2)/(Pt<sub>x</sub>Co<sub>1-x</sub>)/Ta(2) были получены методом магнетронного напыления при  $P=5 \times 10^{-9}$  Торг на подложках Si. Нижний и верхний слои тантала используются для лучшей адгезии Pt к подложке и защите всей структуры от окисления в процессе отжига, соответственно. Качество слоистой структуры, толщины слоёв и степень несовершенства межслойных границ образца были определены на основании данных рентгеновской рефлектометрии. Оценка ВДМ в структурах проводилась с помощью Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света в геометрии Даймона-Эшбоха в постоянном магнитном поле до 1 Тесла при комнатной температуре в СВЧ-диапазоне 1-20 ГГц [4].

Измеренные спектры термических магнонов во всех полученных наноструктурах сильно зависели от волнового вектора и имели выраженную асимметрию (сдвиг) в стоксовой и анти-стоксовой части при изменении полярности приложенного магнитного поля (например, см. Рис. 1), связанную с вкладом интерфейсного ВДМ. Показано, что величина сдвига, частоты и полуширина резонансных линий коррелируют с изменением толщины слоя Co и сплава PtCo. Например, референсный образец с максимальной по данным магнитных измерений ПМА демонстрирует максимум при 22 ГГц в поле 1.05 Тесла. Оценочная величина энергии ВДМ составила  $D=0.12$  мДж/м<sup>2</sup>. Увеличение толщины слоя Co до 1.8 нм приводит к почти трехкратному росту  $D=-0.55$  мДж/м<sup>2</sup>. Внедрение аморфного эквивалентного сплава PtCo толщиной 4 нм приводит к появлению преимущественно плоскостной компоненты анизотропии в структуре. В результате поля насыщения уменьшаются до 0.1 Тесла, резонансный пик сдвигается в область 9.7 ГГц (Рис. 1), а оценка дает величину  $D \sim 0.3$  мДж/м<sup>2</sup>. Дополнительный слой Сото толщиной 0.8 нм в структуре со сплавом почти не влияет на резонансный пик, однако уменьшает общую величину намагниченности и соответственно уменьшает константу

$D \sim 0.2$  мДж/м<sup>2</sup>. Максимальная величина интерфейсного ВДМ была получена для структуры с тремя амфорными сплавами PtCo разного состава общей толщиной 1.2 нм, помещенных между отдельными слоями Pt и Co. Величина  $D$  такой стурктуры составила  $-0.82$  мДж/м<sup>2</sup>.

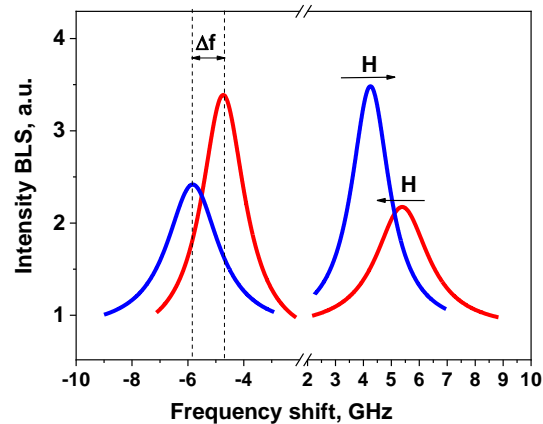


Рис. 1. Спектр МБРС наноструктуры  $Si/Ta/Pt(2)(PtCo)_{x3}/Co(0.8)/Ta(2)$ , измеренный в полях 0.1 Тесла разной полярности для  $k=11.8 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>.

Таким образом в работе обнаружен и изучен вклад интерфейсного ВДМ не только на четко-выраженных границах слоев наноструктур Pt/Co, но и в аморфном сплаве. Использование многослойных наноструктур позволило более четко выделить вклад интерфейсного ВДМ, при этом избежать влияния объемных эффектов. Наблюдаемое поведение магнитных свойств и усиление энергии ВДМ в образцах можно связать в первую очередь с увеличением плотности интерфейсов, ответственных за ВДМ, а также большей атомной плотностью в аморфном сплаве по сравнению со структурой с монослоями. Варьируя толщину слоёв и состав сплава в структуре можно моделировать величину ВДМ, а также ширину линии ферромагнитного резонанса, что важно для создания СВЧ-устройств. Полученные наноструктуры с усиленным интерфейсным взаимодействием также могут быть интересны для изучения различных спин-зависящих эффектов: спин-холл, спин-орбитального взаимодействие, киральное затухание и других.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-20160.

#### Список использованных источников:

1. Zhang X., Zhou Y., Mee Song K. et al. Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications // J. Phys.: Cond. Mat. – V. 32. – 2020. – p.143001.
2. Topology in Magnetism. Eds. Zang J., Cros V., Hoffmann A. Springer Nature. – 2018. – 416 p.
3. Belmeguenai M., Adam Jean-Paul, Roussigne Y. et al. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized Pt/Co/AlO<sub>x</sub> ultrathin films measured by Brillouin light spectroscopy // Physical Review B. – V. 91 – 2015. – p. 180405(R).
4. Di K., Li Zhang V., Siah Lim H. et al. Asymmetric spin-wave dispersion due to Dzyaloshinskii-Moriya interaction in an ultrathin Pt/CoFeB film // Applied physics letters. – V. 106 – 2015. – p. 052403.

## УПРАВЛЕНИЕ АНИЗОТРОПИЕЙ В ПЛЕНКЕ ПЕРМАЛЛОЯ НА СТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКЕ

**Губанова Ю.А.**

студент, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

**Садовников А.В.**

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем  
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского  
аспирант, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

**Ногинова Н.**

Центр по исследованию материалов, Норфолкский государственный университет

**Бегинин Е.Н.**

к.ф.-м.н., доцент, кафедра нелинейной физики  
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

***Аннотация.** Экспериментально и численно исследовано явление ферромагнитного резонанса в меандровой структуре из пермаллоя при варьировании направления внешнего магнитного поля. Была выявлена возможность управления магнитной анизотропией в ферромагнитных пленках за счет профилирования.*

***Ключевые слова:** ферромагнитная пленка, меандровая структура, магнитная анизотропия*

## CONTROL OF ANISOTROPY IN A PERMALLOY FILM ON A STRUCTURED SUBSTRATE

**Gubanova Y.A.**

student, Chernyshevsky Saratov State University

**Sadovnikov A.V.**

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,  
Chernyshevsky Saratov State University

**Gubanov V.A.**

Ph.D. student, Chernyshevsky Saratov State University

**Noginova N.**

Professor of Physics,  
Center for Materials Research, Norfolk State University

**Beginin E.N.**

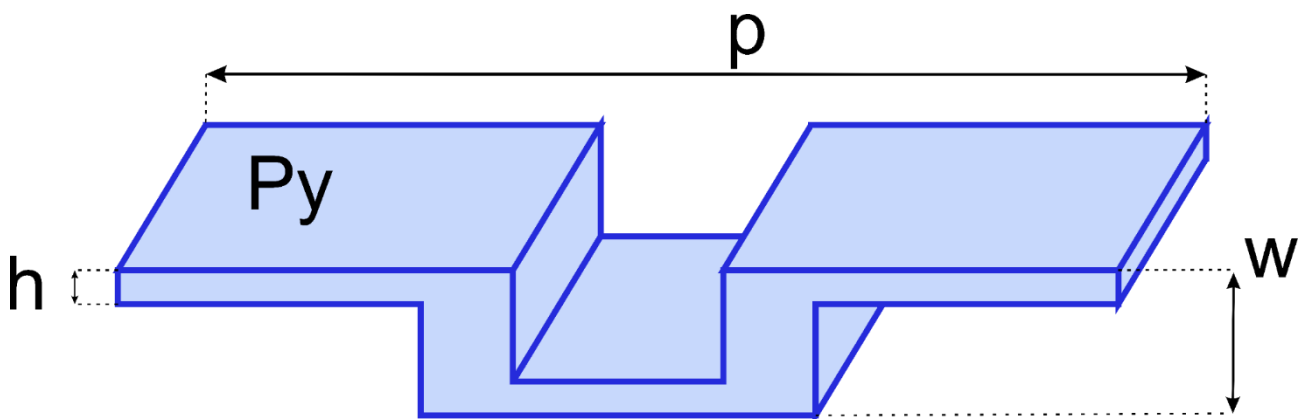
Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Nonlinear Physics,  
Chernyshevsky Saratov State University

**Annotation.** The phenomenon of ferromagnetic resonance in a permalloy meander structure was investigated experimentally and numerically by varying the direction of the external magnetic field. The possibility of controlling magnetic anisotropy in ferromagnetic films by profiling was revealed.

**Keywords:** ferromagnetic film, meander structure, magnetic anisotropy

В данном обзоре представлены результаты исследования распространения спиновых волн и формирования ферромагнитного резонанса в мета-поверхности меандрового волновода. Исследуемая структура (рис. 1) представляет собой меандровый волновод из пермаллоя (20%Fe +80%Ni) с периодом модуляции  $p=740$  нм. Толщина слоя пермаллоя составила  $h=50$  нм. Высота всей периодической структуры  $w=170$  нм. Эту структуру можно рассматривать как одномерный (1D) магنونный кристалл с точки зрения периодической модуляции формы в одном направлении. В то же время благодаря возможности распространения спиновых волн во всех трех направлениях (в плоскости ферромагнитной пленки: поперек и вдоль него, перпендикулярно плоскости) предлагаемая структура может быть отнесена к классу трехмерных магنونных структур [1-3].

Для исследования формирования в меандровой структуре распространения спиновых волн и ферромагнитных резонансов используются как экспериментальные, так и численные методы. Методами ферромагнитного резонанса (ФМР) и рассеяния света Бриллюэна показано, что при изменении угла намагниченности в плоскости возможно управление магнитной анизотропией. Численное моделирование проводилось путем решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для динамики намагничивания в эффективном поле с учетом диполь-обменного взаимодействия [4,5] для материала NiFe и анизотропии формы меандровой структуры. Результаты численного моделирования показали, что механизм управления спиновыми волнами в мета-поверхности меандрового волновода связан как с вариацией анизотропии за счет анизотропии формы в структуре, так и с эффектами динамического намагничивания, возникающими при распространении спиновых волн вдоль и поперек полос, образованных на поверхности структуры меандра NiFe. Показано также, что конструкция магнитной анизотропии предлагаемой мета-поверхности определяет происхождение анизотропного спин-волнового распространения и формирование спин-волновых резонансов в локальных областях вертикального и горизонтального сегментов меандровой структуры. Наши результаты могут представлять интерес для применения в магнитных метаматериалах и магنونике благодаря возможности формирования реконфигурируемой магнитной мета-поверхности, которая достигается за счет изменения угла между магнитным полем смещения и рельефом на поверхности мета-поверхности.



*Рис. 1. Схематическое изображение сегмента периодической структуры.*

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 20-79- 10191.

**СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ:**

1. Noginova N., Williams Q. L., Dallas P. and Giannelis E. P Magnetic nanoparticles for tunable microwave metamaterials// Proc. SPIE 8455, Metamaterials: Fundamentals and Applications – 2012 – P 845531.
2. Noginova N., Barnakov Yu., Radocea A., Atsarkin V.A. Role of dipole-dipole interactions in half-field quantum transitions in magnetic nanoparticles, J. Magn. Magn. Mater. –2011 – № 323 – 2264.
3. Beginin E.N., Kalyabin D.V., Popov P.A., Sadovnikov A.V., Sharaevskaya A.Yu., Stognij A.I. and Nikitov S.A. “3D Magnonic Crystals” In G. Gubbiotti (Eds) “Three-Dimensional Magnonics” CRC Press (Taylor&Francis), Jenny Stanford Publishing, New York ISBN: 978-981-4800-73-0
4. Gubbiotti G. et al Magnonic Band Structure in Vertical Meander-Shaped Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> Thin Films// Phys. Rev. Applied. – 2021 – №15 – 014061
5. Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Sakharov V.K., Stognij A.I., Khivintsev Y.V., Nikitov S.A. Collective and localized modes in 3D magnonic crystals// Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2019 – V.492 – 165647



# ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

**Данилюк И.Р.**

магистрант кафедры радиофизики и электроники,  
ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

**Котов Л.Н.**

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,  
ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

**Власов В.С.**

к  
ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»  
т

**Устюгов В.А.**

-  
к  
ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»  
ф

**Аннотация.** Работа посвящена развитию технологий анализа нанокompозитных материалов по изображениям атомно-силовой микроскопии с применением алгоритмов кластеризации. Рассматриваются перспективы применения методов машинного обучения для генерации и анализа изображений наногранул.

**Ключевые слова:** атомно-силовая микроскопия, нанокompозитные плёнки, кластеризация, машинное обучение, анализ изображений

д  
о  
д  
е  
н

## GRANULOMETRIC ANALYSIS OF NANOCOMPOSITE FILMS FROM ATOMIC FORCE MICROSCOPY IMAGES

**Danilyuk I.R.**

master's student in Physics,  
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin  
к  
а

**Kotov L.N.**

е  
д  
р  
ы

Dr.Sc., professor, head of Department of radiophysics and electronics,  
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

**Vlasov V.S.**

PhD, associated professor of Department of radiophysics and electronics,  
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

**Ustyugov V.A.**

PhD, associated professor of Department of radiophysics and electronics,  
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

**Annotation.** *The paper is devoted to the development of technologies for analyzing nanocomposite materials from atomic force microscopy images using clustering algorithms. Prospects of application of machine learning methods for generation and analysis of nanogranules images are considered.*

**Keywords:** *atomic force microscopy, nanocomposite films, clustering, machine learning, image analysis*

В настоящее время изучается широкий ассортимент композитных материалов, представляющих собой двух- или трехмерные структуры [1-4]. Также богат ассортимент элементарных блоков, составляющих эти структуры: искусственные или натуральные квантовые точки, антиточки, нанопровода, кольца, более сложные частицы со структурой core-shell, пленки и т.д. Частицы при этом могут быть взаимодействующими, либо невзаимодействующими. Отметим, что при моделировании композитных структур, как правило, рассматривают регулярные структуры однородных элементов.

Однако очевидно, что комбинирование частиц различных типов в двумерной матрице, или, например, в геле, может позволить существенно расширить диапазон получаемых магнитных характеристик, а в ряде случаев получить качественно новые свойства (например, получить гетерогенную среду с несколькими резонансными частотами при использовании магнитных частиц эллипсоидальной формы и колец). Не менее очевидно, что решение задачи построения модели среды со сложным набором магнитных характеристик методом перебора возможных формирующих гетерогенную среду составляющих и их относительных положений, было бы сопряжено с вычислительными трудностями (в первую очередь, из-за огромного числа степеней свободы задачи). Однако методы машинного обучения и генеративного дизайна, разработанные с применением методов современной ИТ-науки, позволяют решать подобные задачи за разумное вычислительное время.

Исходные изображения для анализа, получаемые с атомно-силовых микроскопов, позволяют получить информацию о количестве гранул, их размерах и концентрации; есть возможность оценить распределение гранул по размеру. Извлечение данных из снимков осложняется наличием шумов; кроме того, формы и размеры гранул могут сильно отличаться – это тоже влияет на качество получаемой информации.

Повысить точность анализа изображений могут алгоритмы фильтрации и кластеризации – одного из видов задач машинного обучения. Также алгоритмы машинного обучения могут помочь с накоплением материала для анализа. В математической статистике применяется

методика "bootstrap" с целью создания псевдовыборок для проверки эмпирических распределений. Если использовать свёрточные нейросети для анализа изображений плёнок с заданными параметрами с целью выявления закономерностей, а затем генеративные нейросети для получения новых изображений, учитывающих эти законы, то становится возможным накопление базы для исследования без напыления реальных плёнок, что существенно упростит процесс исследования.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

#### Список использованных источников:

1. S. Bedanta, A. Barman, W. Kleemann et al. Magnetic Nanoparticles: A Subject for Both Fundamental Research and Applications // *Journal of Nanomaterials*. — 2013. — Vol. 2013 — Article ID 952540. — P.22.
2. Kotov L. N., Turkov V. K., Vlasov V. S. et al. Relaxation of magnetization in thin composite  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  films // *Materials Science and Engineering*. —2006. — Vol. 442. — No 1. — P. 352.
3. Kotov L. N., Vlasov V. S., Turkov V. K. et al. Influence of Annealing on Magnetic, Relaxation and Structural Properties of Composite and Multilayer Films // *JNN*. — 2012. — Vol. 12. — No 2. — P. 1696.
4. Рыльков В.В., Николаев С.Н., Демин В.А. и др. Транспортные, магнитные и мемристивные свойства наногранулированного композита  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_y)_{100-x}$  // *ЖЭТФ*. — 2018. — Т. 153. — № 3. — С. 424.

## **НАНОПРОВОЛОКИ ИЗ СПЛАВОВ МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА: СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА**

**Долуденко И.М.**

м.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Фролов К.В.**

к.ф.-м.н., в.н.с., сектор Мёссбауэровской спектроскопии, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, (г.Москва)

**Загорский Д.Л.**

к.ф.-м.н., в.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, (г.Москва)

**Каневский В.М.**

д.ф.-м.н., зав. лабораторией Роста тонких плёнок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Чуев М.А.**

д.ф.-м.н., г.н.с., лаб. физики поверхности и микроэлектронных структур, Физико-технологический ин-т РАН

***Аннотация.** В работе методом матричного синтеза получены массивы нанопроволок из сплавов FeNi и FeCo с различным соотношением металлов. Методами микроскопии, рентгенографии изучены особенности структуры и распределения элементов в НП. Мёссбауэровская спектроскопия и магнитометрия продемонстрировали спонтанную намагниченность НП вдоль их осей и сильную анизотропию магнитных свойств.*

***Ключевые слова:** нанопроволоки, матричный синтез, структура, спонтанная намагниченность*

## **NANOWIRES MADE OF ALLOYS OF IRON GROUP METALS: SYNTHESIS, OBTAINING AND MAGNETIC PROPERTIES**

**Doludenko I.M.**

Junior researcher Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

**Frolov K.V.**

Ph.D., Leading Researcher, Sector of Mössbauer Spectroscopy, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

**Zagorskii D.L.**

Ph.D., leading researcher Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

**Kanevsky V.M.**

Dr.Sci., Head of Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

**Chuev M.A.**

Dr.Sci., Chief Researcher, Lab. Physics of Surface and Microelectronic Structures, Institute of Physics and Technology of the Russian Academy of Sciences

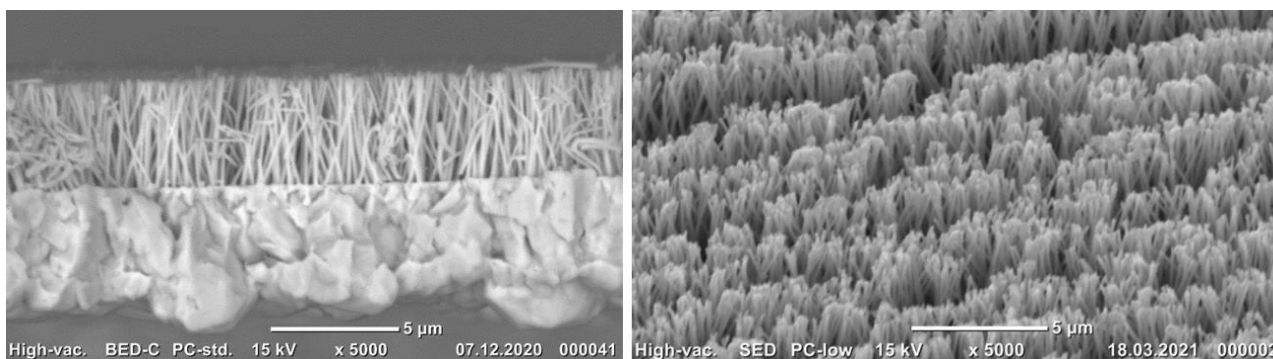
**Annotation.** *Arrays of Nanowires from FeNi and FeCo alloys with different ratios of metals were obtained by matrix synthesis technique. The features of the structure and distribution of elements in Nanowires were investigated by Microscopy (with elemental analysis) and X-rays diffraction methods. Mossbauer spectroscopy and magnetometry have demonstrated spontaneous magnetization of nanowires along their axes and strong anisotropy of magnetic properties.*

**Keywords:** *nanowires, matrix synthesis, structure, spontaneous magnetization*

Введение. Одномерные наноматериалы – нанопроволоки (НП) могут обладать особыми магнитными свойствами. Получение НП с регулируемыми параметрами является важной задачей. Одним из путей варьирования этих свойств является изменение состава двухкомпонентных соединений – сплавов. Известно, что для объёмных сплавов в изменение концентрации никеля (или кобальта) в сплавах с железом даёт возможность управлять магнитными свойствами. По данным ряда авторов аналогичное изменение магнитных свойств достигается и в наноразмерных структурах, например НП. Однако детально этот вопрос изучен недостаточно.

Получение образцов НП. В настоящей работе методом матричного синтеза на основе трековых мембран получены НП из сплавов FeNi и FeCo. Отметим, что метод даёт возможность регулирования в широких пределах как концентраций ростовых электролитов, так и условий электроосаждения. В качестве матрицы использовались ТМ с диаметром пор 100 нм и поверхностной плотностью  $10^9$  пор на  $\text{см}^2$  (производства ОИЯИ, г. Дубна). Содержание железа в НП варьировалось в пределах от 15 до 85 % за счёт изменения соотношения концентрации ионов соответствующих металлов в электролите. Гальваническое осаждение проводилось при потенциалах от 1 до 2 В для исследования структурных особенностей получаемых НП. Параметры гальванического процесса контролировались при помощи хроноамперных зависимостей. Полученные образцы (массивы НП различного состава) были изучены методами СЭМ (с элементным анализом), дифрактометрии и Мёссбауэровской спектроскопии.

Микроскопия. СЭМ позволили оценить скорость роста НП и показали, что форма НП практически повторяет форму пор в ростовой матрице. Примеры полученных изображений приведены на Рис.1.

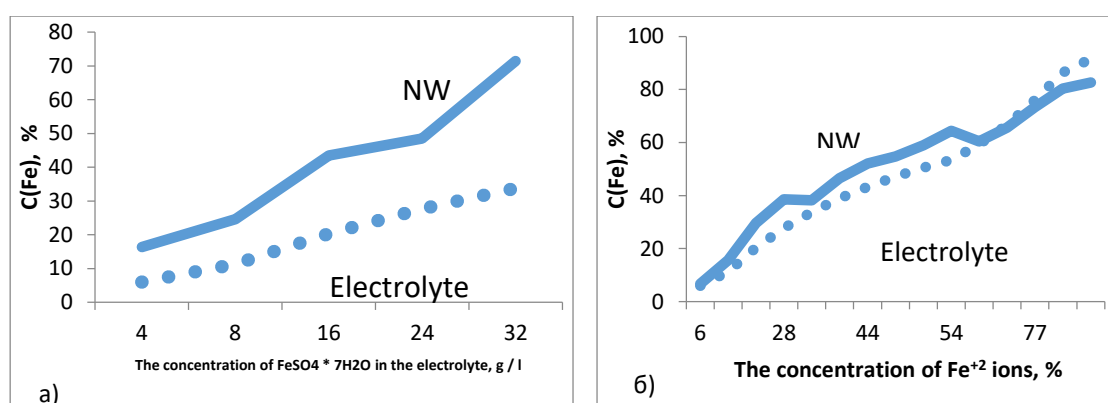


а)

б)

Рис. 1. СЭМ изображения массивов НП из сплавов FeNi (а) и FeCo (б).

Изучена зависимость изменения среднего элементного состава НП от состава ростового электролита. Полученные результаты проиллюстрированы на рис.2.



а)

б)

Рис. 2. Элементный состав НП (усреднённый по длине и по образцу) в зависимости от элементного состава электролита. а) для FeNi НП, б) справа-для FeCo НП.

Анализ зависимостей показывает, что элементный состав FeNi НП заметно отличается от состава ростового электролита – в сторону увеличения содержания железа. Отметим, что это различие увеличивается с ростом концентрации железа в ростовом растворе и понижением потенциала осаждения. В то же время, состав НП из FeCo достаточно точно соответствует составу ростового электролита и не зависит от потенциала осаждения (с исследуемом диапазоне).

Проведена оценка изменения элементного состава по длине НП и показано, что состав железо-никелевых НП заметно изменяется по длине (в сторону повышения содержания железа у вершины НП). Данная зависимость проявляется сильнее при осаждении с малым потенциалом. В то же время, для кобальтовых НП состав практически неизменен по длине. Особенности осаждения НП из железоникелевых сплавов можно объяснить диффузионными особенностями ионов никеля по сравнению с ионами железа или кобальта. Аналогичный эффект часто наблюдается при получении объёмных образцов и называется «аномальным со-осаждением» железа.

Рентгеноструктурный анализ. Проведён рентгеноструктурный анализ (дифрактометрия) образцов НП с различным соотношением концентраций элементов и полученных при разном ростовом напряжении. Пример полученных дифрактограмм приведен на рис.3.

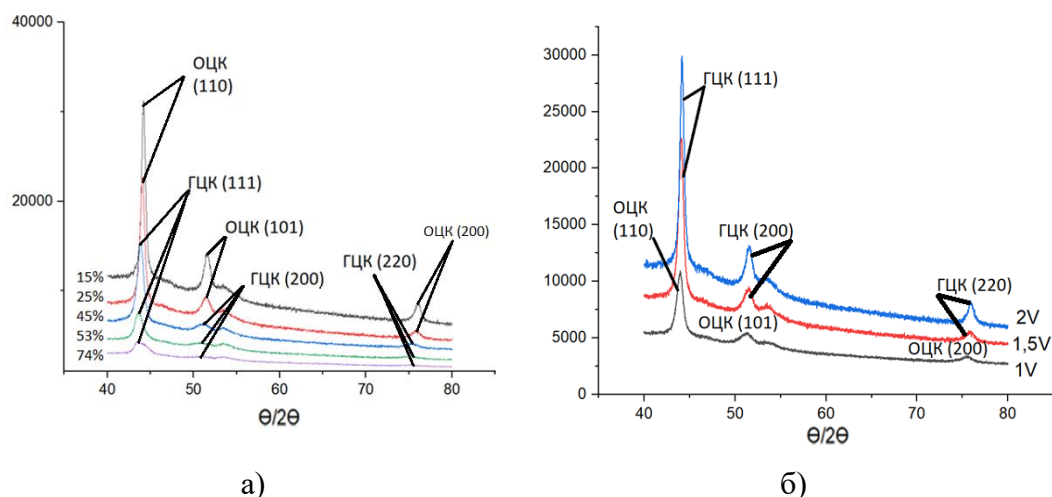


Рис. 3. Рентгеноструктурный анализ НП из FeNi а) в зависимости от состава (на графике представлена концентрация железа в атомных процентах) при потенциале осаждения 1,5 В, б) в зависимости от потенциала осаждения (для состава содержащего 25% железа при осаждении при 1,5 В).

Сравнение данных РСА для образцов с различными концентрациями металлов показало, что во всех случаях НП представляют из себя твёрдый раствор с ГЦК структурой. Параметры решётки несколько изменяются при изменении соотношения концентраций металлов. В ряде образцов обнаружена тетрагональная фаза, появление которой требует дополнительных исследований

Магнитные свойства. Магнитные свойства НП были изучены методами мёссбауэровской спектроскопии на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  и вибрационной магнитометрии. Мёссбауэровские результаты представлены на Рис.4.

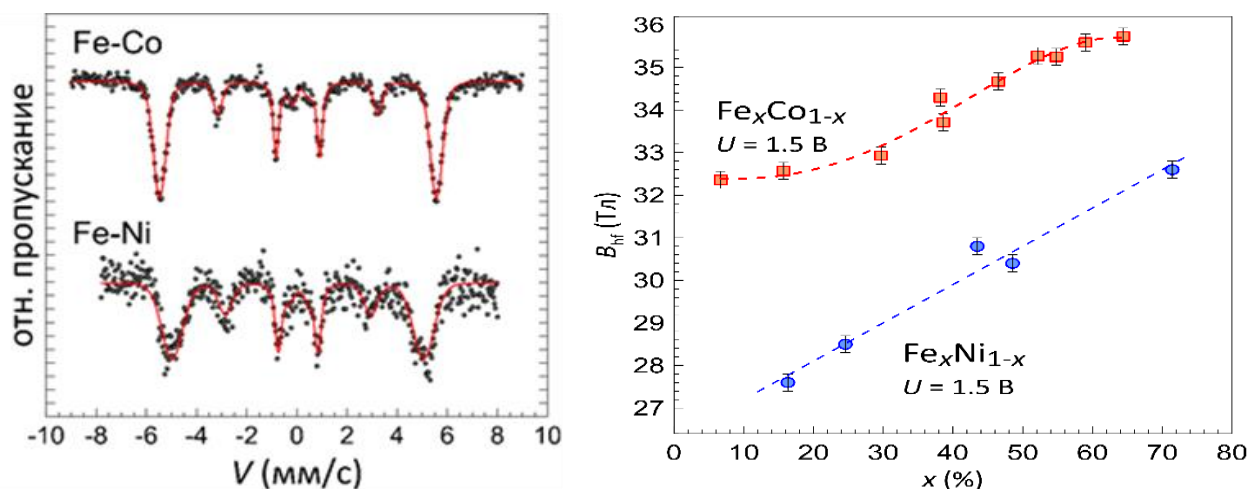


Рис. 3. а) Мёссбауэровские спектры (на ядрах  $^{57}\text{Fe}$ ) НП (твёрдые растворы  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$  и  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ ) полученные при потенциале осаждения  $U = 1.5 \text{ В}$ ; б) Значения сверхтонкого магнитного поля  $B_{\text{hf}}$  на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  для полученных при потенциале осаждения  $U = 1.5 \text{ В}$  НП твёрдых растворов  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$  и  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$  с различной концентраций железа  $x$ .

Типичные мёссбауэровские спектры поглощения (Рис. 4, слева) демонстрируют магнитное расщепление и представляют собой слабоуширенные секстеты со значениями сверхтонких параметров характерными для твёрдых растворов Fe-Co и Fe-Ni (Рис. 4, справа). Анализ результатов магнитных измерений показал, что все НП демонстрируют спонтанную намагниченность НП вдоль их осей и сильную анизотропию магнитных свойств.

Благодарности. Авторы благодарят проф. Апеля П.Ю. (ОИЯИ, г.Дубна) за предоставление образцов трековых мембран. Работа проводилась в рамках Госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

**Список использованных источников:**

1. Вонсовский С. В. Магнетизм //Издательство «Наука» - 1971г. С 1032.



## **СИНТЕЗ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НАНОПРОВОДОВ В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ**

**Дрягина А. Е.**

Студентка 3-го курса, Институт Естественных Наук и Математики УрФУ

**Кулеш Н. А.**

Старший научный сотрудник, доцент, к. ф.-м. н., Институт Естественных Наук и Математики УрФУ

**Васьковский В. О.**

Заведующий кафедрой, ведущий научный сотрудник, д. ф.-м. н., профессор, Институт Естественных Наук и Математики УрФУ

***Аннотация.** В данной работе рассмотрена методика синтеза композиционных материалов на основе полимерной матрицы поливинилиденфторида и наполнителя в виде магнитных нанопроводов кобальта. Показана возможность частичного выстраивания нанопроводов путем получения слоя композита в магнитном поле, выполнен сравнительный анализ гистерезисных свойств упорядоченных и неупорядоченных композитов. Актуальность исследования обусловлена использованием сегнетоэлектрического полимера и ферромагнитного наполнителя в виде нанопроводов с большой площадью поверхности, что потенциально открывает возможность получения материала с высоким значением магнитоэлектрическим эффектом.*

***Ключевые слова:** магнитные нанопровода, анодированный алюминий, электроосаждение, композиционные материалы, магнитная анизотропия*

## **SYNTHESIS AND MAGNETIC PROPERTIES OF COMPOSITE MATERIALS BASED ON A POLYMER WITH NANOWIRES FILAMENT**

**Dryagina A. E.**

3rd year student, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

**Kulesh N.A.**

Senior Researcher, Associate Professor, Ph.D. Sci., Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

**Vas'kovskiy V.O.**

Head of the Department, Leading Researcher, Doctor of Physics and Mathematics Sci., Professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

***Annotation.** In this work, a method for synthesis of composite materials based on a polymer matrix of polyvinylidene fluoride containing a filler of magnetic cobalt nanowires is considered. The possibility*

*of partial alignment of nanowires in a composite layer by applying a magnetic field is demonstrated, and a comparative analysis of the hysteresis properties of ordered and disordered composites is performed. The relevance of the results is due to the use of a ferroelectric polymer and a ferromagnetic filler of nanowires with large surface area, which potentially opens up the possibility of obtaining a material with a high magnetoelectric effect.*

**Keywords:** *magnetic nanowires, anodic alumina, electrodeposition, composite materials, polymer, magnetic anisotropy*

Магнитные нанопровода обладают уникальным набором свойств, обусловленных особенностями морфологии, и относятся к перспективному классу магнитных наноматериалов, представляющих интерес для целого ряда областей применения: среды для записи информации, сенсоры, устройства спинтроники, микроволновая техника и т.д. Несмотря на существенный прогресс достигнутый за последние несколько лет, разработка методов синтеза нанопроводов и композиционных структур на их основе остается одним из важнейших направлений исследований. Сочетание протяженной формы с ферромагнитными свойствами открывает широкие возможности по использованию магнитных нанопроводов в качестве наполнителей для разнообразных полимеров и гелей. В таких системах возможна реализация не только магнитореологических свойств, но и магнитоэлектрического эффекта в структурах типа искусственный мультиферроик или управляемой фильтрации электромагнитного излучения. В данной работе для синтеза нанопроводов был использован простой, эффективный и потенциально масштабируемый метод электролитического осаждения магнитного материала в шаблон анодированного алюминия. Целью работы была отработка методики переноса и упорядочения магнитных нанопроводов в полимерной матрице, а также анализ магнитных свойств полученных объектов. Выбор поливинилиденфторида (ПВДФ) в качестве матрицы обусловлен значительной практической важностью, поскольку именно такие композиты являются наиболее перспективным материалом с потенциально высоким значением магнитоэлектрического эффекта.

Синтез образцов можно условно разделить на три этапа: синтез пористых подложек, осаждение магнитных нанопроводов в водном растворе и их перенос в полимерную матрицу. На первом этапе нами были синтезированы пористые подложки анодированного алюминия. В качестве электролита использовался раствор щавелевой кислоты, электрическое напряжение составляло 40 В, а процесс двухэтапного анодирования проходил при комнатной температуре [1]. В результате были получены подложки, представляющие собой алюминиевую фольгу, покрытую пористым слоем с диаметром отверстий 35 или 50 нм. На втором этапе анодирования была использована методика уменьшения толщины барьерного слоя путем ступенчатого снижения электрического напряжения.

В итоге полученные подложки были использованы в качестве шаблона для электролитического осаждения кобальта на переменном токе. В качестве электролита был использован водный раствор сульфата кобальта и борной кислоты. Для увеличения плотности заполнения пор была использована относительно высокая частота тока 500 Гц при фиксированной амплитуде 11 В. После аттестации магнитных свойств полученный массив нанопроводов в матрице анодированного алюминия был помещен в раствор оксида хрома и ортофосфорной кислоты для селективного растворения оксидной матрицы и перевода нанопроводов в водный раствор.

На третьем этапе водный раствор нанопроводов Со смешивался с органическим растворителем диметилформамидом (ДМФА) и помещен в нагреваемую вакуумируемую камеру для удаления остатков воды. Полученная в результате коллоидная смесь гомогенизировалась и смешивалась с раствором ПВДФ в ДМФА для дальнейшего нанесения на плоские стеклянные подложки в виде тонкого слоя и анализа магнитных свойств.

Магнитные свойства нанопроводов в шаблоне анодированного алюминия и полимерной матрице исследовались с помощью вибромагнитометра. Морфология подложек и нанопроводов была исследована с помощью сканирующей электронной микроскопии. Длина нанопроводов, оцененная с помощью электронного микроскопа, составила 3 мкм, диаметр – 50 нм, расстояние между центрами соседних нанопроводов – 105 нм.

Измерение петель гистерезиса для образцов в виде массива нанопроводов в шаблоне анодированного алюминия проводилось в двух основных направлениях: вдоль и перпендикулярно оси нанопроводов. Для нанопроводов в полимерной матрице измерения проводились вдоль трех основных направлений: вдоль магнитного поля, приложенного при получении пленки (при наличии выделенной оси), перпендикулярно оси приложения магнитного поля в плоскости образца и перпендикулярно плоскости полимерного слоя.

Нанопровода в матрице оксида алюминия упорядочены естественным образом и являются удобным объектом для предварительной оценки основных магнитных характеристик. На рис. 1 показаны петли гистерезиса соответствующего образца. Как можно видеть, коэрцитивная сила при измерении вдоль оси проводов оказывается относительно высокой  $H_c = 1820$  Э, как и остаточная намагниченность  $M_s/M_{max} = 0,7$ , что указывает на наличие выраженной оси легкого намагничивания вдоль оси провода. При приложении магнитного поля перпендикулярно оси нанопроводов наблюдается существенное снижение коэрцитивной силы и остаточной намагниченности:  $H_c = 190$  Э,  $M_s/M_{max} = 0,09$ . Указанные характеристики являются типичными для нанопроводов кобальта, и наблюдаемая анизотропия является результатом присутствия двух основных вкладов: магнитокристаллической анизотропии и анизотропии формы [2].

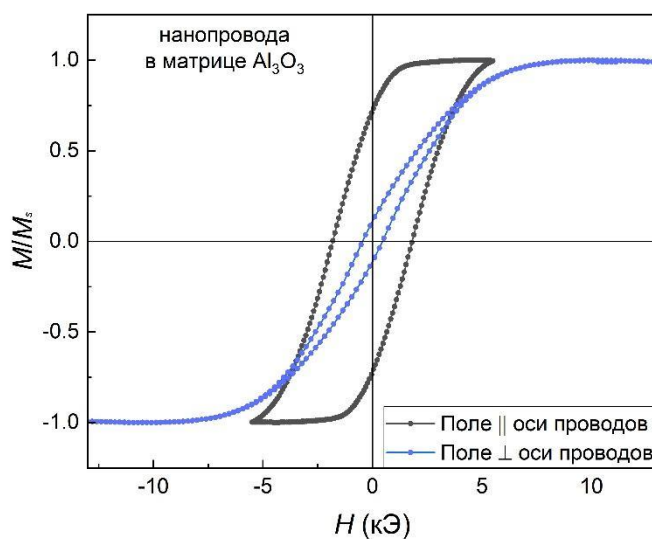


Рис. 1. Петли магнитного гистерезиса, полученные для нанопроводов Co в матрице оксида алюминия при приложении магнитного поля вдоль и перпендикулярно оси проводов.

После прохождения процедуры переноса в растворитель ДМФА и полимер ПВДФ, нанопровода остались ферромагнитными, что подтверждается видом петель гистерезиса, измеренных вдоль различных направлений (рис 2). Как и следовало ожидать, композитный образец с неупорядоченными нанопроводами оказался изотропным в плоскости, однако при этом наблюдалась заметная разница между петлями, измеренными параллельно и перпендикулярно плоскости пленки. Магнитное поле напряженностью 1000 Э, приложенное в плоскости образца, оказало существенное упорядочивающее действие, что отразилось на петлях гистерезиса. В случае упорядоченного композита наблюдалось увеличение коэрцитивной силы с 1400 Э до 1630 Э и остаточной намагниченности с 0,26 до 0,36 по сравнению с разупорядоченным образцом. Интересно отметить, что петли гистерезиса, полученные

перпендикулярно приложенному при получении образца полю вдоль плоскости и перпендикулярно плоскости оказались практически идентичными.

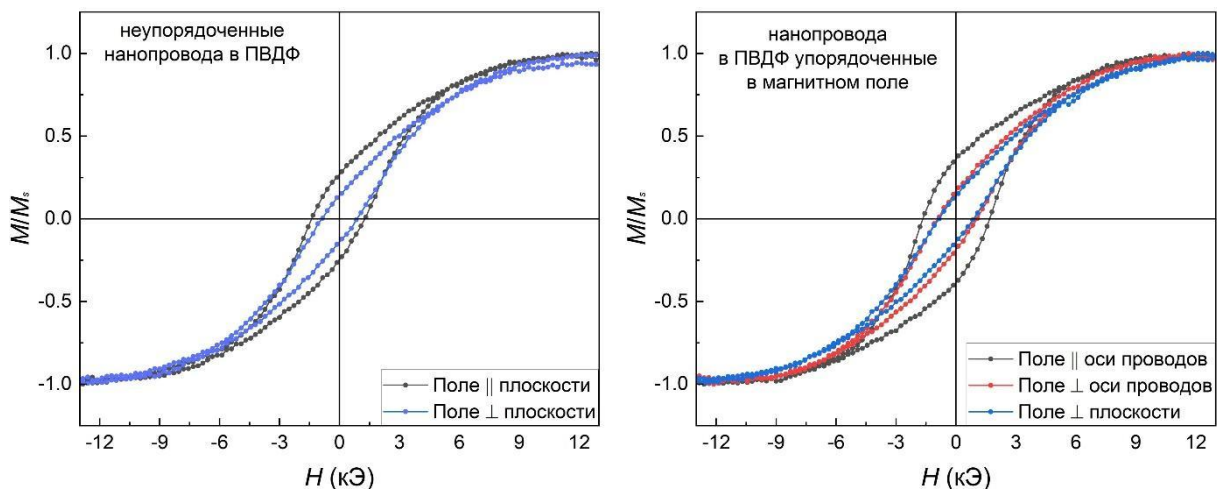


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса, полученные вдоль различных направлений для нанопроводов  $Co$  в матрице ПВДФ в разупорядоченном виде (рисунок слева) и в результате упорядочения во внешнем магнитном поле (рисунок справа).

Из представленных результатов можно заключить, что в полимере под воздействием внешнего магнитного поля происходит лишь частичное упорядочение нанопроводов. Этот вывод был подтвержден прямым наблюдением агломератов нанопроводов в оптический микроскоп, в результате чего было обнаружено сильное влияние вязкости раствора на выстраивание нанопроводов вдоль приложенного поля. Так, в наименее вязкой среде (ДМФА) выстраивание нанопроводов происходило уже в полях около 100 Э, однако при этом формировались цепочки частиц протяженностью несколько сотен микрометров. При добавлении 7 массовых % полимера ПВДФ происходило увеличение вязкости раствора и образование относительно небольших (единицы и десятки микрометров) и стабильных агломератов нанопроводов неправильной формы, а полное выстраивание нанопроводов не достигалось даже в максимальном доступном поле 3 кЭ.

В результате данной работы был выполнен синтез нанопроводов  $Co$  с использованием шаблонов анодированного алюминия и композиционного материала на основе полимера ПВДФ. С помощью магнитного поля, приложенного в процессе получения образца, получены композиты анизотропным распределением нанопроводов, что было подтверждено в результате анализа процессов перемагничивания вдоль различных направлений и сравнения с изотропным композитом. Было показано, что необходима доработка процедуры производства упорядоченного композиционного материала, которая позволила бы избежать существенной агломерации нанопроводов и обеспечить их выстраивание вдоль выделенного направления. Для решения указанной проблемы предполагается настройка вязкости раствора, величины приложенного поля и использование дополнительных воздействий (ультразвуковое воздействие, внесение специальных добавок в раствор и т.д.).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-72-10044.

#### Список использованных источников:

1. Porous Anodic Aluminum Oxide: Anodization and Templated Synthetic of Functional Nanostructures /Woo Lee and Sang-Joon Park – Chem. Rev., – 2014.
2. Magnetic Nano- and Microwires, Design, Synthesis, Properties and Application, /Edited by Manuel Vazquez, 2nd Edition – 2020.

## **СЛОЕВЫЕ НАНОПРОВОЛОКИ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ МАТРИЧНОГО СИНТЕЗА: СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА**

**Загорский Д.Л.**

к.ф.-м.н., в.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, (г.Москва)

**Долуденко И.М.**

м.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Панина Л.В.**

д.ф.-м. н., профессор, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС (г.Москва)

**Мельникова П.Д.**

студентка, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

**Жигалина О.М.**

д.ф.-м.н., проф., в.н.с. Лаборатории микроскопии, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Черкасов Д.А.**

аспирант МФТИ, инженер, лаб. физики магнитных гетероструктур, МФТИ (г.Долгопрудный)

**Хайбуллин Р.И.**

к.ф.м.н., с.н.с. Лаб радиационной физики, КФТИ ФИЦ КНЦ РАН, (г.Казань)

**Чигарев С.Г.**

к. ф.-м. н., в.н.с. Фрязинский филиал ин-та радиотехники и электроники РАН (г.Фрязино)

**Вилков Е. А.**

д.ф.-м.н., проф. РАН, Фрязинский филиал института радиотехники и электроники РАН

**Хмеленин Д.Н.**

к.ф.-м.н., с.н.с. Лаборатории микроскопии, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

***Аннотация.** Работа посвящена изучению процесса синтеза слоевых нанопроволок, исследованию их структуры и магнитных свойств. Описаны способы получения нанопроволок со слоями одинакового размера. Для данного типа структур продемонстрирован эффект ГМС. Показано, что массивы нанопроволок проявляют различный характер анизотропии в зависимости от толщины магнитных слоёв. Показано, что массивы НП с чередующимися слоями различных магнитных сплавов при пропускании тока могут являться источниками электромагнитного излучения терагерцовой частоты.*

***Ключевые слова:** нанопроволоки, матричный синтез, слоевые структуры, магнитные свойства.*

## **LAYERED NANOWIRES OBTAINED BY MATRIX SYNTHESIS: STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES**

**Zagorskiy D.L.**

Ph.D., leading researcher Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

**Doludenko I.M.**

Junior researcher Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

**Panina L.V.**

Dr.Sc., professor, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

**Melnikova P.D.**

Student, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

**Zhigalina O.M.**

Dr.Sc., Prof., FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

**Cherkasov D.A.**

PhD student, Moscow Institute of Physics and Technology (State University)

**Chaibullin R.I.**

Ph.D., Senior Researcher of the Laboratory of Radiation Physics, Zavoisky Physical-Technical Institute of FRC Kazan Scientific Center of RAS

**Chigarev S.G.**

PhD, leading researcher, Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

**Vilkov E.A.**

Dr.Sc., RAS professor, Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

**Khmelenin D.N.**

PhD, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

***Annotation.** The work is devoted to the study of the synthesis of layered nanowires, the study of their structure and magnetic properties. Methods for producing nanowires with layers of the same size are described. The GMR effect has been demonstrated for this type of structure. It is shown that arrays of nanowires exhibit a different character of anisotropy depending on the thickness of the magnetic layers. It is shown that arrays of nanowires with alternating layers of various magnetic alloys can be sources of electromagnetic radiation of terahertz frequency when current is passed.*

***Keywords:** nanowires, matrix synthesis, layered structures, magnetic properties*

Введение. Одномерные наноструктуры- нанопроволоки –привлекают внимание как с точки зрения фундаментальной науки, так и в связи с возможностями практического применения. Одним из способов получения таких структур является матричный синтез-заполнение пор в специально приготовленной матрице требуемым материалом. В настоящей работе в качестве матриц были использованы полимерные пористые материалы – трековые мембраны (ядерные фильтры), поры в которых заполнялись металлом гальваническим методом (электроосаждение из солей соответствующих металлов). Отметим, что гальванический метод позволяет регулировать процесс и получать структуры с высокой повторяемостью. Метод имеет различные модификации: так, используя двух (или несколько) компонентный электролит и варьируя напряжение (напряжение в импульсе и его длительность) в процессе осаждения по определённой программе можно получить НП из чередующихся слоёв различного состава –т.н. слоевые НП. Другим способом получения слоевых НП является периодическая смена двух (или нескольких) ростовых электролитов. (Первый способ называется «однованным», второй-«двухванным»). Получаемы массивы НП представляют интерес как элементы спинтроники и сенсоры.

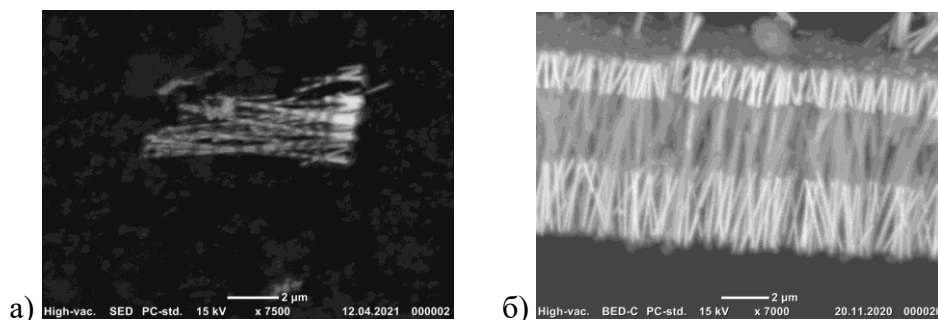
Эксперимент. В настоящей работе в качестве матрицы использовались ТМ из ПЭТФ производства ОИЯИ (г.Дубна) с диаметром пор 100 нм и плотностью  $10^8$  и  $10^9$  пор на  $\text{см}^2$  поверхности. Были получены НП с чередованием слоёв кобальта и меди, никеля и меди или

сплавов железо-кобальта и железо-никелевого. Для получения НП с чередованием магнитных и немагнитных слоев использовались электролиты содержащие ионы соответствующих металлов и добавки поддерживающие кислотность (борная кислота). (Стоит отметить, что составы были подобраны так, чтобы концентрация ионов меди была в 20-22 раза меньше ионов магнитного металла. Это было необходимо для снижения примеси меди в магнитном слое). При проведении процесса в однованновом режиме на предварительном этапе снимались поляризационные кривые (зависимость тока от напряжения) для определения оптимальных напряжений осаждения слоёв. Осаждение проводилось при помощи программируемого потенциостата – гальваностата в потенциостатическом режиме с медным анодом. Переключение потенциалов происходила с контролем протекшего заряда, он изменялся от образца к образцу для получения слоев заданной толщины. НП с чередованием магнитного металла и немагнитного металла- «спейсера» (Ni/Cu и Co/Cu) были получены в однованновом режиме с толщинами слоёв от 10 до 500 нм; количество слоёв достигало 200. НП с чередованием двух магнитных металлов (FeNi/FeCo) были получены двухванновым способом. Для получения НП, состоящих только из магнитных слоев, использовались электролиты, содержащие сернокислые и хлористые соли никеля (или кобальта) и сернокислое железо. Также использовались следующие добавки: борная кислота  $H_3BO_3$  – 25 г/л, лаурилсульфат натрия – 1 г/л (для увеличения смачиваемости пор) матрицы и аскорбиновая кислота – 1 г/л (для стабилизации двухвалентного железа).

Полученные НП оставались в полимерной матрице для проведения магнитных и электрических измерений. В то же время, для проведения электронномикроскопических исследований НП отделялись от подложки и полимерной матрицы и исследовалась взвесь НП.

СЭМ исследования проводились на микроскопе JEOL JSM 6000+, просвечивающая микроскопия – на приборе FEI Osiris. Спектры электромагнитного излучения исследовались на спектрометре BRUKER и на ячейке Голея (оценочные эксперименты)

Микроскопия. Примеры СЭМ-изображений полученных НП представлены на Рис. 1



*Рис. 1. СЭМ изображение слоёвых НП, а) полученные однованновым методом; б) полученные двухванновым методом.*

Приведенные микрофотографии позволяют различить отдельные слои и оценить их толщину. Детально структуру слоёвых НП полученных однованновым методом и состоящих из тонких слоев (7 – 50 нм) удалось изучить методом просвечивающей микроскопии. – результаты представлены на Рис. 2.

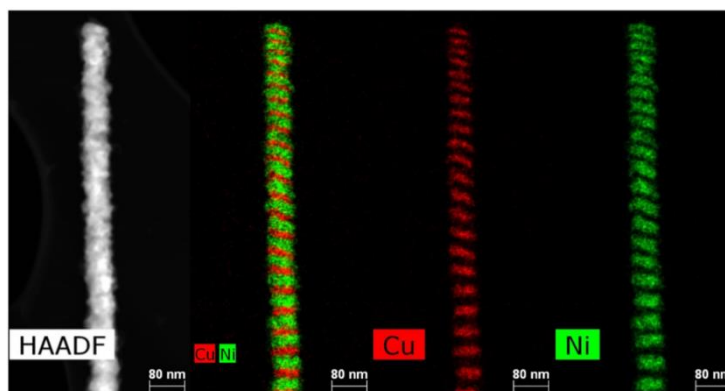


Рис. 2. ПЭМ изображения НП из слоев Cu/Ni

ПЭМ-изображения позволяют оценить толщины отдельных слоёв, а применение энергодисперсионного датчика – определить элементный состав слоёв. Так, слои меди содержат несколько процентов примеси магнитного металла, в то время как доля меди в слое никеля достигает 20%. Переход от режима контроля времени роста слоя к контролю протекшего заряда, а также разбавление электролита позволили добиться получения одинаковых по толщине слоёв практически по всей длине НП.

Магнитные и электрические свойства. На магнитометре были получены петли гистерезиса для слоевых НП Ni/Cu с различной толщиной слоёв при их ориентации “in-plane” и “out-of-plane”. Так, показано что в НП со слоями толщиной 250 и 500 нм (значительно больше диаметра НП) ось лёгкой намагниченности направлена вдоль оси НП. В то же время, при утонении слоёв (толщина 50 нм- менее диаметра НП) лёгкая ось ориентировалась уже в направлении перпендикулярном оси НП.

Для НП Ni/Cu с толщиной слоёв около 8 нм был изучен эффект ГМС. Измерения проводились двухзондовым методом, при этом сопротивление образцов зависит от количества единичных проволок, контактирующих с токоподводом. В исследуемых образцах сопротивление в отсутствии внешнего магнитного поля составляло 244,2 Ом и 198,6 Ом. При приложении внешнего магнитного поля сопротивление образцов уменьшалось. Максимальное значение приложенного внешнего магнитного поля составляло 2594 Э. При этом сопротивление образцов уменьшилось до 241,8 Ом и 197,3 Ом, что составило 0,98% и 0,66% соответственно. Полученные зависимости приведены на Рис.3.

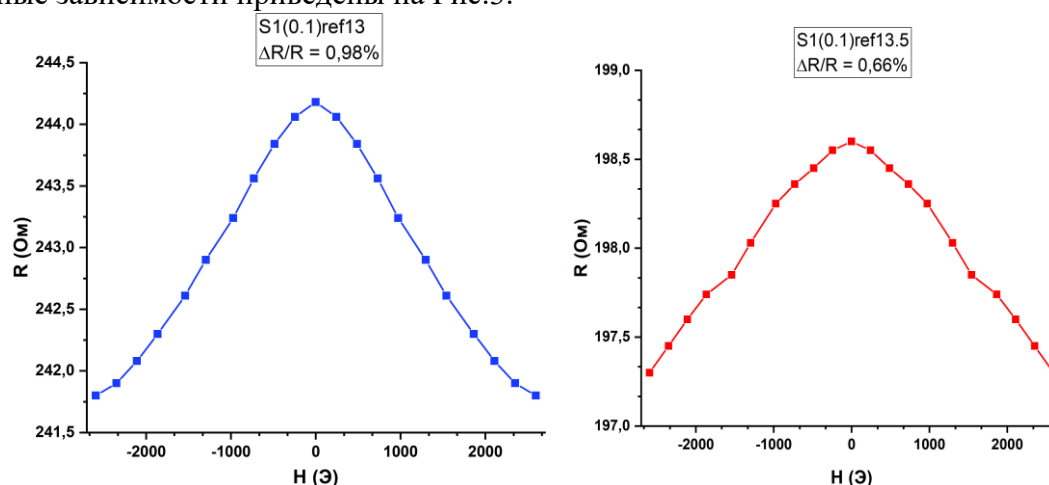


Рис. 3. ГМС измерения двух образцов Ni/Cu НП.

Двухванновым методом были получены слоевые НП другого типа- с чередованием слоёв только магнитных сплавов (см. выше). На этих образцах были проведены эксперименты по генерации излучения. Известно, что при протекании тока через первый намагниченный слой



происходит его спиновая поляризация. При переходе электронов в другой магнитный слой и их последующей релаксации возможно возникновение электромагнитного излучения. Проведённые эксперименты показали, что пропускание тока через полученный массив НП генерируется излучение терагерцовой частоты. Ряд экспериментов (пороговый характер его возникновения, характер нарастания интенсивности сигнала) доказывают его нетепловую природу. Была также подобрана геометрия нанесения на образец контактных токоподводящих слоёв – в виде узких параллельных полос, обеспечивающих условия вывода излучения.

Благодарности. Авторы благодарят проф. П.Ю. Апеля (ОИЯИ, г.Дубна) за предоставление образцов трековых мембран. Работы проводились в рамках Госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и при частичной поддержке (исследование ТГц-генерации) гранта РФФИ 20-07-00349 А

#### **Список использованных источников:**

1. Вонсовский С. В. Магнетизм //Издательство «Наука» - 1971г. С 1032.

## СТРУКТУРНЫЕ, МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ ТИПА ЯДРО@ОБОЛОЧКА НА ОСНОВЕ КАРБИДА ЖЕЛЕЗА

**Заяханов В.А.**

Аспирант, Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Старчиков С.С.**

Старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Васильев А.Л.**

Заведующий лабораторией, к.ф.-м.н., Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Любутин И.С.**

Главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Фунтов К.О.**

Младший научный сотрудник, Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Любутина М.В.**

Ведущий инженер, Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

**Куликова Л.Ф.**

Старший научный сотрудник, к.х.н., Россия, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

**Агафонов В.Н.**

П

**Давыдов В.А.**

Главный научный сотрудник, д.х.н., Россия, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

**Аннотация.** Работа посвящена нанокompозитам ядро@оболочка на основе карбида железа Fe<sub>7</sub>C<sub>3</sub>, полученным в процессе превращения ферроцена Fe(C<sub>5</sub>H<sub>5</sub>)<sub>2</sub> при высоком давлении 8 ГПа и высокой температуре 900 °С при времени изотермической выдержки от 10 до 10000 секунд. В данной работе использовался комплекс экспериментальных методов: порошковая рентгеновская дифракция, рамановская спектроскопия, просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), электронная дифракция, энергодисперсионный рентгеновский микроанализ и мёссбауэровская спектроскопия.<sup>Д</sup>

х

.

н

.

,

**Ключевые слова:** нанокompозиты, наночастицы ядро@оболочка, мёссбауэровская спектроскопия, карбиды железа,  $Fe_7C_3$ .

## **STRUCTURAL, MAGNETIC AND ELECTRONIC PROPERTIES NANOCOMPOSITES OF THE CORE@SHELL TYPE BASED ON IRON CARBIDES**

**Zayakhanov V.A.**

Post-graduate student, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**Starchikov S.S.**

Senior Researcher, PhD, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**Vasiliev A.L.**

Head of Laboratory, PhD, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**Lyubutin I.S.**

Chief Researcher, D.Sc, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**Funtov K.O.**

Junior Research Fellow, Russia, Institute of Crystallography. Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**Lyubutina M.V.**

Leading Engineer, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

**Kulikova L.F.**

Senior Researcher, PhD, Russia, L.F. Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS

**Agafonov V.N.**

Professor, D.Sc., France, GREMAN, UMR CNRS 7347, Francois Rabelais University, 37200 Tours

**Davydov V.A.**

Chief Researcher, D.Sc, Russia, L.F. Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS

**Annotation.** *The work is devoted to core@shell nanocomposites based on iron carbide  $Fe_7C_3$ , obtained during the decomposition of ferrocene  $Fe(C_5H_5)_2$  at a high pressure of 8 GPa and a high temperature of 900 °C with an isothermal time from 10 to 10000 seconds. In this work, a set of experimental methods was used: powder X-ray diffraction, Raman spectroscopy, transmission electron microscopy, electron diffraction, energy-dispersive X-ray microanalysis, and Mössbauer spectroscopy.*

**Keywords:** *nanocomposites, nanoparticles core@shell, Mössbauer spectroscopy, iron carbides,  $Fe_7C_3$ .*

Железосодержащие наночастицы привлекают широкий научный интерес благодаря своим уникальным магнитным и химическим свойствам. Они нашли широкое применение в различных областях, таких как катализ, синтез Фишера-Тропша, хранение данных, экологические применения, защита от коррозии, биомедицина. Наночастицы карбида железа в

углеродных оболочках обладают высокой биосовместимостью и намагниченностью насыщения, что важно для биомедицинских применений, например, при лечении раковых опухолей с помощью гипертермии и в качестве гибридных наноносителей лекарственных средств [1].

Одним из способов получения нанокompозитов карбидов железа в углеродных оболочках является разложение ферроцена  $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$  при высоком давлении и температуре [2]. Изменяя температуру и время изотермической выдержки, можно контролируемо получать нанокompозиты различного размера и состава.

В данной работе представлены результаты комплексного исследования нанокompозитов типа ядро@оболочка полученных при разложении ферроцена при давлении 8 ГПа, температуре 900 °С и времени изотермической выдержки от 10 до 10000 секунд. Результаты ПЭМ (рисунок 1а) для образца, полученного при изотермической выдержке 10000 секунд показали, что наночастицы имеют средний размер около 250 нм и состоят из ядра и оболочки. В результате исследований было установлено, что ядро состоит из карбида железа  $\text{o-Fe}_7\text{C}_3$  с ромбической кристаллической структурой, оболочка состоит из двух слоев – оксида железа  $\text{Fe}_x\text{O}_y$  с кубической кристаллической структурой и углерода С (рисунок 1б). Изучена структура, фазовый состав, морфология и магнитные свойства полученных нанокompозитов при разных временах выдержки. Обсуждается кинетика механизма разложения ферроцена при данных условиях с образованием нанокompозитов.

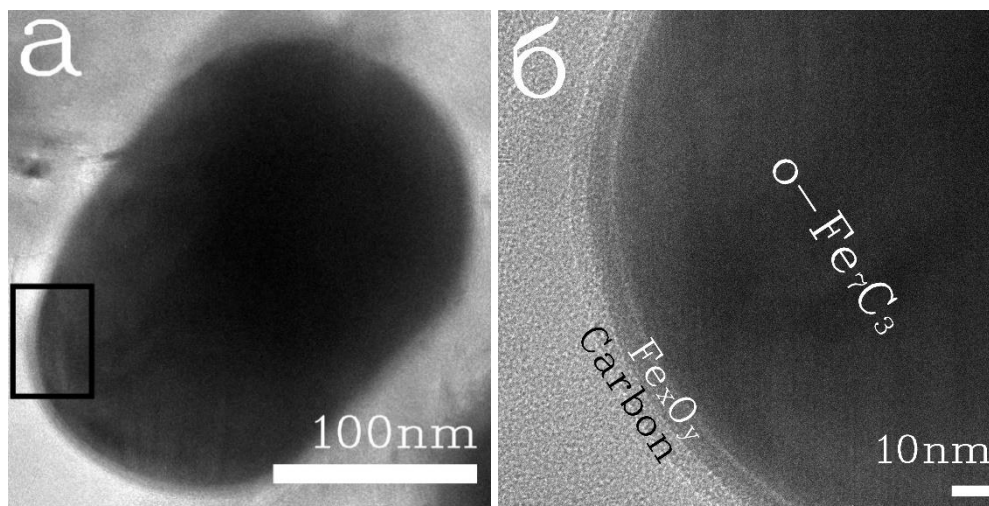


Рис. 1. а) ПЭМ изображение образца 10000 с; б) ПЭМ изображение высокого разрешения выделенной на рис.1а области. Хорошо видна двухслойная оболочка нанокompозита

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-00095) в части анализа порошковых рентгенограмм, проведения мессбауэровских и рамановских экспериментов, обработке и анализу результатов, и Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части экспериментов по просвечивающей электронной микроскопии нанокompозитов.

#### Список использованных источников:

1. Yu J. et al. Magnetic Reactive Oxygen Species Nanoreactor for Switchable Magnetic Resonance Imaging Guided Cancer Therapy Based on pH-Sensitive  $\text{Fe}_5\text{C}_2@ \text{Fe}_3\text{O}_4$  Nanoparticles // ACS Nano. 2019. Vol. 13, № 9. P. 10002–10014.
2. Baskakov A.O. et al. Mechanism of Transformation of Ferrocene into Carbon-Encapsulated Iron Carbide Nanoparticles at High Pressures and Temperatures // Inorg. Chem. 2018. Vol. 57, № 23. P. 14895–14903.

## **МОРФОЛОГИЯ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦЫ СУЛЬФИДОВ ЖЕЛЕЗА, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ СУРФАКТАНТАМИ**

**Иванцов Р.Д.**

с.н.с., Институт физики Киренского - Федеральный исследовательский центр  
КНЦ СО РАН

**Лин Ч.-Р.**

Профессор, кафедра прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

**Князев Ю.В.**

н.с., Институт физики Киренского - Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН,

Сибирский федеральный университет

**Чен И.Ч.**

Магистрант, кафедра прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

**Жарков С.М.**

д.ф.-м.н., профессор, Институт физики Киренского - Федеральный исследовательский центр  
КНЦ СО РАН, Сибирский федеральный университет

**Лин Э.С.**

Магистр, факультет прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

**Чен Б.И.**

Магистр, факультет прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

**Ценг Ю.Т.**

Доцент, кафедра прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

**Эдельман И.С.**

д.ф.-м.н., профессор, Институт физики Киренского - Федеральный исследовательский центр  
КНЦ СО РАН

***Аннотация.** Исследованы морфология, магнитные и структурные свойства наночастиц сульфидов железа ( $Fe_xS_y$ ), полученных методом термического разложения с использованием сурфактантов олеиламина, 1-гексадециламина и октадециламина. Наличие поверхностно-активного слоя подтверждается ИК-Фурье спектроскопией и термогравиметрическим анализом. Структурный анализ и мессбауэровская спектроскопия синтезированных наночастиц показали, что в случае сурфактантов ОЛА и ГДА основной фазой является  $Fe_3S_4$  с включениями  $Fe_9S_{11}$ , и, значительная примесь  $FeS_2$ , и даже  $Fe_2O_3$  в случае ОДА сурфактанта. Отклонения распределения ионов железа по позициям в кристаллитах от распределения железа по позициям в монокристалле чистого грейгита и заметные изменения в спектрах магнитного кругового дихроизма (МКД) объясняются влиянием сурфактантов на процесс образования частиц, а также ролью границы между магнитным ядром и органической оболочкой.*

**Ключевые слова:** грейгит, термическое разложение, поверхностно-активные вещества, эффект Мессбауэра, ИК-Фурье спектры, магнитный круговой дихроизм, сульфиды железа.

## **MORPHOLOGY AND MAGNETIC PROPERTIES OF IRON SULPHIDES NANOPARTICLES SYNTHESIZED BY THE THERMAL DECOMPOSITION METHOD WITH DIFFERENT SURFACTANTS**

**Ivantsov R.D.**

PhD, Kirensky Institute of Physics - Federal Research Center KSC SB RAS

**Lin C.-R.**

Professor, Department of Applied Physics - National Pingtung University

**Knyazev Y.V.**

PhD, Kirensky Institute of Physics - Federal Research Center KSC SB RAS,  
Siberian Federal University

**Chen Y.Z.**

Master degree student, Department of Applied Physics - National Pingtung University

**Zharkov S.M.**

Dr. Sc., Kirensky Institute of Physics - Federal Research Center KSC SB RAS,  
Siberian Federal University

**Lin E.S.**

Master degree student, Department of Applied Physics - National Pingtung University

**Chen B.Y.**

Master degree student, Department of Applied Physics - National Pingtung University

**Tseng Y.T.**

Associated professor, Department of Applied Physics - National Pingtung University

**Edelman I.S.**

Dr. Sc., professor, Kirensky Institute of Physics - Federal Research Center KSC SB RAS

**Annotation.** *Morphology, magnetic, and structural properties were investigated of the iron sulphides ( $Fe_xS_y$ ) nanoparticles fabricated by the thermal decomposition method using oleylamine, 1-hexadecylamine and octadecylamine surfactants. The presence of surfactant layer is confirmed by FT-IR spectroscopy and thermo-gravimetric analysis. The structural analysis and Mössbauer spectroscopy of synthesized nanoparticles showed in main  $Fe_3S_4$  phase with inclusions of  $Fe_9S_{11}$  in cases of OLA and HDA surfactants and significant admixture of  $FeS_2$  and even  $Fe_2O_3$  in case of ODA surfactant. Deviations of iron ions distribution among crystal positions from that in bulk pure greigite and the pronounce changes in the magnetic circular dichroism (MCD) spectra are explained with the influence of surfactants on the particles formation process as well with the role of the boundary between magnetic core and organic shell.*

**Keywords:** *greigite, thermal decomposition, surfactants, Mössbauer effect, FT-IR spectra, magnetic circular dichroism, iron sulphides*

An increasing interest in chalcogenide nanoparticles (NPs), in particular, iron sulfides NPs is due to the transition from the ionic character of bonds in the widely studied and applied iron oxides to the covalent character in the chalcogenides which leads to an appearance of transport and optical properties, similar to those of semiconductors or even metals, and the emergence of new fields of application.

The chemical and phase composition, magnetic properties, and possibilities of practical applications of NPs can be controlled by synthesis methods. One of the most frequently used is the thermal decomposition method [1], the advantages of which are the simplicity of the experiment, mild

conditions, and a relatively short reaction time. In this case, it is possible to use surfactants that perform a double function: controlling the growth of particles and preventing their aggregation. Many researchers have used surfactants to control the properties of the magnetite NPs (e.g., [2]). For iron sulfide NPs, such studies are just beginning; in particular, we recently published the first results of studying the effect of surfactants on the Mössbauer and magneto-optical spectra of greigite NPs [3]. This work is devoted to the in-depth study of the effect of three different amines on the morphology, phase composition, and magnetic properties of iron sulfide ( $\text{Fe}_x\text{S}_y$ ) NPs.

NPs were synthesized with the thermal decomposition of the mixture of complexes of the fatty amines: oleylamine,  $\text{C}_{18}\text{H}_{35}\text{NH}_2$ , – sample OLA, 1-hexadecylamine,  $\text{C}_{16}\text{H}_{33}\text{N}$ , – sample HDA and octadecylamine,  $\text{C}_{18}\text{H}_{39}\text{N}$ , with iron nitrate,  $(\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O})$ , sulfur powder, and oleic acid (OA). OLA, HDA and ODA being kinds of alkyl-amines were used here as surfactants, oleic acid provided more rapid kinetics. The reaction parameters used in the synthesis of a series of iron sulfide NPs are listed in (Tab. 1).

*Table 1. The brief description of the synthesis process and phase composition according to the Mössbauer effect*

Sample name	Synthesis description	Phase composition
$\text{Fe}_3\text{S}_4$ -OLA)*	S-powder+ $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ +OLA+OA (240 °C, 30min.)	$\text{Fe}_3\text{S}_4$ + ~2% $\text{Fe}_9\text{S}_{11}$
$\text{Fe}_3\text{S}_4$ -HDA	S-powder+ $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ +HDA+OA (240 °C, 30min.)	$\text{Fe}_3\text{S}_4$ + ~5% $\text{Fe}_9\text{S}_{11}$
$\text{Fe}_3\text{S}_4$ -ODA	S-powder+ $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ +ODA+OA (240 °C, 30min.)	$\text{Fe}_3\text{S}_4$ + ~33% $\text{FeS}_2$ + ~45% $\text{Fe}_2\text{O}_3$

\*) The formula is used here and hereinafter only for designation of samples.

Morphology of the synthesized NPs was examined using a JEM-2100 transmission electron microscope (JEOL Ltd.) operating at an accelerating voltage of 200 kV. Selected-area electron diffraction (SAED) was used to determine the structure of separate NPs. Fourier transform infrared absorption (FT-IR) spectra were recorded with the VERTEX 70 (Bruker Optic GMBH) spectrometer in the spectral region of  $400 \div 4000 \text{ cm}^{-1}$  with spectral resolution  $4 \text{ cm}^{-1}$ . To obtain FT-IR spectra, a transparent tablets were prepared by pressing a mixture of powders of KBr and of nanoparticles with a concentration 0.7%. The differential Scanning Calorimeter DSC 204 F-1 Phoenix (NETZSCH) was used to estimate the strength of the surfactants bonding with the magnetic core. The Mössbauer effect spectra of the samples were obtained on an MS-1104Em spectrometer in transmission geometry with a  $^{57}\text{Co}$  (Rh) radiation source at 300 K. Magnetic properties of the samples were studied using MCD in energy range 1.25–3.5 eV in a magnetic field of 1.3 T at a temperature of 300 K in transmitted light on the transparent containing NPs composite plates made in a special way in weight ratio of NPs to silicon as the 0.5 / 100 [3,4]. The measurement accuracy was about  $10^{-4}$ , and the spectral resolution was  $20\text{--}50 \text{ cm}^{-1}$ , depending on the wavelength.

For all samples, NPs observed with electron microscope were of different shapes - mainly regular hexagons and parts of hexagons and with a large size distribution (Fig. 1). Absence of contact between neighboring NPs (for example, Fig. 1b) may indicate the presence of an organic NPs coating. SAED patterns confirmed good NPs crystallinity, and the crystal structure of larger NPs belonging to the  $\text{Fe}_3\text{S}_4$  of Fd-3m space group but admixtures of sulfur compounds with the higher S content could not be excluded in smaller NPs.

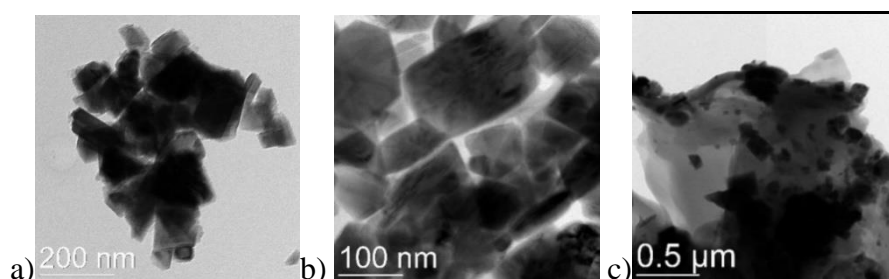


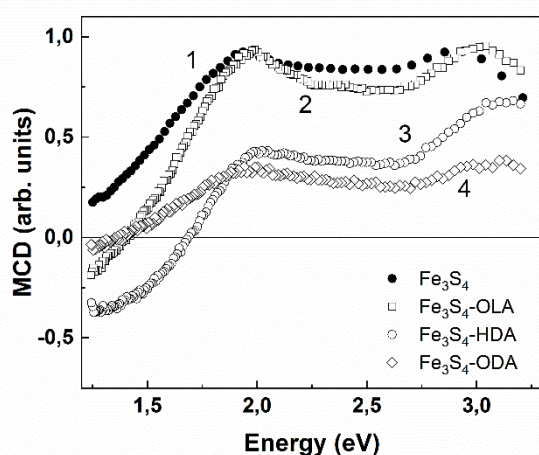
Fig. 1. TEM images in different scales of the Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-OLA (a), Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-HDA and Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-ODA (c) NPs.

Presence of the coating organic layers on nanoparticles was confirmed by DTA and the FT-IR spectra analysis of all three samples in comparison with FT-IR spectra of uncoated Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub> NPs and pure OLA, ODA and HDA surfactants. In all FT-IR spectra, bands are observed characteristic of C-S chemical bonds of organic shell with crystal core of samples. The DTA results showed the stability of the core structure of all samples up to 850 °C. The weight losses upon heating indicated that the organic coatings of the magnetic core is much thicker in the HDA and ODA samples as compared to the OLA sample, which agrees with the electron-microscope image. After heating during DTA experiments for Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-HAD and Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-OLA samples the FT-IR spectra became similar to the FT-IR spectrum of uncoated Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub> NPs. Judging by the weight loss upon heating, the organic coating on the magnetic core is much thicker in the ODA sample as compared to the HDA and in the HDA sample comparing to the OLA, which agrees with the electron-microscope images.

Mossbauer spectra analysis revealed a superparamagnetic state at room temperature of about one third of the nanoparticles both for Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-OLA and Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-HDA and three quarters for Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-ODA. In this last case, doublet in the Mossbauer spectrum characteristic of superparamagnetism is preserved even at 4.2 K though less intense. Besides, Mossbauer spectra revealed deviations in the distribution of Fe<sup>3+</sup> and Fe<sup>2+</sup> ions over crystal positions from that in the inverted spinel in which greigite belongs. The population of the tetrahedral positions of the inverted spinel, in our case Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>, should be half of that of the octahedral ones, which is not observed in the present samples. At that, a deficiency of iron ions in A positions are observed for sample Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-OLA and Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-ODA while for Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>-HDA sample there are not enough ions in the B positions. It is assumed that different chemical activity and different degree of unsaturation of the surfactant molecules effects on the properties of the NPs magnetic core in the course of its formation.

In Fig. 3, MCD spectra are shown for all samples together with spectrum of the greigite NPs synthesized earlier with polyol mediated process. All three spectra are close to each other in shape; the energy of maximum near 2 eV stays, practically, unchanged, while the point of the MCD curve intersection with the energy axis shifts differently to higher energies. The shifts are evidently stronger for the HDA sample, even a new negative peak near 1.3-1.4 eV becomes apparent for this sample. These changes can be explained by the influence of types of coatings on the Fe ions distribution between octahedral and tetrahedral crystal positions. This can lead to some changes in the density of states and, consequently, to the observed shift of bands in the MCD spectrum and a redistribution of the maxima intensities.

Summarizing the results of the work. Differential thermal analysis revealed a different percentage of the surfactants absorbed on the particles surface. The major weight loss was observed for the octadecylamine. FTIR spectra suggested the coordination of the different surfactant to the surface of the synthesized nanoparticles. Mössbauer data indicated close to the single phase, Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>, composition for OLA and HDA surfactants while several phases Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>, FeS<sub>2</sub>, and even Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> coexisted in particles forming with ODA. Only for the OLA sample, MCD spectrum (extremely sensitive to a sample phase composition) coincides with that of the Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub> NPs synthesized with the polyol mediated process [3]. For the HDA sample the redistribution of the spectral maximum intensities and the whole spectrum shift to higher energies are observed. In the case of ODA, the MCD signal decreases dramatically. Thus, all three types of surfactants used ensure the formation of an organic shell chemically bound to the magnetic core of the particle, but only in the case of OLA, the magnetic core of the particle is single-phase.





*Fig. 2. Room temperature MCD spectra for the Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub> NPs, synthesized with the polyol mediated process without surfactants (1), the OLA (2), the HDA (3) and ODA (4) samples in magnetic field*

The reported study was funded by Joint Research Project of Russian Foundation for Basic Research № 19-52-52002 and Ministry of Science and Technology, Taiwan MOST № 108-2923-M-153-001-MY3 and № 106-2112-M-153-001-MY3, and by Russian Foundation for Basic Research with Government of Krasnoyarsk Territory, Krasnoyarsk Regional Fund of Science, the research project

number 19-42-240005: “Features of the electronic structure, magnetic properties and optical excitations in nanocrystals of the multifunctional magnetic chalcogenides Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub> and FeSe”.

### References

- [1] Yu W.W., Falkner J.C., Yavuz C.T., Colvin V.L., Synthesis of monodisperse iron oxide nanocrystals by thermal decomposition of iron carboxylate salts // Chem. Commun. – 2004. – № 20. – P. 2306 – 2307.
- [2] Arévalo P., Isasi J., Caballero A.C., Marco J.F., Martín-Hernández F., Magnetic and structural studies of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles synthesized via co-precipitation and dispersed in different surfactants // Ceramic International – 2017. – № 43. –P. 10333-10340.
- [3] Ivantsov R.D., Lin C.-R., Ivanova O.S., Altunin R.R., Knyazev Y.V., Molokeev M.S., Zharkov S.M., Chen Y.-Z., Lin E.-S., Chen B.-Y., Shestakov N.P., Edelman I.S., Mossbauer and MCD spectroscopy of the Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub> nanoparticles synthesized by the thermal decomposition method with two different surfactants // Current Applied Physics – 2021. – № 25. –P. 55-61.
- [4] Petrov D.A., Lin C.R., Ivantsov R.D., Ovchinnikov S.G., Zharkov S.M., Yurkin G.Y., Velikanov D.A., Knyazev Y.V., Molokeev M.S., Tseng Y.T., Lin E.S., Edelman I.S., Baskakov A.O., Starchikov S.S., Lyubutin I.S., Characterization of the iron oxide phases formed during the synthesis of core-shell Fe<sub>x</sub>O<sub>y</sub>@C nanoparticles modified with Ag // Nanotechnology –2020. – № 31 – P.395703.

## МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ ТИПА ЯДРО/ ОБОЛОЧКА И НАНОКОМПОЗИТЫ ГРАФЕН-ФЕРРИТ ДЛЯ БИМЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ: СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

**Камзин А.С.**

д.физ.-мат.н., ведущий научный сотрудник,  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

***Аннотация.** Работа посвящена изучению магнитной структуры, фазового состава наноструктур типа Ядро/Оболочка и нанокomпозитов Графен-Феррит. Как показали мессбауэровские исследования, в композитах GrO/FeOx присутствуют фазы, идентифицированные как карбиды железа и обедненные железом кластеры углерода, не обнаруженные методом рентгеновской дифракции*

***Ключевые слова:** магнитные наноструктуры типа ядро/оболочка, нанокomпозиты Gr-Ferri. Биомедицинские применения, мессбауэровская спектроскопия.*

## CORE/SHELL MAGNETIC NANOSTRUCTURES AND GrO-FERRITE NANOCOMPOSITES FOR BIOMEDICAL APPLICATIONS: STRUCTURE AND PROPERTIES

**Kamzin A.S.**

Dr.Sc., leading researcher,  
Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

***Annotation.** The work is devoted to the study of the magnetic structure, phase composition of nanostructures of the Core / Shell type and Graphene-Ferrite nanocomposites. As shown by Mössbauer studies, the GrO / FeOx composites contain phases identified as iron carbides and iron-depleted carbon clusters that were not detected by X-ray diffraction.*

***Keywords:** core/shell magnetic nanostructures, GrO-Ferrite nanocomposites, magnetic structures, Mossbauer spectroscopy*

Работа посвящена изучению магнитной структуры, фазового состава наноструктур типа Ядро/Оболочка (Я/О) и нанокomпозитов Графен-Феррит (Г-Ф). Интерес к этим материалам определяется перспективностью их использования в биомедицине (см. [1-3] и ссылки в них). Основным методом, используемым для исследований, была мессбауэровская спектроскопия потому, что мессбауэровская спектроскопия является высокочувствительным и эффективным средством изучения фазовых состояний, магнитной структуры как сложных композитов, так и отдельных компонентов, составляющих сложные магнитные структуры и получения информации, недоступной другим методикам.

Наноструктуры типа Я/О состоят из ядра, в качестве которого можно использовать магнетик с высоким магнитным моментом (например, железо или другие). Ядро покрывается оболочкой из магнетика, обладающего высокой биологической совместимостью. Наноккомпозиты Г-Ф состоят из графена и ферритов шпинели, например магнетита ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), кобальтовой шпинели ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ). Основным преимуществом таких материалов является их многофункциональность, а также возможность оптимизации физико-химических свойств материала. Достижения в области нанотехнологий позволяют изготавливать такие многофункциональные частицы. Синтез наноструктур типа Я/О и наноккомпозитов Г-Ф, оказался возможным благодаря прогрессу в технологиях изготовления магнитных многокомпонентных наночастиц.

В результате проведенной работы изучена зависимость свойств наноструктур типа Я/О и наноккомпозитов Г-Ф от технологии синтеза и размера частиц, исследовано взаимодействие компонент и их влияние друг на друга, а также фазовые состояния и магнитные структуры, существенно влияющие на свойства таких материалов.

Так в случае наноструктур  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  типа Я/О установлено, что они состоят из ядра (магнетит  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) и оболочки (маггемит  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ). На поверхности оболочки формируется слой, спиновые магнитные моменты в котором скошены относительно моментов внутри оболочки. Между ядром и оболочкой образуется промежуточный слой, который находится в спин-стекольном состоянии.

Наноккомпозиты  $\text{GrO/FeOx}$  состоят из магнетита ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), гематита ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ), магнитных наночастиц в парамагнитном состоянии. Кроме вышеупомянутых фаз, как показали мессбауэровские исследования, в композитах  $\text{GrO/FeOx}$  присутствуют фазы, идентифицированные как карбиды железа и обедненные железом кластеры углерода, не обнаруженные методом рентгеновской дифракции.

#### Список использованных источников:

1. Камзин А.С., Obaidat I.M., Валлиулин А.А., Семенов В.Г., Al-Omari I.A. Мёссбауэровские исследования состава и магнитной структуры наноккомпозитов  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\square\text{-Fe}_2\text{O}_3$  типа ядро–оболочка при температура 300 и 80К (Часть I) // Физика Твердого Тела. т.60 - 2021 - С.1715 - 1725.
2. Камзин А.С., Obaidat I.M., Валлиулин А.А., Семенов В.Г., Al-Omari I.A. Мёссбауэровские исследования состава и магнитной структуры наноккомпозитов  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\square\text{-Fe}_2\text{O}_3$  типа ядро–оболочка во внешнем магнитном поле (Часть 2)// Физика Твердого Тела. т.62 - 2020 - С.1919-1924.
3. Камзин А.С., Obaidat I.M., Козлов В.А., Воронина Е.В., Narayanaswamy V., Al-Omari I.A. Наноккомпозиты оксид графена/оксид железа ( $\text{GrO/FeOx}$ ) для биомедицины: синтез и исследования. // Физика Твердого Тела. 2021 - т.63 -С.900.

## РАЗМЫТЫЕ МАГНИТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $\text{NiFe}_2\text{O}_4 / \text{SrTiO}_3$ (001)

**Кричевцов Б.Б.**

д.ф.м.н., в.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

**Гастев С.В.**

к.ф.м.н., с.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

**Коровин А.М.**

м.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

**Кавеев А.К.**

к.ф.м.н., с.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

**Бурсиан В.Е.**

к.ф.м.н., вед. инженер, ФТИ им. А.Ф. Иоффе

**Соколов Н.С.**

д.ф.м.н., г.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

***Аннотация.** С помощью магнитооптических методов исследован процесс переключения намагниченности в нано-гетероструктурах  $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SrTiO}_3(001)$ , полученных методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии. В модели Стонера-Волфорта с учетом возможности доменного механизма переключения анализировались полевые зависимости линейных и квадратичных магнитооптических явлений в отражении при различных ориентациях магнитного поля в плоскости структуры. Пленки  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  обладают двуосной магнитной анизотропией в плоскости и в зависимости от азимута магнитного поля процесс переключения происходит путем одного или двух скачков намагниченности. В отожженных структурах первый скачек намагниченности обусловлен доменным механизмом. Второй скачек размыт и описывается с учетом разброса величины поля анизотропии и ориентации легких осей в различных областях пленки. Степень размытия может быть использована для оценки качества пленок. В “as-grown” структурах удалось наблюдать только один скачок при любых ориентациях магнитного поля.*

***Ключевые слова:** магнитные наноструктуры, переключение намагниченности, магнитооптические явления, магнитная анизотропия*

## DIFFUSED MAGNETIC TRANSITIONS IN NANOHETEROSTRUCTURES $\text{NiFe}_2\text{O}_4 / \text{SrTiO}_3$ (001)

**Krichevtsov B.B.**

Dr.Sc., Leading researcher, Ioffe Institute

**Gastev S.V.**

Ph.D., Senior researcher, Ioffe Institute

**Korovin A.M.**

Junior researcher, Ioffe Institute

**Kaveev A.K.**

Ph.D., Senior researcher, Ioffe Institute

**Bursian V.E.**

Ph.D., Leading engineer, Ioffe Institute

**Sokolov N.S.**

Dr.Sc., Principal researcher, Ioffe Institute

**Annotation.** *The magnetization reversal process in NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> / SrTiO<sub>3</sub> (001) nano-heterostructures prepared by laser molecular beam epitaxy is studied using magneto-optical methods. The field dependences of linear and quadratic magneto-optical phenomena in reflection were analyzed in frames of Stoner-Wohlfarth model, taking into account the possibility of the domain switching mechanism, for various orientations of the in-plane magnetic field. NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> films have in-plane biaxial magnetic anisotropy and the switching process occurs through one or two jumps of magnetization, depending on the azimuth of the magnetic field. In the annealed structures, the first magnetization jump is due to the domain mechanism. The second jump is diffused and described taking into account the scatter of the anisotropy field and the orientation of the easy axes in different regions of the film. The degree of diffusion can be used to evaluate the quality of films. In as grown structures, magnetization switching one jump was observed at any orientation of the magnetic field.*

**Keywords:** *magnetic nanostructures, magnetization switching, magneto-optical phenomena, magnetic anisotropy*

Магнитные наноструктуры вызывают большой интерес в связи с интенсивным развитием магноники и спинтроники [1]. При разработке и характеристике новых магнитных наноструктур важную роль играют исследования процесса намагничивания, которые позволяют выявить механизмы переключения намагниченности, определить тип магнитной анизотропии и оценить описывающие ее параметры. Целью настоящей работы является магнитооптические (МО) исследования процесса переключения намагниченности в пленках никелевого феррита NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> (NFO) толщиной несколько десятков нанометров, выращенных методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках SrTiO<sub>3</sub>(001). В геометрии продольного эффекта Керра (ЛМОКЕ) измерялись петли гистерезиса поворота плоскости поляризации и/или эллиптичности света ( $\lambda=405$  nm) при перемагничивании структур магнитным полем в плоскости. Разложение петель на антисимметричную симметричную по магнитному полю части позволило выделить вклад линейных и квадратичных по намагниченности МО явлений. Особое внимание уделялось вкладу квадратичных явлений, поскольку они оказались удобным инструментом для изучения анизотропии процесса переключения.

Предыдущие исследования магнитных нанослоев Fe, Co<sub>2</sub>FeSi, Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub>, Co<sub>2</sub>FeAl и др., выращенных на подложках типа MgO(001), проведенные с использованием магнитных и магнитооптических методов, показали, что процесс переключения в них может включать один (1j-process) или два (2j-process) скачка намагниченности [4-6]. Реализация того или иного процесса зависит от ориентации магнитного поля в плоскости и величин двуосной и одноосной магнитной анизотропии. Скачки происходили в слабых полях, значительно меньших поля двуосной анизотропии  $H_a$ , за счет зарождения доменов и движения доменных стенок. Исследования линейных и квадратичных МО явлений в отражении света при перемагничивании

таких структур стимулировал развитие векторной магнитооптики, позволившей изучать траектории вектора намагниченности при переключении [2-6].

Как показал анализ симметричных по магнитному полю вкладов в МО петли гистерезиса (SP), процесс переключения намагниченности в “as grown” и отожженных NFO / STO(001) структурах существенно отличаются. В первом случае при любой ориентации магнитного поля наблюдается лишь 1j-process. Во втором он реализуется только, если отклонение магнитного поля от легких осей не превышает  $\sim 20^\circ$ , а при других азимутах поля осуществляется 2j-process. Слабая зависимость коэрцитивного поля  $H_c$  от азимута магнитного поля показывает, что скачек намагниченности в “as grown” структурах и первый скачек в отожженных структурах происходит путем зарождения и движения доменных стенок. Петли гистерезиса и полевые зависимости SP в “as grown” и отожженных NFO структурах показаны на Рис.1.

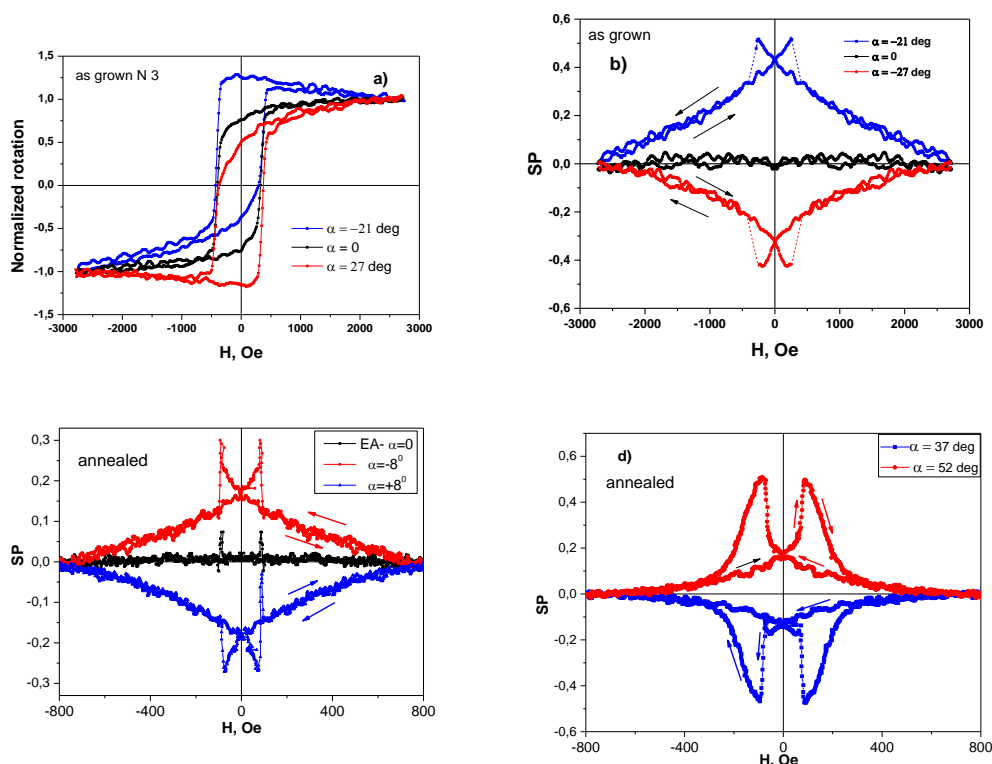


Рис.1 Нормализованные петли гистерезиса поворота плоскости поляризации ( $\lambda = 405 \text{ nm}$ ) (a). Полевые зависимости симметричной части (SP) петли при различных отклонениях магнитного поля  $\alpha$  от легкой оси в не отожженной структуре (b). Полевые зависимости SP при  $\alpha = 0, \pm 8^\circ$  (b) и  $\alpha = 37^\circ$  и  $52^\circ$  отожженной NFO структуре (d).

Описание полевых зависимостей SP проводилось в рамках модели Стонера-Волфорта при учете линейных и квадратичных по намагниченности вкладов в измеряемый МО эффект [4]. Поле дуосной анизотропии  $H_a$  оценивалось из анализа полевых зависимостей SP в области поворота намагниченности. На Рис.2 показаны полевые зависимости SP в отожженной структуре и результаты расчета в модели Стонера-Волфорта при учете доменного механизма переключения при  $H = H_c$ . Вместо второго скачка, который должен произойти в поле  $H_2$ , в эксперименте наблюдается непрерывная полевая зависимость SP(H). Такое поведение свидетельствует о сильном размытии второго скачка, которое может быть обусловлено дисперсией поля анизотропии  $H_a$  и ориентации легких осей в различных участках пленки. Присутствие дисперсии легких осей в отожженных структурах подтверждается специфическими максимумами  $H_c$  вблизи трудных осей. Дисперсия  $H_a$  слабее сказывается на размытии 1-го скачка, поскольку он происходит путем движения доменных стенок.

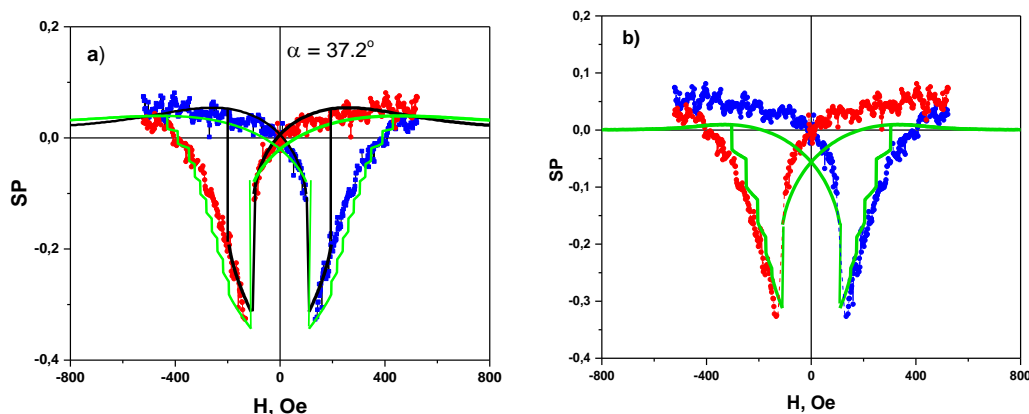


Рис.2 Полевые зависимости  $SP$  в отожженной NFO структуре при  $\alpha = \text{NA-50}$  ( $37^\circ$ ). Красные и синие линии соответствуют различным ветвям петли. Черной линией показаны результаты расчета в модели Стонера – Волфорта с учетом того, что скачек при  $H = H_c$  происходит путем зарождения и движения доменных стенок. Зеленой линией показаны результаты расчета зависимостей  $SP(H)$  при учете дисперсии поля  $H_a$  (а) и ориентации легких осей (б). Скачки соответствуют заданному распределению параметров.

В соответствие с моделью Стонера - Волфорта проявление размытия второго скачка зависит от азимута магнитного поля и наиболее сильно проявляется вблизи трудных осей. Информация о дисперсии параметров по площади пленки может быть получена из полевой зависимости  $dSP/dH$ .

Важно отметить, что, если в “as-grown” структурах линии ФМР характеризуются полушириной  $\sim 300$  Oe, то в отожженных  $\sim 100$  Oe, а в структурах подверженных специальной процедуре отжига  $\sim 50$  Oe. Именно в последних наблюдается наименьшее размытие второго скачка, что позволяет использовать результаты исследования  $SP$  для оценки качества структур.

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ:

1. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics // J. Phys. D. Appl. Phys. – 2010. – v. 43. – p. 264001.
2. Osgood R.M., Clemens B.M., White R.L. Asymmetric magneto-optic response in anisotropic thin films // Phys. Rev. B. – 1997. – v. 55. – p. 8990– 8996.
3. Cowburn R.P., Gray S.J., Ferré J., Bland J.A.C., Miltat J. Magnetic switching and in-plane uniaxial anisotropy in ultrathin Ag/Fe/Ag(100) epitaxial films // J. Appl. Phys. – 1995. –v. 78. – p. 7210 –7219.
4. Kuschel T., Bardenhagen H., Wilkens H., Schubert R., Hamrle J., Pištora J., Wollschläger J. Vectorial magnetometry using magneto-optic Kerr effect including first- and second-order contributions for thin ferromagnetic films // J. Phys. D. Appl. Phys. – 2011. – v.44. –p. 265003.
5. Jiménez E., Mikuszeit N., Cuñado J.L.F., Perna P., Pedrosa J., Maccariello D., Rodrigo C., Niño M.A., Bollero A., Camarero J., Miranda R. Vectorial Kerr magnetometer for simultaneous and quantitative measurements of the in-plane magnetization components // Rev. Sci. Instrum. – 2014. – v. 85. – p. 053904.
6. Zhang M., Ye J., Liu R., Mi S., Xie Y., Liu H.-L., Van Haesendonck C., Chen Z.-Y. Study of magnetization reversal and anisotropy of single crystalline ultrathin Fe/MgO (001) film by magneto-optic Kerr effect // Chinese Phys. B. – 2016. – v. 25. – p. 047503.

## ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС СО-NI КОМПОЗИТНЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ, ОСАЖДЕННЫХ В ПОЛИКАРБОНАТНЫЕ МЕМБРАНЫ

**Денисова Е. А.**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, доцент, ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»

**Чеканова Л. А.**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

**Комогорцев С. В.**

д.ф.-м.н., доцент, зав. лабораторией физики магнитных пленок, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

**Ли О. А.**

к.т.н., доцент, ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»

**Рауцкий М. В.**

младший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

**Немцев И. В.**

научный сотрудник, ФГБНУ Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН,

**Исхаков Р. С.**

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,

***Аннотация.** Пористый полимер, наполненный сегментированными наностержнями из магнитного металла, перспективен для создания новых микроволновых устройств. Массивы двухсегментных стержней Ni/Co и коаксиальных стержней Ni@Co получены методом химического осаждения в поликарбонатную трековую мембрану. Внутреннее эффективное магнитное поле магнитных композитных наностержней, упорядоченных на немагнитной подложке, исследовано с помощью ферромагнитного резонанса. Установлено влияние межфазных границ для двух типов стержней на эффективное поле. Обнаружено, что характеристиками ФМР можно управлять с помощью конструкции стержня (ядро-оболочка или двухсегментный стержень), свойств матрицы (пористость) и условий химического осаждения.*

***Ключевые слова:** Ni@Co коаксиальные стержни, Co/Ni двухсегментные стержни, магнитные свойства, химическое осаждение*

## FERROMAGNETIC RESONANCE IN Co-Ni COMPOSITE



# NANORODS IN POLYCARBONATE TRACK ETCHED MEMBRANE

**Denisova E. A.**

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, assistant professor, Siberian Federal University

**Chekanova L. A.**

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Komogortsev S. V.**

Ph.D, head of Laboratory of Magnetic Films Physics, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Li O. A.**

Ph.D, assistant professor, Siberian Federal University

**Rautsky M.V.**

researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Nemtsev I. V.**

researcher, Federal Research Center KSC SB RAS

**Iskhakov R. S.**

Ph.D, professor, chief researcher, Kirensky Institute of Physics, FRC KSC SB RAS

**Annotation.** *A porous polymer filled with segmented magnetic nanorods is very promising for the design of novel microwave devices. Arrays of bi-segmented Ni/Co and core-shell Ni@Co rods were prepared by electroless deposition into pores of polycarbonate track etched membrane. An intrinsic effective magnetic field of the magnetic composite nanorods aligned in the nonmagnetic template was studied by ferromagnetic resonance (FMR). The effect of the interface boundaries for two types of bi-segmented rods on effective field was established. It was found that FMR properties may be controlled through a rod design (core-shell or bi-segmented), template characteristics (porosity), and electroless deposition conditions.*

**Keywords:** *core-shell rods, bi-segmented Co-Ni rods, magnetic properties, electroless deposition*

Вытянутые элементы (нанопроволоки и нанотрубки) используются во многих областях техники, например, нанонити ядро-оболочка, многослойные трубки и их вертикальные массивы могут быть использованы для устройств спинтроники [1], [2]. Проблемы, связанные со сложными диполь-дипольными взаимодействиями в массивах таких элементов, побуждают исследовать новые конструкции этих элементов.

В данной работе докладываются результаты синтеза и исследования магнитных характеристик двухсегментных наностержней с коаксиальной (Co@Ni) и продольной (Co/Ni) сегментацией, полученных методом химического осаждения в поры поликарбонатной трековой мембраны (РСТЕ). Стержни с коаксиальной фазовой сегментацией состоят из цилиндрического кобальтового сердечника и никелевой оболочки. Стержень, сегментированный вдоль оси, представляет собой два связанных стержня из никеля и кобальта.

Осаждение Co и Ni в поры мембран осуществляется методом химического восстановления раствора соли металла с гипофосфитом натрия в качестве восстановителя. Для получения коаксиальных нанотрубок стенки пор мембраны обрабатывали хлоридом палладия в

качестве зародышеобразователя. На следующем этапе поры покрывали никелем методом химического осаждения. Процесс образования никелевых трубок контролировался методами электронной микроскопии. На последнем этапе для получения композитных стержней внутрь полой трубки осаждался кобальт. Тем же методом приготовлены и исследованы референтные образцы трубок и стержней, свойства которых в дальнейшем рассматривались как отдельные отклики оболочки или сердечника соответственно, в стержнях с коаксиальной сегментацией.

При синтезе стержней, сегментированных вдоль оси, одна сторона мембраны была покрыта тонким слоем термически напыленной меди для создания электрохимического потенциала, который способствует осаждению металла внутри каналов мембраны вдоль оси поры. Затем были изготовлены стержни Co/Ni путем последовательного химического осаждения.

По данным рентгеновской дифракции сплавы Ni и Co в стержнях обоих типов были кристаллическими с ГЦК структурой. Энергодисперсионный анализ (EDX) подтверждает структуру ядро-оболочка и однородный состав вдоль оси стержня. Толщина стенок никелевых трубок составляла около 100 нм, кобальтовый сердечник имеет диаметр около 200 нм, диаметр пор мембраны 400 нм. Линейное сканирование EDX продольно сегментированных стержней подтвердило их двухсегментную структуру с чередующимися сегментами из металлического никеля (длиной около 4,5 мкм) и кобальта (около 2,5 мкм).

Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) регистрировались на спектрометре Bruker на частоте 9,4 ГГц. Спектры ФМР для стержней Co@Ni, Co/Ni, стержней из Co и Ni и никелевых трубок показаны на рис.1. Спектры ФМР для кобальтового сердечника, никелевой трубки и никелевых стержней, нанесенных в поры мембраны с номинальным диаметром  $d \sim 400$  нм, состоят из одной линии поглощения с резонансным полем  $H_R$  1,3 кЭ (1,1 кЭ для  $d \sim 200$  нм), 1,64 кЭ и 1 кЭ соответственно. На спектрах ФМР, измеренных в поле, параллельном оси Co/Ni или Co@Ni стержней, наблюдается несколько отчетливых пиков. Следует отметить, что положение этих пиков не совпадает с положением пиков реперных образцов. Мультипиковые ФМР спектры были разложены на отдельные резонансные пики, соответствующие различным элементам составного стержня. Разложение спектров ФМР для стержней Co@Ni и Co/Ni на рис. 1. показывает, что резонансное поле  $H_R$ , соответствующее никелевой трубке, увеличивается с 1,64 кЭ для чистой трубки до 2,15 кЭ для трубки, заполненной кобальтом. Значение  $H_R$ , соответствующее кобальтовому сердечнику, уменьшается с 1,3 кЭ для проволоки из кобальта до 0,98 кЭ для кобальтовой проволоки внутри коаксиальных стержней. В спектре ФМР двухсегментных стержней наблюдается еще один дополнительный пик.

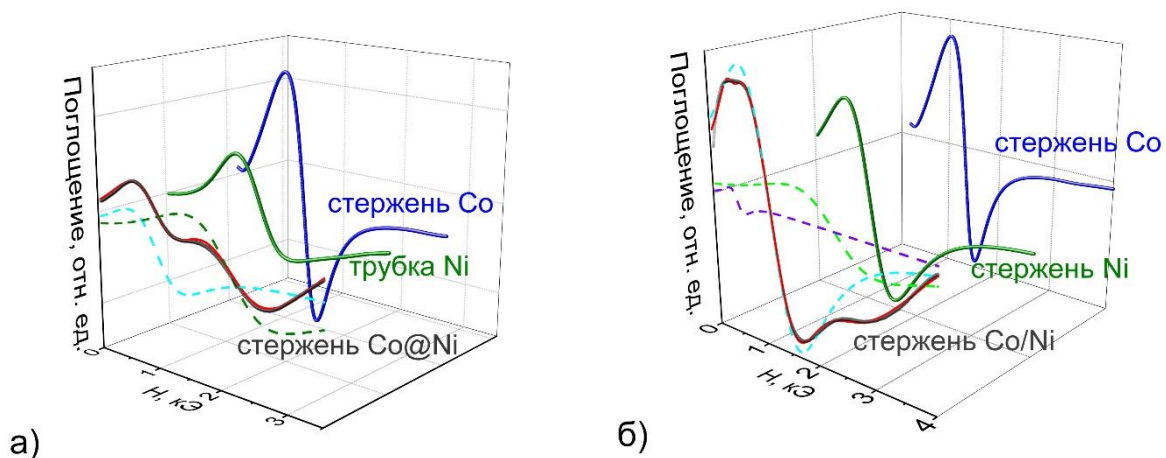


Рис. 1 (а) Спектры ФМР стержней типа ядро-оболочка Co@Ni, трубок Ni и стержней Co, результат разложения экспериментального спектра ФМР стержней Co@Ni (серая кривая) на отдельные резонансные пики, соответствующие оболочке Ni (зеленая пунктирная линия) и сердцевине Co (голубая пунктирная кривая), аппроксимация суммой линий (красная линия).

(б) Спектры ФМР для двухсегментных стержней Co/Ni, стержней Ni и стержней Co, аппроксимация (красная линия) экспериментальных спектров стержней Co/Ni (серая кривая) тремя линиями.

Магнитная анизотропия массива нанопроволок определяется двумя основными вкладами. Во-первых, магнитная анизотропия формы отдельной проволоки,  $H_{sh}$  - соответствующий вклад в общее поле анизотропии. Второй вклад обусловлен магнито-дипольной связью между проволоками и приводит к формированию магнитной анизотропии типа легкая плоскость (совпадающей с плоскостью мембраны) и характеризующейся полем  $H_{dip}$ . Из-за поликристаллического строения, а также ГЦК структуры материала стержней, вклад магнитокристаллической анизотропии пренебрежимо мал по сравнению с вкладом магнитной анизотропии формы. Вклад в магнитную анизотропию может вносить кристаллическая текстура и собственная деформация из-за магнитоупругой связи, однако этот вклад в данном случае незначительный. Таким образом, ожидается, что полное эффективное поле магнитной анизотропии задается суммой двух основных вкладов  $H_{eff} = H_{sh} + H_{dip}$ . Вклад диполь-дипольного взаимодействия между проволоками может быть оценен как  $H_{dip} = 6Pf\pi M_s$ , где  $P$  - пористость материала [3],  $f$  - объемный коэффициент заполнения, а вклад анизотропии формы как  $H_{sh} = 2\pi M_s$ . В итоге  $H_{eff} = 2\pi(3Pf-1)M_s$ . При приложении поля вдоль оси стержней уравнение Киттеля [4] будет иметь следующий вид:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_R + 2\pi M_s(1 - 3P \cdot f) \quad (1)$$

Рассчитанные с помощью этого уравнения резонансные поля массивов стержней обоих типов составляют 1,8 кЭ, 2,4 кЭ и 0,35 кЭ для массивов трубок из никеля, стержней из никеля и стержней из кобальта соответственно. Путем сравнения экспериментальных и расчетных значений  $H_R$  можно оценить величину дополнительного вклада в поле анизотропии. Наблюдаемый дополнительный вклад в  $H_{eff}$  в случае стержня типа ядро-оболочка (2,5 кЭ) больше, чем для двухсегментного стержня (0,8 кЭ). Мы предполагаем, что источником этого вклада являются межфазные границы композитных стержней. В этом случае больший вклад в  $H_{eff}$  в стержнях типа ядро-оболочка объясняется большей межфазной поверхностью в сравнении с двухсегментными стержнями.

Неоднородность распределения Co или Ni на границах слоев может также вызвать эффекты градиентной анизотропии (то есть локальные изменения эффективной магнитной анизотропии вдоль оси стержня). Такие отклонения магнитной анизотропии могут проявляться в варьировании резонансных полей для разных сегментов стержня и увеличении ширины линии ФМР. Ширина линии ФМР для стержней Ni/Co и Co@Ni действительно больше на 40 и 60% соответственно, чем для однородных образцов.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность синтеза композитных стержней с коаксиальной (Co@Ni) и продольной (Co/Ni) сегментацией. Было обнаружено, что характеристиками ФМР можно управлять с помощью конструкции стержня (ядро-оболочка или двухсегментный), свойств матрицы (пористость) и условий химического осаждения. Металлические композитные стержни, осажденные в пористую полимерную матрицу, являются хорошим кандидатом для создания новых микроволновых устройств, таких как настраиваемые СВЧ-фильтры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-43-240003. Авторы выражают благодарность Красноярскому краевому научно-исследовательскому центру ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование.

#### Список использованных источников:

3. Chong Y. T. et al. Multilayered Core/Shell Nanowires Displaying Two Distinct Magnetic Switching Events / Adv. Mater. – vol. 22, no. 22. – pp. 2435–2439. – 2010.

4. Rohan J. F. et al. Coaxial metal and magnetic alloy nanotubes in polycarbonate templates by electroless deposition / *Electrochem. commun.* – vol. 10, no. 9. – pp. 1419–1422. – 2008.
5. Darques M., Spiegel J. et al. Ferromagnetic nanowire-loaded membranes for microwave electronics,” *J. Magn. Mater.* – vol. 321, no. 14. – pp. 2055–2065. – 2009.
6. Kittel C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption / *Phys. Rev.* – vol. 73, no. 2. – pp. 155–161 – 1948.

## САМОДОСТАТОЧНОЕ ОБУЧЕНИЕ НЕЙРОМОРФНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ

**Лобанов И.С.**

к.ф.-м.н.,

ведущий научный сотрудник кафедры статистической физики

ведущий научный сотрудник физико-технического факультета университета ИТМО

**Уздин В.М.**

д.ф.-м.н., профессор,

профессор кафедры статистической физики СПбГУ

профессор физико-технического факультета университета ИТМО

***Аннотация.** Предложен подход к созданию самодостаточных самообучающихся нейроморфных устройств на основе магнитных систем. В отличие от существующих альтернативных подходов наш подход не требует использования ЭВМ для обучения устройства, а использует релаксацию для минимизации функции потерь. Описаны различные подходы к обучению и реализации вычислений магнитной нейронной сетью. Качественная возможность построения таких устройств продемонстрирована на примере решения задачи бинарной классификации.*

***Ключевые слова:** нейроморфные вычисления, переманчивание, машинное обучение*

## SELF-SUFFICIENT NEUROMORPHIC MAGNETIC SYSTEM TRAINING

**Lobanov I.S.**

PhD,

Leading Researcher, Department of Statistical Physics, St. Petersburg State University

Leading Researcher, Faculty of Physics and Engineering, ITMO University

**Uzdin V.M.**

Dr. Sc., professor,

Professor of the Department of Statistical Physics, St. Petersburg State University,

Professor of the Faculty of Physics and Engineering, ITMO University

**Annotation.** *An approach to the creation of self-sufficient self-learning neuromorphic devices based on magnetic systems is proposed. In contrast to the existing alternative approaches, our approach does not require the use of a computer to train the device, but uses relaxation to minimize the loss function. Various approaches to the training and implementation of the calculations by a magnetic neural network are described. The qualitative possibility of constructing such devices is demonstrated by the example of solving the binary classification problem.*

**Keywords:** *neuromorphic computing, remagnetization, machine learning*

Исследования в области нейроморфных вычислений на основе магнитных систем обещают в перспективе создание искусственных нейронных сетей (ИНС) высокого быстродействия и с малым потреблением энергии [1]. К настоящему моменту предложено несколько вариантов искусственных нейронов и их элементов на основе магнитных систем [1,2,3]. Все эти реализации вычисляют задающую нейронную сеть функцию, подобные электронные устройства уже в настоящее время используются для ускорения распознавания образов при пониженном энергопотреблении. Однако, все описанные подходы используют для обучения внешнее устройство, в роли которого выступает высокопроизводительная ЭВМ. Так как обучение является наиболее ресурсоемкой частью работы сети, то эти подходы не позволяют создавать самообучающиеся устройства. В настоящей работе мы демонстрируем принципиальную возможность создания самодостаточных самообучающихся магнитных устройств на примере решения задачи классификации.

Предлагаемый подход концептуально близок к оптимизационному подходу к обратимым вычислениям [4,5]. Существование функций, вычислительная сложность которых радикально отличается от сложности их обратных, является основой криптографии с открытым ключом. Если алгоритм вычисления функции удастся заменить на схему, в которой каждый вентиль является обратимым, то применение этой схемы в обратном порядке дает готовый алгоритм вычисления обратной функции. В оптимизационном подходе отдельные вентили задаются не таблицей истинности, сопоставляющей значения на входах значения на выходе, а мерой ошибки, описывающей согласование значений на входах и выходах. Тогда вычисление обратимой схемы сводится к оптимизации функции ошибки. Особенно привлекательным является использование энергии реально существующей физической системы в качестве функции ошибки, в этом случае самосогласование схемы происходит при релаксации системы. Возможность такого рода вычислений на весьма небольшом числе магнитных атомов продемонстрирована на примере разложения чисел на простые множители [6,7].

Обучение искусственной нейронной сети также сводится к оптимизации функционала, выражающего, например, в случае обучения с учителем отличие предсказаний сети от желаемых результатов. Мы предлагаем использовать диссипативные магнитные системы для автоматической минимизации ошибки обучения. Если выход сети задавать ориентацией магнитных моментов на выводах устройства, то задание желаемых результатов можно производить приложением внешнего магнитного поля к выводам, зеэмановская энергия выводов будет мерой ошибки. Достаточно сильное внешнее магнитное поле также можно использовать для задания значений на входах, добиваясь жесткого закрепления ориентации магнитных моментов на входах или для возбуждения спиновых волн, в зависимости от подхода к

реализации сети. Геометрия магнитной решетки и выбор взаимодействующих соседей определяет структуру искусственной нейронной сети и вид вычисляемой нейронной сетью функции. Функция, вычисляемая нейронной сетью, содержит параметры, обычно называемые весами. В роли весов магнитной нейронной сети можно использовать магнитные островки, такие что их спонтанное перемагничивание достаточно редкое событие. Если энергия системы доминируется зеемановской энергией выводов, то релаксация системы приводит к автоматическому выбору весов, приводящих к желаемым значениям на выводах.

Как правило, обучение происходит на достаточно большой выборке, которая может быть передана в сеть двумя способами: параллельно или последовательно. При параллельном обучении на нескольких элементах выборки магнитная система дублируется несколько раз, по числу элементов выборки: каждый дубль имеет свой набор входов и выходов, однако магнитные островки, задающие веса системы, разделяются всеми дублями. При последовательном обучении элементы выборки последовательно задаются на входах и выходах со скоростью значительно превосходящей скорость релаксации системы. Параллельный способ обучения требует создания систем более сложной геометрии и большего размера, однако не требует генерации высокочастотных управляющих полей, как в последовательном способе.

Вычисление сети на произвольных входах происходит в отсутствие внешнего магнитного поля на выводах, путем измерения намагниченности выводов. Вычисление сети возможно только на промежутке времени короче спонтанного перемагничивания, поэтому обучение системы необходимо время от времени повторять. Динамика магнитной системы при заданном внешнем магнитном поле на входах и заданном положении магнитных островков, задающих веса, определяет, как именно вычисляется функция, характеризующая нейронную сеть. Мы предлагаем два способа реализации вычислений: распространение спиновых волн через систему и релаксация быстрых степеней свободы. В случае распространения спиновых волн положение индивидуальных магнитных моментов определяется весами системы и изменяется мало в масштабе времени отдельного вычисления. Релаксационный подход использует минимизацию энергии в процессе диссипации как для вычисления сети, так и для ее обучения. Две стадии работы сети разделены за счет того, что относительно большие магнитные островки используются для хранения весов, в то время как в систему дополнительно входят магнитные моменты слабо взаимодействующие с весами, релаксация которых происходит гораздо быстрее релаксации островков, и которая обеспечивает вычисление сети.

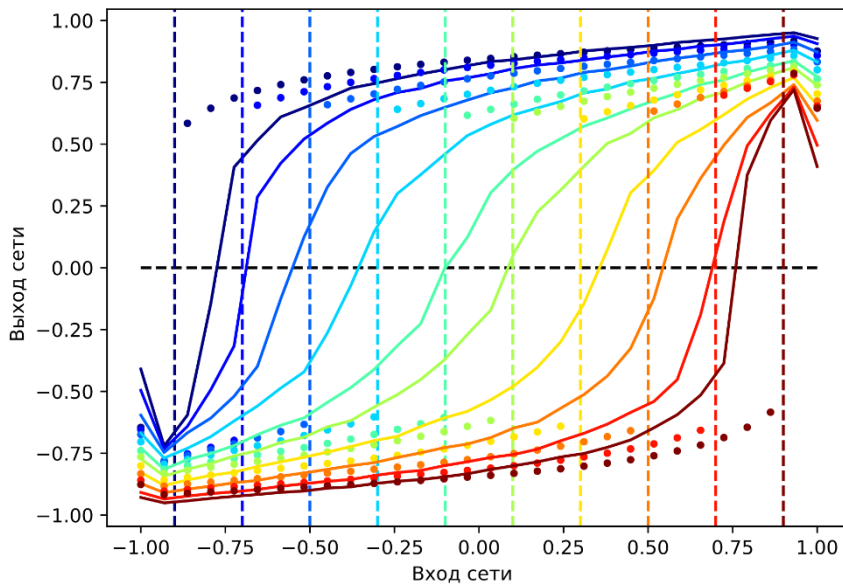


Рис. 1. Вычисляемая магнитной сетью функция.

В качестве примера мы рассмотрим задачу бинарной классификации, в которой классы образуют числа меньшие и числа большие некоторого порогового значения  $A$ , которое сеть определяет в процессе обучения. Обучающая выборка задается значениями из интервала  $[-1, 1]$  на входе и одним из двух значений  $\{-1, 1\}$  на выходе, соответствующих классам чисел меньших и больших  $A$  соответственно. Мы использовали параллельный метод обучения и 30 случайных значений в выборке, размер которой ограничивается числом копий системы в параллельном методе. Мы выбрали структуру системы в виде цепочки из 7 спинов, каждый из которых взаимодействует с двумя ближайшими соседями и одним из 7 изолированных магнитных островков, задающих вес для данного спина. В моделировании мы предполагали малый размер системы и пренебрегали дальнедействующими взаимодействиями. Полагая константу Гейзенберговского обмена между соседями в цепочке за 1, константа обмена с островками была выбрана равной 0.02. Числовые значения кодировались в  $z$  проекции намагниченности, нормированной на единицу. Значения на входе и выходе задавались  $z$  проекцией внешнего магнитного поля на крайних спинах цепочки. В численном эксперименте мы использовали релаксационный метод вычислений. Мы ввели в систему анизотропию легкая ось величины 0.02 с осью  $z$ , в результате при релаксации значения на выходе стремятся к одному из минимумов энергии в полюсах блоховской сферы. Выбор ориентации весов позволяет варьировать пороговое значение  $A$ , сдвигая седловую точку на энергетической поверхности.

На рис. 1 показана зависимость значений на выходе сети от значений на входе для 10 значений  $A$  с шагом 0.1. Идеальная характеристическая функция имеет скачок в точке  $A$ , отмеченный пунктирной линией, причем функция монотонно возрастает. Фактически получаемые значения на выходе сети показаны сплошной линией. Значение на выходе сети округляется до  $-1$  или  $+1$ , поэтому важны только нули функции. В результате обучения нули были получены близко к



идеальным значениям, за исключение очень больших или маленьких значений  $A$ , при которых среднеквадратическая ошибка, соответствующая нашему отождествлению энергии с функцией потерь, является плохой мерой для оценки порогового значения. Полученные результаты соответствуют точности и полноте выше 95%, что демонстрирует возможность обучения классификатора на основе несложной магнитной системы без привлечения ЭВМ.

Описанная магнитная нейронная сеть близка к математической модели ИНС, однако имеется ряд отличий. Напряженность внешнего магнитного поля на выходе сети является новым метапараметром, которого нет в классической теории ИНС. Большая напряженность гарантирует правильное значение на выходе сети при обучении, но приводит к переобучению. На рис. 1 значения на выходе сети при обучении показаны точками, это промежуточные значения между идеальным значением и результатом вычисления сети. Второе отличие заключается в том, что результат вычисления сети в нашем подходе является случайной величиной, однако, при выбранных параметрах модели, мы добились почти детерминированного значения на выходе. Третьим отличием является то, что веса задаются векторами на двумерных сферах, а не числами, что дает другой вид сходимости при обучении.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (Гельмгольц) 19-42-06302.

#### **Список использованных источников:**

1. Song K.M., Jeong J.S., Pan B. Skyrmion-based artificial synapses for neuromorphic computing // *Nat. Electron.* – 2020. – № 3. – С. 148–155.
2. Fukami S., Ohno H. Perspective: Spintronic synapse for artificial neural network featured // *Journal of Applied Physics.* – 2018. – № 124. – С. 151904-1–151904-8.
3. Torrejon J., Riou M., Araujo F. Neuromorphic computing with nanoscale spintronic oscillators // *Nature.* – 2017. – № 547. – С. 428–431.
4. Cohen E., Dolev S. Rosenblit M. All-optical design for inherently energy-conserving reversible gates and circuits // *Nat. Commun.* – 2016. – № 7. – С. 11424-1–11424-8.
5. Bearden S.R., Pei Y.R., Di Ventra M. Efficient solution of Boolean satisfiability problems with digital memcomputing // *Sci. Rep.* – 2020. – № 10. – С., 19741-1–19741-7.
6. Borders W.A., Pervaiz A.Z., Fukami S. Integer factorization using stochastic magnetic tunnel junctions // *Nature.* – 2019. – № 573. – С. 390–393.
7. Gypens P., Leliaert J., Di Ventra M. Nanomagnetic Self-Organizing Logic Gates [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/2012.12721> (дата обращения 01.04.2021).

## **КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ В СИСТЕМЕ С ПРОТЯЖЁННЫМИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ MnSb В МАТРИЦЕ InSb**

**Мехия А.Б.**

младший научный сотрудник, Физический институт академии наук

**Аронзон Б.А.**

д.ф.-м.н., высококвалифицированный главный научный сотрудник, Физический институт академии наук

**Кочура А.В.**

к.ф.-м.н., доцент, заместитель директора, Региональный центр нанотехнологии, Юго-западный государственный университет

**Маренкин С.Ф.**

д.х.н., профессор, главный научный сотрудник, Институт общей и неорганической химии

***Аннотация.** В работе были синтезированы и изучены образцы эвтектичного композитного материала InSb-MnSb, состоящего из монокристаллической матрицы InSb [110] и игольчатых включений монокристаллического MnSb [001]. Полученные включения располагались параллельно друг другу. Изучение транспортных свойств показало наличие квантовых поправок к проводимости и анизотропию температурной зависимости подвижности носителей, в случаях когда ток течёт вдоль игольчатых включений и поперёк им.*

***Ключевые слова:** нанопровода, магнитные включения, квантовые поправки*

## **QUANTUM CORRECTIONS IN SYSTEMS OF EXTENDED SINGLE-CRYSTAL MnSb INCLUSIONS IN InSb MATRIX**

**Mekhiya A.B.**

junior researcher, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Science

**Aronzon B.A.**

Dr.Sc., highly qualified senior researcher,  
P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Science

**Kochura A.V.**

Ph.D., deputy head of department, Regional Centre of Nanotechnology,  
South West State University

**Marenkin S.F.**

Dr.Sc., professor, senior researcher, Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry

**Annotation.** In this work, we prepared and studied the samples of eutectic InSb–MnSb composite material consisting of single-crystalline InSb [110] host with needle-like single-crystalline MnSb [001] inclusions. The inclusions turn out to be aligned parallel to each other. Transport measurements have shown the presence of quantum corrections to the conductivity and significant anisotropy of temperature dependence of mobility of charge carriers

**Keywords:** nanowires, magnetic inclusions, quantum corrections

Магнитные нанопровода являются перспективными материалами для спинтроники, детектирования и биологических применений [1]. MnSb является подходящим магнитным материалом для создания таких структур так как его температура Кюри много выше комнатной ( $T_K=585$  К) и по своим структурным свойствам он совместим с распространёнными в электронике материалами. InSb по своим структурным свойствам подходящий материал матрицы для включений MnSb. InSb является узкощелевым полупроводником с высокой подвижностью носителей и применяется в инфракрасных детекторах, высокоскоростной электронике и магнитооптических устройствах.

Эвтектичный сплав InSb-MnSb выращивались методом Бриджмена. Исследование полученный образцов сканирующим электронным микроскопом показало наличие неравномерно распределённых игольчатых включений (рис. 1), длинная сторона которых ориентирована вдоль ростовой оси. Средний диаметр «иголок»  $2r = 12$  мкм, а длина  $l > 1$  мм.

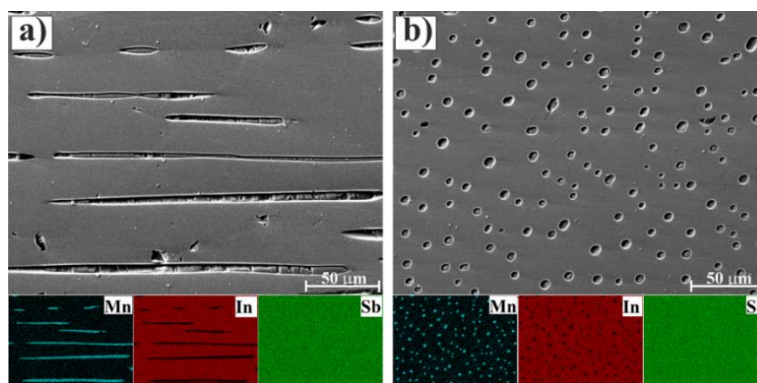


Рис. 1. Микрофотография игольчатых включений MnSb, полученная на сканирующем электронном микроскопе вдоль (a) и поперёк (b) направления роста.

Из транспортных измерений были получены температурные зависимости сопротивления, подвижности и концентрации в диапазоне от 1.6 до 320 К. Температурная зависимость сопротивления имеет вид, характерный для сильно легированных полупроводников. Зависимость подвижности носителей имеет выраженную анизотропию, при направлении тока вдоль и поперёк игольчатым включениям MnSb (рис. 2). Стоит отметить, что в случае протекания тока поперёк включениям, на транспортные характеристики оказывает влияние возникновение барьера Шоттки на границе полупроводник (InSb) – металл (MnSb).

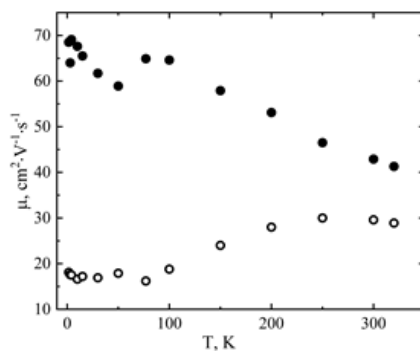


Рис. 2. Температурная зависимость подвижности для протекания тока вдоль игольчатых включений (сплошные круги) и поперёк включений (полые круги)

Анизотропия также была обнаружена на кривых магнетосопротивления (рис. 3). В сильных полях наблюдалось положительное магнетосопротивление, величина которого уменьшалась по мере роста температуры. Анализ кривых в слабых полях показал наличие квантовых поправок к проводимости. Причём, если в случае параллельно направленного тока была обнаружена слабая локализация, то в случае тока направленного перпендикулярно иглам возникал пик антилокализации, который переходил в слабую локализацию.

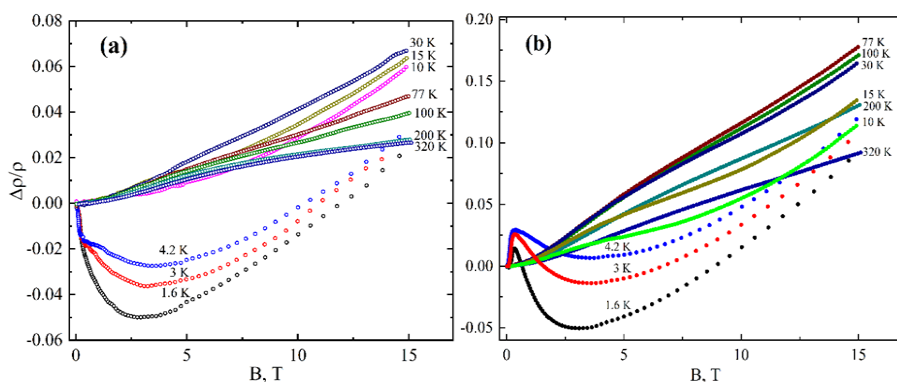


Рис. 3. Магнетосопротивление *InSb-MnSb* для продольного (а) и поперечного (б) протекания тока при различных температурах

#### Список использованных источников:

1. Alam J., Bran C., Chiriac H., Lupu N., Óvári T.A., Panin L.V., Rodionova V., Varga R., Vazquez M., Zhukov A. Cylindrical micro and nanowires: Fabrication, properties and applications. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – № 513. –p. 167074.

## ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ОСЦИЛЛЯТОРА ИЗМЕНЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ

**Мещеряков А.А.**

м.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
инженер, Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)

***Аннотация.** Работа посвящена теоретическому исследованию метода перестройки генераторов и детекторов сигналов, работающих в терагерцовом диапазоне частот. Метод заключается в изменении температуры осциллятора, которая в свою очередь влияет на анизотропию его активного элемента. В результате математического моделирования получены зависимости амплитуды и частоты колебаний от температуры и плотности постоянного тока.*

***Ключевые слова:** ортоферрит, антиферромагнетик, спинтронный осциллятор, спинтроника, автоколебания*

## TEMPERATURE TUNING OF TERAHERTZ-FREQUENCY OSCILLATOR

**Meshcheryakov A.A.**

junior researcher, Kotel'nikov Institute of Radio-Engineering and Electronics of RAS  
engineer, Moscow Institute of Physics and Technology

***Annotation.** The work is devoted to the theoretical investigation of the method of tuning of terahertz-frequency generators and detectors. This method is based on the influence of temperature on the anisotropy of the active element of the oscillator. The amplitude and frequency of the oscillations as a function of the temperature and DC current density were obtained.*

***Keywords:** orthoferrite, antiferromagnet, spintronic oscillator, spintronics, self-oscillations*

В настоящее время активно ведётся разработка генераторов и детекторов, работающих в частотном диапазоне 0,1-10 ТГц. Одним из путей решения данной задачи является изучение многослойных наноразмерных структур, включающих в себя слой антиферромагнетика (АФМ). Ранее уже проводились теоретические исследования осцилляторов, основанных на подобных структурах [1]. Также был предложен метод перестройки рабочей частоты осциллятора с помощью магнитострикции [2].

В настоящей работе исследуется теоретическая модель осциллятора, способного перестраивать рабочую частоту при изменении температуры [3]. Такая температурная

перестройка возможна благодаря свойствам активного элемента осциллятора – ортоферрита гольмия  $\text{HoFeO}_3$ , поскольку в нём в интервале температур 38-52 К наблюдаются переориентационные фазовые переходы [4], и его анизотропия чувствительна к изменению температуры.

Физическая структура рассматриваемого терагерцового осциллятора представляет собой двухслойную наноструктуру, в которой антиферромагнитный слой  $\text{HoFeO}_3$  лежит на слое тяжёлого металла Pt (рис. 1).

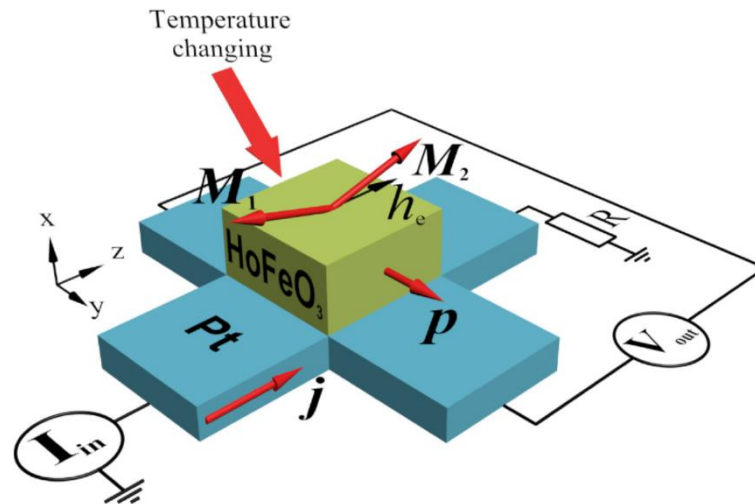


Рис. 1. Структурная схема наноосциллятора состоящая из слоя платины Pt, выполненного в виде спин-Холловского креста, и слоя ортоферрита гольмия  $\text{HoFeO}_3$ .  $\mathbf{M}_{1,2}$  – векторы намагниченности подрешёток,  $h_e$  – лёгкая ось анизотропии,  $\mathbf{j}$  – вектор плотности постоянного спин-поляризованного тока,  $\mathbf{p}$  – вектор поляризации,  $I_{in}$  – источник постоянного тока,  $V_{out}$  – выходной переменный сигнал.

В такой конструкции протекающий по слою платины спин-поляризованный постоянный ток высокой плотности с помощью спинового эффекта Холла воздействует на подрешётки АФМ, что приводит к колебаниям намагниченности.

Для описания колебаний вектора Нееля  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_s$ , где  $M_s$  – намагниченность насыщения подрешётки, используется хорошо известная «сигма-модель», дополненная слагаемым, учитывающим температурную зависимость анизотропии  $\text{HoFeO}_3$ . После перехода к сферическим координатам  $\mathbf{l} = (\cos \varphi \sin \vartheta, \sin \varphi \sin \vartheta, \cos \vartheta)$ , где  $\varphi$  и  $\vartheta$  азимутальный и полярный углы соответственно, можно получить маятниковое уравнение для азимутального угла:

$$\frac{1}{\omega_{ex}} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \alpha \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{ex}}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{1}{4} \sin^2 2\varphi + \Delta \sin \varphi \right) - \sigma j = 0 \quad (1)$$

где  $\alpha$  – константа затухания Гильберта,  $\omega_{ex}$  – частота, обусловленная обменным взаимодействием между подрешётками в АФМ,  $\omega_e$  – частота, обусловленная анизотропией в базовой плоскости,  $\sigma$  – константа, характеризующая величину переноса спинового момента из слоя тяжёлого металла,  $\Delta$  – феноменологический коэффициент, зависящий от температуры образца [5].

В результате решения уравнения (1) были получены зависимости амплитуды и частоты

колебаний от величины постоянного тока и температуры осциллятора. Также было показано, что изменение температуры приводит к изменению рабочей частоты осциллятора.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих учёных в российских образовательных учреждениях высшего образования, научных учреждениях и государственных научных центрах Российской Федерации (проект No 075-15-2019-1874).

#### **Список использованных источников:**

1. Khymyn R. *et al.* Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like Oscillator Driven by Spin Current // *Sci Rep.* – 2017. – № 7. – с. 43705.
2. Popov P.A. *et al.* Voltage-Controlled Anisotropy and Current-Induced Magnetization Dynamics in Antiferromagnetic-Piezoelectric Layered Heterostructures // *Phys. Rev. Applied* – 2020. – № 13. – с. 044080.
3. Meshcheryakov A.A. *et al.* Temperature tunable oscillator of THz-frequency signals based on the orthoferrite/heavy metal heterostructure // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2021. – № 54. – с. 195001.
4. Balbashov A.M. *et al.* Anomalies of high-frequency magnetic properties and new orientational transitions in  $\text{HoFeO}_3$  // *JETP.* – 1989. – № 3. – с. 629.
5. Ivanov B.A. Spin dynamics of antiferromagnets under action of femtosecond laser pulses (Review Article) // *Low Temp. Phys.* – 2014. – № 40. – С. 119-138.

## СПИНОВЫЙ ТОК НА ГРАНИЦЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ МАНГАНИТ/ИРИДАТ: ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

**Овсянников Г.А.**

д.ф.м.н., главный научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

**Шайхулов Т.А.**

младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

**Станкевич К.Л.**

младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

**Константинян К.И.**

к.ф.м.н., старший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

***Аннотация.** Исследовался спиновый ток, который генерировался в условиях ферромагнитного резонанса в ферромагнитной пленке  $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  и регистрировался в пленке  $SrIrO_3$ , за счет обратного спинового эффекта Холла. Наблюдалось сильное влияние анизотропного магнитосопротивления в  $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  пленке на амплитуду и спектр напряжения, возникающего на  $SrIrO_3$  пленке. Наблюдалось значительное увеличение полуширины спектральной линии спинового тока и уменьшение напряжения, вызванного спиновым током при охлаждении от комнатной температуры до 135 К.*

***Ключевые:** спиновый ток, гетероструктура, обратный спиновый эффект Холла, анизотропное магнитосопротивление.*

## SPIN CURRENT AT THE INTERFACE OF THE HETEROSTRUCTURE MANGANATE/IRIDATE: TEMPERATURE DEPENDENCE

**Ovsyannikov G.A.**

Dr. of Science, chief researcher, Kotelnikov IRE RAS

**Shaikhulov T.A.**

junior scientific, Kotelnikov IRE RAS

**Stankevich K.L.**

junior scientific, Kotelnikov IRE RAS

**Constantinian K.Y.**

PhD, senior researcher, Kotelnikov IRE RAS



**Abstract.** The spin current that was generated at ferromagnetic resonance in the ferromagnetic film  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  and that was recorded in the  $\text{SrIrO}_3$  film due to the inverse spin Hall effect was investigated. A strong influence of the anisotropic magnetoresistance in the  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  film on the magnitude and spectrum of the voltage arising on the  $\text{SrIrO}_3$  film was shown. A significant increase in the half-width of the spin current spectrum and a decrease in the voltage caused by the spin current upon cooling from room temperature to 135 K were observed.

**Keywords:** spin current, heterostructures, inverse spin Hall effect, anisotropic magnetoresistance.

Иридат стронция  $\text{SrIrO}_3$  (SIO), являясь парамагнитным полуметаллом, обладает сильным спин-орбитальным взаимодействием, а его кристаллографические параметры близки к параметрам ферромагнетика - стронций допированного манганита  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (LSMO). Комбинация электропроводности и большого спин-орбитального взаимодействия открывает большие возможности для использования  $\text{SrIrO}_3$  для преобразования спинного тока в электрический. Спиновый ток удается зарегистрировать, измеряя напряжение на потенциальных выводах пленки  $\text{SrIrO}_3$  гетероструктуры SIO/LSMO [1,2]. В данной работе мы приводим результаты влияния анизотропного магнитосопротивления и температуры на амплитуду спинового тока, генерируемого на границе этих переходных металлов в гетероструктуре SIO/LSMO.

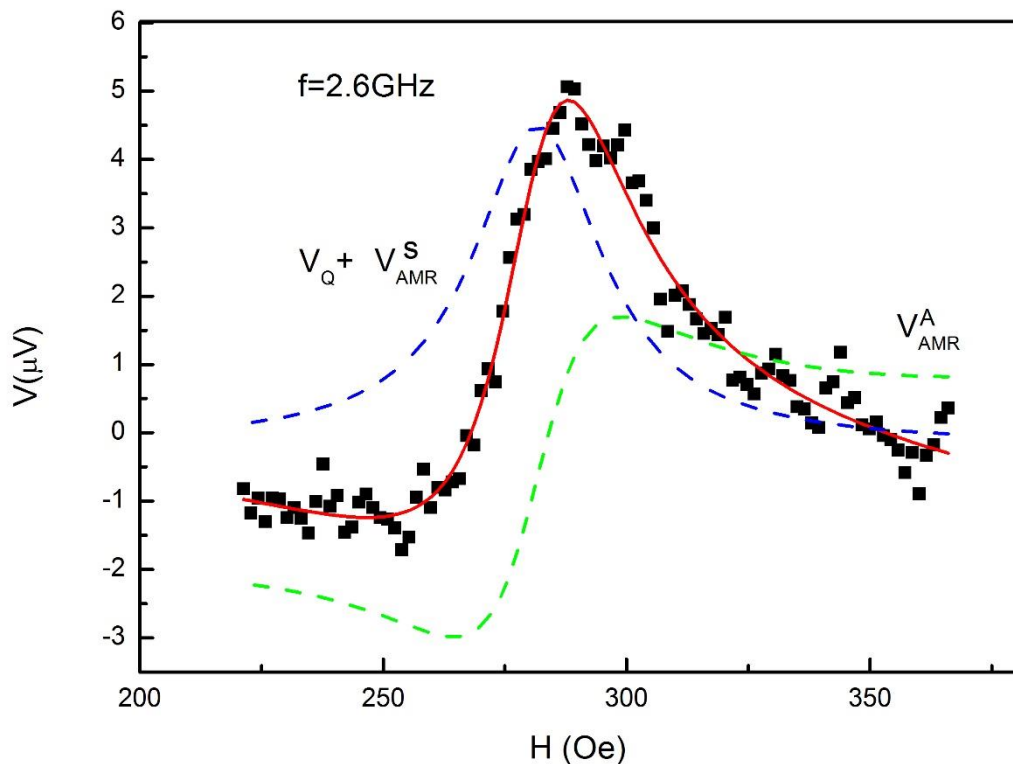


Рис.1. Зависимость от магнитного поля напряжения на пленке  $\text{SrIrO}_3$ ,  $T=300$  K,  $f=2.6$  GHz. Эксперимент – квадраты, красная линия – сумма зависимостей анизотропного магнитосопротивления асимметричной  $V_{AMR}^A$  компоненты (зеленая линия) и суммы симметричной компоненты  $V_{AMR}^S$  и спинового тока  $V_Q$  (голубая линия).

Тонкие пленки  $\text{SrIrO}_3$  и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  с толщинами 10 и 20 nm, соответственно, осаждались с помощью магнетронного распыления на полированные монокристаллические подложки (110)  $\text{NdGaO}_3$  (NGO) при температуре подложки  $800^\circ\text{C}$  в смеси газов  $\text{Ar}$  и  $\text{O}_2$  и давлении 0.3 mBar.

На рис. 1 показана магнитно-полевая зависимость напряжения на пленке  $\text{SrIrO}_3$  в условиях ферромагнитного резонанса на частоте 2.6 GHz. Экспериментальная зависимость (рис.1) хорошо аппроксимируется ниже приведенной формулой с учетом влияния спинового тока и вклада от анизотропного магнитосопротивления (AMR) [3,4]:

$$V = [V_{AMR}^S L(H) + V_{AMR}^A L'(H)] \sin 2\phi_0 \sin \phi_0 + V_Q L(H) \cos \phi_0 \quad (1)$$

где  $L(H) = \Delta H^2 / [(H - H_0)^2 + \Delta H^2]$  – симметричная часть функции Лоренца,  $L'(H) = \Delta H (H - H_0) / [(H - H_0)^2 + \Delta H^2]$  – антисимметричная часть функции Лоренца,  $V_{AMR}^S$  и  $V_{AMR}^A$  амплитуды симметричной и асимметричной частей вклада AMR,  $V_Q(H)$  – напряжение на пленке  $\text{SrIrO}_3$ , вызванное протеканием спинового тока через границу,  $\phi_0$  – угол между направлением внешнего магнитного поля и нормалью к направлению напряжения, вызванного током обратного спинового эффекта Холла. Для  $\phi_0 = 45^\circ$  предполагая, что отношение  $V_{AMR}^A / V_{AMR}^S = -\text{tg}\phi_1 \approx -1$  [3], где  $\phi_1$  – разность фаз между СВЧ током и СВЧ намагниченностью из амплитуды  $V_{AMR}^A$  получаем, что вклад от спинового тока  $V_Q$  составляет менее 10% от величины  $V_{AMR}^S$ .

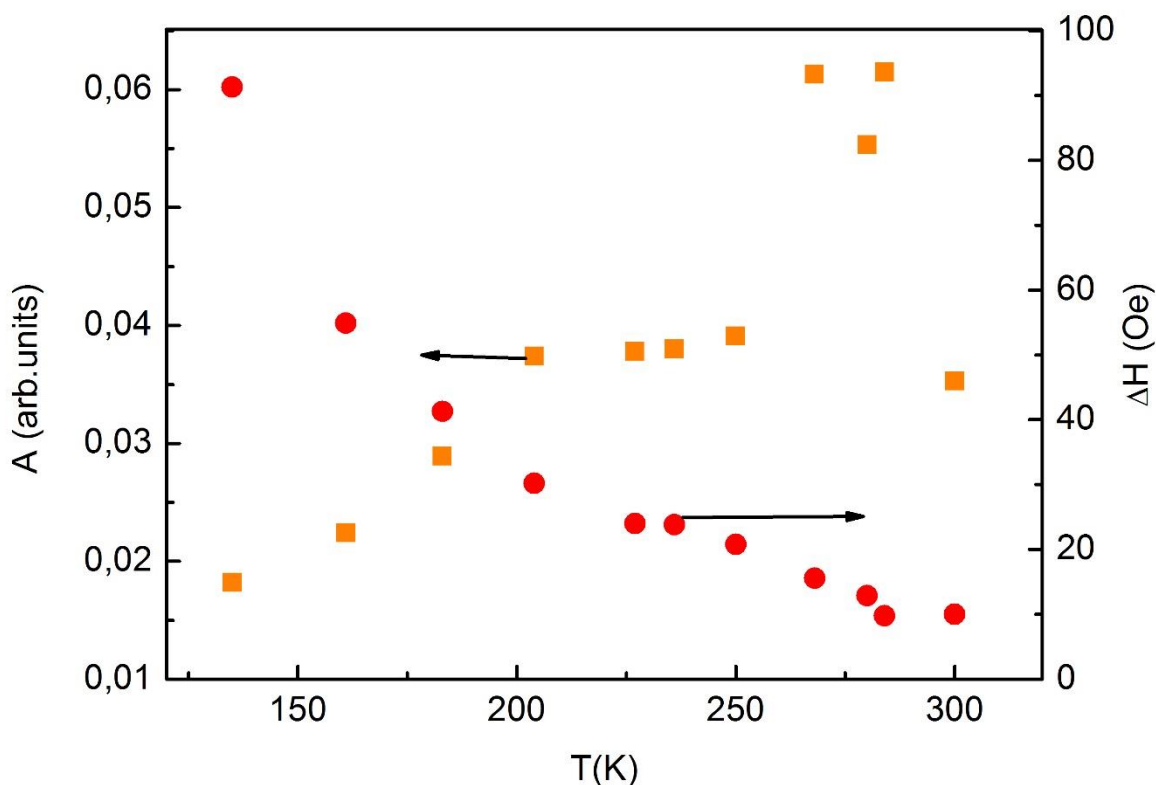


Рис.2. Температурная зависимость поля максимума напряжения на пленке  $\text{SrIrO}_3$  на резонансной частоте и полуширины спектра спинового тока гетероструктуры  $\text{SIO/LSMO}$ , снятые при частоте  $f=2,8$  GHz.

На рис.2 показана температурная зависимость полуширины линии спектра  $\Delta H$  и

амплитуды напряжения на гетероструктуре SIO/LSMO  $V_{AMR}^S + V_Q$ , полученные на частоте 2.8 GHz. Рост полуширины  $\Delta H$  линии спектра спинового тока должен сопровождаться ростом амплитуды спинового тока из-за увеличения спиновой проводимости границы [4, 6]:

$$g^{\uparrow\downarrow} = \frac{\gamma M t_{LSMO}}{\mu_B f} (\Delta H_{SIO/LSMO} - \Delta H_{LSMO}) \quad (2)$$

где  $M$ -намагниченность пленки LSMO,  $t_{LSMO}$  - толщина пленки LSMO,  $f$ - частота СВЧ воздействия. Рост намагниченности и ширины линии спектра уменьшают  $V_{AMR}^S$  с понижением температуры [3], но в тоже время, как следует из (2), должны увеличивать  $V_Q$ . Поскольку уширение линии обусловлено утечкой спинового момента из ферромагнетика за счёт спинового тока, то данный факт может свидетельствовать о том, что спиновая проводимость границы гетероструктуры SIO/LSMO растет с уменьшением температуры. Рост полуширины линии спектра спинового тока с понижением температуры численно превосходит рост полуширины спектра спинового тока для гетероструктуры Pt/LSMO [5]. Отметим, что уменьшение сопротивления гетероструктуры, которое входит в соотношение напряжения и спинового тока компенсирует уменьшение спинового напряжения с уменьшением температуры. Кроме того, с уменьшением температуры происходит рост кубической анизотропии  $H_c$  и изменение наведенной подложкой анизотропии  $H_u$  LSMO пленки, которые не учтены в теории [3]. Так, для данного образца мы имеем из анализа угловых зависимостей резонансного поля  $H_0$  [2] при трех температурах следующие значения анизотропии:  $T=294$  К,  $H_u = 24.6$  Ое,  $H_c = 3.9$  Ое;  $T=200$  К,  $H_u=15.1$  Ое,  $H_c=63.8$  Ое и  $T=105$  К,  $H_u=42.5$  Ое,  $H_c=161.2$  Ое. Учет анизотропии может дать существенное изменение амплитуды спинового тока.

Таким образом, с уменьшением температуры наблюдается уменьшение напряжения на пленки, вызванного генерацией спинового тока, хотя с уменьшением температуры наблюдается рост намагниченности и ширины линии спектра спинового тока.

Авторы благодарны В.В. Демидову за полезные замечания и помощь при обработке экспериментальных результатов.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проектами РФФИ 18-57-16001, 19-07-00143).

#### Список использованных источников:

1. Crossley S., Swartz A. G., Nishio K., Hikita Y., and Hwang H. Y.. All-oxide ferromagnetic resonance and spin pumping with SrIrO<sub>3</sub> // Physical Review B.-2019.- v. 100 -P. 115163(1-7)
2. Ovsyannikov G. A., Shaikhulov T. A., Stankevich K. L., Khaydukov Yu., and Andreev N. V. Magnetism at an iridate/manganite interface: Influence of strong spin-orbit interaction// Physical Review B -2920.-v. 102.-P. 144401(1-11)
3. Azevedo A., Vilela-Leao L.H., Rodriguez-Suarez R.L., Lacerda Santos A.F., Rezende S.M. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers:Theory and experiment// Physical Review B.-2011.-v.. 83.- 144402 (1-6)
4. Mosendz O., Vlaminc V., Pearson J. EFradin., F. Y., Bauer G. E. W., Bader S. D. and Hoffmann A. Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normalmetal bilayers.// Physical Review B-2010- v. 82.- 214403(1-10).
5. Atsarkin V. A., Borisenko I. V., Demidov V. V., Shaikhulov T.A. Temperature dependence of pure spincurrent and spin-mixing conductance in the ferromagnetic—normal metal structure //Journal of Physics D: Applied Physics.-2018.- v. 51-P.245002(1-6).
6. Yang Fengyuan and Hammel P. Chris. FMR-driven spin pumping in Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>-based structures // Journal of Physics D: Applied Physics.-2017- v.51.-253001(1-43).

7. Atsarkin V. A., Sorokin B.V., Borisenko I. V., Demidov V. V., Ovsyannikov G.A. Resonance spin–charge phenomena and mechanism of magnetoresistance anisotropy in manganite/metal bilayer structures//Journal of Physics D: Applied Physics.-2016.- v. 51-P.125003 (1-8).

## ОДНОМЕРНЫЙ ДРЕЙФ ГАЗА МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ХАОТИЧНОМ ПОЛЕ ДЕФЕКТОВ

**Орлов В. А.**

к.ф.-м.н., доцент, зав. кафедрой экспериментальной физики и инновационных технологий,  
Сибирский федеральный университет, с.н.с. Институт физики им. Л.В.Киренского ФИЦ КНЦ  
СО РАН

**Иванов А.А.**

д.ф.-м.н., профессор, Сибирский федеральный университет

**Орлова И. Н.**

к.ф.-м.н., доцент, Красноярский государственный педагогический университет им. В. П.  
Астафьева

**Патрин Г. С.**

д.ф.-м.н., профессор, директор института инженерной физики и радиоэлектроники,  
Сибирский федеральный университет, зав. лабораторией, Институт физики им. Л.В.Киренского  
ФИЦ КНЦ СО РАН, зав. лабораторией

***Аннотация.** В работе теоретически решается задача о термоактивированном  
одномерном движении газа невзаимодействующих магнитных вихрей/скирмионов в поле  
хаотично расположенных дефектов -закрепляющих центров. Свойства центров закрепления  
так же могут флуктуировать. Фактор, приводящий в движение газ квазичастиц, может быть  
любой физической природы (поля, токи, градиенты магнитных характеристик магнетика...).*

***Ключевые слова:** Магнитные вихри, скирмионы, диффузия, закон Аррениуса*

## ONE-DIMENSIONAL GAS DRIFT OF MAGNETIC VORTICES IN A CHAOTIC FIELD OF DEFECTS

**Orlov V. A.**

Ph.D., Associate Professor, Head of the Department of Experimental Physics and Innovative  
Technologies, Siberian Federal University, S.N.S. Institute of Physics named after L.V.Kirensky FITC  
KNC SB RAS

**Ivanov A.A.,**

Ph.D., Professor, Siberian Federal University

**Orlova I. N.**

Ph.D., Associate Professor, Krasnoyarsk State Pedagogical University named after V. P.  
Astafyev

**Patrin G. S.**

PhD, Professor, Director of the Institute of Engineering Physics and Radioelectronics, Siberian  
Federal University, Head. Laboratory, Institute of Physics named after L.V.Kirensky FITC KNC SB  
RAS, head. laboratory

**Annotation.** *The paper theoretically solves the problem of thermally activated one-dimensional gas motion of non-interacting magnetic vortices/skyrmions in the field of randomly located defects - fixing centers. The properties of the anchoring centers can also fluctuate. The factor driving the gas of quasiparticles can be of any physical nature (fields, currents, gradients of magnetic characteristics of a magnet...).*

**Keywords:** *Magnetic vortices, skyrmions, diffusion, Arrhenius law*

В настоящее время не ослабевает интерес к исследованию магнитных объектов, которым присуще особое состояние намагниченности - магнитные возбуждения в виде вихревых структур (магнитных вихрей, скирмионов, вихревых доменных стенок). При определенных условиях состояние намагниченности в магнитном вихре достаточно устойчиво и способы управления этим состоянием в настоящее время достаточно развиты. Ферромагнитная нанолента является одним из перспективных объектов для устройств спинтроники. Такая нанолента может содержать в себе рой таких вихрей [1]. Управление состоянием вихрей может осуществляться как внешними полями, так и спин-поляризованными токами, и даже градиентами механических напряжений.

В теоретических описаниях динамики вихревой магнитной структуры продуктивным оказался метод коллективных переменных в модели жесткого вихря [2,3]. В этом случае в качестве параметров, характеризующих состояние вихря, используется координата и скорость его центра - ядра, а распределение намагниченности внутри вихря считается практически неизменным. Вследствие малого размера ядра вихря и малой его массой, существенным является тепловое случайное блуждание вихрей подобное броуновскому. Уже устоявшимися считаются представления о характере такого движения. В частности показано, что среднеквадратичное отклонение частицы растет с течением времени по закону Эйнштейна-Смолуховского с коэффициентом, определяемом выражением:  $\chi = k_B T D / (G^2 + D^2)$ . Здесь  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура,  $G$  - гировектор первого,  $D$  - тензор эффективных коэффициентов силы трения.

В тонких магнетиках, как правило, существуют дефекты, которые создают случайное или модулированное силовое поле, в котором и движется вихрь как частица. В роли таких неоднородностей могут выступать дефекты поверхности магнетика, флуктуации локальной анизотропии, изменение магнитных свойств в комплексе на границах разных магнитных фаз и пр. Представляет интерес исследование динамики газа вихрей в поле закрепляющих центров, препятствующих свободному движению. Скольжение квазичастиц подобно термоактивированному движению дислокаций или доменных стенок. Для исследования такого движения продуктивным является метод, активно применяемый для описания кинетики химических реакций, основой которого является закон Аррениуса. На рисунке 1 показана модель наноленты, рассматриваемая в настоящей работе, с линейными хаотично расположенными дефектами. В изображенной модели в роли центров закрепления выступают линейные протяженные дефекты, ориентированные перпендикулярно длинной оси ленты.

Основной нашей задачей является описание развития со временем распределения случайных координат ядер вихрей. Для описания характера смещения вихрей под действием вынуждающей силы в случайном поле дефектов вычислим среднее число траекторий ядер  $\rho(x, t)$ , приводящих к благоприятному исходу - ядро оказалось в координате  $x$  в момент времени  $t$ .

Для расчета вероятности события попадания в координату  $x$  к моменту времени  $t$  необходимо просуммировать вероятности наступления благоприятных элементарных событий по всем возможным конфигурациям  $\{x_k, t_k\}$ , приводящим к благоприятному исходу:

$$\rho(x, t) = \frac{P(x, t)}{\mu dx} = \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{(\mu x)^{n-1} e^{-\mu x}}{(n-1)!} \int_{W_n} \dots \int_{W_1}^t \dots \int_0^{t_2} \prod_{k=1}^n \rho(\Delta t_k) \rho(W_k) dt_k dW_k \delta\left(t - \sum_{k=1}^n \Delta t_k\right) \right). \quad (1)$$

Здесь введены обозначения:  $\Delta t_k = t_k - t_{k-1}$  - время, затраченное на перемещение ядра между соседними закрепляющими центрами,  $W_k$  - высота энергетического барьера с номером  $k$ ,  $\rho(\Delta t_k)$ ,  $\rho(W_k)$  - плотности распределения интервалов времен и высот барьеров, соответственно,  $\mu$  - линейная координатная плотность распределения закрепляющих центров. Частота попыток срыва ядра с дефекта  $\nu_k$ , определяется законом Аррениуса. Для произвольного распределения энергий возможен приближенный расчет (1) используя идеологию доказательства центральной предельной теоремы с введением подгоночного уточняющего множителя. Далее рассмотрены несколько моделей, различающихся функциями модулирующими магнитные неоднородности.

Рассмотрена модель 1 – хаотично распределенные одинаковые дефекты. В этом случае для функции получено выражение:

$$\rho(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\sqrt{\mu x vt}}} e^{-\frac{(\sqrt{\mu x} - \sqrt{vt})^2}{4\sqrt{\mu x vt}}}. \quad (2)$$

Данная функция фактически показывает эволюцию пространственного распределения газа вихрей/скирмионов с течением времени (см. рисунок 2).

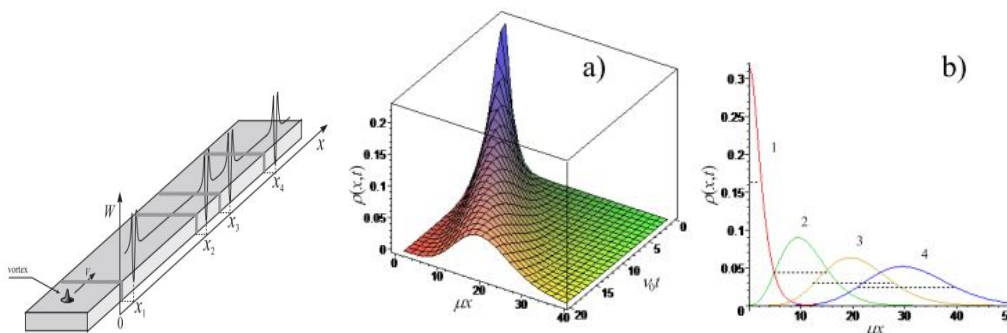


Рис. 1. Модель наноленты со схематично показанным распределением потенциальной энергии вихря в зависимости от координаты.

Рис. 2. Распределение газа вихрей в зависимости от координаты и времени (рисунок а). Рисунок б) - сечения поверхности. Штрих-пунктирными линиями показаны полуширины распределений, показывающие увеличение дисперсии координат квазичастиц со временем.

Наиболее вероятную скорость потока экстремум распределение (2):  $V = v/\mu = (v_0/\mu) \sim \nu_0 / (\nu_B \mu)$ . Здесь  $\nu_0$  - частота порядка

а

частоты ФМР,  $W_0$  - высота барьера. После наступления стационарного режима движения для дисперсии координат будем иметь:  $\sigma_x^2 \approx 16 \ln(2) \left( v_0 t / \mu^2 \right) \exp(-W_0 / (k_B T))$ .

Так же рассчитано распределение для модели 2, в которой координаты дефектов распределены хаотично, а высоты барьеров равномерно в конечном интервале  $W_1 \dots W_2$ . Изменение со временем и координатой  $\rho(x, t)$  в данном случае происходит подобно распределению (2). Отличие имеется в скорости распространения цуга дисперсии координат:

$$V = \frac{v_0}{2\mu k_B T} \frac{\exp\left(-\frac{W_2 + W_1}{k_B T}\right)}{\sinh\left(\frac{W_2 - W_1}{k_B T}\right)} (W_2 - W_1),$$

$$\sigma_x^2 = 16 \ln(2) \frac{v_0 t}{\mu^2} \left( \frac{\frac{W_2 - W_1}{2k_B T}}{\sinh\left(\frac{W_2 - W_1}{2k_B T}\right)} \right)^2 \exp\left(-\frac{W_2 + W_1}{2k_B T}\right) \cosh\left(\frac{W_2 - W_1}{2k_B T}\right),$$

Заметим, что с ростом диапазона в котором флуктуируют высоты энергетических барьеров, дисперсия координат квазичастиц ведет себя немонотонно.

Рассмотрим еще один частный случай (модель 3) модельного распределения энергии активации в интервале от 0 до  $\infty$  по закону:

$$\rho(W) = r_0 \exp\left(-\frac{(W - W_0)^2}{2\sigma_w^2}\right), \quad r_0 = \frac{2}{\sqrt{2\pi\sigma_w^2}} \left( 1 + \operatorname{Erf}\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_w^2}}\right) \right).$$

В низкотемпературном пределе для скорости получено выражение:

$$V = \frac{v_0 \sqrt{2\pi\sigma_w^2}}{2\mu k_B T} \left( 1 + \operatorname{Erf}\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_w^2}}\right) \right) \exp\left( 1 + \frac{W_0^2}{2\sigma_w^2} - \frac{\sqrt{2\pi\sigma_w^2}}{2k_B T} \exp\left(\frac{W_0}{2\sigma_w^2}\right) \left( 1 + \operatorname{Erf}\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_w^2}}\right) \right) \right),$$

$$\sigma_x^2 \approx 8 \ln(2) \frac{2\pi\sigma_w^2 v_0 t}{(\mu k_B T)^2} \left( 1 + \operatorname{Erf}\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_w^2}}\right) \right)^2 \exp\left( 1 + \frac{W_0^2}{2\sigma_w^2} - \frac{\sqrt{2\pi\sigma_w^2}}{2k_B T} \exp\left(\frac{W_0}{2\sigma_w^2}\right) \left( 1 + \operatorname{Erf}\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_w^2}}\right) \right) \right) \times$$

$$\times \left( 1 + 4 \exp\left( 1 - \frac{\sqrt{2\pi\sigma_w^2}}{2k_B T} \exp\left(\frac{W_0}{2\sigma_w^2}\right) \left( 1 + \operatorname{Erf}\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_w^2}}\right) \right) \right) \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Здесь  $W_0$  - наимвероятнейшее значение высоты потенциального барьера дефектов,  $\sigma_w^2$  - дисперсия энергии закрепления.

В области низких температур при сравнимых дисперсиях моделей 2 и 3 наибольшую скорость мы имеем при полном отсутствии хаоса в параметрах закрепляющих центров. Увеличение разброса координат вихрей с течением времени можно рассматривать как процесс,



подобный диффузии в результате теплового движения, наложенный на дрейфовое смещение с уже вычисленными нами скоростями. Тогда зависимость от времени дисперсий можно рассматривать как законы диффузии в соответствующих моделях. В этих выражениях коэффициенты перед временем имеют смысл коэффициентов диффузии газа вихрей в поле дефектов. Представляет интерес зависимость этих коэффициентов от степени разброса высот барьеров центров закрепления. При низких температурах мы имеем особенность. Для модели 3 параметр  $\chi$  при прочих равных условиях имеет значительно меньшее значение, чем для модели 2. Мы это связываем с тем обстоятельством, что разброс в высотах барьеров в модели 2 четко ограничен конечным интервалом в отличие от нормального распределения.

При малой величине разброса энергий активации, когда практически все дефекты одинаковы по своему воздействию на вихри, незначительный рост  $\chi$  происходит, как отклик системы на более хаотичный "входной сигнал". Но с ростом хаоса в высотах барьеров центров закрепления при низких температурах значительную роль начинают играть пусть и редко выпадающие, но несравненно более жесткие дефекты, закрепившись на которых, газ квазичастиц замедляет расширение своей области локализации. Это и приводит к уменьшению коэффициентов диффузии.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ темы FSRZ-2020-0011).

#### **Список использованных источников**

1. Fert A., Reyren N., Cros V., Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications // Nature Reviews, Materials. – 2017. – V. 2, – P. 17031.
2. Thiele A., Phys. Rev. Lett. – 1973. – V. 30. –P. 230.
3. Scholz W., Guslienko K. Yu., Novosad V., Suess D., Schrefl T., Chantrell R.W., Fidler J., Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, – 2003. –V. 266. – P. 1551163.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКОМПОЗИТНЫХ СРЕД

**Перов Д.В.**

к.т.н., старший научный сотрудник лаборатории углеродных наноматериалов,  
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

**Ринкевич А.Б.**

д.ф.м.н., член-корреспондент РАН, заведующий лабораторией углеродных наноматериалов,  
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

***Аннотация.** В работе предлагается метод определения эффективной магнитной проницаемости для композитных сред, содержащих магнитные частицы в виде эллипсоидов вращения общего вида. Приведены примеры расчетов данной величины для ансамблей произвольно ориентированных частиц в зависимости от их формы и объемной доли в нанокompозитах.*

***Ключевые слова:** нанокompозитная среда, магнитные частицы, тензор магнитной проницаемости, комплексная эффективная магнитная проницаемость*

## DETERMINATION OF THE EFFECTIVE MAGNETIC PERMEABILITY OF NANOCOMPOSITE MEDIA

**Perov D.V.**

PhD, Senior Scientist of the Laboratory of Carbon Nanomaterials,  
M.N. Miheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of RAS

**Rinkevich A.B.**

Dr.Sc., Corresponding Member of RAS, Head of the Laboratory of Carbon Nanomaterials,  
M.N. Miheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of RAS

***Annotation.** In this work, the method of determination of the effective magnetic permeability is proposed for composite media containing magnetic particles in the form of general ellipsoids of revolution. The examples of calculations of this value for ensembles of randomly oriented particles, depending on their shape and volume fraction in nanocomposites, are given.*

***Keywords:** nanocomposite medium, magnetic particles, magnetic permeability tensor, complex effective magnetic permeability*

Рассмотрим вопрос об эффективных магнитных параметрах композитной среды, в которой магнитные частицы произвольной формы помещены в матрицу из немагнитного материала. При этом мы будем рассматривать однородную среду, то есть магнитные свойства

любого элементарного объема среды будут считаться одинаковыми. Намагниченность такой среды характеризуется количеством магнитного вещества, то есть его объемной долей  $\theta_v$ , которая предполагается одинаковой для любого элементарного объема. Для такого вида композитной среды могут быть введены определенные усредненные или эффективные параметры, используя которые можно будет считать эти среды однородными.

Для определения тензора магнитной проницаемости композитной среды  $\tilde{\mu}^m$  используем одну из моделей смешения на основе приближения степенными законами. Простейшим из таких приближений основано на использовании линейного закона или формулы Зильберштейна [1], что приводит к соотношению

$$\tilde{\mu}^m = (1 - \theta_v) \cdot \tilde{\mathbf{I}} + \theta_v \cdot \tilde{\mu}, \quad (1)$$

где  $\tilde{\mathbf{I}} = \delta_{ij}$  – единичный тензор,  $\delta_{ij}$  - дельта-функция Кронекера. Элементы тензора  $\tilde{\mu}$  для частиц в виде эллипсоидов вращения общего вида имеют следующий вид [2]:

$$\begin{aligned} \mu_{xx} &= 1 + \frac{\omega_M [\omega_H + i\alpha - (N_{33} - N_{22})\omega_M]}{D}, \quad \mu_{xy} = \frac{\omega_M [i\omega - N_{12}\omega_M]}{D}, \quad \mu_{xz} = 0, \\ \mu_{yx} &= -\frac{\omega_M [i\omega + N_{12}\omega_M]}{D}, \quad \mu_{yy} = 1 + \frac{\omega_M [\omega_H + i\alpha - (N_{33} - N_{11})\omega_M]}{D}, \quad \mu_{yz} = 0, \\ \mu_{zx} &= 0, \quad \mu_{zy} = 0, \quad \mu_{zz} = 1, \end{aligned} \quad (2)$$

$$D = (\omega_H + i\alpha - (N_{33} - N_{11})\omega_M)(\omega_H + i\alpha - (N_{33} - N_{22})\omega_M) - (N_{12}\omega_M)^2 - \omega^2.$$

Здесь используются обозначения:  $\tilde{\mathbf{N}}$  – тензор размагничивания с элементами  $N_{ij}$ ,  $\text{tr} \tilde{\mathbf{N}} = 1$ ;  $\omega_H = \gamma H_z$ ,  $\omega_M = 4\pi M_z$ , где  $\alpha$  – параметр диссипации,  $\omega$  – круговая частота,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение для электрона,  $H_z$  – постоянное поле намагничивания, направленное вдоль оси z,  $M_z$  – проекция постоянного поля намагничивания на ось z.

Изменение объемной доли магнитного вещества  $\theta_v$  приводит к изменению среднего значения магнитного поля в элементарном объеме композитного материала, которое является внешним по отношению к содержащимся там магнитным наночастицам, что может быть учтено введением эффективного тензора размагничивания вида [3]:

$$\tilde{\mathbf{L}} = (\tilde{\mu} - \tilde{\mu}^m) \cdot (\tilde{\mu}^m \cdot (\tilde{\mu} - \tilde{\mathbf{I}}))^{-1} \cdot \tilde{\mathbf{N}}. \quad (3)$$

Подставляя (1) в (3) и пренебрегая, в первом приближении, влиянием тензора  $\tilde{\mu}$  на  $\tilde{\mathbf{L}}$ , получаем, что

$$\tilde{\mathbf{L}} = (1 - \theta_v) \cdot \tilde{\mathbf{N}}. \quad (4)$$

Таким образом, тензор магнитной проницаемости композитной среды  $\tilde{\mu}^m$  будет определяться выражением (1), в котором элементы тензора  $\tilde{\mu}$  соответствуют формулам (2), но с заменой соответствующих элементов тензора  $\tilde{\mathbf{N}}$  на  $\tilde{\mathbf{L}}$ , согласно соотношению (4).

При анализе распространения электромагнитных волн в поперечно намагниченной среде, когда поле намагничивания направлено перпендикулярно и переменному магнитному полю, и

волновому вектору электромагнитной волны, необходимо использовать скалярную величину – эффективную магнитную проницаемость  $\mu_{eff}$  [2], которая для рассматриваемой нами композитной среды определяется выражением

$$\mu_{eff} = \mu_{xx}^m - \frac{\mu_{xy}^m \mu_{yx}^m}{\mu_{yy}^m}. \quad (5)$$

Для получения усредненного тензора магнитной проницаемости композитной среды  $\langle \vec{\mu}^m \rangle$  в случае произвольно ориентированных эллипсоидальных частиц нужно провести статистическое усреднение его элементов с учетом различной пространственной ориентации ферромагнитных частиц, которая может быть определена введением параметров  $\Theta = (\alpha \ \beta \ \gamma)$  – векторов углов поворота ферромагнитных частиц относительно осей  $x, y, z$  на углы  $\alpha, \beta, \gamma$  соответственно. Он обуславливает, во-первых, изменение тензора размагничивания частицы  $\vec{N}(\Theta)$  при изменении ее ориентации в пространстве, во-вторых, изменение величины  $M_z$ , а следовательно, и  $\omega_M(\Theta)$ , при таком изменении. Усредненное значение эффективной магнитной проницаемости  $\langle \mu_{eff} \rangle$  композитной среды находится путем усреднения выражения (5) по всем возможным значениям углов ориентации магнитных частиц  $\alpha, \beta, \gamma$ .

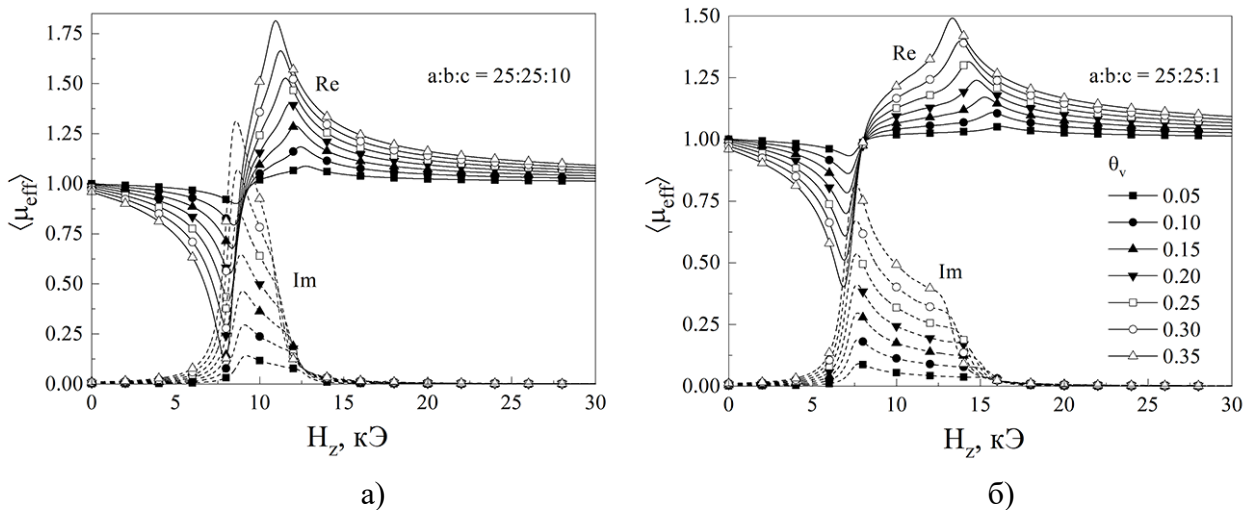


Рис. 1. Полевые зависимости вещественных (сплошные линии) и мнимых (пунктирные линии) частей комплексных эффективных магнитных проницаемостей в зависимости от формы магнитных частиц и объемной доли магнитного вещества в нанокompозитах.

Результаты расчетов для нескольких значений  $\theta_v$  и различной формы частиц (с разными отношениями длин полуосей эллипсоидов  $a, b, c$ ) показаны на рис.1. Формулы для тензоров размагничивания частиц приведены в [4]. Расчет эффективной магнитной проницаемости намагниченного композита был выполнен для ансамбля из 10000 частиц из материала с намагниченностью насыщения  $4\pi M_s = 7.04$  кГс и постоянной магнитного затухания  $\alpha = 0.05$ , частота  $f = 30$  ГГц. Наблюдаются изменения эффективной магнитной проницаемости, связанные с ферромагнитным резонансом. Из Рис.1 видно, что резонанс занимает широкую область магнитных полей, несмотря на малое значение постоянной  $\alpha$ .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 17-12-01002.

**Список использованных источников:**

1. Sihvola A. Electromagnetic mixing formulas and applications. – London: The Institution of Electrical Engineers, 1999. – 284 p.
2. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. – 464 с.
3. Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. – М., Л.: ГИТТЛ, 1948. – 539 с.
4. Osborn J.A. Demagnetizing factors of the general ellipsoid // Physical Review. – 1945. – V. 67. – No. 11-12. – P. 351-357.

## МАГНИТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА НАНОПРОВОЛОК $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$

**Перунов И.В.**

м.н.с., Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

**Фролов К.В.**

к.ф.-м.н., зав. сектором Мёссбауэровской спектроскопии, Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

**Загорский Д.Л.**

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

**Долуденко И.М.**

м.н.с., Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

**Чуев М.А.**

д.ф.-м.н., зав. лаборатории физики поверхности микроэлектронных структур, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт имени К.А. Валиева РАН

**Чумаков Н.К.**

к.ф.-м.н., с.н.с., «Федеральное государственное бюджетное учреждение "Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"»

**Иванова А.Г.**

к.х.н., с.н.с., Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

*Аннотация.* В данной работе представлены результаты исследования магнитных нанопроволок на основе железа и никеля.

*Ключевые слова:* магнитные нанопроволоки, магнитные свойства, мёссбауэровская спектроскопия, железо, никель.

## MAGNETIC AND STRUCTURAL PROPERTIES OF $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ NANOWIRES

**Perunov I.V.**

junior researcher, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Moscow, Russia

**Frolov K.V.**

Ph.D., head of the Sector of Mossbauer Spectroscopy, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Moscow, Russia

**Zagorskii D.L.**

Ph.D., leading researcher, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Moscow, Russia

**Doludenko I.M.**

junior researcher, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Moscow, Russia

**Chuev M.A.**

Dr.Sc., head of the Laboratory of Surface Physics of Microelectronic Structures, Valiev Institute of Physics and Technology RAS, Moscow, Russia

**Chumakov N.C.**

Ph.D., senior researcher, National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

**Ivanova A.G.**

Ph.D., senior researcher, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Moscow, Russia

**Annotation.** *This paper presents the results of the study of magnetic nanowires based on iron and nickel.*

**Keywords:** *magnetic nanowires, magnetic properties, Mossbauer spectroscopy, iron, nickel.*

В настоящее время большое внимание уделяется синтезу и свойствам магнитных нанопроволок [1] в связи с перспективностью их применений. Такие нанообъекты могут быть использованы в магнитных датчиках, устройствах спинтроники, электродах водородных топливных элементов и в биомедицинских технологиях, включая противоопухолевую терапию.

Нанопроволоки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$  ( $x = 16,33; 24,57; 43,48; 48,54; 71,43$ ) были получены с помощью электрохимического осаждения в порах полимерных трековых мембран с диаметром пор 100 нм и исследованы методами электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, мёссбауэровской спектроскопии на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  и вибрационной магнитометрии. Рентгеновские измерения показывают наличие тетрагональной фазы железа во всех образцах исследованной серии. Данные магнитометрии и мёссбауэровские спектроскопические измерения показывают, что нанопроволоки обладают выраженными ферромагнитными свойствами, а магнитные моменты наночастиц Ni-Fe ориентированы преимущественно в направлении оси проволоки. Такие материалы можно рассматривать как квазиодномерные наноструктурированные ферромагнитные системы. Для описания магнитных свойств и расчета основных физических параметров нанопроволок была использована обобщенная теоретическая модель Стонера-Вольфарта [2,3].

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования в рамках государственных заданий ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и Физико-технологического института имени К.А. Валиева РАН. Использовалось оборудование Центра коллективного пользования Института кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и оборудование ресурсного центра электрофизических методов Национального исследовательского центра «Курчатовский институт».

#### **Список использованных источников:**

1. Vázquez M. (ed.). Magnetic nano- and microwires: design, synthesis, properties and applications. – Woodhead Publishing, 2015, 870 p.
2. Afanas'ev A. M., Chuev M. A., Hesse J. Mössbauer spectra of Stoner-Wohlfarth particles in rf fields in a modified relaxation model // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1999. – Т. 89. – №. 3. – С. 533-546.

3. Chuev M. A., Hesse J. Nanomagnetism: extension of the Stoner–Wohlfarth model within Néel’s ideas and useful plots //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2007. – T. 19. – №. 50. – C. 506201.



## ЛОКАЛЬНАЯ АТОМНАЯ И МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА АМОРФНЫХ МАГНИТНЫХ СПЛАВОВ $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ ( $x = 0 - 20$ )

**Покатилов В.С.**

д.ф.м.н., профессор,  
кафедра нанoeлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

**Сигов А.С.**

д.ф.м.н., профессор, академик РАН, президент МИРЭА РТУ,  
зав. кафедрой нанoeлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

**Певцов Е.Ф.**

к.т.н., директор центра проектирования, доцент,  
кафедра нанoeлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

**Коробкин Д.А.**

магистр,  
кафедра нанoeлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

**Олейник А.В.**

магистр,  
кафедра нанoeлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

***Аннотация.** Аморфные сплавы  $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$  ( $x = 0 - 20$ ), полученные сверхбыстрой закалкой расплава, исследованы методом импульсного ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на ядрах  $^{11}B$  при температуре 4,2 К. Аморфные сплавы состоят из микрообластей (нанокластеров) с близкими порядками типами тетрагональной  $(Fe,Cr)_3B$  и  $\alpha - Fe(Cr,B)$  фаз, содержащих атомы хрома и бора ближайшем окружении атомов железа.*

***Ключевые слова:** аморфные магнитные сплавы, нанокластеры, нанокристаллы, ядерный магнитный резонанс, ближний порядок*

## LOCAL ATOMIC AND MAGNETIC STRUCTURE OF NANOCLUSTER (AMORPHOUS) MAGNETIC ALLOYS $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ ( $x = 0-20$ )

**Pokatilov V.S.**

Dr.Sc. professor,  
Department of nanoelectronics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological  
University

**Sigov A.S.**

Dr.Sc., professor, academician of the Russian Academy of Sciences, President of MIREA RTU,  
head of Department of nanoelectronics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological  
University

**Pevtsov E.F.**

PhD, Director of the Design Center, Associate Professor,  
Department of Nanoelectronics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological  
University

**Korobkin D. A.**

Master  
Department of nanoelectronics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological  
University

**Oleynik A.V.**

Master  
Department of nanoelectronics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological  
University

**Annotation.** Amorphous  $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$  alloys ( $x = 0 - 20$ ) obtained by ultrafast melt quenching were studied by pulsed nuclear magnetic resonance (NMR) on  $^{11}B$  nuclei at a temperature of 4.2 K. Amorphous alloys consist of micro-regions (nanoclusters) with near-order types of tetragonal  $(Fe,Cr)_3B$  and  $\alpha - Fe(Cr,B)$  phases containing chromium atoms in the nearest neighbors of iron atoms.

**Keywords:** amorphous magnetic alloys, nanoclusters, nanocrystals, nuclear magnetic resonance, short-range orders

**ВВЕДЕНИЕ.** Локальная атомная и магнитная структура аморфных металлических ферромагнитных сплавов Fe-B, содержащих примесные  $s$ -,  $p$ - и  $d$  – атомы, остается мало изученной. Это обусловлено тем, что классические структурные методы исследования атомной и магнитной структуры материалов основаны на дифракции рентгеновских лучей, электронов и нейтронов. Дифракционные спектры аморфных металлических сплавов, полученные этими методами, представляют собой «гало» [1]. Дифракционный рентгеновский спектр в виде гало означает, что аморфные сплавы на основе Fe-B состоят из микрообластей (в виде нанокристаллов или нанокластеров) размерами менее 2 нм [2]. Аморфный металлических сплав рассматривается как рентгеноаморфный [2].

Методы, основанные на сверхтонких взаимодействиях (ядерный магнитный резонанс, эффект Мёссбауэра), позволили установить особенности локального атомного и магнитного порядка в этом классе материалов, например, существование микрообластей (нанокластеров) с различными ближними порядками (БП) [3-6], зависимость их количества от состава аморфных сплавов Fe – B [5-7]. Для аморфных сплавов  $Fe_{88-x}B_x$   $x=12-25$  ат. % методом ЯМР на ядрах  $^{11}B$  [3 – 7] и на ядрах  $^{57}Fe$  [7], а также методом мессбауэровской спектроскопии на ядрах  $^{57}Fe$  [6] было установлено, что в области составов Fe-(23–25) ат. % B, аморфные сплавы состоят преимущественно из микрообластей (нанокластеров) с БП типа тетрагональной (t) фазы  $Fe_3B$ , а при уменьшении количества бора появляются дополнительно нанокластеры с БП типа орторомбической (o) фазы  $Fe_3B$  и  $\alpha-Fe(B)$ . Однако влияние замещения атомов железа примесными  $d$  - атомами на локальную атомную и магнитную структуру аморфных сплавов  $Fe_{85-x}T_xB_{15}$  (T –  $3d$  атомы) практически не изучено. Цель данной работы – исследование влияния замещения атомов железа атомами хрома на локальную атомную и магнитную структуры нанокластеров аморфных сплавов  $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$  ( $x = 0 - 20$ ) методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на ядрах  $^{11}B$ .

**ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ.** Аморфные сплавы  $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$  ( $x = 0, 5, 10, 15, 20$ ) были приготовлены методом сверхбыстрой закалки расплава на вращающийся

медный или стальной диск. Образцы сплавов в виде ленточек толщиной 20 мкм и шириной 10 мм были рентгеноаморфными. Химический и рентгеноспектральный анализы показали, что содержание бора, железа и хрома в образцах отклонялось от заданных составов не более 0.1 вес. %. Спектры ядерного эхо  $A(\nu)$  на ядрах  $^{11}\text{B}$  в зависимости от частоты  $\nu$  заполнения радиочастотных импульсов измерялись на импульсном спектрометре ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в области частот 3 - 50 МГц при температуре жидкого гелия 4,2 К.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.** На рис. 1 приведены примеры спектров ЯМР на ядрах  $^{11}\text{B}$  аморфных сплавов  $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$  ( $x = 5, 20$ ), измеренные при 4,2 К. Спектр ЯМР сплава  $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$  [7, 8] сравнительно узкий (ширина спектр равна  $\Delta\nu = 4$  МГц) и его максимум находится при частоте  $\nu_m = 37,6$  МГц. Замещение атомов железа на атомы хрома приводит к существенному уширению спектров и смещению их в сторону меньших частот (рис. 1.1).

Анализ спектров ЯМР на ядрах  $^{11}\text{B}$  в аморфных сплавах  $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$  (рис. 1) проводился с учетом данных работ [6, 8]. Согласно результатам ЯМР и мессбауэровской спектроскопии, аморфные сплавы  $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$  содержат микрообласти (нанокластеры) с БП типа  $\alpha - \text{Fe}(\text{B})$  и боридов  $\text{Fe}_3\text{B}$ . В работах [6, 7] были оценены относительные доли  $S$  кластеров типа  $\alpha - (\text{Fe}, \text{Cr})$  и  $\text{Fe}_3\text{B}$  в аморфном сплаве  $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$  и они равны  $S_1 : S_2 = (50 \pm 5) : (50 \pm 5)$ , соответственно.

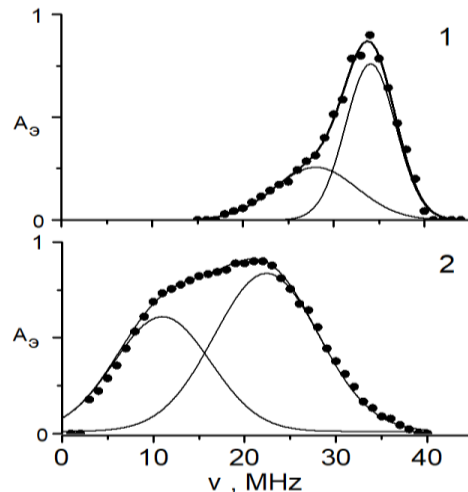


Рис. 1. Спектр ЯМР на ядрах  $^{11}\text{B}$  в аморфных сплавах  $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_5\text{B}_{15}$  (1) и  $\text{Fe}_{65}\text{Cr}_{20}\text{B}_{15}$  (2) при 4,2 К.

В отожженных аморфных сплавах  $(\text{Fe}, \text{Cr})_{85}\text{B}_{15}$  методами мессбауэровской и электронной спектроскопии [8] обнаружено, что добавки хрома приводят к появлению только нанокристаллов типа тетрагонального (t) борида  $t\text{-Fe}_3\text{B}$  и типа  $\alpha - \text{Fe}(\text{B})$ , содержащих атомы хрома. В связи с этими данными мы полагаем, что исследуемые рентгеноаморфные сплавы  $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$  ( $x = 0, 5, 10, 15, 20$ ) содержат нанокластеры типа  $\alpha - (\text{Fe}, \text{Cr}, \text{B})$  и  $t - (\text{Fe}, \text{Cr})_3\text{B}$  с разными количествами атомов хрома в нанокластерах в зависимости от состава сплава. Спектры ЯМР раскладывались на два гауссовских парциальных спектра (используя пакет программ Origin) для состояний атомов бора в нанокластерах типа фаз  $\alpha - (\text{Fe}, \text{Cr})$  и  $t - (\text{Fe}, \text{Cr})_3\text{B}$ , при этом резонансные частоты для ядер  $^{11}\text{B}$  и ширины спектров в этих нанокластерах варьировались. Оказалось, что относительные площади  $S_1$  этих парциальных спектров для фазы  $\alpha - \text{Fe}, (\text{Cr}, \text{B})$  и  $S_2$  для фазы  $t - (\text{Fe}, \text{Cr})_3\text{B}$  и, соответственно, количества нанокластеров в сплавах в пределах оценки практически не зависят от состава сплава и равны  $(60 \pm 5) : (40 \pm 5)$ .

Исследование концентрационных зависимостей максимумов ( $\nu(1)_m$  и  $\nu(2)_m$ ) распределений резонансных частот  $\nu_m$  ядер  $^{11}\text{B}$ , измеренных при температуре 4,2 К, в двух типах нанокластеров, показало, что при замещении атомов железа атомами хрома наблюдается

существенное уменьшение резонансных частот  $\nu(1)_m$  и  $\nu(2)_m$ , при этом в наноклстерах  $t-(Fe, Cr)_3B$  частоты  $\nu(2)_m$  уменьшаются сильнее.

Определены средние локальные магнитные моменты атомов (Fe) в ближайшей координационной сфере (БКС) атомов бора в наноклстерах аморфных сплавов  $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$  ( $x=0-20$ ). Атом бора не имеет магнитного момента и сверхтонкое магнитное поле (СТМТ)  $H(B)$  на ядре  $^{11}B$  определяется ферми-контактным взаимодействием [3 – 8]. Это поле  $H(B)$  пропорционально поляризации электронной спиновой плотности на ядре рассматриваемого атома, обусловленной  $s-d$  обменным взаимодействием  $s$ -электронов проводимости с  $3d$ -электронами магнитных атомов железа. СТМТ на ядрах не магнитного атома бора записывается в виде

$$H(B) = a(B) \cdot N_1 \cdot \mu_1, \quad (1)$$

где  $a(B)$  - константа сверхтонкого взаимодействия для ядер  $^{11}B$ ,  $N_1$  - число магнитных атомов (Fe и Cr) в БКС атома бора,  $\mu_1$  - средний магнитный момент магнитных атомов в БКС атома бора.  $N_1$  определяется ближним порядком магнитных атомов вокруг атома бора и зависит от типа наноклстеров  $\alpha - Fe(B)$  или  $t - Fe_3B$  в аморфных сплавах Fe – B наноклстере типа  $\alpha - Fe(B)$  атом бора окружен в БКС восемью атомами железа  $N_1 = 8$ , а в наноклстере типа  $t - Fe_3B$  девятью атомами железа  $N_1 = 9$  [3–9]. Константы  $a(B)$  в наноклстерах  $\alpha - Fe(B)$  и  $Fe_3B$  оценивались в работах [3, 4, 6, 7]. Константа  $a(B)$  в  $t - Fe_3B$  равна  $a(B) = 1,48$  кЭ/ $\mu_B$ , в  $\alpha - Fe_3B$   $a(B) = 1,51$  кЭ/ $\mu_B$ , и в  $\alpha - Fe(B)$   $a(B)$  равна  $a(B) = 1,65$  кЭ/ $\mu_B$ . С учетом данных [8] установлено, что средние магнитные моменты  $\mu_1$  в БКС атома бора значительно уменьшаются при замещении атомов железа атомами хрома в области составов  $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$  ( $x = 0, 5, 10, 15, 20$ ). Обнаружено, что моменты  $\mu_1$  в наноклстерах типа  $\alpha - Fe$  (Cr, B) уменьшаются от  $2,13 \pm 0,04 \mu_B$  в сплаве  $Fe_{85}B_{15}$  до  $1,26 \pm 0,04 \mu_B$  в сплаве  $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$ , а в наноклстерах типа  $t-(Fe, Cr)_3B$   $\mu_1$  уменьшаются от  $1,91 \pm 0,04 \mu_B$  в сплаве  $Fe_{85}B_{15}$  до  $0,60 \pm 0,04 \mu_B$  в сплаве  $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$ . Снижение  $\mu_1$  обусловлено тем, что в исследуемых аморфных сплавах в области составов  $x = 5-20$  атомы хрома имеют меньшие по величине и отрицательные (по отношению к магнитному моменту атомов железа) магнитные моменты, аналогично тому, что наблюдается в системе  $\alpha-Fe_{1-x}Cr_x$  [9].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект Минобрнауки №FSFZ-0706-2020-0022) и МИРЭА-Государственного технологического университета (грант «Университетский» НИР-41).

#### Список использованных источников:

1. Аморфные металлические сплавы / под ред. Ф.Е. Любарского. – М. Металлургия, 1987. – 572с.
2. Zweck J., Hoffman H. Crystalline-like short-range order in «amorphous» alloys // Proc. Fifth Int. Conf. RQM, Elsevier Sci. Publ, – 1985. – V.1. – p.509–512.
3. Покатилов В.С. Ядерный магнитный резонанс  $^{11}B$  в аморфном и кристаллическом сплавах Fe-18 ат.% B // ДАН СССР.– 1981.– т. 257, № 1.– с. 95–98.3.
4. Pokatilov V., Dyakonova N. Experimental evidences of clusters with different short range order in amorphous alloys // Hyperfine Interaction.–1990.– V. 59, № 1–4. – P. 525–528.
5. Budnick J. I., Zhang Y. D., Ford J. C. and Hines. A. Some Applications of NMR to the Study of Magnetically Ordered Materials with Emphasis on the Short Range Order in (Fe-B) Based Crystalline and Amorphous Alloys // J. Mag. Mag. Mat.– 1991. – V. 100, № 1-3. – P. 13–37.
6. Покатилов В.С.. Исследование быстрозакаленных кристаллических и аморфных сплавов Fe-B методом ядерного магнитного резонанса // ФТТ. – 2007. – т. 49, № 12. – с. 2113–2117.
7. В.С. Покатилов В.С.. Исследование аморфных и быстро закаленных кристаллических сплавов Fe-B методом ядерного магнитного резонанса на ядрах  $^{57}Fe$  // ФТТ. – 2009.–т. 51, №. 1134–140.

8. Покатилов В.С., Дмитриева Т.Г., Покатилов В.В., Дьяконова Н.Б. Локальная атомная и магнитная структура нанокристаллического сплава Fe<sub>75</sub>Cr<sub>10</sub>B<sub>15</sub> // ФТТ.–2012 – том 54, № 9 – с. С. 1680–1685.
9. Aldred A.T., Fainford B.D., Kouvel J.S., Hicks T.J. Ferromagnetism in iron-chromium alloys. II. Neutron scattering studies // Phys. Rev. – 1976 – V.14, №1. – P., 228–234.

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА НАНОСТРУКТУР РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ И РАЗМЕРОВ

**Проказников А.В.**

д.ф.-м.н., профессор, ведущий научный сотрудник лаборатории технологии микро- и наносистемной техники

Ярославский Филиал Физико-Технологического Института им. К.А. Валиева, РАН

**Папорков В.А.**

к.ф.-мн., доцент, доцент кафедры микроэлектроники

Ярославский Государственный Университет им. П.Г. Демидова

**Чириков В.А.**

магистрант кафедры микроэлектроники

Ярославский Государственный Университет им. П.Г. Демидова

*Аннотация.* Установлено, что магнитооптический отклик от криволинейных магнитных наноструктур, образованных при разных режимах ионной обработки различных поверхностей, резко меняет свой характер на определенных масштабах длины ( $\Lambda \geq 100$  нм). Для масштабов меньше  $\Lambda \leq 100$  нм нормированное значение петли гистерезиса для поперечного эффекта Керра не зависит от угла падения электромагнитного излучения. Для криволинейных наноструктур на масштабах больше  $\Lambda \geq 100$  нм наблюдались петли гистерезиса, характерные для магнитных вихрей.

*Ключевые слова:* магнитные наноструктуры, магнитные вихри, магнитооптический отклик, перемагничивание наноструктур

## FEATURES OF MAGNETO-OPTICAL RESPONSE OF NANOSTRUCTURES OF VARIOUS SHAPES AND SIZES

**Prokaznikov A.V.**

Dr. Sci., professor, leading researcher of the laboratory of micro- and nanosystem technology

Valiev Institute of Physics and Technology, RAS, Yaroslavl Branch

**Paporkov V.A.**

PhD, docent, associate professor of the department of microelectronics

Yaroslavl State University named after P.G. Demidov

**Chirikov V.A.**

master's degree student of the department of microelectronics

Yaroslavl State University named after P.G. Demidov

**Annotation.** It is established that the magneto-optical response from curved magnetic nanostructures, which were formed by different ionic processing the surfaces of different types, experiences crossovers at certain length scales ( $\Lambda \geq 100$  nm). For the scales smaller than  $\Lambda \leq 100$  nm the normalized value of hysteresis loop for the transverse Kerr effect does not depend on the incidence angle of electromagnetic radiation. For the curved nanostructures at the scales larger than  $\Lambda \geq 100$  nm hysteresis loops typical for magnetic vortices were observed.

**Keywords:** *magnetic nanostructures, magnetic vortices, magneto-optical response, magnetization reversal of nanostructures*

Технологическая реализация магнитной памяти, основанной на свойствах магнитных вихрей, требует точной фиксации положения вихря для осуществления процедуры записи/считывания информации. В этой связи используются структурированные системы для формирования систем памяти и логических элементов на магнитных вихрях [1]. Особый интерес к наноструктурированным системам обусловлен возможностью подобной точной фиксации положения бита информации.

Изготовление магнитных 3D наноструктур основывалось на особом технологическом процессе распыления одновременно двух мишеней кобальта (Co) и титана (Ti) на кремниевой подложке в аргоновой ( $Ar^+$ ) плазме. Этот процесс приводит к замещению кобальта наноструктурированным титаном. После стадии совместного распыления (co-sputtering) образец представлял собой случайно расположенные кремниевые нанокolonны, покрытые слоем титана на вершинах. Типичный размер отдельного элемента структуры составлял  $\sim 50-100$  нм (см. рис.

1a). Затем наносился слой кобальта магнетронным распылением. Результат этих технологических процессов приведен на рис. 1a (условно это образец назван – «образец 1»). Типичный поперечный размер магнитной части 3D эллипсоидальной структуры (см. рис. 1a) составлял ~ 100 нм, что, в частности, соответствует по порядку величины размерам магнитного вихря в подобной системе.

Иной тип структур был сформирован посредством магнетронного распыления стабилизирующего слоя тантала на Si подложку. Затем наносился слой алюминия (Al) толщиной 1 мкм аналогичным образом. Далее следовал этап анодирования в растворе щавелевой кислоты ( $H_2C_2O_4$ ) с образованием слоя пористого алюминия ( $Al_2O_3$ ). Следующим этапом являлось травление пористого алюминия в смеси  $H_2PO_4$  и  $CrO_3$ , что приводило к формированию «нанохолмов» на основе  $Al_2O_3$ . Отметим, что процесс анодирования протекает также через посредство взаимодействия ионов, содержащихся в растворе, с поверхностью твердого тела. На заключительном этапе наносился слой Co толщиной 8 нм посредством магнетронного распыления. Окончательный результат представлен на рис. 1b. «Нанохолмики» формировались слегка упорядоченными, форма которых близка к пирамидальной (этот образец условно назван – «образец 2»). Для более детального анализа результатов измерений был изготовлен тестовый образец с однородной пленкой Co толщиной 6 нм на кремниевой подложке посредством магнетронного распыления (этот образец условно назван – «образец 3»). Фотография этого образца приведена на рис. 1c.

Наибольшего разнообразия наноструктур с искривленной поверхностью удалось достичь на подложках на основе селенида свинца (PbSe), обработанных в аргоновой ( $Ar^+$ ) плазме. Пленки PbSe толщиной 3 мкм были выращены посредством молекулярно-лучевой эпитаксии на кристаллической кремниевой подложке Si(111) с буферным слоем  $CaF_2$  толщиной 2-4 нм. Пленки PbSe были монокристаллическими и имели ориентацию [111] вдоль оси роста. Эпитаксиальные структуры PbSe/ $CaF_2$ /Si(111) были обработаны в плазменном реакторе высокочастотного разряда (13.56 МГц) при низком давлении. Обработка производилась при низкой энергии ионов  $Ar^+$  (20-30 эВ), близко к порогу распыления. Время обработки изменялось в пределах 60-240 секунд. На рис. 1e представлена структура, полученная после обработки в течение 4 минут в плазме  $Ar^+$ . С ростом времени обработки в плазме относительная доля Pb увеличивалась, как свидетельствовал анализ состава поверхности. После формирования наноструктур наносился слой кобальта толщиной 10 нм магнетронным распылением для последующих магнитооптических (МО) исследований. Слой в 10 нм наносился на структуры после каждой серии МО исследований (в общей сложности четыре раза). Это позволило осуществить исследования МО свойств наноструктурированной поверхности в зависимости от толщины магнитной пленки.



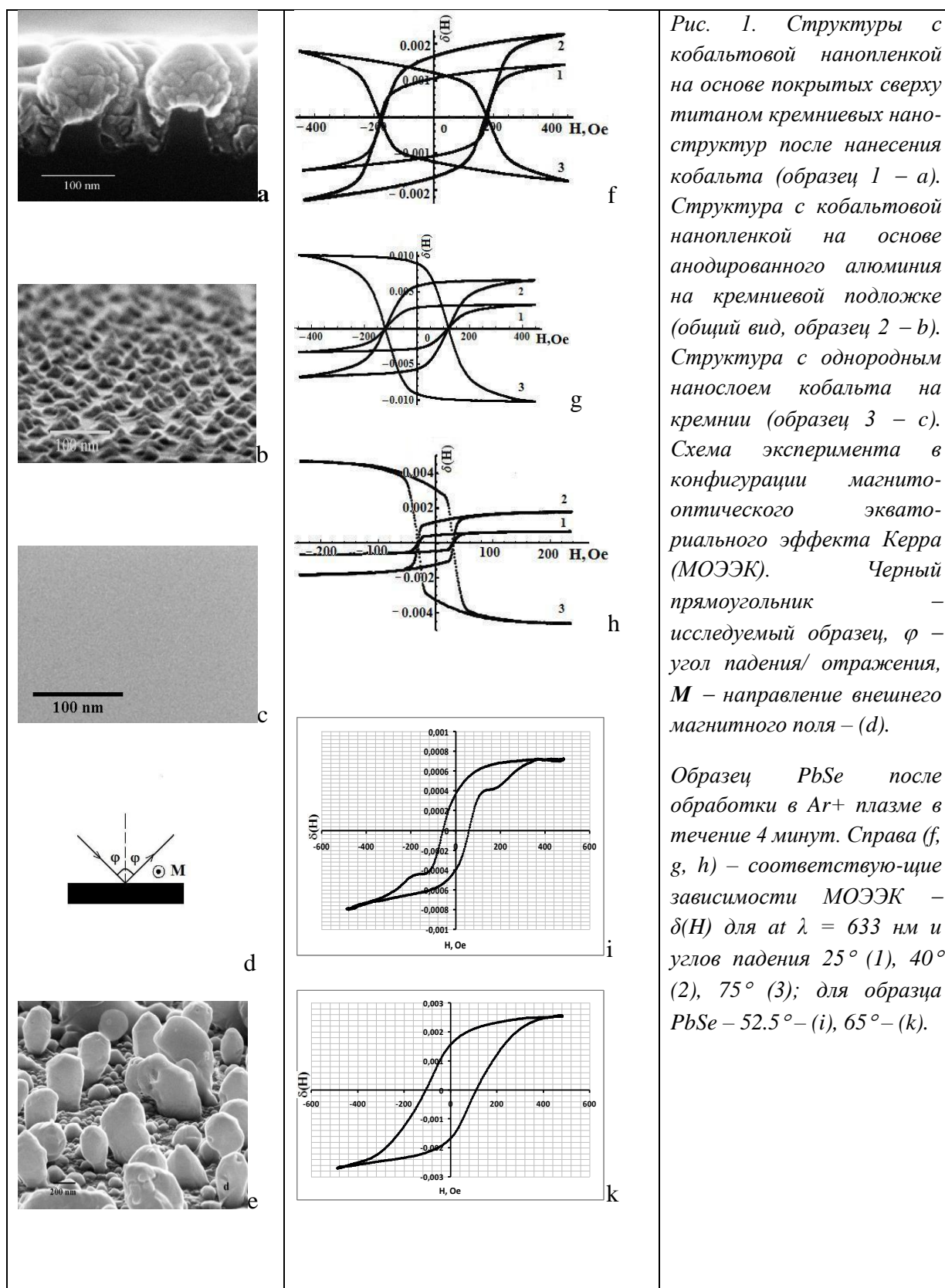


Рис. 1. Структуры с кобальтовой нанопленкой на основе покрытых сверху титаном кремниевых наноструктур после нанесения кобальта (образец 1 – а). Структура с кобальтовой нанопленкой на основе анодированного алюминия на кремниевой подложке (общий вид, образец 2 – б). Структура с однородным нанослоем кобальта на кремнии (образец 3 – с). Схема эксперимента в конфигурации магнито-оптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК). Черный прямоугольник – исследуемый образец,  $\varphi$  – угол падения/ отражения,  $M$  – направление внешнего магнитного поля – (d).

Образец  $PbSe$  после обработки в  $Ar^+$  плазме в течение 4 минут. Справа (f, g, h) – соответствующие зависимости МОЭЭК –  $\delta(H)$  для  $\lambda = 633$  нм и углов падения  $25^\circ$  (1),  $40^\circ$  (2),  $75^\circ$  (3); для образца  $PbSe$  –  $52.5^\circ$  – (i),  $65^\circ$  – (k).

Время плазменной обработки влияло на размер и форму сформированных наноструктур. С увеличением времени обработки в  $Ar^+$  плазме формировались наноструктуры больших размеров и меньшей плотности расположения по поверхности, так что характерный масштаб  $\Lambda$

$\geq 100$  нм. Изменение толщины пленки Co на поверхности образцов PbSe показало, что на структурах с большей плотностью распределения наноструктурных элементов ( $\Lambda \leq 100$  нм) не регистрировались МО петли гистерезиса (МОПГ), характерные для магнитных вихрей. Изменение толщины пленки Co на структурах PbSe продемонстрировало, что характерные для магнитных вихрей МОПГ появлялись при малых толщинах пленок Co  $\sim 10$  нм. Эти закономерности проявлялись для наноструктур с  $\Lambda \geq 100$  нм и исчезали при толщинах пленки Co больших 20 нм.

В настоящей работе продемонстрировано, что при определенной кривизне поверхности, сформированной ионной обработкой кристаллов PbSe, и при толщине слоя Co  $\sim 10$  нм во внешнем магнитном поле возникают магнитные вихри, которые проявляются в особой форме МОПГ (см. рис. 1i). Эта особая форма МОПГ трансформируется в обычную (см. Рис. 1k) для толщин слоев Co больших 20 нм. В конфигурации МОЭЭК внешнее поле магнитное поле направлено перпендикулярно боковой поверхности отдельных наноструктур, так что магнитные вихри формируются на боковой поверхности наноструктур. Этот факт отражается в наличии характерного плато на МОПГ при относительно больших углах падения излучения. Компьютерное моделирование подтверждает появление характерного плато на петле гистерезиса в случае возникновения магнитных вихрей в системе.

Для чистой пленки кобальта на плоской поверхности толщиной 10 нм, оценки энергии по перемагничиванию дают значение порядка  $\epsilon_{Co} \approx 23 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup> (см. рис. 1с). Оценка потерь энергии при формировании гистерезиса для процесса перемагничивания с появлением магнитных вихрей составляет порядка  $\epsilon_V \approx 41 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup> (см. рис. 1i). Средняя удельная энергия  $\epsilon_V$  также включает также вклады структур без вихревых состояний из-за конечного размера лазерного луча и неоднородности магнитной структуры, показанной на рис. 1. Для случая без образования магнитного вихря удельные потери энергии на перемагничивание, согласно рис. 1k, оцениваются как  $\epsilon \approx 61 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>. Таким образом, образование магнитного вихря приводит к снижению удельных потерь энергии на перемагничивание, и оно происходит по траектории с наименьшей затратой энергии.

Магнитооптический отклик (МО) наноструктурированной искривленной поверхности резко меняет характер поведения при определенных масштабах отдельных элементов системы ( $\Lambda \geq 100$  нм), сформированной ионной обработкой поверхности различных материалов. Для размеров наноструктур меньших, чем характерный масштаб ( $\Lambda \leq 100$  нм), то есть порядка и меньше ширины доменной стенки, нормированная петля гистерезиса для магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК) не зависит от угла падения света. Для структур с искривленной поверхностью с размерами порядка и более характерной длины ( $\Lambda \geq 100$  нм) наблюдаются петли гистерезиса, характерные для наличия магнитных вихрей. Для пленок кобальта толщиной порядка нескольких нанометров для различных наноструктурированных подложек характерная длина имеет величину  $\Lambda \sim 100$  нм, сравнимую с шириной доменной стенки. Компьютерное моделирование продемонстрировало хорошее совпадение с результатами эксперимента. Кроме того, материалы на основе халькогенидов свинца (PbSe) продемонстрировали свою перспективность в плане применения для создания систем опто- и наноэлектроники [2], а также достаточную пластичность для формирования на их основе различных наноструктур разнообразной геометрии посредством ионной обработки поверхности.

**Список использованных источников:**

1. Zhang X., Ezawa M., Zhou Y. Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication, and merging of skyrmions / Sci. Reports. V. 5 – 2015 – p. 9400.
2. Ahluwalia G. K. Applications of chalcogenides: S, Se and Te / Switzerland, Springer International Publishing, 2017 – 461 p.

## **АНАЛИЗ НАНОСТРУКТУРЫ ГЕТЕРОГЕННЫХ СПЛАВОВ SmCoCuFeZr С ПРИМЕНЕНИЕМ АППАРАТА ФРАКТАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ**

**Семенова Е.М.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры ФКС, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

**Ляхова М.Б.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры ФКС, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

**Сдобняков Н.Ю.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

**Синкевич А.И.**

студент кафедры ФКС, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

**Антонов А.С.**

к.ф.-м.н., научный сотрудник кафедры общей физики, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ, старший преподаватель кафедры физико-математических дисциплин информационных технологий ФГБОУ ВО Тверская ГСХА

**Иванов Д.В.**

аспирант кафедры общей физики, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

*Аннотация.* На основе АСМ-изображений наноструктуры гетерогенного высококоэрцитивного интерметаллида SmCoCuFeZr проводится анализ характеристик поверхности его структурных составляющих в высококоэрцитивном состоянии. Показано, что фрактальная размерность наноструктуры коррелирует с локальной коэрцитивностью фазовых составляющих.

*Ключевые слова:* наноструктура, коэрцитивность, фрактальная размерность.

## **FRACTAL ANALYSIS OF NANOSTRUCTURED SmCoCuFeZr HETEROGENEOUS ALLOYS**

**Semenova E.M.**

Ph. D., docent of the Condensed Matter Physics Department, Physics and Technical Faculty of Tver State University

**Lyakhova M.B.**

Ph. D., docent of the Condensed Matter Physics Department, Physics and Technical Faculty of Tver State University

**Sdobnyakov N.Yu.**

Ph. D., docent of the General Physics Department, Physics and Technical Faculty of  
Tver State University

**Sinkevich A.I.**

student, Condensed Matter Physics Department, Physics and Technical Faculty of  
Tver State University

**Antonov A.S.**

Ph. D., researcher of the General Physics Department, Physics and Technical Faculty of Tver State  
University, senior lecturer of the Department of Physical and Mathematical Disciplines of Information  
Technologies of FSBEI HE Tver SAA

**Ivanov D.V.**

postgraduate student, General Physics Department,  
Physics and Technical Faculty of Tver State University

**Annotation.** *On the basis of AFM images of the nanostructure of the heterogeneous highly coercive intermetallic compound SmCoCuFeZr, the characteristics of the surface of its structural components in the highly coercive state are analyzed. It is shown that the fractal dimension of the nanostructure correlates with the local coercivity of the phase components.*

**Keywords:** *nanostructure, coercivity, fractal dimension.*

Особенностью редкоземельных интерметаллидов типа RCoCuFeZr является возможность достижения высококоэрцитивного состояния в литом состоянии, а также повышенная температурная стабильность магнитных характеристик. Причиной этого является регулярная гетерогенная наноструктура, которая реализуется в материале после серии термообработок [1-5].

Целью данной работы было исследование наноструктуры материалов SmCoCuFeZr в высококоэрцитивном состоянии с применением аппарата фрактальной геометрии. Наноструктура основных фазовых составляющих этих интерметаллидов представляет собой когерентно связанную систему «ячеек», в центральной части которых сосредоточена высокоанизотропная фаза с высокой намагниченностью насыщения, а на границах повышена концентрация меди. Таким образом, границы «ячеек» служат эффективными центрами задержки смещения доменных границ (ДГ). Сплавы этого типа являются микро- и наногетерогенными [2,4]. На микроуровне также различают два вида областей, которым соответствует разные интервалы коэрцитивности доменных границ, а наноструктура хотя и близка по линейным размерам (50-100 нм), но отличается по конфигурации: в высококоэрцитивной фазовой составляющей (В) наблюдается упорядоченная структура «ячеек», геометрия которых в сечении имеет форму четырехгранника, а в составляющей с низкой коэрцитивностью (А) «ячейки» имеют округлую форму и в целом ячеистая структура не имеет дальнего порядка в пределах фазовой составляющей [4]. Для анализа наноструктуры в данной работе применялся аппарат фрактальной геометрии, который используется для описания и сравнения объектов сложной формы. Значения фрактальной размерности наноструктуры фазовых составляющих сплава сопоставляются с их локальными магнитными характеристиками.

Синтез сплавов осуществлялся методом индукционной плавки в атмосфере аргона, термические обработки выполнялись по режиму [2] в трубчатой трехзонной печи TZF 15/610, оснащенной 8-ми сегментным температурным программатором и вакуумной системой CDK 180+МЗТ. Исследования наноструктуры образцов выполнялись методами контактной атомно-

силовой микроскопии на СЗМ Solver P47. Предварительно поверхность шлифов подвергалась электрохимическому травлению в насыщенном растворе хромового ангидрида в ортофосфорной кислоте для визуализации границ «ячеистой» структуры. Изучение интервалов коэрцитивности ДГ осуществлялось на основе наблюдения процессов перемагничивания доменной структуры составляющих сплава методом полярного эффекта Керра.

Анализ наноструктуры, в том числе определение фрактальной размерности выполнен с использованием ПО MountainsSPIP [6]. На рис.1 представлено 3d-изображение наноструктуры фазовой составляющей А интерметаллида SmCoCuFeZr. Визуальный анализ позволяет выделить периодические структуры на поверхности образца. Применение различных методов для оценки фрактальной размерности поверхности образцов позволяет контролировать и верифицировать результаты исследований [7-10]. В данной работе анализ поверхности средствами фрактальной геометрии [6] с использованием двух альтернативных в достаточной степени апробируемых методов (morphological envelopes [11,12], enclosing boxes [12]) показал возможность существования структур с фрактальной размерностью в диапазоне 2.274-2.413, т.е. создания умеренно развитого фрактального рельефа. Для анализа локальных элементов поверхности изучалось высотное распределение отдельных участков образца, а также строилась кривая Эббота-Файрстоуна, которая позволяет графически охарактеризовать шероховатость поверхности [13] (см. рис. 2).

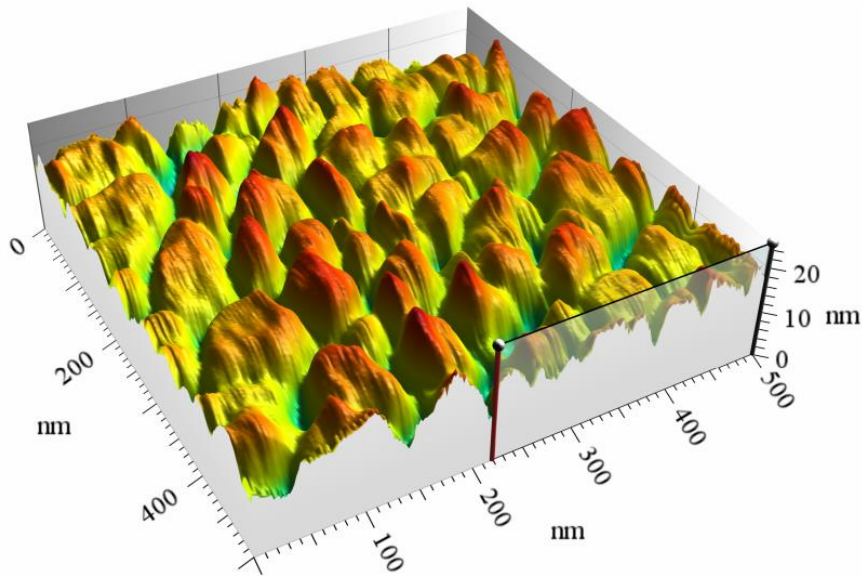
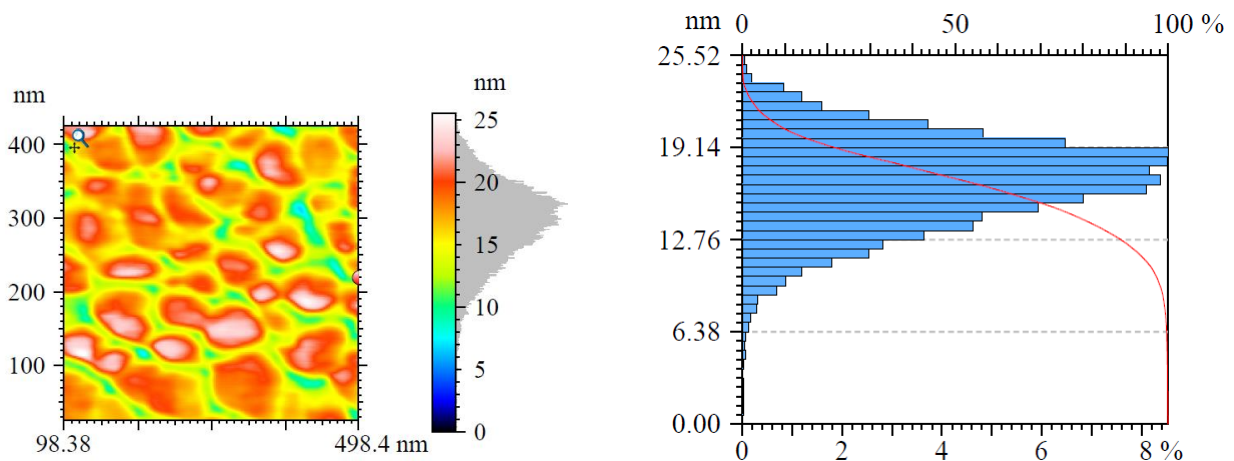


Рис. 1. АСМ-изображение наноструктуры поверхности фазовой составляющей А интерметаллида SmCoCuFeZr



*Рис. 2. АСМ-изображение наноструктуры поверхности фазовой составляющей А интерметаллида SmCoCuFeZr: а – 2d топографическое (вид сверху) АСМ-изображение, положение по оси Z определяется цветовой кодировкой в соответствии с цветовой шкалой, отображаемой с правой стороны изображения; б – кривая Эббота-Файрстоуна*

Установлено, что фрактальная размерность наноструктуры коррелирует с локальной коэрцитивностью фазовых составляющих, что подтверждается данными [14].

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2020-0007).

#### Список использованных источников:

1. Fidler G., Scalicky P., Rothwarf F. High resolution electron study of Sm(Co,Fe,Cu,Zr)<sub>7.5</sub> magnets / IEEE Trans. Magn., – MAG-19(5). – 1983. – P.2041 – 2043.
2. Semenova E.M., Lyakhova M.B., Ivanova A.I., Ulyanov M.N. Micro- and nanostructures of RCoCuFeZr heterogeneous alloys with high temperature stability / Materials Science Forum. – V.845. – 1991. – P.46-49.
3. Fidler J. Schrefl T. Hoefinge S. Hajduga M. Recent developments in hard magnetic bulk materials / Journal of Physics: Condensed Matter. – V. 16, N. 5. – 2004. – S455–S470.
4. Lyakhova M.B., Semenova E.M., Ivanov R.P. High-temperature behavior of hard magnetic alloys (R,Zr)(Co,Cu,Fe)<sub>z</sub> (R = Sm, Gd) / Metal Science and Heat Treatment. – V. 56. Issue 11-12. – 2015. – P. 602-608.
5. Ляхова М.Б., Семенова Е.М., Супонев Н.П., Иванов Р.П., Айриян Э.Л. Влияние наноструктуры на параметры и конфигурацию магнитных доменов сплавов Sm-Zr-Co-Cu-Fe / Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2012. – № 4. – С. 333-33.
6. DigitalSurf. – Режим доступа: <https://www.digitalsurf.com> (дата обращения 14.0.42020).
7. Иванов Д.В., Васильев С.А., Сдобняков Н.Ю., Романовская Е.В., Анофриев В.А., Кошелев В.А., Антонов А.С. Моделирование процесса формирования фрактальных металлических пленок // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2020. – Вып. 12. – С. 424-437.
8. Сдобняков Н.Ю., Антонов А.С., Иванов Д.В. Морфологические характеристики и фрактальный анализ металлических пленок на диэлектрических поверхностях: монография. – Тверь: Тверской государственный университет, 2019. – 168 с.
9. Ivanov D.V., Antonov A.S. Semenova E.M., Romanovskaia E.V., Afanasiev M.S. and Sdobnyakov N.Yu. Determination of the fractal size of titanium films at different scales // Journal of Physics: Conference Series. VIII International Conference «Functional Nanomaterials and High-Purity Substances FNM (2020)». – 2021. – V. 1758. – P. 012013-1-012013-6.
10. Антонов А.С., Сдобняков Н.Ю., Иванов Д.В., Соколов Д.Н., Мясниченко В.С., Колосов А.Ю., Романовский В.И., Хорт А.А. Исследование фрактальных свойств наноразмерных пленок золота, серебра и меди: атомно-силовая и туннельная микроскопия // Химическая физика и мезоскопия. – 2017. – Т. 19. – № 3. – С. 473-486.
11. Talu S., S. Stach, S. Valedbagi, S.M. Elahi, R. Bavadi Surface morphology of titanium nitride thin films synthesized by DC reactive magnetron sputtering // Materials Science-Poland, 2015. – V. 33. – I. 1. – P. 137-143.
12. Mortazavi S.H., Ghoranneviss M., Dadashbaba M., Alipour R. Synthesis and investigation of silicon carbide nanowires by HFCVD method // Bulletin of Materials Science. – 2016. – V. 39. – I. 4. – P. 953-960.
13. Уайтхауз Д. Метрология поверхностей. Принципы, промышленные методы и приборы. – М.: Издательский Дом «Интеллект», 2009. – 472с.

14. Semenova E.M., Lyakhova M.B., Kuznetsova Yu.V., Karpenkov D.Yu., Ivanova A.I., Karpenkov A.Yu., Ivanov D.V., Antonov A.S., Sdobnyakov N.Yu. A comparative analysis of magnetic properties and microstructure of high coercivity  $\text{Sm}(\text{CoCuFe})_5$  quasi-binary alloys in the framework of fractal geometry // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2020. – V. 1658. – Art. № 012050. – 6 p.



## **О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ**

**Соколовская Ю.Г.**

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

**Подымова Н.Б.**

к.ф.-м.н., старший преподаватель,  
физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

**Карабутов А.А.**

д.ф.-м.н., профессор,  
физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

***Аннотация.** Продемонстрирована возможность применения лазерного оптико-акустического метода для исследования структуры ферромагнитных жидкостей с нарушенной стабильностью. Используется связь между распределением коэффициента экстинкции света в жидкости и формой возбуждаемого в ней оптико-акустического импульса. Показано, что данный метод позволяет обнаружить появление структурных изменений в разбавленных нестабильных ферромагнитных жидкостях со временем.*

***Ключевые слова:** ферромагнитные жидкости, оптико-акустический метод, коэффициент экстинкции, наночастицы*

## **ON THE POSSIBILITY OF THE LASER OPTOACOUSTIC METHOD FOR THE STUDY OF FERROMAGNETIC FLUIDS**

**Sokolovskaya Yu.G.**

engineer,  
Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

**Podymova N.B.**

PhD, associated professor,  
Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

**Karabutov A.A.**

Dr.Sc., professor,  
Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

***Annotation.** The possibility of using the laser optoacoustic method to study the structure of ferromagnetic fluids with impaired stability is demonstrated. The relationship between the distribution*

*of the light extinction coefficient in a studied fluid and the shape of the optoacoustic pulse excited in this fluid is used. It is shown that this method makes it possible to detect the appearance of structural changes in dilute unstable ferromagnetic fluids over time.*

**Keywords:** *ferromagnetic fluids, optoacoustic method, extinction coefficient, nanoparticles*

Одной из актуальных проблем, связанных с производством и применением ферромагнитных жидкостей (ФЖ), является проблема стабильности магнитной жидкости как коллоидной системы. Для создания стабильных ФЖ используются поверхностно-активные вещества, создающие защитную оболочку на поверхности частиц магнетита и препятствующие их слипанию благодаря стерическим силам отталкивания между этими оболочками. Однако многочисленные эксперименты показывают, что в ФЖ, несмотря на стабилизацию, помимо одиночных частиц магнетита, обычно присутствует и некоторое небольшое количество микроагрегатов из малого числа частиц [1]. Основной причиной этого является наличие дефектов защитных оболочек частиц [2, 3]. Разбавление несущей жидкостью, наличие свободного стабилизатора также могут быть причинами образования дополнительных агрегатов в ФЖ [3]. Стабильность ФЖ очень важна для их применения в оптических устройствах, таких как оптические модуляторы, затворы, фильтры и т.д., а также для их использования в других областях (например, в медицине).

Целью настоящей работы является демонстрация возможностей применения оптико-акустического (ОА) метода для исследования динамики изменения оптических свойств разбавленных ФЖ со временем. Анализ формы переднего фронта возбуждаемого в исследуемой жидкости ОА-сигнала позволяет измерить величину коэффициента экстинкции света жидкости и восстановить его пространственное распределение по глубине жидкости [4, 5]. Преимущество предлагаемой методики заключается в том, что она позволяет измерить как средний по глубине коэффициент экстинкции света в магнитной жидкости, так и восстановить его распределение по глубине жидкости с достаточно высоким пространственным разрешением.

Рассмотрим случай, когда в ФЖ будет поглощаться лазерный импульс, такой, что выполняется условие  $\mu_{\text{eff}}c_0\tau_L \ll 1$ , где  $\tau_L$  – длительность импульса,  $\mu_{\text{eff}}$  – коэффициент экстинкции света в жидкости, а  $c_0$  – скорость звука в ней. В исследуемой жидкости будет происходить возбуждение акустических волн (ОА-сигнала) за счет действия теплового (термооптического) механизма. Передний фронт давления возбуждаемого ОА-сигнала  $p(\tau < 0)$  будет повторять пространственное распределение интенсивности света в исследуемой среде, а временной профиль сигнала будет определяться коэффициентом экстинкции света  $\mu_{\text{eff}}$  [4, 5]. Время  $\tau = t - z/c_0$  здесь соответствует системе координат, бегущей со скоростью распространения акустической волны в данной среде. Подробное описание ОА-эффекта для поглощающих и рассеивающих жидкостей изложено в монографии [6].

В данной работе использовалась схема с прямой регистрацией ОА-сигналов в исследуемой жидкости, при которой излучатель и приемник находятся с противоположных сторон от исследуемой среды. При этом время  $\tau = 0$  будет соответствовать моменту прихода на приемник сигнала, возбуждаемого на поверхности жидкости  $z = 0$ , а временной и пространственный масштабы связаны как  $z = -c_0\tau$ , ось  $z$  направлена в глубину среды. Рассмотрим случай, когда исследуемая жидкость имеет пространственную неоднородность распределения коэффициента экстинкции. При условии  $a \gg z_L \approx \mu_{\text{eff}}^{-1}$  ( $a$  – характерный радиус лазерного пучка,  $z_L$  – глубина проникновения света в среду) можно рассматривать одномерную задачу термооптического возбуждения звука в жидкости. В таком случае имеет место зависимость экстинкции света только от глубины жидкости  $\mu_{\text{eff}}(z)$ , а формула для профиля переднего фронта ОА-сигнала может быть записана как [4]:

$$p(\tau) \sim \mu_{\text{eff}}(-c_0\tau) \exp\left(-\int_0^{-c_0\tau} \mu_{\text{eff}}(\xi) d\xi\right). \quad (1)$$

Использование данной формулы позволяет определить величину коэффициента экстинкции света и восстановить его пространственное распределение  $\mu_{\text{eff}}(z)$  в исследуемой жидкости:

$$\frac{\partial \ln p(\tau)}{c_0 \partial \tau} = \mu_{\text{eff}}(-c_0\tau) = \mu_{\text{eff}}(z) \quad (2)$$

Для демонстрации возможности исследования изменения оптических свойств магнитной жидкости вследствие утраты стабильности, в качестве примера ФЖ с нарушенной стабильностью можно взять разбавленную жидкость. В настоящей работе были исследованы магнитные жидкости на основе воды с различной концентрацией (объемным содержанием) частиц магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Различные концентрации были получены путем разбавления исходной магнитной жидкости дополнительным количеством несущей жидкости. С целью анализа поведения жидкостей различной концентрации для проведения экспериментов было создано две группы образцов магнитных жидкостей – с более высоким объемным содержанием магнетита (от 3.15% до 4.2%) и с более низким (от 0.35% до 1.4%). Для выявления нарушения стабильности жидкости проводилось измерение коэффициента экстинкции света в ФЖ непосредственно сразу после разбавления, а затем после некоторого определенного промежутка времени.

Для восстановления распределения  $\mu_{\text{eff}}(z)$  по форме зарегистрированного ОА-сигнала использовалась формула (2). Были экспериментально получены зависимости коэффициента экстинкции света от глубины зондирования  $\mu_{\text{eff}}(z)$  для трех случаев: для жидкостей непосредственно после разбавления, через 7 суток после разбавления и через 30 суток (см. рис 1). Для этих же трех случаев были получены зависимости среднего (по глубине зондирования) коэффициента экстинкции света  $\langle \mu_{\text{eff}} \rangle$  от концентрации ФЖ (см. рис. 2). Замечено, что величина относительного изменения коэффициента экстинкции в исследуемом диапазоне глубин ФЖ  $\Delta\mu_{\text{eff}} = (\mu_{\text{eff}}^{\text{max}} - \mu_{\text{eff}}^{\text{min}}) / \mu_{\text{eff}}^{\text{max}}$  может меняться со временем. Так, для жидкости с концентрацией  $n = 0.35\%$  наблюдается некоторое возрастание коэффициента экстинкции света с глубиной, превышающее погрешность измерений. Для исходного состояния сразу после разбавления при  $n = 0.35\%$  (рис. 1, а)  $\Delta\mu_{\text{eff}}$  составляет 16%, через 7 дней увеличивается до 19%, а через 30 дней – до 33 %. Подобное увеличение, хотя и несколько в меньшей степени, наблюдается и для других малых концентраций  $n = 0.7\%$ , 1.5% и 1.4%. В то же время для жидкостей с большими концентрациями  $n = 4.2\%$ , 3.15%, 3.5% и 3.85% величина  $\mu_{\text{eff}}$  в доступном для измерений диапазоне глубин практически не меняется ( $\mu_{\text{eff}}(z) \approx \text{const}$ ) с учетом погрешностей измерений (рис 1, б). Таким образом, эксперимент показал, что в ФЖ из группы с меньшей концентрацией в исследуемом диапазоне глубин наблюдается некоторое изменение коэффициента экстинкции света с глубиной, что, по-видимому, связано с особенностями перераспределения структуры жидкости при разбавлении и с последующей агрегацией частиц.

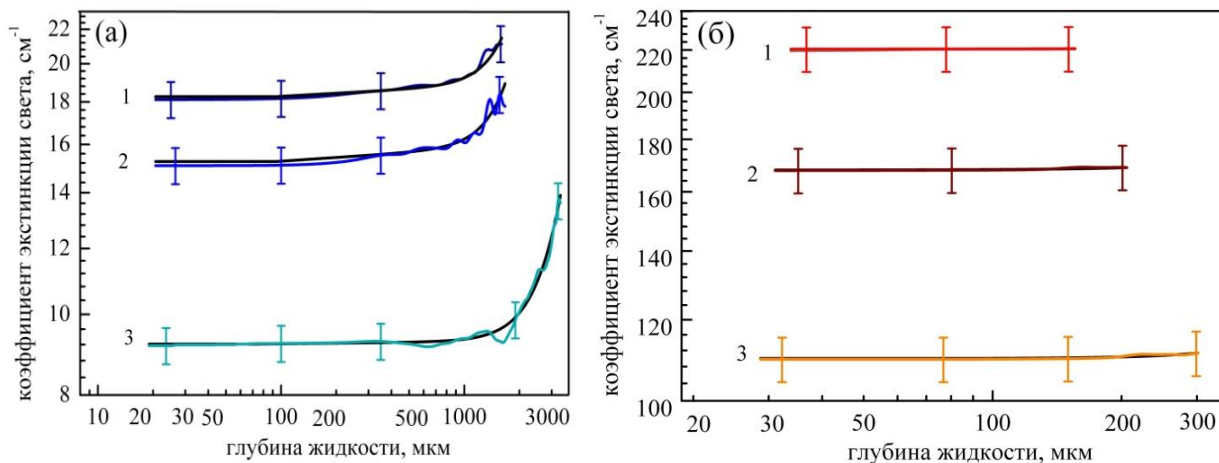


Рис. 1. Пространственное распределение коэффициента экстинкции света в образцах ФЖ с объемным содержанием  $Fe_3O_4$   $n = 0.35\%$  (а) и  $n = 4.2\%$  (б).

Из полученных зависимостей среднего по глубине зондирования коэффициента экстинкции света  $\langle \mu_{eff} \rangle$  от концентрации ФЖ следует, что через 7 суток после разбавления величина коэффициента экстинкции уменьшается на 18-23% от изначальной (в зависимости от концентрации), а через 30 суток – на 50% от начальной величины (рис. 2). При этом небольшое уменьшение коэффициента экстинкции света, не сильно превышающее погрешность измерения, отмечается уже на следующие сутки после разбавления жидкости.

Таким образом, представленный ОА-метод позволяет обнаружить изменение структуры нестабильной ФЖ со временем. Данная методика может быть полезна для проверки качества получаемых ФЖ (в том числе при внедрении новых технологий их производства или модификации состава), а также для оценки возможностей их использования в оптических устройствах и в медицине.

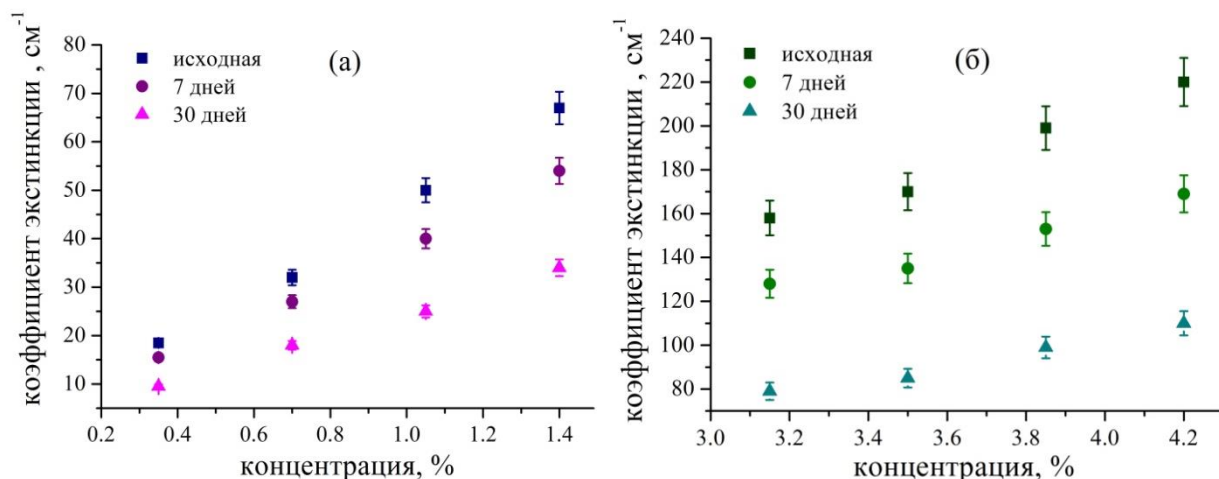


Рис. 2. Изменение среднего по глубине коэффициента экстинкции света со временем: для  $n = 0.35\% - 1.4\%$  (а) и  $n = 3.15\% - 4.2\%$  (б).

#### Список использованных источников:

1. Chikazumi S., Taketomi S., Ukita M., Mizukami M., Miyajima H., Setogawa M., Kurinara Y. Physics of magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1987. – V. 65 – P. 245–251.

2. Ерин К.В. Об изменении распределения частиц и агрегатов по размерам при разбавлении магнитных жидкостей // Коллоидный журнал. –2017. – Т. 79, № 1. – С. 32–37.
3. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. О влиянии коагулянта и свободного стабилизатора на образование агрегатов в магнитных жидкостях // Коллоидный журнал. – 2010. – Т. 72, № 2. – С. 231-237.
4. Бурмистрова Л.В., Карабутов А.А., Портнягин А.И., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б. Метод передаточных функций в задачах термооптического возбуждения звука // Акустический журнал. – 1978. –Т. 24, вып. 5. – С. 655–663.
5. Соколовская Ю.Г., Подымова Н.Б., Карабутов А.А. / Вестник Московского Университета. Серия 3. –2020. – Т. 75, № 4. – С. 55–63.
6. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика – М.:Наука, 1991 – 304 с.

## OSCILLATION OF THE DW RESISTANCE IN NANOWIRES DUE TO DW TRANSITION FROM THE CONSTRAINED TO UNCONSTRAINED STATE

**Useinov A.**

Dr. Sc., Ass. professor,

Int'l College of Semiconductor Tech.,  
National Yang Ming Chiao Tung University,

30010, Hsinchu, Taiwan, e-mail: artu@nctu.edu.tw

**Annotation.** *The present work represents the theoretical modeling of the single domain wall (DW) resistance in the magnetic nanowires (NWs) in framework of the adapted point contact model, which describes, in general case, a diffusive, quasiballistic and ballistic regimes of the spin-resolved electron transport in magnetic nanojunctions and nanowires.*

**Keywords:** *Domain wall resistance, oscillation of the domain wall resistance, nanowires*

## КОЛЕБАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ DW В НАНОПРОВОДАХ ИЗ-ЗА ПЕРЕХОДА DW ИЗ ОГРАНИЧЕННОГО В НЕОГРАНИЧЕННОЕ СОСТОЯНИЕ

**Усеинов А. Д.**

т.н., Асс. профессор,

Международный колледж полупроводниковых технологий,

Национальный университет Ян Мин Чао Тун,

30010, Синьчжу, Тайвань, электронная почта: artu@nctu.edu.tw

**Аннотация.** *Настоящая работа представляет собой теоретическое моделирование сопротивления однодоменной стенки (DW) в магнитных нанопроводах (NW) в рамках*

адаптированной модели точечного контакта, которая в общем случае описывает диффузионный, квазибаллистический и баллистический режимы переноса электронов со спиновым разрешением в магнитных нанопроводах и нанопроводах.

**Ключевые слова:** Сопротивление доменной стенки, колебания сопротивления доменной стенки, нанопроволоки

In present study, the recently developed model [1] shows that there is DW resistance oscillation in relatively small range of NW diameters ( $d \sim 3.5 \text{ nm} - 36.0 \text{ nm}$ ), where a ballistic regime of the conductance take place. The reason of the found phenomena is a release of the DW from a constrained state, since the electron scattering is sensitive to the slope of the DW-related potential, which changes under the DW thickness variation, having a dependence from NW size. Fig.1 shows the resistance of the NW's segment with and without DW ( $R_{\text{DW}}$  and  $R_0$ ) as well as their difference  $\Delta R$ , clarifying the oscillations for  $R_{\text{DW}}$  and DW resistance  $\Delta R$ . The energy landscape for the electrons with presence of the DW and transmission coefficient were considered in similar way as in Ref. [2]. It is assumed that NW can be homogenous composition like Co [3], alloy FeNi [4] or segmented one, consisting, for example, from two compounds: Co and Ni connected in series [5]. Several experimental points of the single DW resistance are shown in Fig.1, they nicely sit on the theoretical curve in diffusive limit. Scaling factor, ratio between the spin-resolved mean free path ( $l_{\uparrow} / l_{\downarrow}$ ) and related  $k_F$ -wavenumber values are most valuable parameters for this system.

The general equation, which applied to estimate the conductance  $G \approx I / V$  of the DW in NW, is considered as follows:

$$G = R^{-1} = \sum_{s=\uparrow, \downarrow} G_0 \frac{k_{F,s}^2 A}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[ T_{b,s} - (\Omega_{1,s}(k) + \Omega_{2,s}(k)) \right] \frac{J_1^2(ka)}{k} dk, \quad (1)$$

where  $J_1(y)$  is Bessel function,  $T_{b,s} = \int \cos(\theta) D_s(\theta) \sin(\theta) d\theta$  is the ballistic (tunnel- responsible) and  $\Omega_{1(2),s} = N_{1(2),s} \int \cos(\theta) W_{1(2),s} \sin(\theta) d\theta$  are diffusive terms. The terms  $N_{1(2),s}$  and  $W_{1(2),s}$  are  $k$ -dependent combinations of an integrals with transmission coef.  $D_s(\theta)$ , and also sensitive to the mean-free-path  $l_s$ .  $G_0$  is the conductance quantum,  $A = \pi a^2$  is cross-section area of the NW,  $d = 2a$ ;  $\theta$  is incident angle of electron trajectory with Fermi wavenumber  $k_{F,s}$ .  $D_s(\theta)$  is considered as an exact analytical solution for the sloping potential profile between two spin-split conduction bands [2], and DW width is assumed here as  $t_{\text{DW}} = d < t_0$ , where  $t_0$  is unconstrained DW width  $\sim 36 \text{ nm}$ . Oscillations are not appeared in case of the  $t_{\text{DW}} = \text{constant}$ . Noteworthy, the same model of electron transport allows to find conductance,  $I$ - $V$  curves and magnetoresistance in different nanoscale systems such as non-magnetic point-contacts, magnetic tunnel junctions with (without) embedded nanoparticles, magnetic point-contacts, respectively.

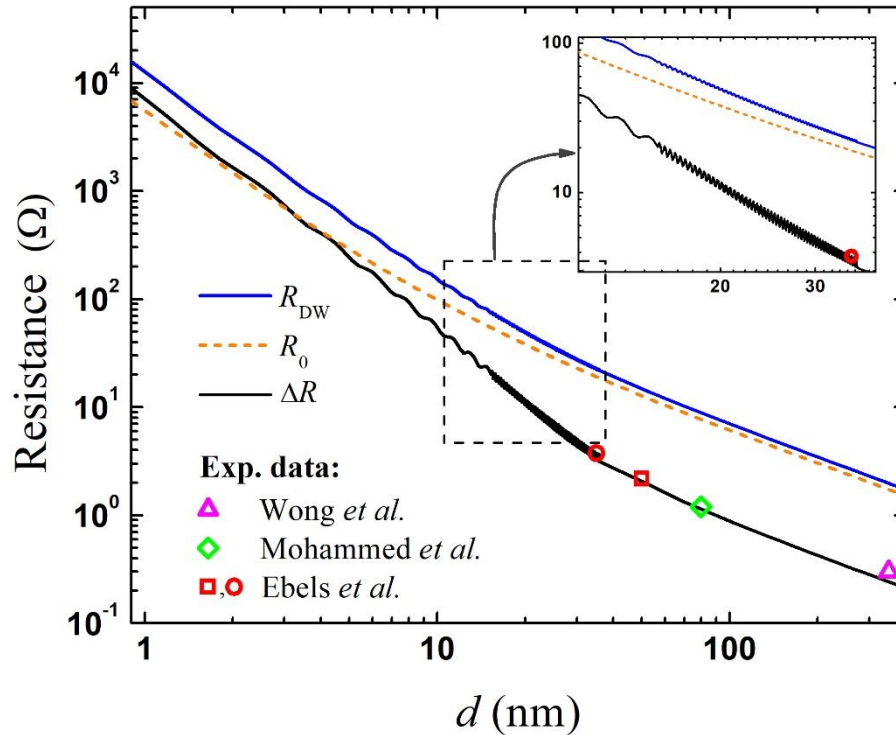


Fig.1. Resistance of the single DW with NW dimension. The transition from the ballistic ( $d < 10$  nm) to diffusive ( $d > 30$  nm) regimes of electron transport in magnetic NW through a DW with a releasing  $t_{\text{DW}}$  is calculated with  $l_{\uparrow}/l_{\downarrow} = 4.0$ ,  $t_0 = 36$  nm;  $R_{\text{DW}}$ ,  $R_0$  and  $\Delta R$  are resistance with, without DW and their difference (or single DW resistance,  $\Delta R = R_{\text{DW}} - R_0$ ), respectively.

## References:

1. Useinov A., Lin H.-H., Useinov N., Tagirov L. Spin-resolved electron transport in nanoscale heterojunctions. Theory and applications // *J Magn. Magn. Mater.* –2020. –№ 508. –P. 166729. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166729>
2. Useinov A., Tagirov L.R., Deminov R.G., *et al.* Mean-free path effects in magnetoresistance of ferromagnetic nanocontacts // *Eur. Phys. J. B.* –2007. –№ 60. –P. 187–192. <https://doi.org/10.1140/epjb/e2007-00335-8>
3. Ebels U., Radulescu A., Henry Y., *et al.* Spin accumulation and domain wall magnetoresistance in 35 nm Co wires // *Phys. Rev. Lett.* –2000. –№ 84. –P. 983. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.983>
4. Wong D.W., Purnama I., Lim G.J., *et al.* Current-induced three-dimensional domain wall propagation in cylindrical NiFe nanowires // *J Appl. Phys.* –2016. –№ 119. –P. 153902. <https://doi.org/10.1063/1.4946753>
5. Mohammed H., Corte-León H., Ivanov Y.P., Lopatin S., *et al.* Current controlled magnetization switching in cylindrical nanowires for high-density 3D memory applications. [Electronic resource]. Open online: <https://arxiv.org/pdf/1804.06616v1>



## ПОЛУЧЕНИЕ И МОДИФИКАЦИЯ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ МАГНЕТИТА

**Хабибуллин В. Р.**

младший научный сотрудник лаборатории магнитных и эластомерных материалов и композитов АО ГНЦ «ГНИИХТЭОС»

**Степанов Г. В.**

начальник лаборатории магнитных и эластомерных материалов и композитов АО ГНЦ «ГНИИХТЭОС»

***Аннотация:** В работе проводится получение магнитных наночастиц магнетита с размером 30-40 нм, модификация поверхности полиэлектролитами и углеродом методом гидротермальной карбонизации. Изучались магнитные свойства полученных продуктов, дзета-потенциал, размер. Было установлено, что с увеличением глюкозы (покрытие углеродом) в реакционной среде намагниченность насыщения уменьшается. В тоже время отмечается хорошая стабильность дисперсии на основе МНЧ-полиэлектролит во времени*

***Ключевые слова:** магнитные наночастицы, полиэлектролиты, углерод, гидротермальная карбонизация, магнитные свойства*

## SYNTHESIS AND MODIFICATION OF MAGNETIC NANOPARTICLES OF MAGNETITE

**Khabibullin V.R.**

Junior Researcher, Laboratory of Magnetic and Elastomeric Materials and Composites, JSC State Research Center "GNIICHTEOS"

**Stepanov G.V.**

Head of the Laboratory of Magnetic and Elastomeric Materials and Composites, JSC State Research Center "GNIICHTEOS"

***Abstract:** In this work, magnetic nanoparticles of magnetite with a size of 30-40 nm are obtained, the surface is modified with polyelectrolytes and carbon by the method of hydrothermal carbonization. The magnetic properties of the obtained products, zeta potential, size were studied. It was found that an increase in glucose (carbon coverage) in the reaction medium decreases the saturation magnetization. At the same time, there is a good stability of the dispersion based on MNP-polyelectrolyte over time.*

**Key words:** *magnetic nanoparticles, polyelectrolytes, carbon, hydrothermal carbonization, magnetic properties.*

Магнитные наночастицы (МНЧ) в настоящее время являются популярными объектами исследований. Ведутся активные исследования применения МНЧ в медицине, электротехнике, экологии, аналитической химии, катализе [1].

Однако, при получении, наночастицы не стабильны и требуется поверхностная стабилизация. Эта проблема решается модификацией поверхности различными органическими и неорганическими веществами. Хорошими модификаторами являются ПАВы, Олеиновая и Лимонная кислоты, кремнийорганические соединения [2]. Большое внимание приковано к полиэлектролитам (ПЭ). В литературе, к настоящему времени, описаны результаты по покрытию наночастиц полиэтиленгликолем (ПЭГ), полиакриламидом или полиакриловой кислотой (ПАК), полистиролсульфонатом (ПСС) [3-5]. Также идет развитие направления по созданию на поверхность МНЧ углеродного слоя методом гидротермальной карбонизацией.

В настоящей работе проводится получение МНЧ магнетита с размерами 30-40 нм, модификация поверхности полистиролсульфонатом (ПСС), полиэтиленгликолем (ПЭГ) и углеродом. Исследованы магнитные свойства полученных композитов.

Получение МНЧ  $Fe_3O_4$  проводили методом соосаждения солей железа в инертной атмосфере при температуре 60 °С. После синтеза, дисперсия промывалась несколько раз водой и спиртом. Покрытие полиэлектролитами проводилось путем смешивания дисперсии МНЧ с раствором полиэлектролита (ПСС и ПЭГ). После смесь обрабатывалась в ультразвуковой ванне (УЗ) 10 минут и перемешивалась в течение 24 часов. На заключительном этапе дисперсию промывали несколько раз водой и спиртом. Получены образцы: « $Fe_3O_4$ /ПСС» и « $Fe_3O_4$ /ПЭГ».

Покрытие углеродом проводилось по следующей технологии. В 25 мл пропиленгликоля растворяли сахарид и смешивали с МНЧ в разном соотношении. Далее смесь перемешивалась в течении 2 часов, а после обрабатывалась УЗ 20 мин. Затем приготовленную дисперсию переносили количественно в автоклав на 180 °С. Термостатирование проводилось в течение 3-18 часов. После термостатирования дисперсия остужалась и промывалась несколько раз водой и спиртом с применением центрифуги. Образец « $Fe_3O_4$ /C»

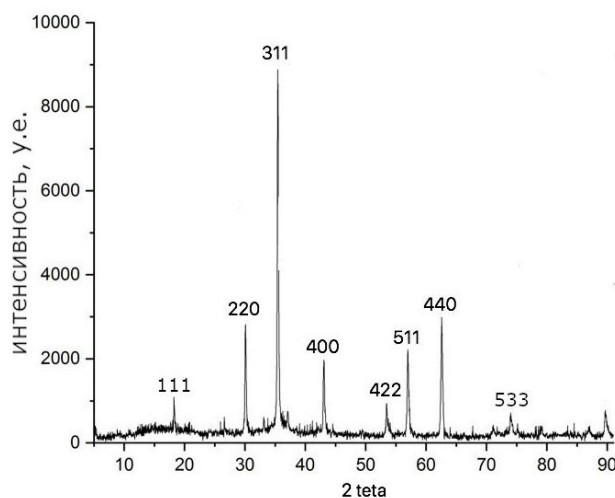


Рис 1. Рентгенограмма наночастиц магнетита

Рентгенофазовый анализ подтвердил, что получаемые в ходе синтеза наночастицы являются магнетитом (рис. 1). Анализ сканирующей электронной микроскопией (СЭМ) подтвердил, что полученные частицы имеют сферическую форму со средним размером 30-40 нм. Подтверждение покрытия МНЧ модификаторами проводилось методом ИК-Фурье спектроскопии.

Далее проводилось измерение дзета-потенциала и намагниченности насыщения ( $M_s$ ). В табл. 1. представлены измерения  $M_s$ , дзета-потенциала ( $\zeta$ ) и среднего гидродинамического размера измеренного методом динамического рассеивания света (ДРС).

Таблица 1. Свойства МНЧ покрытых различными модификаторами.

Образец	$M_s$ , emu/g	$\zeta$ , мВ
$Fe_3O_4$	77,7	+5,1
$Fe_3O_4$ / ПСС	71,1	-52,0
$Fe_3O_4$ / ПЭИ	70,5	+53,0
$Fe_3O_4$ /C (Глюкоза 1:1)	60,8	-22,0

Было установлено, что чистый магнетит со временем изменяет свои свойства, вследствие окислительных процессов на поверхности. Наблюдается уменьшение значения дзета-потенциала в течении трех недель и увеличение размера ( $d$ ) (табл. 2).

Таблица 2. Изменение свойств водной дисперсии чистого  $Fe_3O_4$  со временем

Время, день	$M_s$ , emu/g	$\zeta$ , мВ	$d$ , нм (ДРС)
1	77,7	-31,5	2100
7		-11,5	2930
21		-10,0	3450

Дзета-потенциал у неприкрытого магнетита составляет +5,1 мВ, в то время как у покрытых углеродом лежит в среднем -22 мВ (табл. 1), что указывает на функциональные группы органической природы (карбоксильная, карбонильная) на поверхности.

Как было установлено при увеличении соотношения МНЧ-Глюкоза  $M_s$  образцов уменьшался, что свидетельствует об увеличении толщины поверхностного слоя (рис. 2).

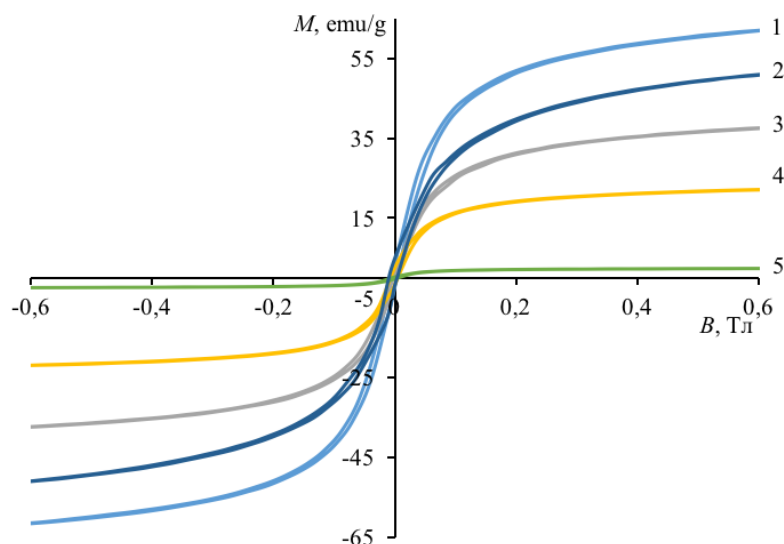


Рис 2. Кривые намагниченности: (1) – чистый МНЧ; МНЧ покрытые разным количеством глюкозы: (2) – 0,5 г, (3) – 1,0 г, (4) – 2,0 г, (5) – 5,0 г,

В течение 10 дней после покрытия углеродом у образцов наблюдается уменьшение значения дзета-потенциала. Такая активность, как мы думаем, является признаком окислительных процессов на поверхности частицы. При этом уменьшение  $\zeta\zeta$ -потенциала не привело к снижению стабильности частиц в дисперсии и увеличению агрегации между зернами, что указывает стабильный размер частиц во времени (1 месяц).

Таким образом можно сделать следующие выводы. В работе были успешно получены и изучены наночастицы магнетита, покрытые полиэлектролитами. Методом гидротермальной карбонизации было проведено покрытие МНЧ углеродом. В ходе исследований было подтверждено, что непокрытый магнетит является нестабильным объектом. Покрытие ПЭ было подтверждено методом ИК-Фурье спектроскопией, а также изменением дзета-потенциала, и уменьшением намагниченности насыщения. В ходе исследований было установлено, что с увеличением концентрации Глюкозы в реакционной среде при покрытии по методу гидротермальной карбонизации увеличивается толщина слоя МНЧ, уменьшается  $M_s$ . Важной задачей в дальнейшем является оптимизация точных соотношений МНЧ-глюкоза для получения магнитных наполнителей как для магнитных композитов на основе каучуков, так и для широкого спектра пользования.

Работа поддержана РФФИ №19-53-12039

#### Список использованных источников

1. Liu S., Yu. B., Wang S., Shen Y., Cong H. Preparation, surface functionalization and application of  $Fe_3O_4$  magnetic nanoparticles // Adv. Colloid. Interface. Sci. - 2020.- V. 281. -102165 p.

2. Bahrami A., Delshadi R., Jafari S. M. Active delivery of antimicrobial nanoparticles into microbial cells through surface functionalization strategies // Trends in Food Science & Technology. – 2020. – V.99. – 217p.
3. Narayanasamy K. K., Cruz-Acuna M., Rinaldi C., Everett J., Dobson J., Telling N. D. Alternating current (AC) susceptibility as a particle-focused probe of coating and clustering behaviour in magnetic nanoparticle suspensions // J. Colloid. Interface. Sci. – 2018. – V.532. – 536 p.
4. Peng J., Zou F., Liu L., Tang L., Yu L., Chen W., Liu H., Tang J., Wu L. Preparation and characterization of PEG-PEI/Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nano-magnetic fluid by co-precipitation method // TNMSC – 2008. – V.18. – 393 p.
5. Lee H.-Y., Rwei S.-P., Wang L., Chen P.-H., Preparation and characterization of core-shell polyaniline-polystyrene sulfonate@Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles // Mater. Chem. Phys. – 2008. – V.112. – 805 p.

## **ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ В НАНОПРОВОЛОКАХ НА ОСНОВЕ СПЛАВОВ FE-CO И FE-NI**

**Хайретдинова Д.Р.**

студентка, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

**Луккарева С.А.**

студентка, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

**Долуденко И.М.**

м.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН

**Евстигнеева С.А.**

ассистент, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

**Загорский Д.Л.**

к.ф.-м.н., в.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН

**Панина Л.В.**

д.ф.-м. н., профессор, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

***Аннотация.** Работа посвящена установлению корреляции между структурными и магнитными свойствами нанопроводов на основе сплавов FeCo и FeNi, полученных методом электрохимического осаждения в полимерных матрицах. Получены нанопровода со значительным увеличением коэрцитивной силы до 360 Э (FeCo) и 700 Э (FeNi), что связано с магнитной анизотропией формы и преимущественной ориентацией кристаллитов вдоль оси нанопроводов.*

***Ключевые слова:** нанопровода, ферромагнитный материал, электрохимическое осаждение*

## **FEATURES OF MAGNETIZATION PROCESSES IN NANOWIRES BASED ON FE-CO AND FE-NI ALLOYS**

**Khairtadinova D.R.**

bachelor student, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

**Lukkareva S.A.**

bachelor student, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

**Doludenko I.M.**

junior researcher, Laboratory of the growth of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

**Evstigneeva S.A.**

assistant, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

**Zagorskiy D.L.**

PhD, leading researcher Laboratory of the growth of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

**Panina L.V.**

Dr.Sc., professor, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

**Annotation.** *The work is dedicated to establishing a correlation between the structural and magnetic properties of nanowires based on FeCo and FeNi alloys fabricated by electrochemical deposition in polymer matrices. Nanowires with a significant increase of the coercive force up to 360 Oe (FeCo) and 700 Oe (FeNi) were obtained, which is associated with the magnetic shape anisotropy and the dominant orientation of crystallites along the axis of the nanowires.*

**Keywords:** *nanowires, ferromagnetic material, electrochemical deposition*

## **Введение**

Современные тенденции и стремления к уменьшению размеров элементов микро- и нанoeлектроники до нанометрового масштаба делают актуальным поиск решений по получению дешевых и простых в производстве наноструктур. Перспективными структурами для создания устройств магнитной записи и сенсорных элементов являются одномерные ферромагнитные нанопроволоки (НП), получаемые с помощью матричного синтеза [1]. Используя метод матричного синтеза в полимерных трековых мембранах, относительно легко можно варьировать состав и геометрические параметры получаемых одномерных (1D) наноструктур. Такие структуры, в том числе ферромагнитные, позволят не только увеличить компактность элементов на их основе за счет своей протяженной формы и нано размеров, но также могут использоваться в устройствах гибкой нанoeлектроники.

Объемные сплавы FeCo и FeNi обладают высокой намагниченностью насыщения ( $M_s$ ) [2], однако являются хорошими магнитомягкими материалами с типичными значениями коэрцитивности  $H_c = 12$  Э и 0,05 Э для FeCo [3] и FeNi [4], соответственно. Предполагается, что при наноструктурировании данных сплавов возможно увеличение магнитной анизотропии за счет увеличения влияния анизотропии формы. Данный эффект приводит к значительному увеличению коэрцитивной силы, при этом высокие значения  $M_s$  сохраняются [5]. Исходя из этого, для создания магнито жестких ферромагнитных нанопроволок требуется не только подбор состава с наилучшими характеристиками, но также и уменьшение диаметра структур. В работах [5, 6] в НП FeCo были получены значения  $H_c$  больше 1 кЭ. Аналогично, в работах [7, 8] в НП FeNi диаметром 20 нм было получено увеличение коэрцитивной силы до 1072 Э.

## **Методы и материалы**

Массивы нанопроволок  $Fe_xCo_{100-x}$  ( $x = 7 \div 83$  мас.%) были получены в трековой мембране из ПЭТФ и плотностью пор  $\approx 10^8$  пор/см<sup>2</sup>. Треки (поры) в данной матрице располагаются параллельно друг другу и перпендикулярно поверхностной плоскости матрицы и имеют диаметр 100 нм. Для роста  $Fe_{22}Ni_{78}$  использовались трековые мембраны с нестрого ориентированными

порами (разброс наклонов до 10 градусов) диаметров 30 нм, 100 нм, 200 нм и плотностью пор  $\approx 10^9$  пор/см<sup>2</sup>. Длина НП составляла от 3 до 6 мкм. Для получения НП использовался метод матричного синтеза. Электрохимическое осаждение НП проводилось по двухэлектродной схеме из раствора, содержащего ионы нужных металлов, в потенциостатическом режиме.

При помощи рентгеноструктурного анализа и метода сканирующей электронной микроскопии (с энергодисперсионной рентгеновской приставкой) производился анализ фазового и химического состава и топографии полученных массивов НП. Рентгеноструктурный анализ проводился на порошковом дифрактометре RIGAKU Miniflex 600. Сканирующая микроскопия проводилась в режиме вторичных электронов при ускоряющем напряжении 15 кВ на микроскопе JEOL JSM 6000+. Для проведения СЭМ-исследований ростовая полимерная матрица стравливалась.

Исследования магнитных свойств производилось при помощи модернизированного вибрационного магнитометра при ориентации внешнего магнитного поля вдоль и перпендикулярно осям роста НП.

### Результаты и их анализ

Составы полученных НП Fe<sub>x</sub>Co<sub>100-x</sub> ( $x = 7 \div 83$  мас.%) контролировались по результатам энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии и было установлено соответствие массовых долей элементов отношению ионов Fe<sup>2+</sup> и Co<sup>2+</sup> в электролите. В свою очередь для НП Fe<sub>22</sub>Ni<sub>78</sub> был отмечен аномальный процесс со-осаждения железа, обнаруженный ранее для подобных систем [9], в результате которого в составе полученных НП наблюдалось большее количество железа.

Коэрцитивная сила НП FeCo с одинаковым диаметром (100 нм), но с различной концентрацией железа (от 7% до 83 мас.%), нелинейно зависит от содержания Fe, уменьшаясь в области высокой концентрации Fe, как показано на рис. 1. Максимальные значения  $H_c$  (360 Э) были получены для состава Fe<sub>30</sub>Co<sub>70</sub> при приложении поля вдоль оси роста проволок. Такое увеличение  $H_c$  связано с анизотропией формы и ориентацией магнитных моментов в НП преимущественно вдоль их оси. Дальнейшее увеличение  $H_c$  возможно при уменьшении диаметра НП до размеров, соответствующих однодоменному состоянию.

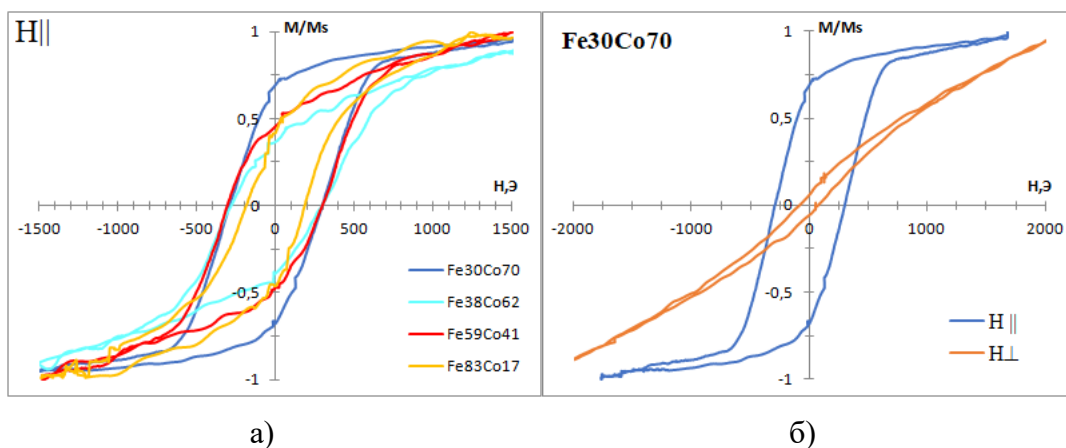


Рис. 1. Кривые намагничивания нанопроводов Fe<sub>x</sub>Co<sub>100-x</sub> ( $x = 7 \div 83$  мас.%) при приложении магнитного поля вдоль оси проводов (а) и в двух ориентациях относительно осей нанопроводов Fe<sub>30</sub>Co<sub>70</sub> (б)

Уменьшение диаметра НП Fe<sub>22</sub>Ni<sub>78</sub> привело к увеличению коэрцитивной силы более чем в 7 раз и достигло значения 700 Э при диаметре проволок 30 нм (рис. 2). Учитывая, что FeNi сплавы в объемном состоянии являются магнитомягкими и при диаметрах 100 и 200 нм у НП



$\text{Fe}_{22}\text{Ni}_{78}$  значения  $H_c$  составляли 65 Э и 45 Э, соответственно, можно утверждать что значительное увеличение коэрцитивной силы обусловлено возросшим влиянием магнитной анизотропией формы при доминировании процессов когерентного вращения намагниченности.

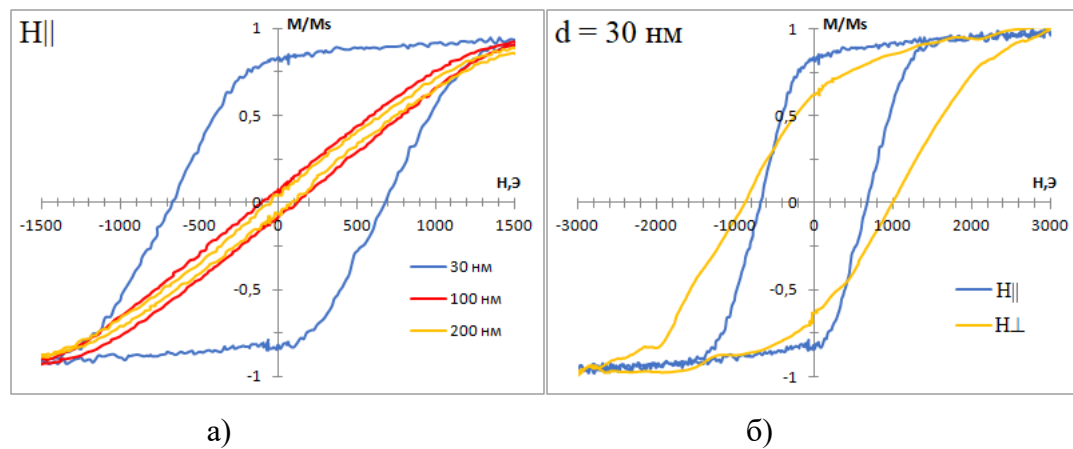


Рис. 2. Кривые намагничивания НП  $\text{Fe}_{22}\text{Ni}_{78}$  в зависимости от диаметра пор (а) и при приложении магнитного поля вдоль и перпендикулярно к осям проволок с диаметром 30 нм (б)

## Выводы

В данной работе продемонстрировано, что изменение составов и диаметров нанопроволок позволяет изменять магнитные свойства от относительно магнитомягких до магнито жестких. Для массивов НП на основе сплавов FeCo и FeNi возможно получить увеличение коэрцитивной силы до 700 Э. В свою очередь, метод шаблонного синтеза позволяет легко контролировать основные параметры и магнитные свойства полученных 1D наноструктур, а также является относительно простым и дешевым технологическим процессом.

## Список использованных источников:

1. Electrodeposited Nanowires and their Applications / Ed. N. Lupu – IntechOpen. – 2010. – p. 144–166
2. Metallic Films for Electronic, Optical and Magnetic Applications / Ed. Barmak K., Coffey K. – Woodhead Publishing. – 2014. – p. 454–546
3. Sundar R.S., Deevi D.C. Soft magnetic FeCo alloys: alloy development, processing, and properties // International Materials Reviews. – 2017. – V.3. – №3. – p. 157–192
4. Преображенский А. А. Магнитные материалы. – М.: Высшая школа, 1965. – 235 с.
5. Gandha K., Tsai P., Chaubey G. et.al. Synthesis and characterisation of FeCo nanowires with high coercivity // Nanotechnology. – 2015. – V. 26. – № 075601. – 6 p.
6. Загорский Д. Л., Фролов К. В., Бедин С. А. и др. Структура и магнитные свойства нанопроволок из металлов группы железа, полученных методом матричного синтеза // Физика твердого тела. – 2018. – Том 60. – № 11. – с. 2075–2087.
7. J. Xua , J. Zhang , J. Wang et al. Effects of gradient diameter on magnetic properties of FeNi alloys nanowires arrays // J. Magn. Magn. Mater. – 2020. – V. 499. – № 166207. – 7 p.
8. A. Ramazani, V. Asgari, A.H. Montazer et al. Tuning magnetic fingerprints of FeNi nanowire arrays by varying length and diameter // Curr. Appl. Phys. . – 2015. – V. 15. – p. 819–828
9. Долуденко И.М., Загорский Д.Л., Фролов К.В. и др. Нанопроволоки из сплавов FeNi и FeCo: синтез, структура и Мёссбауэровские измерения // Физика твердого тела, 2020, Том 62.- № 9.- с.1474-1481.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЛАТЕРАЛЬНОГО ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ Mn/SiO<sub>2</sub>/n-Si В ШИРОКОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ

**Бондарев И.А.**

М.Н.С.

Институт физики имени Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр  
КНЦ СО РАН

**Шанидзе Л.В.**

М.Н.С.

Красноярский научный центр, Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

***Аннотация.** Работа посвящена исследованию латерального фотовольтаического эффекта в гибридной структуре Mn/SiO<sub>2</sub>/n-Si. Подобные структуры находят широкое применение в магнитооптических датчиках и устройствах спинтроники. В ходе работы были проведены измерения латерального и поперечного фотонапряжения индуцированного оптическим излучением широкого спектра, а также изучено влияние магнитного поля на фотовольтаический эффект.*

***Ключевые слова:** латеральный фотовольтаический эффект, гибридные структуры, магнитотранспорт*

## STUDY OF THE MAGNETOSENSITIVE LATERAL PHOTOVOLTAIC EFFECT IN Mn/SiO<sub>2</sub>/n-Si HYBRID STRUCTURE IN WIDE SPECTRUM RANGE

**Bondarev I.A.**

Junior research scientist

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Shanidze L.V.**

Junior research scientist

Krasnoyarsk Scientific Center, Federal Research Center KSC SB RAS

***Annotation.** The work is devoted to the study of lateral photovoltaic effect in the Mn/SiO<sub>2</sub>/n-Si hybrid structure. Such structures are widely applied in magneto-optical sensors and spintronic devices. Lateral and transverse photovoltage, induced by optical irradiation in a wide spectrum range had been measured and magnetic field effect on photovoltaic effect had been investigated.*

***Keywords:** lateral photovoltaic effect, hybrid structures, magnetotransport*

На рис. 1 приведены спектральные и температурные зависимости латерального фотовольтаического эффекта (ЛФЭ) в гибридной структуре Mn/SiO<sub>2</sub>/n-Si при различных значениях магнитного поля (0; 1 Тл; -1 Тл), направленного вдоль плоскости пленки Mn.

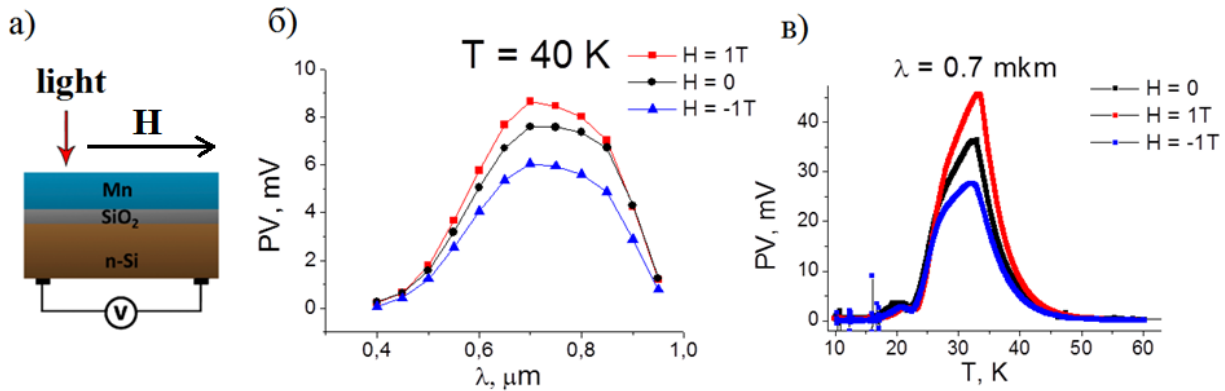


Рис. 1. (а) геометрия эксперимента: облучение производилось со стороны металлической плёнки Mn, асимметрично по отношению к контактам, магнитное поле направлено параллельно плоскости пленки Mn, вдоль электрических контактов; измерения приведенные на данном рисунке, получены с контактов на кремниевой подложке (б) спектральные зависимости фотонапряжения при  $T=40\text{ K}$ , при разных значениях поля  $H$  (0; 1 Тл; -1 Тл); (в); температурные зависимости фотонапряжения при  $\lambda=0.7\text{ мкм}$ , при разных значениях поля  $H$  (0; 1 Тл; -1 Тл).

Спектральные зависимости показывают, что максимальные значения ЛФЭ достигаются при значениях длин волн  $\lambda \approx 0,7 - 0,8\text{ мкм}$ . Магнитное поле оказывает заметное влияние на ЛФЭ в области пика спектральной зависимости, причём положительное поле приводит к увеличению ЛФЭ, тогда как отрицательное – к уменьшению. Так же можно заметить, что положительное поле не оказывает влияния на ЛФЭ в области низких ( $\lambda < 0.5\text{ мкм}$ ) и высоких ( $\lambda > 0.85\text{ мкм}$ ) длин волн.

Температурные зависимости демонстрируют два максимума при  $T \approx 20\text{ K}$  (низкой интенсивности) и  $T \approx 33\text{ K}$  (высокой интенсивности). Подобное поведение уже наблюдались нами в данной структуре, при возбуждении ЛФЭ лазерным излучением с длиной волны 809 нм [1]. Ранее, при высокой мощности оптического излучения, воздействие магнитного поля, связываемое нами с силой Лоренца, приводило к понижению ЛФЭ. В данном случае, магнитное поле, в зависимости от направления, можно использовать как для понижения, так и для увеличения сигнала ЛФЭ. Это открывает новые возможности для управления ЛФЭ внешним магнитным полем.

#### Список использованных источников:

1. Bondarev I. A., Rautskii, M. V., Yakovlev, I. A., Volochaev, M. N., Lukyanenko, A. V., Tarasov, A. S., & Volkov, N. V. Study of the Photovoltage in Mn/SiO<sub>2</sub>/n-Si MOS Structure at Cryogenic Temperatures //Semiconductors. – 2019. – Т. 53. – №. 14. – С. 1954-1958.

## 12 секция Магнитооптика и фотомагнетизм

## **МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СЛОЁВ InAs:Fe, СФОРМИРОВАННЫХ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ И ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ОТЖИГОМ**

**Ганьшина Е.А.**

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,  
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

**Голик Л.Л.**

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,  
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал

**Кунькова З.Э.**

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,  
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал

**Припеченков И.М.**

магистр,  
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

**Руковишников А.И.**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,  
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал

**Маркин Ю.В.**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,  
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал

***Аннотация.** Изучены спектральные, температурные и магнитополевые зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК), а также оптические свойства слоёв InAs:Fe, полученных ионной имплантацией и последующим отжигом лазерными импульсами с различной энергией. Установлено, что слой, сформированный при минимальной энергии отжига ( $0,1 \text{ Дж/см}^2$ ), представляет собой неоднородный разбавленный магнитный полупроводник (РМП)  $(\text{In,Fe})\text{As}$  с температурой Кюри  $\approx 200 \text{ К}$ . Увеличение энергии лазерного импульса приводит к изменению формы спектра ЭЭК, обусловленному ростом вклада включений Fe.*

***Ключевые слова:** РМП,  $(\text{In,Fe})\text{As}$ , экваториальный эффект Керра, эллисометрия*

## **MAGNETO-OPTICAL SPECTROSCOPY OF InAs:Fe LAYERS PREPARED BY ION IMPLANTATION AND PULSED LASER ANNEALING**

**Gan'shina E.A.**

Dr.Sc., Leading Researcher,

Department of Physics,  
Lomonosov Moscow State University

**Golik L.L.**

Dr.Sc., Leading Researcher,  
Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Fryazino Branch,  
Russian Academy of Sciences

**Kun'kova Z.E.**

Ph.D., Leading Researcher,  
Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Fryazino Branch,  
Russian Academy of Sciences

**Pripechenkov I.M.**

master,  
Department of Physics,  
Lomonosov Moscow State University

**Rukovishnikov A.I.**

Ph.D., Senior Researcher,  
Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Fryazino Branch,  
Russian Academy of Sciences

**Markin Yu.V.**

Ph.D., Senior Researcher,  
Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Fryazino Branch,  
Russian Academy of Sciences

**Annotation.** *We studied the spectral, temperature and magnetic field dependences of the transversal Kerr effect (TKE), as well as the optical properties of InAs:Fe layers obtained by ion implantation and subsequent annealing by laser pulses with different energies. It was found that the layers prepared at the minimum annealing energy ( $0.1 \text{ J/cm}^2$ ) represent an inhomogeneous diluted magnetic semiconductor (DMS) (In,Fe)As containing ferromagnetic phase with Curie temperature of  $\approx 200 \text{ K}$ . An increase in the laser pulse energy leads to a change in the TKE spectrum shape because of a rise in the Fe inclusions contribution.*

**Keywords:** *DMS, (In,Fe)As, transversal Kerr effect, ellipsometry*

УДК 537.632

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) являются базовыми материалами полупроводниковых устройств следующего поколения. Практическая реализация таких устройств требует, чтобы температура Кюри ( $T_C$ ) РМП заметно превышала комнатную. РМП ( $A^3, Mn$ ) $B_5$ , интенсивно исследовавшиеся на протяжении последних трёх десятилетий, не нашли практического применения, так как их  $T_C$  ниже комнатной температуры ( $T_{ком}$ ), растворимость Mn в полупроводниках  $A^3B^5$  довольно низкая, и атомы Mn, внедрённые в катионные узлы  $A^3B^5$ , являясь акцепторами, не позволяют получать проводимость  $n$ -типа. В последнее время большое внимание уделяется полупроводникам  $A^3B^5$ , легированным Fe. В них замещающие атомы Fe могут находиться в изовалентном  $Fe^{3+}$  состоянии, не поставляющем в систему носители заряда, и это позволяет формировать РМП  $n$ -типа. Низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксией (ЛТ-МЛЭ) были получены легированные Be слои (In,Fe)As, представляющие собой

ферромагнитный РМП *n*-типа с  $T_C$  до 70 К [1]. Недавно в ЛТ-МЛЭ пленках (In,Fe)As:Ве, выращенных на вицинальных подложках GaAs(001) с использованием методов спиноподобного разложения и Fe дельта-легирования, был реализован комнатотемпературный ферромагнетизм [2]. Слои РМП (In,Fe)As получены также методом ионной имплантации с последующим импульсным лазерным отжигом (ИИ+ИЛО) [3]. Ненулевая индуцированная полем намагниченность обнаружена в них при  $T_{ком}$ . Однако вблизи их поверхности возможно присутствие включений Fe, поэтому высокотемпературный ферромагнетизм таких образцов нуждается в подтверждении и дальнейшем изучении.

В работе методами магнитооптической и оптической спектроскопии исследовались ИИ+ИЛО слои InAs:Fe, полученные в Ion Beam Center при Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. Ионы Fe с энергией 100 кэВ и флюенсом  $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  имплантировались в пластины InAs(001). Действие лазерного импульса с длиной волны 308 нм и длительностью 28 нс вызывало плавление и последующую рекристаллизацию слоёв. Исследованные образцы получены при варьировании энергии импульса: для образцов №1–№4 плотность энергии в импульсе составляла 0,1; 0,2; 0,3 и 0,4 Дж/см<sup>2</sup>, соответственно. Толщина сформированных слоёв  $\approx 80$  нм. Информация о технологии, методах и результатах характеристики аналогичных образцов содержится в [3].

Магнитооптические свойства слоёв изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерялась величина  $\delta = [I(H) - I(-H)] / 2I(0)$ , где  $I(H)$  и  $I(0)$  – интенсивности отраженного света р-поляризации в присутствии и отсутствии магнитного поля, соответственно. Спектры  $\delta(E)$  записывались в диапазоне энергий  $E = 1,5\text{--}3,8$  эВ в магнитных полях до 3,5 кЭ в температурном диапазоне  $T = 15\text{--}295$  К. При фиксированных энергиях измерялись температурные,  $\delta(T)$ , и магнитополевые,  $\delta(H)$ , зависимости ЭЭК. Спектры эллипсометрических параметров записывались при  $T_{ком}$  в диапазоне  $E = 1,24\text{--}4,5$  эВ. По данным эллипсометрии вычислялись спектры псевдодиелектрической функции образцов,  $\langle \epsilon \rangle = \langle \epsilon_1 \rangle + i \langle \epsilon_2 \rangle$ . В полученных спектрах  $\langle \epsilon_2 \rangle(E)$  хорошо выражены полосы в области переходов в критических точках зонной структуры исходного полупроводника InAs, подтверждающие сохранение кристаллической структуры InAs во всех образцах.

При  $T_{ком}$  от всех образцов детектировались слабые сигналы ЭЭК, причём наименьшим был отклик образца №1. При понижении температуры сигналы ЭЭК усиливались. На рис. 1 показан спектр  $\delta(E)$  образца №1 при  $T = 20$  К, а на вставках – (а) зависимость  $\delta(T)$ , измеренная для  $E = 1,81$  эВ,  $H = 3,5$  кЭ; (б) зависимость  $\delta(H)$  для  $E = 1,91$  эВ,  $T = 20$  К. Характер зависимостей  $\delta(H)$  и  $\delta(T)$  указывает на присутствие в образце №1 ферромагнитной (ФМ) фазы. Экстраполяция участка резкого роста на кривой  $\delta(T)$  до пересечения с осью абсцисс даёт оценку  $T_C \approx 200$  К. На кривой  $\delta(H)$  наряду с ФМ вкладом хорошо выражена парамагнитная компонента. В спектре  $\delta(E)$  образца №1 присутствует характеристическая структура I+II в области переходов  $E_1$  ( $E = 2,608$  эВ) и  $E_1 + \Delta_1$  ( $E = 2,857$  эВ) в L точке зонной структуры исходного полупроводника InAs. Энергии  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  переходов отмечены на рис. 1 пунктирными линиями. В спектре присутствует также полоса III, которая ранее наблюдалась в ЭЭК спектрах ФМ слоёв (In,Mn)As [4]. Наличие в спектре ЭЭК этих особенностей свидетельствуют о том, что ФМ фазой в образце №1 является (In,Fe)As. Доля ФМ фазы (In,Fe)As в образце №1 незначительна, так как сигнал ЭЭК примерно в 40 раз слабее, чем от образца  $In_{1-x}Mn_xAs$  с невысоким для РМП и близким к однородному легированием ( $x = 0,069$ ) [4]. Малость сигнала ЭЭК от образца №1 согласуется с данными [3], где ФМ фаза обнаружена в форме кристаллографически ориентированных нанопластин (In,Fe)As, занимающих небольшую часть объёма рекристаллизованного слоя. Слаболегированная матрица слоя является источником парамагнитного вклада, наблюдаемого на кривой  $\delta(H)$ .

Спектры ЭЭК образцов №2–№4, полученных при большей энергии лазерного импульса, подобны по форме и существенно отличаются от спектра образца №1. На рис. 1 показаны зависимости  $\delta(E)$  одного из образцов, №4, и плёнки Fe (толщиной 100 нм) с уменьшенными в 30 раз значениями  $\delta_{Fe}$ . Из сравнения этих зависимостей следует, что спектр образца №4, представляющий собой широкую полосу положительной полярности, формируется в основном включениями железа. Вместе с тем в спектрах ЭЭК образцов №2–№4, записанных при разных углах падения, в разной степени проявляются более слабые особенности

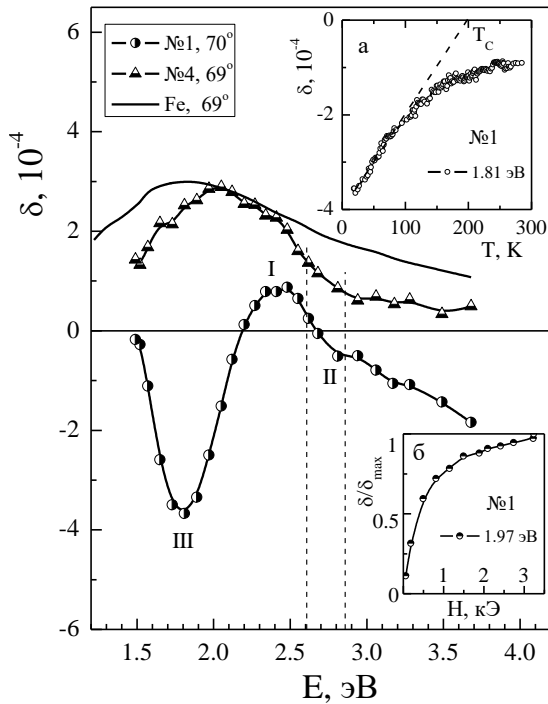


Рис. 1. Спектры ЭЭК образцов №1 и №4, а также спектр плёнки Fe толщиной 100 нм (значения  $\delta_{Fe}$  уменьшены в 30 раз). На вставках: а – зависимость  $\delta(T)$ ; б – зависимость  $\delta(H)$  образца №1.

включений Fe.

Авторы благодарны Др. S. Zhou и Др. Ye Yuan за предоставленные образцы РМП.

#### Список использованных источников:

1. Hai P.N., Anh L.D., Mohan S., Tamegai T., Kodzuka M., Ohkubo T., Hono K., Tanaka M. Growth and characterization of n-type electron-induced ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As // Applied Physics Letters. – 2012. – v. 101. – P. 182403-1–182403-5.
2. Hai P.N., Yoshida M., Nagamine A., Tanaka M. Inhomogeneity-induced high temperature ferromagnetism in n-type ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As grown on vicinal GaAs substrates // Japanese Journal of Applied Physics. – 2020. – v. 59. – P. 063002-1–063002-8.
3. Yuan Ye, Hübner R., Birowska M., Xu Ch., Wang M., Prucnal S., Jakiela R., Potzger K., Böttger R., Facsko S., Majewski J.A., Helm M., Sawicki M., Zhou S., Dietl T. Nematicity of correlated systems driven by anisotropic chemical phase separation // Physical review materials. – 2018. – v. 2. – P. 114601-1–114601-14.

в области  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  переходов в InAs. Их наличие указывает на присутствие в этих образцах ФМ фазы (In,Fe)As. Следовательно, спектры ЭЭК образцов №2–№4 являются суперпозицией вкладов от включений Fe и (In,Fe)As. Преобладание вклада железа в спектрах ЭЭК образцов №2–№4 свидетельствует об усилении диффузии атомов Fe к поверхности слоёв при увеличении энергии лазерного импульса. Присутствие в образцах №2–№4 включений железа проявляется также в росте значений  $\langle \epsilon_2 \rangle$  в области энергий  $E < 2$  эВ, где поглощение полупроводниковой матрицы резко уменьшается.

Выполненные исследования магнитооптических и оптических свойств слоёв InAs:Fe, сформированных ионной имплантацией и последующим импульсным лазерным отжигом, показали, что слой, сформированный при минимальной энергии отжига ( $0,1 \text{ Дж/см}^2$ ), является неоднородным разбавленным магнитным полупроводником и представляет собой слаболегированную парамагнитную матрицу, содержащую локальные сильнолегированные области (In,Fe)As с температурой Кюри  $\approx 200$  К. Увеличение энергии лазерного импульса приводит к изменению формы спектра экваториального эффекта Керра, обусловленному ростом вклада



4. Gan'shina E.A., Golik L.L., Kun'kova Z.E., Zykov G.S., Rukovishnikov A.I., Markin Yu.V. Magnetic Inhomogeneity Manifestations in the Magneto-Optical Spectra of (In-Mn)As Layers // IEEE Magnetic Letters. – 2020. – v. 11. – 2502105 (5pp.).

## ИНТЕРФЕЙСНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ИОНОВ $Nd^{3+}$ В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $YIG / NdGG(111)$

**Кричевцов Б.Б.**

д.ф.м.н., в.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

**Телегин А.В.**

к.ф.м.н., в.н.с., ИФМ УрО РАН

**Лобов И.Д.**

д.ф.м.н., с.н.с., ИФМ УрО РАН

**Коровин А.М.**

м.н.с. ФТИ им. А.Ф. Иоффе

**С**

д.ф.м.н., г.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

**К**

**О**

**Аннотация.** Исследованы полевые и спектральные зависимости полярного эффекта Керра (РМОКЕ) в структурах  $YIG / NdGG(111)$ , полученных методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии. Полевые зависимости РМОКЕ представляют собой комбинацию линейных по магнитному полю зависимостей, обусловленных эффектом Фарадея в подложке  $NdGG$ , и зависимостей, отражающих поведение насыщающейся с полем намагниченности  $YIG$ . В области (1-5) eV спектральная зависимость линейного по полю вклада в РМОКЕ содержит ряд узких полос парамагнитной формы, совпадающих с полосами поглощения ионов неодима в  $NdGG$ . Спектральная зависимость насыщающегося с полем вклада показывает поведение, характерное для  $YIG$ , но в то же время имеет особенности в области полос  $Nd^{3+}$ . Изменения показателя преломления  $N = n + ik$  подложки  $NdGG$  в области полос поглощения иона  $Nd^{3+}$  малы и не дают возможности объяснить эти особенности. Это позволяет предположить присутствие в области интерфейса намагниченности ионов  $Nd^{3+}$ , индуцированной намагниченностью  $YIG$ .

**Ключевые слова:** магнитные наноструктуры, полярный эффект Керра, интерфейсные явления, железозитриевый гранат, неодимгаллиевый гранат

## INTERFACE MAGNETIZATION OF NEODIMIUM IN $YIG / NdGG(111)$ NANOHETEROSTRUCTURES

**Krichevstov B.B.**

Dr.Sc., Leading researcher, Ioffe Institute

**Korovin A.M.**

Junior researcher, Ioffe Institute

**Telegin A.V.**

Dr., Leading researcher, IMP UB RAS

**Lobov I.D.**

Dr.Sc., Senior researcher, IMP UB RAS

**Sokolov N.S.**

Dr. Sc., Principal researcher, Ioffe Institute

**Annotation.** *The field and spectral dependences of polar Kerr effect (PMOKE) in YIG / NdGG (111) nanoheterostructures prepared by laser molecular beam epitaxy were studied. The field dependence of PMOKE is a combination of linear in the magnetic field dependence, caused by the Faraday effect in the NdGG substrate, and dependence saturating in magnetic field, reflecting the behavior of the magnetization of YIG. In the region of photon energy (1 -5) eV, the spectral dependence of linear in magnetic field contribution to PMOKE contains a number of narrow bands of a paramagnetic shape that coincide with the absorption bands of neodymium in NdGG. The spectral dependence of the field-saturable contribution reflects the behavior of PMOKE in YIG and also has features in the region of the Nd bands. The changes in the refractive index  $N = n + ik$  of the NdGG substrate in the region of the absorption bands of the  $Nd^{3+}$  ion are small and make it impossible to explain these features. This suggests the presence in the interface region of the magnetization of  $Nd^{3+}$  ions induced by the magnetization of YIG.*

**Keywords:** *magnetic nanostructures, polar Kerr effect, interface phenomena, yttrium iron garnet, neodymium gallium garnet.*

Одним из наиболее важных аспектов при исследовании магнитных пленочных наноструктур является изучение структурных и магнитных свойств интерфейсов, поскольку именно они во многом определяют свойства наноразмерных магнитных слоев, совершенство их кристаллической структуры, присутствие в них напряжений, магнитную анизотропию, ориентацию магнитного момента, динамику намагниченности и т.п. Для исследования интерфейсов применяются XRD методы с использованием синхротронного излучения, рефлектометрии спин-поляризованных нейтронов (PNR), электронной микроскопии (SEM), магнитооптические (МО) методы в оптическом и рентгеновском диапазоне (XMCD, XMLD). Присутствие интерфейсного парамагнитного слоя, связанного диффузией ионов  $Gd^{3+}$  в структурах YIG / GGG было показано с помощью PNR [1], спин-Холл магнитосопротивления и XMCD [2], а также магнитооптической спектроскопии [3]. В представленной работе обнаружено проявление интерфейсной намагниченности, связанной с ионами  $Nd^{3+}$ , в магнитооптических спектрах полярного эффекта Керра в структурах YIG / NdGG(111). Одним из оснований для проведения исследований послужило наблюдение в структурах YIG / NdGG неожиданно больших квадратичных по намагниченности явлений, в геометрии продольного эффекта Керра, и их сильной температурной зависимости, указывающих на возможное проявление вклада интерфейсного слоя [4].

Наноструктуры YIG / NdGG приготавливались методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии. Для получения атомарно гладкой поверхности перед выращиванием подложки NdGG(111) отжигались на воздухе в течении 3 часов при  $1000^\circ\text{C}$ . Для абляции мишени ЖИГ использовался эксимерный KrF лазер COMPEX 201 (248 нм). Температура подложки NdGG в процессе роста выбиралась в диапазоне  $500 - 850^\circ\text{C}$ . Картина дифракции электронов высоких энергий, показанная на рис. 1а, и изображение, полученное методом атомно-силовой микроскопии (АСМ), рис. 1б, подтверждают, что выращенные пленки YIG / NdGG(111)

толщиной 35 нм являются эпитаксиальными и имеют атомарно гладкую поверхность.

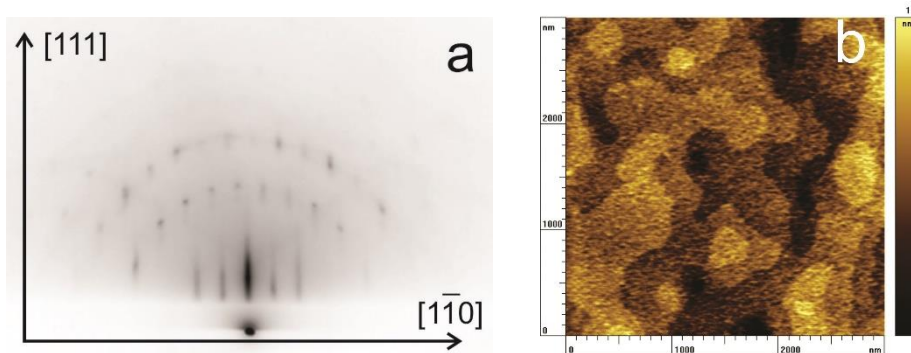


Рис. 1. (a) картина ДБЭ (in-situ), (b) изображение АСМ поверхности гетероструктуры YIG / NdGG(111), измеренные на образце # 2, ( $T_{gr} = 700^{\circ}\text{C}$ ,  $d = 35$  нм),

Спектральные и полевые зависимости *полярного эффекта Керра* РМОКЕ в структурах YIG / NdGG(111) измерялись в диапазоне энергий фотонов  $E_{ph} = 1 - 4.5$  эВ и магнитного поля  $H$  от -12 до 12 кОе при  $T = 294$  К на установке, описанной в [5].

При величине магнитного поля  $H > 1$  кОе РМОКЕ линейно зависит от  $H$ , что связано с проявлением эффекта Фарадея в подложке NdGG за счет отражения света от задней грани (Рис.2а). Спектральная зависимость линейного по магнитному полю вклада в РМОКЕ (Рис.2б) содержит ряд узких полос, связанных с линиями поглощения в ионах  $Nd^{3+}$  (Рис.2с).

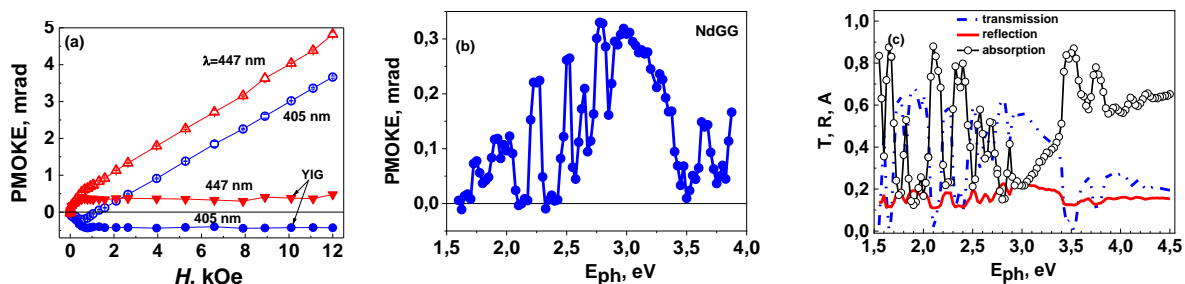


Рис. 2. (a) Полевые зависимости РМОКЕ в структуре YIG / NdGG на длинах волн  $\lambda = 447$  нм и 405 нм (незаполненные символы). Заполненные символы получены после вычитания линейного по  $H$  вклада. (b) Спектральная зависимость линейного по  $H$  вклада при  $H = 1$  кОе. (c) Спектры пропускания  $T$ , отражения  $R$  и поглощения  $1-R-T$  в подложке NdGG.

Спектральная зависимость вклада в РМОКЕ, отражающего полевую зависимость намагниченности YIG в структуре YIG / NdGG, в области  $E_{ph} = (1.5 - 3)$  эВ, представлена на Рис.3а. Для сравнения приведены спектры РМОКЕ для подложки NdGG при  $H = 1$  кОе (Рис. 3б) и структуры YIG / GGG(111), не содержащей ионов  $Nd^{3+}$ .

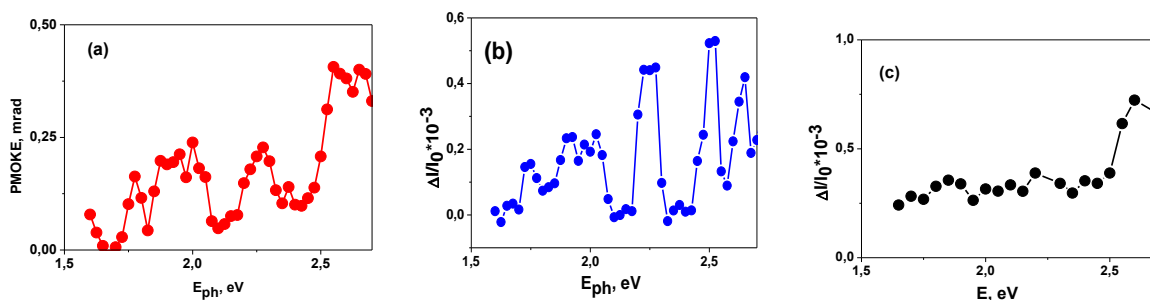


Рис. 3. (a) Спектральная зависимость РМОКЕ, насыщающегося при  $H \sim 1$  кОе, в структуре

*YIG / NdGG. (b) Спектральная зависимость линейного по  $H$  вклада при  $H = 1$  кОе в подложке NdGG. (c) Спектр РМОКЕ пленки YIG в структуре YIG / GGG(111).*

Спектр насыщающегося с полем вклада в РМОКЕ в структуре YIG / NdGG (отражающий поведение намагниченности YIG) содержит полосы при  $E_{ph} = 2.15$  и  $2.3$  eV, которые проявляются также в линейном по полю спектре РМОКЕ подложки NdGG. Одной из причин такого поведения может быть зависимость магнитооптического параметра, описывающего величину полярного эффекта Керра, от комплексного показателя преломления подложки  $N = n + ik$ , который может иметь особенности в области полос поглощения ионов  $Nd^{3+}$ . Другой причиной может быть присутствие в интерфейсной области магнитного слоя, обменно-связанного с ионами  $Nd^{3+}$ , намагниченность которого изменяется с полем также, как намагниченность YIG. Как показали эллипсометрические измерения, величина  $N$  в NdGG в области полос поглощения меняется менее, чем на 5%, что не может объяснить наблюдаемое поведение РМОКЕ. Это свидетельствует в пользу того, что в структурах YIG / NdGG в области интерфейса существует тонкий слой, в котором происходит взаимная диффузия ионов  $Fe^{3+}$ ,  $Ga^{3+}$ ,  $Gd^{3+}$ , и проявляется обменное взаимодействие между ионами  $Nd^{3+}$  и  $Fe^{3+}$ .

Работа частично выполнена в рамках гос. задания №АААА-А18-118020290104-2 по теме «Спин».

#### **Список использованных источников:**

1. Mitra A., Cespedes O., Ramasse Q., Ali M., Marmion S., Ward M., Brydson R. M. D., Kinane C. J., Cooper J. F. K., Langridge S., Hickey B. J. Interfacial Origin of the Magnetisation Suppression of Thin Film Yttrium Iron Garnet / Scientific Reports. – v.7.– 2017. – p.11774.
2. Gomez-Perez J.M., Vélez S., McKenzie-Sell L., Amado M., Herrero-Martín J., López-López J., Blanco-Canosa S., Hueso L.E., Chuvilin A., Robinson J.W.A., Casanova F. Synthetic Antiferromagnetic Coupling Between Ultrathin Insulating Garnets/ Phys. Rev. Applied – v.10.– 2018. – p. 044046.
3. Liskova Jakubisova E., Visnovsky S., Chang H., Wu M. Interface effects in nanometer-thick yttrium iron garnet films studied by magneto-optical spectroscopy/ Appl. Phys. Lett. – v.108.– 2016. – p. 082403.
4. Krichevtsov B.B., Bursian V. E., Gastev S.V., Korovin A. M. , Lutsev L., Suturin S., Mashkov K., Volkov M. P., Sokolov N.S. Substrate induced magnetic anisotropies and magneto-optical response in YIG nanosized epitaxial films on NdGG(111)/ [arXiv:1901.10800](https://arxiv.org/abs/1901.10800)
5. Lobov I.D., Kirillova M.M., Maevskii V.M., Romashev L.N. Magneto-optic Effects in Antiferromagnetic Chromium/ J. Exp. Theor. Phys. v.105. – 2007. – pp.816-823.

*Эллипсометрические исследования проводились с использованием оборудования уникальной научной установки «Физика, химия и механика кристаллов и тонких пленок» ФГУП ИПМаш РАН (Санкт-Петербург).*

## **МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ И ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ (Eu, Gd)O И EuO**

**Павлов В.В.**

д.ф.-м.н., г.н.с.-зав.лаб., Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург

**Кац В.Н.**

к.ф.-м.н., и.о. н.с., Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

**Шелухин Л.А.**

и.о. м.н.с., Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

**Усачев П.А.**

к.ф.-м.н., с.н.с., Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

**Аверьянов Д.В.**

к.ф.-м.н., с.н.с., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

**Соколов И.С.**

инженер-исследователь, НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

**Каратеев И.А.**

лаборант-исследователь, НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

**Парфенов О.Е.**

к.ф.-м.н., в.н.с., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

**Талденков А.Н.**

к.ф.-м.н., с.н.с., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

**Токмачев А.М.**

к.ф.-м.н., в.н.с., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

**Сторчак В.Г.**

д.ф.-м.н., нач. лаб., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

***Аннотация.** Проведены экспериментальные исследования линейных и квадратичных магнитооптических эффектов Керра и фотоиндуцированного эффекта Фарадея в магнитных пленках (Eu,Gd)O и исходного соединения EuO, эпитаксиально выращенных на стабилизированном иттрием диоксиде циркония. Квадратичный магнитооптический эффект Керра чрезвычайно высокой величины был обнаружен в (Eu,Gd)O и EuO, также измерены большие полярный и меридиональный линейные эффекты Керра. Динамика намагниченности была изучена с использованием метода зондирования и накачки с временным разрешением. Показано, что эффективное магнитное поле, создаваемое фемтосекундными импульсами лазера с круговой поляризацией, вызывает прецессию намагниченности в (Eu,Gd)O и EuO. EuO проявляет сильный фотоиндуцированный эффект Фарадея при превышении энергии фотонов света накачки ширины запрещенной зоны.*

***Ключевые слова:** магнитные пленки, эффекты Керра, фотоиндуцированный эффект Фарадея*

## **MAGNETO-OPTICAL AND PHOTO-INDUCED PHENOMENA IN EPITAXIAL MAGNETIC FILMS (Eu,Gd)O AND EuO**

**Pavlov V.V.**

Dr.Sc., main researcher, head of laboratory, Ioffe Institute, St. Petersburg

**Kats V.N.**

Ph. D., acting researcher, Ioffe Institute, St. Petersburg

**Shelukhin L.A.**

acting junior researcher, Ioffe Institute, St. Petersburg

**Usachev P.A.**

Ph. D., senior researcher, Ioffe Institute, St. Petersburg

**Averyanov D.V.**

Ph.D., senior researcher, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

**Sokolov I.S.**

research engineer, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

**Karateev I.A.**

engineer, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

**Parfenov O.E.**

Ph.D., leading researcher, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

**Taldenkov A.N.**

Ph.D., senior researcher, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

**Tokmachev A.M.**

Ph.D., leading researcher, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

**Storchak V.G.**

Dr.Sc., head of the laboratory, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

**Annotation.** We report experimental studies of the linear and quadratic magneto-optical Kerr effects and photo-induced Faraday effect in magnetic films of (Eu,Gd)O and its parent compound EuO epitaxially grown on yttria-stabilized zirconia. A quadratic magneto-optical Kerr effect of exceptionally high magnitude, strong polar and longitudinal linear Kerr effects have been demonstrated in (Eu,Gd)O and EuO. The temporal evolution of magnetization has been studied employing a time-resolved pump-probe technique. The effective magnetic field generated by circular polarized femtosecond laser pulses triggers precession of (Eu,Gd)O and EuO magnetization. EuO exhibits a strong photo-induced Faraday effect as soon as the photon energy of the pumped light exceeds the band gap.

**Keywords:** magnetic films, Kerr effects, photoinduced Faraday effect

## Introduction

Magnetic semiconductors EuX (X = O, S, Se, Te) constitute a family of materials with a considerable potential for applications in spintronics, integrated optoelectronics and novel functional electronics. The applications stem from unique electronic, magnetic, optical, and magneto-optical properties of EuX. Many of those properties are determined by the electronic structure of Eu<sup>2+</sup> ions with a half-filled 4f-shell. Strongly localized f-electrons align according to the Hund's rule to produce the total spin 7/2. In EuX, strong onsite Coulomb interaction results in a significant energy splitting between occupied and unoccupied 4f states [1]. Besides the advanced electronic properties, EuX (EuO in particular) enjoy developed synthetic routes to epitaxial films on different substrates [2, 3] providing ample opportunities for physical experimentation.

## Experimental technique

In our experiments, thin epitaxial films of (Eu,Gd)O and EuO, synthesized by reactive molecular beam epitaxy on the transparent substrate of yttrium-stabilized zirconia (YSZ) were placed in a closed-cycle optical cryostat that allowed measurements in the temperature range of 3-300 K. The Curie temperature of EuO is  $T_C = 69$  K; however, doping with 3% Gd promotes the magnetic order to increase  $T_C$  to 123 K. The ferromagnetism of EuO results from the interplay between two competing Eu-Eu exchange interactions – a ferromagnetic interaction of the nearest neighbors and an antiferromagnetic next-nearest-neighbor interaction.

Experiments were carried out in reflection for the linear and quadratic magneto-optical Kerr effects (QMOKE) and in transmission for the Faraday effect. To study magnetization dynamics we used a time-resolved pump-probe technique.

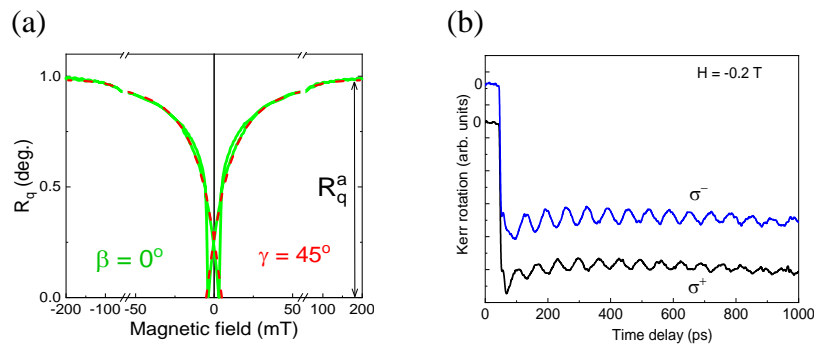
## Results and discussion

Figure 1a shows the QMOKE signal as a function of applied magnetic field. The dependence is symmetric with respect to inversion of the external magnetic field, as expected for an effect even with respect to  $\mathbf{M}$ . The amplitude of the QMOKE rotation exceeds 1 deg [4], which is at least an order of magnitude higher than the previous record value for the QMOKE (reported for (Ga,Mn)As) [5].

Figure 1b shows EuO magnetization dynamics at 20 K in a magnetic field  $\mathbf{B} = -0.2$  T. The pumped light helicities  $\sigma^+$  and  $\sigma^-$  control phases of magnetization dynamics in EuO. Various



experiments have been able to demonstrate the ability of light to act as an effective magnetic field on a femtosecond time scale via the inverse Faraday effect [6].



**Figure 1.** (a) magnetic field dependence of the QMOKE in  $\text{Eu}_{0.97}\text{Gd}_{0.03}\text{O}$ ; the solid line represents experimental data and the dashed line represents a fit; (b) magnetization dynamics in  $\text{EuO}$ .

The top of the valence band in  $\text{EuO}$  is formed by localized  $4f$ -states. The first excited  $5d$ -state contributes to the conduction band. Light with a photon energy exceeding the band gap excites electrons into the conduction band and these  $d$ -electrons interact with the unexcited  $4f$  lattice spins. The strong  $d$ - $f$  exchange interaction results in lattice spins forming a giant magnetic polaron with a large magnetic moment [7]. Thus, the ferromagnetic contribution to the exchange interaction can be modified by electronic excitations of the  $4f$ -valence band to the  $5d$ -conduction band, giving rise to the phenomenon of optical orientation [8]. In  $\text{EuO}$ , high densities of exciton states is achieved due to the long lifetime of excited electrons [9]. As a result, the excited electrons trigger the magnetization precession in  $(\text{Eu,Gd})\text{O}$  and  $\text{EuO}$ .

The formation of magnetic polarons in intrinsic magnetic semiconductors was theorized by Nagaev [1]. Muon spin rotation witnesses formation of small magnetic polarons in  $\text{EuO}$  and other  $\text{Eu}$  chalcogenides [10, 11]. However, observation of photo-induced spin polarons in  $\text{EuO}$  has been lacking. In the present work, we studied the photo-induced Faraday effect in  $\text{EuO}$ . The photo-induced signal is significant around the Curie temperature. It bears analogy to recent magneto-optical experiments in another ferromagnet  $\text{EuS}$  [12].

This work is supported by NRC “Kurchatov Institute” [No. 1055 (infrastructure)], the Russian Foundation for Basic Research [grant 19-52-12063 (optical studies)], and the Russian Science Foundation [grants 20-79-10028 (synthesis) and 19-19-00009 (characterization)]. D.V.A. acknowledges support from the President’s scholarship [SP 1398.2019.5].

## References

1. Nagaev E.L. *Ferromagnetic and antiferromagnetic semiconductors* // *Sov. Phys. Usp.* – 1975. – V. 19. – P. 863-892.
2. Averyanov D.V., Parfenov O.E., Tokmachev A.M., et al. Fine structure of metal-insulator transition in  $\text{EuO}$  resolved by doping engineering // *Nanotechnology* – 2018. – V. 29. – P. 195706-1-10.
3. Averyanov D.V., Sokolov I.S., Karateev I.A., et al. Chaos at interface brings order into oxide/silicon structure // *Adv. Funct. Mater.* – 2021. – P. 2104925-1-6.
4. Kats V.N., Nefedov S.G., Shelukhin L.A., et al. Giant quadratic magneto-optical Kerr effect in  $(\text{Eu,Gd})\text{O}$  films for magnetic field sensing // *Appl Mater. Today* – 2020. – V. 19. – P. 100640-1-9.

5. Kimel A.V., Astakhov G.V., Kirilyuk A., et al. Observation of giant magnetic linear dichroism in (Ga,Mn)As // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – V. 94. – P. 227203-1-4.
6. Pitaevskii L.P. Electric forces in a transparent dispersive medium // *Sov. Phys. JETP* – 1961. – V. 12. – P. 1008-1013.
7. Henriques A.B., Naupa A.R., Usachev P.A., et al. Photoinduced giant magnetic polarons in EuTe // *Phys. Rev. B* – 2017. – V. 95. – P. 045205-1-6.
8. Pavlov V.V., Pisarev R.V., Nefedov S.G., et al. Magnetic-field-induced crossover from the inverse Faraday effect to the optical orientation in EuTe // *J. Appl. Phys.* – 2018. – V. 123. – P. 193102-1-4.
9. Golovnev Yu.F., Vlasova Ya.V. Exciton polaritons in ferromagnetic semiconductor EuO // *Bulletin of RAS: Physics* – 2019. V. 83. – № 7. – P. 825-827.
10. Storchak V.G., Parfenov O.E., Brewer J.H., et al. Direct observation of the magnetic polaron // *Phys. Rev. B* – 2009. – V. 80. – P. 235203-1-7.
11. Storchak V.G., Eshchenko D.G., Morenzoni E., et al. Magnetic polarons in Eu-based films of magnetic semiconductors // *Phys. Rev. B* – 2010. – V. 81. – P. 153201-1-4.
12. Usachev P.A., Katz V.N., Pavlov V.V. Photo-induced magneto-optical Kerr effect in europium sulfide EuS // *Phys. Solid State* – 2020. – V. 62. – P. 1619-1623.

## МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В НАНОСТРУКТУРАХ Pt/Co

**Телегин А.В.**

к.ф.м.н., заведующий лабораторией, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

**Лобов И.Д.**

д.ф.м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

**Юрасов А.Н.**

профессор, д.ф.-м.н., заместитель директора, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

**Раскатова О.О.**

бакалавр, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

**Макарова М.В.**

к.ф.м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

**Самардак А.С.**

д.ф.м.н., проректор, Дальневосточный федеральный университет

***Аннотация.** Исследованы намагниченность, полевые и спектральные зависимости эффекта Керра в наноструктурах Pt/Co. Спектральные зависимости эффекта Керра имеют ряд аномалий и представляют собой комбинацию линейных и нелинейных вкладов. Проведен сравнительный анализ полученных данных с расчетными данными по формулам Френеля и в приближении эффективной среды.*

***Ключевые слова:** магнитные наноструктуры, эффект Керра, интерфейсные явления, формулы Френеля, эффективная среда*

## MAGNETOPTICAL KERR EFFECT IN Pt/Co NANOSTRUCTURES

**Telegin A.V.**

Dr., head of laboratory, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

**Lobov I.D.**

Dr.Sc., Senior researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

**Yurasov A.N.**

Prof., Dr.Sc., deputy director, Institute of Physics and Technology, RTU MIREA

**Raskatova O.O.**

Bachelor's degree, Institute of Physics and Technology, RTU MIREA

**Makarova M.V.**

Dr., Senior researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

## Samardak A.S.

Dr.Sc., Leading researcher, deputy director, Far Eastern Federal University

**Annotation.** The magnetization, field and spectral dependences of the Kerr effect in Pt/Co nanostructures have been investigated. The spectral dependences of Kerr effects have a number of anomalies and represent a combination of linear and nonlinear contributions. A comparative analysis of the data obtained with the calculated data using the Fresnel formulas and the effective medium approach is carried out.

**Keywords:** magnetic nanostructures, Kerr effects, interface phenomena, Fresnel formulas, effective medium approach

Магнитные наноструктуры с перпендикулярной магнитной анизотропией и взаимодействием Дзялошинского-Мории являются сегодня основными материалами для изучения топологического магнетизма и развития спинтроники и скирмионной электроники [1]. Помимо состава и толщины слоев наноразмерных многослойных пленочных структур структурные и магнитные свойства интерфейсов могут определять особенности их магнитной анизотропии, спиновой динамики, магнитооптических свойств и т.п. Оптические и магнитооптические (МО) методы являются наиболее простыми и эффективными при исследовании наноструктур. Например, в структурах ФМ/диэлектрик в спектрах полярного эффекта Керра обнаружено проявление дополнительных квадратичных по намагниченности явлений, связанных с появлением интерфейсной намагниченности [2]. В данной работе впервые рассмотрены особенности эффекта Керра в многослойных металлических наноструктурах Pt/Co с модифицированным интерфейсом за счет внедрения аморфного сплава Pt<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>.

Наноструктуры Si/Ta(2 нм)/Pt(3 нм)/(Pt<sub>x</sub>Co<sub>1-x</sub>)(y=0-1.2 нм)/Co(0.4-1.2 нм)/Ta(2) приготавливались методом магнетронного напыления. Нижний и верхний слои Ta использовались для лучшей адгезии Pt к подложке и защиты всей структуры от окисления в процессе отжига, соответственно. В серии образцов варьировалась толщина слоя кобальта, состав и толщина аморфного сплава. Качество слоистой структуры, толщины слоёв, кристалличность и степень несовершенства межслойных границ образца были определены на основании данных рентгеновской рефлектометрии. Полученные из анализа толщины слоев практически совпадают с номинальными. Данные по намагниченности были получены с помощью вибромагнетометра. Магнитооптические свойства изучались при комнатной температуре в геометрии полярного и экваториального эффекта Керра в переменном магнитном поле до 12 кЭ на автоматизированной установке на базе монохроматора ИКМ-1 по методике, описанной в [3].

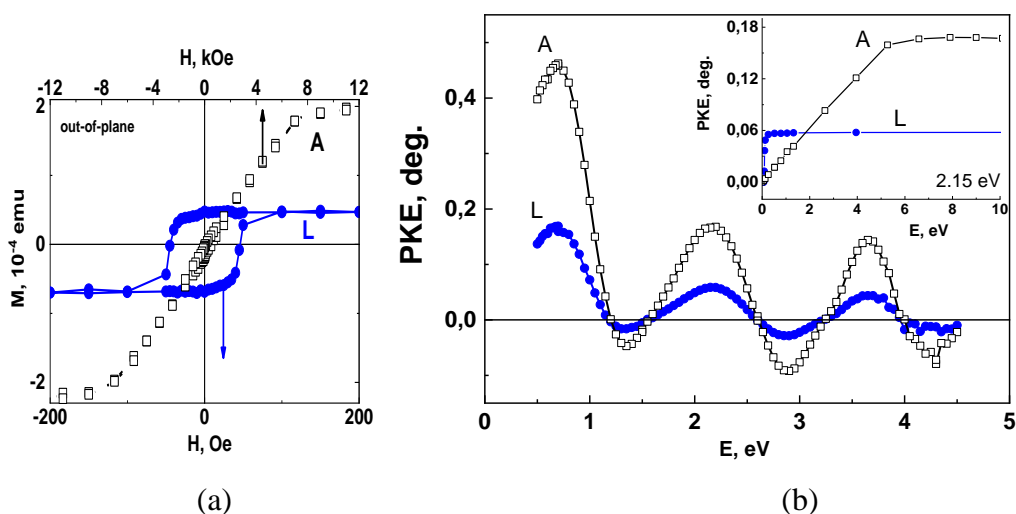


Рис. 1. (а) Полевая зависимость намагниченности ( $M$ ) наноструктур Ta(2 нм)/Pt(3)/Co(1.2)/Ta(2) (L) и

*Ta(2)/(Pt<sub>x</sub>Co<sub>1-x</sub>)<sub>4</sub>/Ta(2) (A) в магнитном поле перпендикулярном плоскости образца, (b) спектр полярного эффекта Керра (PKE) наноструктур для угла падения света 52 градуса в поле насыщения, на вставке – полевые зависимости PKE для E=2.15 эВ.*

Поведение намагниченности полученных структур коррелирует с магнитооптическими данными: большей толщине магнитного слоя или сплава соответствует большая величина намагниченности насыщения и величина эффекта Керра. Выраженная перпендикулярная магнитная анизотропия в структурах с отдельными слоями платины и кобальта толщиной менее 1 нм меняется на «легкую плоскость» при увеличении толщины слоя кобальта и/или внедрении слоя аморфного сплава Pt-Co (Рис.1).

Отметим достаточно большую величину керровского вращения в полученных наноструктурах (Рис.1b), сравнимую с данными для объемных металлов. Вместе с тем спектры полярного и экваториального эффекта Керра образцов сильно искажены. Эти искажения усиливаются при внедрении сплава Pt-Co. Такое поведение зависимостей МО эффектов объясняется суммарными вкладами линейных и нелинейных по намагниченности эффектов, например: намагниченности кобальта, отражения света от границ разделов нанометровых слоев структуры и от подложки и вкладом интерференционных эффектов. Известно, что взаимная диффузия атомов между слоями наноструктур может приводить как к образованию подмагнитного слоя Pt [4], так и появлению нового интерфейсного слоя (1 – 2 атомных слоя) с магнитным упорядочением атомов. Образование такого переходного слоя приводит к установлению дополнительного магнитного взаимодействия между ним и ферромагнетиком, что оказывает заметное влияние на магнитные параметры структур, процессы перемагничивания и на их МО свойства. Проявление такого интерфейсного слоя можно смоделировать или усилить, например, введением в структуру сплава Pt-Co. Это приводит к смене типа магнитной анизотропии структуры и усилению МО отклика. Расчеты МО эффектов по формулам Френеля и в приближении эффективной среды удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-20160.

#### **Список использованных источников:**

1. Zhang X., Zhou Y., Mee Song K. et al. Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications // J. Phys.: Cond. Mat. – V. 32. – 2020. – p.143001.
2. Krichevtsov B.B., Bursian V. E., Gastev S.V. et al. Substrate induced magnetic anisotropies and magneto-optical response in YIG nanosized epitaxial films on NdGG(111) // [arXiv:1901.10800](https://arxiv.org/abs/1901.10800)
3. Lobov I.D., Kirillova M.M., Maevskii V.M., Romashev L.N. Magneto-optic effects in antiferromagnetic chromium // J. Exp. Theor. Phys. – V. 105. – 2007. – p. 816.
4. Moog E.R., Zak J., Bader S.D. Kerr effect from Pt/Co superlattices and the role of the magneto-optic activity of Pt // J. Appl. Phys. – V. 69. – №2. – 1991. – p. 880.

## **ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА И СУБСТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ $\text{Co}_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$ НА ИХ МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА**

**Ганьшина Е.А.**

д-р. физ.-мат. наук., профессор, в.н.с, МГУ им. М.В. Ломоносова

**Гаршин В.В.**

аспирант, МГУ им. М.В. Ломоносова

**Ивков С.А.**

ведущий электронщик, Воронежский государственный университет

**Зубарь Н.Н.**

магистр, МГУ им. М.В. Ломоносова

**Припеченков И.М.**

магистр, МГУ им. М.В. Ломоносова

**Ситников А.В.**

д.ф-м.н, профессор, профессор Воронежский государственный технический университет

**Домашевская Э.П.**

д.ф-м.н, профессор, профессор Воронежский государственный университет

***Аннотация.** Впервые исследованы структурные и магнитооптические свойства нанокomпозитов  $\text{Co}_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  с моноэлементной ферромагнитной фазой в бескислородной диэлектрической матрице из фторида магния. Образцы напылялись на подложки из стекла и ситалла. Выявлено влияние фазового состава и субструктуры образцов на их магнитные и магнитооптические свойства. При совместном анализе спектральных, полевых, концентрационных зависимостей ЭЭК и магнитных свойств, полученных с помощью вибрационного магнитометра, а так же рентгенодифрактограмм, установлено, что процессы самоорганизации при формировании нанокomпозитов протекают по-разному и зависят от материала и структурного состояния подложки.*

***Ключевые слова:** магнитооптика, нанокomпозиты, эффект Керра, порог перколяции, процессы самоорганизации на подложках из стекла и ситалла*

# INFLUENCE OF THE PHASE COMPOSITION AND SUBSTRUCTURE ON THE MAGNETIC AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF NANOCOMPOSITES $\text{Co}_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$

**Gan'shina E.A.**

Dr.Sc., Professor, Leading Researcher Lomonosov Moscow State University

**Garsin V.V.**

Post-graduate student, Lomonosov Moscow State University

**Ivkov S.A.**

Leading electronics engineer, Voronezh state university

**Zubar N.N.**

Master, Lomonosov Moscow State University

**Pripechenkov I.M.**

Master, Lomonosov Moscow State University

**Sitnikov A.V.**

Dr.Sc., Professor, Professor Voronezh state technical university

**Domashevskaya E.P.**

Dr.Sc., Professor, Professor Voronezh state university

**Annotation.** *The structural and magneto-optical properties of nanocomposites  $\text{Co}_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  with a monoelement ferromagnetic phase in an oxygen-free dielectric matrix made of magnesium fluoride are investigated for the first time. Samples were sputtered on both glass and sital substrates. The influence of the phase composition and substructure of the samples on their magnetic and magneto-optical properties was revealed. In a joint analysis of the spectral, field, and concentration dependences of the Transversal Kerr Effect (TKE) and magnetic properties obtained using a vibration magnetometer, as well as X-ray diffractograms, it was found that the processes of self-organization during the formation of nanocomposites proceed differently and depend on the material and structural state of the substrate.*

**Keywords:** *magneto-optics, nanocomposites, Kerr effect, percolation threshold, self-organization processes on glass and sital substrates*

На протяжении последних десятилетий наблюдается повышенный интерес к нанокompозитным материалам. Это связано с тем, что они обладают рядом уникальных физических свойств, перспективных для применения в спинтронике, технологиях записи и хранения информации, чувствительных магнитных датчиков и других устройств. Исследуемые в данной работе образцы состава  $\text{Co}_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  интересны еще и тем, что в них ферромагнитные гранулы Co распределены в бескислородной матрице, и магнитооптические свойства таких систем ранее не изучались.

Структурные исследования данных образцов методами рентгеновской дифракции (XRD) были проведены в Воронежском государственном университете [1] на дифрактометре ДРОН-4 с Co K $\alpha$ -излучением в режиме пошагового сканирования. Эти исследования показали, что с ростом концентрации ферромагнитной фазы (x ат.%) процессы структурной самоорганизации нанокompозитов (НК), а так же кристаллизации магнитных гранул происходят по-разному в

зависимости от состава подложек, на которые напылялись изучаемые наноконпозиты.

Известно, что изучение магнитооптических (МО) эффектов в различных типах гранулированных сплавов и композитов дает полезную информацию об их свойствах из-за высокой чувствительности МО-спектров к их магнитной микроструктуре[2].

Целью настоящей работы являлось исследование магнитных и магнитооптических свойств НК состава  $(\text{Co})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  с моноэлементной ферромагнитной фазой в бескислородной диэлектрической матрице фторида магния и выявление влияния фазового состава и субструктуры наноконпозитов на их магнитооптические свойства.

Образцы НК были получены в Воронежском государственном техническом университете методом ионно-лучевого распыления составной мишени в виде Со с расположенными на ее поверхности пластинами диэлектрика  $\text{MgF}_2$ . Напыление производилось в атмосфере аргона в одном цикле на подложки из стекла и ситалла.

Магнитооптические свойства изготовленных образцов исследовались методом экваториального эффекта Керра (ЭЭК) в диапазоне энергий фотонов 0.5-3.85эВ в магнитных полях напряженностью до 3кЭ при комнатной температуре. Были получены спектральные, полевые и концентрационные зависимости ЭЭК. Магнитные свойства были изучены с помощью вибрационного магнитометра Lake Shore VSM в полях напряженностью до 16кЭ.

При исследовании полевых зависимостей ЭЭК выявлено, что кривые имеют вид, характерный для парамагнетиков и суперпарамагнетиков при концентрациях  $x \leq 27$  ат.% для образцов на обоих типах подложек. При достижении концентрации  $x=27$  ат.% и дальнейшем ее росте, вид кривых начинает трансформироваться к характерному для ферромагнетиков. При этом результаты исследований методами рентгеновской дифракции(XRD) показали, что в области малых концентраций  $x \leq 27$  ат.% Со находится в рентгеноаморфном состоянии в виде металлических кластеров, распределенных в кристаллической матрице  $\text{MgF}_2$ . При достижении  $x=27$  ат.% и с дальнейшим ростом концентрации в образцах начинается структурный фазовый переход, в результате которого появляются нанокристаллы Со с гексагональной сингонией.

Магнитные измерения на вибрационном магнитометре показали, что для образцов с  $x \leq 27$  ат.% коэрцитивная сила  $H_c$  равна нулю для обоих типов подложек. С достижением значения  $x=27$  ат.% в образцах появляется коэрцитивная сила отличная от нуля, однако с дальнейшим ростом концентрации Со поведение  $H_c$  начинает существенным образом различаться для образцов на разных типах подложек(рис. 1а). В образцах, напыляемых на ситалловые подложки, с ростом  $x$  коэрцитивная сила резко возрастает, достигая максимума при  $x=41.4$  ат.%, в то время как  $H_c$  образцов, изготовленных на подложках из стекла плавно изменяется вплоть до максимальных значений  $x$ , при этом в области больших концентраций значения  $H_c$  становятся практически одинаковыми для обоих типов подложек. При этом результаты, полученные методами XRD, показали, что с ростом концентрации образцы на ситалле демонстрируют четкие пики, характерные для кристаллического Со уже для  $x=33.9$  ат.%, в то время как в системе на стекле подобные пики появляются при  $x=42$  ат.%. Таким образом, описанные различия в поведении  $H_c$  могут быть связаны с особенностями формирования кристаллической структуры в НК на подложках из стекла и ситалла.

Результаты магнитных и магнитооптических измерений позволяют определить порог ферромагнитной перколяции  $x_{FM}$ , т.е. концентрации ферромагнитной фазы, при которой появляется ферромагнитный порядок в наноконпозитах. Он находится в окрестности концентраций  $x \approx 27$  ат.%, для образцов на обоих типах подложек.

Исследование спектральных зависимостей ЭЭК показало, что общий вид спектров и их изменение с ростом  $x$  были подобны для НК на обоих типах подложек. Максимальный по модулю магнитооптический отклик достигается при  $x=37$  ат.% и  $x=33,9$  ат.% для систем с



подложками из стекла и ситалла, соответственно. С дальнейшим ростом концентрации вид спектров трансформируется, и величина ЭЭК уменьшается по модулю. Можно отметить, что наибольшие различия в виде спектров ЭЭК для НК на ситалле и стекле наблюдались в малых  $x$  (порядка 16-17 ат.%) в области энергий фотонов  $E \geq 1,5 \text{ eV}$  (рис. 1б), что связано с особенностями процесса самоорганизации частиц при формировании тонких пленок на подложках во время напыления. Подложка из стекла способствует более равномерной диффузии частиц, в то время как подложка из ситалла является более шероховатой, вследствие чего частицы перемещаются по ней с разной скоростью в зависимости от направления, что приводит к неравномерному росту ферромагнитных гранул в формирующейся пленке и влияет на магнитооптический отклик образцов. На это указывает и смещение энергетического положения максимума в спектрах ЭЭК для НК на разных подложках (рис. 1в).

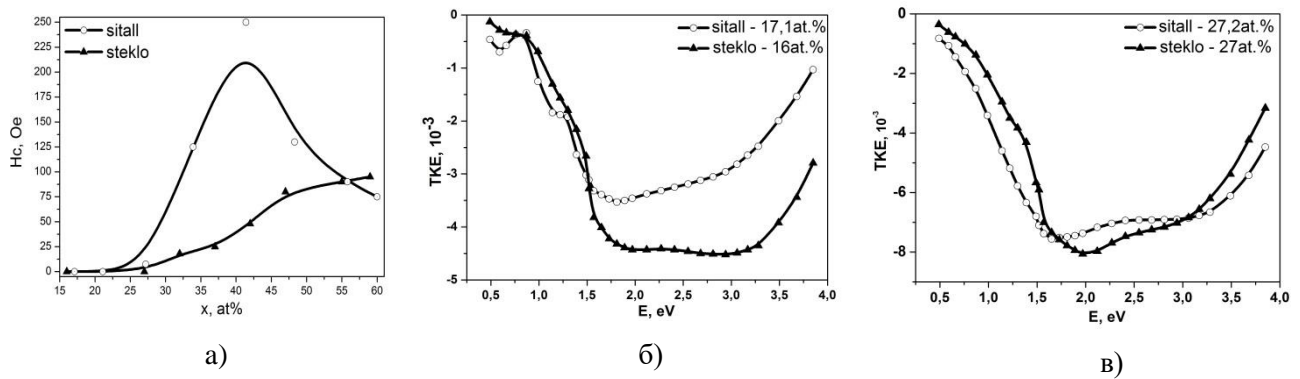


Рис.1. Концентрационные зависимости  $H_c$  (а) и сравнение спектральных зависимостей ЭЭК для нанокмозитов на подложках из стекла и ситалла при разных  $x$ , (б, в).

Таким образом, в работе были исследованы магнитные и магнитооптические свойства нанокмозитов  $\text{Co}_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  на подложках из стекла и ситалла. Установлено, что процессы самоорганизации в НК отличаются для систем, изготовленных на различных типах подложек. Полученные результаты согласуются с результатами рентгеноструктурного фазового анализа этих образцов. Установлена связь между процессами самоорганизации при росте НК с увеличением  $x$  и магнитооптическими свойствами композитов.

#### Список использованных источников:

1. Домашевская Э.П., Ивков С.А., Ситников А.В., и др./ Влияние относительного содержания металлической компоненты в диэлектрической матрице на образование и размеры нанокристаллов кобальта в пленочных композитах  $(\text{Co})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  //Физика твердого тела. – 2019. – Т. 61. – №. 2. – С. 211-219
2. Ганьшина Е. А., Вашук М. В., Виноградов А. Н., и др./ Эволюция оптических и магнитооптических свойств в нанокмозитах аморфный металл-диэлектрик //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2004. – Т. 125. – №. 5. – С. 1172-1183

## ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛА СО ВРЕМЕНЕМ ПРИ СВЕРХБЫСТРОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

**Геревенков П.И.**

м.н.с. лаб. Физики ферроиков,  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

**Кунту Д.В.**

инженер-исследователь лаб. Физики ферроиков,  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

**Филатов Я.А.**

м.н.с. лаб. Физики ферроиков,  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

**Калашникова А.М.**

PhD (к.ф.-м.н.), зав. лаб. Физики ферроиков,  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

**Хохлов Н.Е.**

к.ф.-м.н., с.н.с. лаб. Физики ферроиков,  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

***Аннотация.** Экспериментально получены зависимости параметров магнитной анизотропии и намагниченности насыщения от времени после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева для тонких плёнок галфенола ( $Fe_{0.81}Ga_{0.19}$ ). Продемонстрирована релаксация параметров материала за время порядка 1 нс, что меньше времени жизни лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в образце. Это приводит к сдвигу частоты прецессии с течением времени. Также экспериментально продемонстрировано выполнение степенного закона для намагниченности насыщения и параметров анизотропии в случае сверхбыстрого возбуждения.*

***Ключевые слова:** ферромагнетизм, магнитная анизотропия, сверхбыстрый магнетизм, магнитооптический эффект Керра*

## TEMPORAL EVOLUTION OF MAGNETIC PARAMETERS OF A MATERIAL AT ULTRAFAST LASER HEATING

**Gerevenkov P.I.**

Junior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

**Kuntu D.V.**

Research engineer, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

**Filatov Ia.A.**

Junior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

**Kalashnikova A.M.**

PhD, head of Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

**Khokhlov N.E.**

PhD, Senior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

**Annotation.** *We study experimentally the time scales of ultrafast optically induced modulation of magnetic anisotropy parameter and saturation magnetization in thin metallic films of galfenol ( $Fe_{0.81}Ga_{0.19}$ ). We show that the material parameters values recover at times of the order of 1 ns, which is shorter than life-time of the laser-induced magnetization precession. It leads to the temporal evolution of precession frequency. A power-law dependence is shown for the magnetization saturation and anisotropy parameters in the case of ultrafast excitation.*

**Keywords:** *ferromagnetism, magnetic anisotropy, ultrafast magnetism, magneto-optical Kerr effect*

В связи с постоянно возрастающими потребностями в ускорении процессов записи и обработки информации, ведётся активный поиск новых способов управления магнитными параметрами материалов. Одним из наиболее универсальных методов такого управления, работающим как в металлах, так и в диэлектриках, является изменение магнитной анизотропии. В ряде недавних работ продемонстрировано применение сверхбыстрого термического изменения магнитной анизотропии для возбуждения прецессии намагниченности [1,2], распространяющихся магнитостатических спиновых волн [3] и управление их параметрами [4] при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов. Таким образом актуальной на сегодняшний день задачей является определение характерных времён изменения магнитных параметров материала при сверхбыстром лазерно-индуцированном нагреве.

В данной работе мы экспериментально определили характерные времена сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитных параметров тонких эпитаксиальных плёнок ферромагнитного сплава галфенола ( $Fe_{0.81}Ga_{0.19}$ ). Магнитные параметры определялись из анализа магнитооптических петель гистерезиса, полученных в геометрии меридионального эффекта Керра. Петли измерены при различных значениях времени задержки между импульсами накачки и зондирования для получения информации об эволюции магнитных параметров материала со временем после импульсного оптического нагрева. Так как характерные времена релаксации магнитных параметров меньше времени жизни лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в исследуемых плёнках, выявлено влияние процесса релаксации на частоту прецессии. Также показано, что учёт процессов релаксации позволяет получить дополнительную информацию о начальной амплитуде прецессии.

Для разделения вкладов магнитокристаллической кубической и одноосной ростовой анизотропий измерения петель гистерезиса производилось при направлении внешнего магнитного поля вдоль двух осей трудного намагничивания кубической анизотропии в плоскости плёнки. Так как в данных направлениях поле одноосной анизотропии входит с противоположными знаками, измерения суммарного поля анизотропии при данных направлениях поля позволяет разделить вклады одноосной и кубической анизотропий. Вид

зависимости параметра кубической анизотропии от времени после импульсного возбуждения аналогичен полученному другим методом для плёнки железа в работе других авторов [5]. Используя данные о зависимости намагниченности насыщения от времени после возбуждения, также получаемые из петель гистерезиса, определены значения параметра  $\alpha$  в степенном законе  $\frac{K_C(t)}{K_C(0)} = \left[ \frac{M_S(t)}{M_S(0)} \right]^\alpha$  [6], где  $M_S$  – намагниченность насыщения,  $K_C$  – параметр кубической анизотропии. Данный закон демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными результатами (рис. 1 (а)).

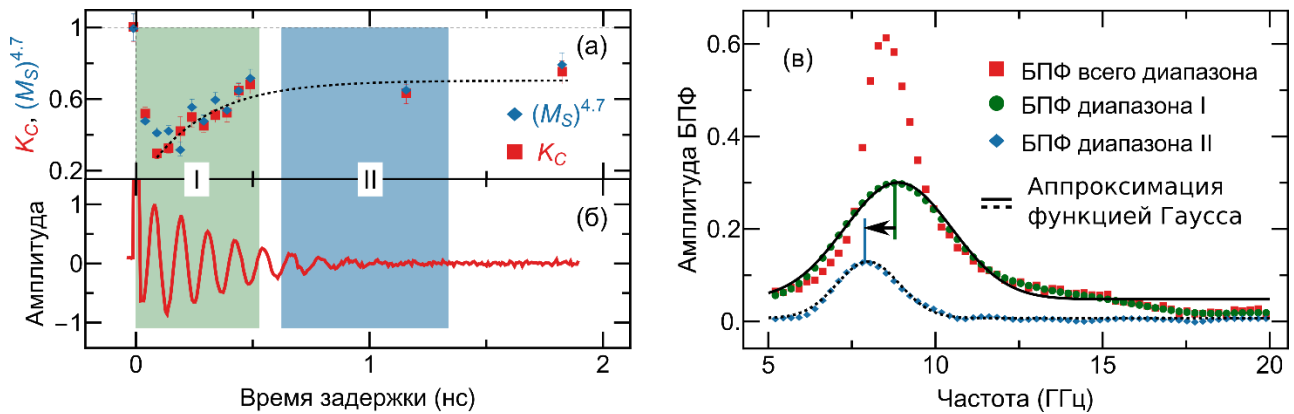


Рис. 1. (а) Зависимости магнитных параметров образца (намагниченности насыщения и параметра анизотропии) от времени задержки между импульсами накачки и зондирования, полученные из экспериментов в геометрии меридионального эффекта Керра. Символы – экспериментальные данные, пунктирная линия – аппроксимация зависимости степенным законом. (б) Зависимость нормальной к плоскости плёнки компоненты намагниченности от времени, полученная из экспериментов в геометрии полярного эффекта Керра. (в) Спектры лазерно-индуцированной прецессии намагниченности из (б) для всего диапазона времени и из диапазонов I и II, полученные быстрым преобразованием Фурье. Стрелкой показано изменение центральной частоты со временем после возбуждения.

Так как время релаксации магнитных параметров меньше времени жизни прецессии намагниченности в исследуемых образцах, возможно определить изменение параметров лазерно-индуцированной прецессии намагниченности. С этой целью проведены измерения по методике накачка-зондирование при различных ориентациях внешнего магнитного поля в диапазоне  $[110] - [1\bar{1}0]$ . При помощи оконного преобразования Фурье продемонстрировано изменение резонансной частоты прецессии после релаксации магнитных параметров (рис. 1 (б, в)). Показано, что резонансные частоты прецессии в момент возбуждения и после релаксации магнитных параметров хорошо описываются в рамках подхода Смита-Сула [7] с использованием параметров материала в соответствующий момент времени после возбуждения. Использование значений параметров материала в момент возбуждения и после релаксации позволяет описать зависимость начальной амплитуды прецессии для всех направлений внешнего магнитного поля.

Таким образом, в работе определены времена релаксации магнитных параметров ферромагнитных металлических плёнок галфенола при сверхбыстром лазерно-индуцированном нагреве. Продемонстрировано сверхбыстрое изменение резонансной частоты прецессии

намагниченности с релаксацией за время порядка 1 нс. Полученные результаты дают основу для определения быстродействия устройств оптически реконфигурируемой магноники [8].

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №20-32-70149). Г.П.И. благодарит за поддержку фонд Синтез.*

#### **Список использованных источников:**

1. Shelukhin L. A. et al. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film //Physical Review B. – 2018. – Т. 97. – №. 1. – С. 014422.
2. Scherbakov A. V. et al. Optical excitation of single-and multimode magnetization precession in Fe-Ga nanolayers //Physical Review Applied. – 2019. – Т. 11. – №. 3. – С. 031003.
3. Khokhlov N. E. et al. Optical excitation of propagating magnetostatic waves in an epitaxial galphenol film by ultrafast magnetic anisotropy change //Physical Review Applied. – 2019. – Т. 12. – №. 4. – С. 044044.
4. Filatov I. A. et al. Spectrum evolution of magnetostatic waves excited through ultrafast laser-induced heating //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2020. – Т. 1697. – №. 1. – С. 012193.
5. Carpene E. et al. Ultrafast three-dimensional magnetization precession and magnetic anisotropy of a photoexcited thin film of iron //Physical Review B. – 2010. – Т. 81. – №. 6. – С. 060415.
6. Evans R. F. L. et al. Temperature scaling of two-ion anisotropy in pure and mixed anisotropy systems //Physical Review B. – 2020. – Т. 102. – №. 2. – С. 020412.
7. Smith J., Beljers H. J. Ferromagnetic resonance absorption in BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>, a highly anisotropic crystal //Philips Res. Rep. – 1955. – Т. 10. – С. 113-130.
8. Vogel M. et al. Optically reconfigurable magnetic materials //Nature Physics. – 2015. – Т. 11. – №. 6. – С. 487-491.

## ФОРМИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ФРОНТА СПИНОВОЙ ВОЛНЫ В ПЛЕНКЕ ЖИГ

**Губанов В.А.**

аспирант, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

**Бессонов В.Д.**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,  
лаборатория магнитных полупроводников,  
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

**Садовников А.В.**

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем  
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

***Аннотация.** С помощью метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии рассеяния света (БЛС) и добавлением в систему БЛС фазового модулятора было исследовано фазовое разрешение распространяющейся спиновой волны в пленке железо-иттриевого граната.*

***Ключевые слова:** фазовое разрешение, спиновая волна, Мандельштам-Бриллюэновская спектроскопия*

## FORMATION OF SPIN WAVE PHASE FRONT IN YIG FILM

**Gubanov V.A.**

PhD student, Saratov State University

**Bessonov V.D.**

PhD., senior researcher, laboratory of magnetic semiconductors,  
Institute of Metal Physics named after M.N. Mikheev of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

**Sadovnikov A.V.**

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,  
Saratov State University

***Annotation.** Using the Mandelstam-Brillouin spectroscopy of light scattering (BLS) and adding a phase modulator to the BLS system, the phase resolution of the propagating spin wave in the yttrium iron garnet film was investigated.*

***Keywords:** phase resolution, spin wave, Brillouin light spectroscopy*

Создание устройств на принципах магноники представляет большой интерес для развития области хранения и обработки информационных сигналов [1]. При помощи установки Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии рассеяния света (БЛС) возможно

детектирование распространение спиновой волны (СВ) – прецессии намагниченности под воздействием СВЧ сигнала. В классической системе БЛС детектируется интенсивность  $I_{\text{БЛС}}$  СВ [2]. При добавлении в систему БЛС оптического фазового модулятора можно разрешить фазу распространяющейся СВ [3].

В данной работе будет исследовано распространение СВ с фазовым разрешением в пленке железо-иттриевого граната. Исследуемая структура представлена на рисунке 1 и представляет собой пленку ЖИГ толщиной  $t_{\text{ЖИГ}}=10\text{ мкм}$  с намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  Гс, сформированной на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), толщиной  $t_{\text{ГГГ}}=500$  мкм. Структура шириной  $w=2$  мм и длиной  $l=8$  мм помещалась во внешнее магнитное поле  $M_0 = 1830$  Э для возбуждения поверхностной магнитостатической спиновой волны (ПМСВ). Возбуждение СВ производилось микрополосковой антенной шириной 30 мкм. Величина внешнего магнитного поля выбиралась из соображения, чтобы спектра ПМСВ лежала в области рабочей частоты фазового модулятора  $f_m = 6.9$  ГГц. Фазовый модулятор представлял собой электро-оптический модулятор Newport 4851-02, оперирующий на длине оптического излучения в диапазоне от 500 до 900 нм с возможностью настройки частоты модулирования от 6.3 ГГц до 7.5 ГГц. На вставке рисунка 1 представлена амплитуда сигнала электро-оптического модулятора от частоты, измеренная. Желтым цветом выделена выбранная частотная область, в котором проводился эксперимент. Хорошо видно, что в данном диапазоне (от 6.8 ГГц до 7 ГГц) фазовый модулятор хорошо функционирует.

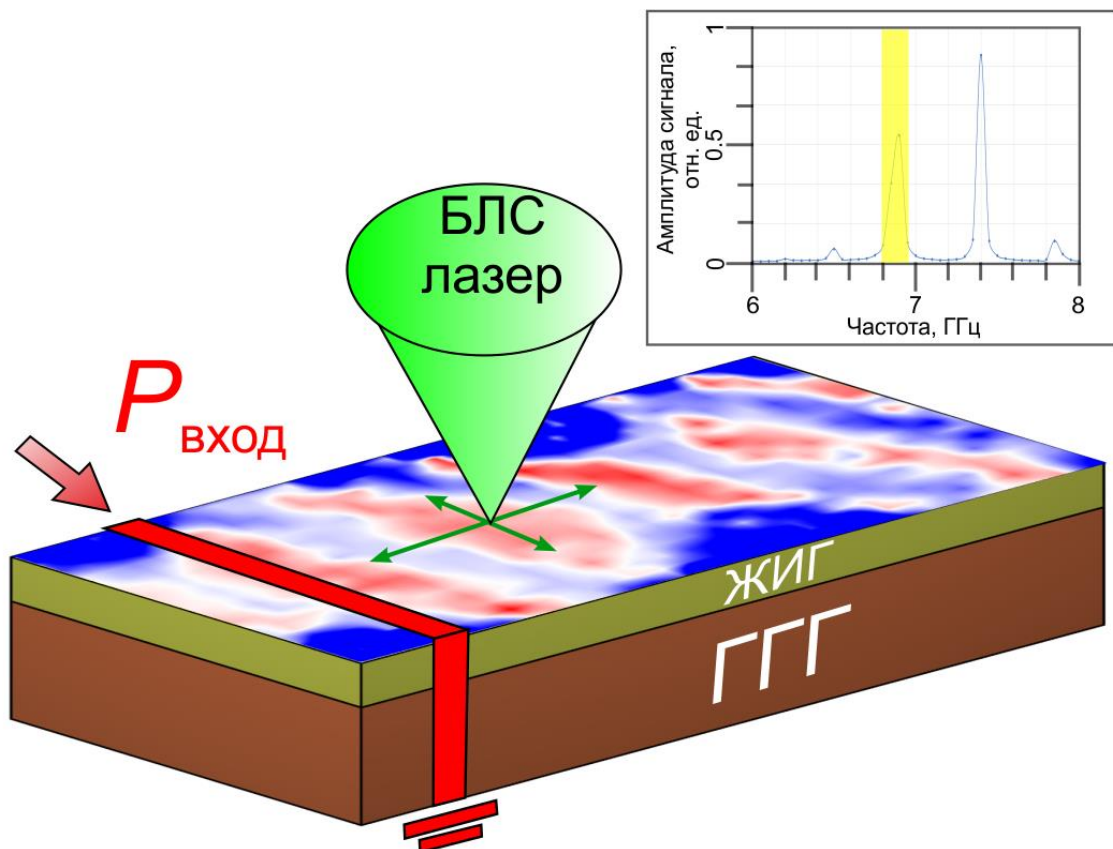


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры с наложенной картой распределения фазы СВ на частоте 6.905 ГГц, полученная при БЛС эксперименте. На вставке – амплитуда сигнала модулятора от частоты.

В работе методом БЛС будет исследовано формирование фазового фронта спиновой волны в пленке ЖИГ. При помощи микромагнитного моделирования будет показано соответствие с экспериментальными данными, сравнены интенсивность и фаза СВ и выявлены

оптимальные параметры для распространения СВ в пленке ЖИГ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-37-90020).

**Список использованных источников:**

1. Nikitov S.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V., Slavin A.N., Barabanenkov Yu.N., Osokin S.A., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevsky Yu.P., Filimonov Yu.A., Khivintsev Yu.V., Vysotsky S.L., Sakharov V.K., Pavlov E.S. "Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics// Phys. Usp. –2015 – v. 58 – pp. 1002–1028 (2015)
2. Modern Techniques for Characterizing Magnetic Materials/ Zhu Y. (Ed.). – 2005.
3. Serga A.A., Schneider T., Hillebrands B., Demokritov S.O., & Kostylev, M.P. Phase-sensitive Brillouin light scattering spectroscopy from spin-wave packets.// Applied Physics Letters –2006– v. 89(6). –p. 063506.



## ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В EuO

**Иванов И.А.**

аспирант кафедры общей и теоретической физики  
Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого

**Нургулеев Д.А.**

к.ф-м.н., доцент,  
зав. кафедрой общей и теоретической физики, ТГПУ им. Л.Н. Толстого

***Аннотация.** В работе проведён анализ эксперимента по фарадеевскому вращению в EuO, на основании которого установлено, что задержка по времени связана с образованием экситонных состояний в кристалле EuO.*

***Ключевые слова:** экситон, оксид европия, энергия связи, время жизни экситона*

## EXCITON STATES IN EuO

**Ivanov I.A.**

Postgraduate student of the Department of General and Theoretical Physics,  
L.N. Tolstoy Tula State Pedagogical University

**Nurguleev D.A.**

Ph.D., associate professor, head Department of General and Theoretical Physics,  
L.N. Tolstoy Tula State Pedagogical University

***Annotation.** The paper analyzes the experiment on Faraday rotation in EuO, on the basis of which it was established that the time delay is associated with the formation of exciton states in the EuO crystal.*

***Keywords:** exciton, europium oxide, binding energy, exciton lifetime*

EuO является магнитным полупроводником и обладает ферромагнитными свойствами, благодаря недозаполненной 4f-оболочке. Он имеет ГЦК структуру с периодом решетки  $5,144 \text{ \AA}$  и относится к пространственной группе  $F_{m\bar{3}m}$ . Он обладает следующими физическими

свойствами: температурой Кюри  $T_c = 69,3$  К, а также шириной запрещенной зоны, составляющей 1,2 эВ [1]. EuO характеризуется 4f-орбиталями, который существует как уровень между зоной проводимости [5d-орбитали Eu (II)]. В нём происходит взаимодействие s- и d-электронов дна зоны проводимости и локализованных 4f<sup>7</sup>-электронов, образующих 4f<sup>7</sup>-зону в запрещенной зоне EuO шириной ~ 0,5 эВ. Монооксид европия - это новый материал, способный генерировать сильно поляризованный по спину ток при использовании в качестве туннельного барьера.

В EuO из-за различия спинов основного и возбуждённого состояния на единицу возникают возбуждения энергетических уровней, соответствующие переходам из нижнего состояния мультиплета Зеемана при расщеплении энергетических линий в основном состоянии в состояние мультиплета, образовавшегося из возбуждённого состояния. В EuO рассеяние света влияет на степень магнитного порядка. В EuO имеет место сдвиг края оптического поглощения внешнего магнитного поля. Для монооксида европия при температуре, меняющейся в интервале от  $T_c$  до 20 К, этот край составляет 0,25 эВ.

Сдвиг края поглощения при понижении температуры или приложении магнитного поля в EuO объясняется свойствами магнитного экситона при учетывании d - f обменного взаимодействия.

В EuO могут происходить одновременные переходы парамагнетик-ферромагнетик и полупроводник-металл. При помощи оптической генерации второй и третьей гармоник на эпитаксиальных пленках ферромагнитного полупроводника оксида европия можно обнаружить связь между его магнитными и кристаллографическими свойствами.

Модель квантового гармонического осциллятора может быть применима для экситонных возбуждений. В EuO и остальных полупроводниках экситоны могут образовываться двумя способами:

1. При переходе электрона из валентной зоны на 5d – уровень, находящийся под дном зоны проводимости и кулоновским притяжением образует с дыркой экситон. 5d – уровни находятся недалеко от зоны проводимости. Тогда энергия связи такого образования будет очень невелика. При данном образовании экситон оказывается в синглетном состоянии, следовательно, время жизни такого экситона резко уменьшается. Наблюдать такие экситоны очень трудно

2. При переходе электрона с 4f – состояния в зону проводимости, при этом этот электрон образует с дыркой оптически активный магнитный экситон. В трехмерной системе получилось бы, что покинувший 4f – уровень электрон будет электроном проводимости без образования связанного состояния.

Сила осциллятора связана с параметрами свободного экситона, такими как радиус Бора и энергия связи. Авторами работы [2] были проведены измерения магнитооптического эффекта Фарадея и магнитного вращения в EuO с временным разрешением менее 10 фс. Явление магнитооптического эффекта Фарадея состоит в том, что через кристалл проходит линейно поляризованный свет и плоскость поляризации поворачивается на угол  $\theta$ . Направление вращения оси поляризации зависит от свойств материала, через который проходит свет.

Поскольку в EuO имеется несколько видов поглощения света, то следует ожидать столько же видов вращения плоскости поляризации, если считать, что каждый тип поглощения обуславливает дисперсию показателя преломления. При этом нужно учитывать влияние внешних и индуцированных излучением полей на волновую функцию электронов и влияние этого изменения на показатель преломления материала для каждой поляризации и тогда уже можно определить, сильнее тормозится левая или правая поляризации. Наблюдаемый эффект представляет собой суперпозицию вращений, обусловленных различными механизмами. Возникает два случая: магнитное поле, которое создаётся, будет параллельно внешнему полю для одной поляризации, идущей по кругу, и в противоположном направлении для другого направления поляризации - таким образом, магнитное поле  $H$  увеличивается в одном направлении и уменьшается в противоположном направлении. Тогда возникает разность фаз между левым и правым поляризованными лучами. В работе [2] проведены два типа экспериментов с использованием длинных импульсов длительностью 200 фс и коротких импульсов длительностью 8 фс соответственно. Исходный импульс длительностью 35 фс перед фазой сжатия вырабатывался регенеративным усилителем, работающим с частотой повторения 1 кГц [2].

Постоянное магнитное поле  $H_{ext} = 0,13$  Тл было приложено перпендикулярно поверхности образца. Образец помещался в проточный криостат, в котором образец можно было охладить до 10 К жидким гелием [2]. Плёнка EuO толщиной 100 нм была получена методом магнетронного распыления на подложке из MgO с ориентацией (110). Магнитооптические характеристики пленки определялись путем измерения магнитооптического эффекта Фарадея как функции магнитного поля, приложенного под углом  $90^\circ$  к поверхности образца. За быстрым размагничиванием образца EuO следует более медленное размагничивание [2]. Можно оценить среднее время задержки  $t_{lat} \approx 10^{-13}$  с и отметить, что при  $T = 30$  К время задержки увеличивается в 2 раза. Задержка эффекта Фарадея связана со временем жизни экситона в EuO и энергией связи. Она исчезала при температуре, превышающей температуру Кюри. Магнитооптический эффект Фарадея зависит от динамики намагниченности и динамики обменного взаимодействия [2]. Энергия основного состояния цепочки (при этом отсутствуют возбуждённые молекулы) берётся равной нулю. В одномерной модели можно учитывать взаимодействие только между соседними молекулами. Можно представить, что в цепочке имеется  $N$  молекул. Количество молекул огромно, поэтому можно не учитывать краевые эффекты.

В оптической области спектра длина волны фотона больше, чем расстояние  $R$  между молекулами. Поэтому, длина волны фотона, взаимодействующего с экситоном, определяется равенством [3]:

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{2\pi\hbar c}{E(0)}. \quad (1)$$

Время жизни экситона по отношению к излучению фотонов определяется по формуле [3]:

$$\tau_{ex} = \frac{2E(0)R}{3\pi\hbar} \tau_0 = \frac{4R}{3\lambda} \tau_0, \quad (2)$$

где  $\tau_0$  - время жизни возбуждения с энергией  $E(0)$  в молекуле [3].

При этом в EuO наблюдаются триплетные экситоны, время жизни которых составляет  $\tau_0 = 10^{-7}$  с. Для образования таких экситонов, т. е. для перехода электрона  $4f^7 \rightarrow 5d_{t2g}$  нужно преодолеть порог 0,7 эВ. Эти экситоны в электрическом поле распадаются на электроны  $e^-$  и дырки  $h^+$ . Электрон обладает спином  $\frac{1}{2}\hbar \uparrow$ , а дырка имеет спин  $\frac{5}{2}\hbar \uparrow$ . Тогда пик поглощения, возникший из-за группы оптически активных экситонов, наблюдается при  $\lambda = 1$  мкм для EuO, R – радиус экситона в EuO составляет порядка  $10^{-10}$  м, тогда время жизни экситона, рассчитанное по формуле (2)  $\tau_{ex} \sim 10^{-10}$  с, осцилляции намагниченности в кристалле могут понижать это значение на несколько порядков [4], что наблюдается в эксперименте [2].

#### Список использованных источников:

1. Типы экситонов в наноразмерных гетеросистемах EuO-SrO Головнев Ю.Ф., Нургулеев Д.А., Сидорова И.Г. //Вестник Адыгейского государственного университета. Серия 4. Естественно-математические и технические науки. 2012. №3
2. Formisano F. Femtosecond magneto-optics of EuO / F. Formisano, R. Medapalli, Y. Xiao, H. Ren, E. E. Fullerton, A.V. Kimel //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. Vol. 502
3. Агранович В.М., Теория экситонов, М., 1968г. – 382 с.
4. Головнев Ю.Ф., Сомова Н.Ю. Осцилляции намагниченности и состояний триплетных экситонов в сверхрешетках EuO-SrO // Многомасштабное моделирование структур, строение вещества, наноматериалы и нанотехнологии: Материалы II Междунар. конф., посвященной памяти проф. А.Н.Никитина. Тула: Изд. Тул. гос. пед. ун-та им. Л.Н.Толстого, 2013. С. 76 – 78.

## ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ЗАДАЧЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНОННОГО БЭК

**Князев Г.А.**

К.ф.-м.н., Российский квантовый центр, Сколково, Московский государственный университет  
им. М.В. Ломоносова,

**Буньков Ю.М.**

Д.ф.-м.н., Российский квантовый центр, Сколково

**Ветошко П.М.**

Российский квантовый центр, Сколково, Институт радиотехники и электроники им В.А.  
Котельникова РАН,

**Капралов П.О.**

К.ф.-м.н., Российский квантовый центр, Сколково

**Кузьмичев А.Н.**

Российский квантовый центр, Сколково

**Белотелов В.И.**

д.ф.-м.н., Российский квантовый центр, Сколково, Московский государственный университет  
им. М.В. Ломоносова,

**Петров П.Е.**

Российский квантовый центр, Сколково, Московский государственный университет им. М.В.  
Ломоносова,

***Аннотация:** Разработана оптическая установка, позволяющая измерять значение продольной намагниченности локально в различных точках пленки ЖИГ. Методика регистрации позволяет осуществлять измерения, когда намагниченность осуществляет прецессию на частотах до 3ГГц. Установка предназначена для исследования распределения плотности магнонного бозе-эйнштейновского конденсата в пленке.*

***Ключевые слова:** эффект Фарадея, модуляция света, прецессия намагниченности, магнон, конденсат Бозе-Эйнштейна*

## OPTICAL REGISTRATION OF MAGNETIZATION AT INVESTIGATING A MAGNONIC BEC

**Knyazev G.A.**

PhD, Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia; Moscow State University, Moscow, Russia,

**Bunkov Yu.M.**

Dr.Sc., Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia;

**Vetoshko P.M.**

Russian Quantum Center, Skolkovo, Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of  
RAS

**Kapralov P.O.**

PhD, Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia

**Kuzmichev A.N.**

Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia

**Belotelov V.I.**

Dr.Sc., Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia; Moscow State University, Moscow, Russia,

**Petrov P.E.**

Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia; Moscow State University, Moscow, Russia

**Abstract:** An optical setup has been developed that provides measuring the value of the longitudinal magnetization locally at various points of the YIG film. The registration technique makes it possible to carry out measurements when the magnetization performs precession at frequencies up to 3GHz. The setup is designed to study the density distribution of the magnonic Bose-Einstein condensate in the film.

**Key words:** Faraday effect, light modulation, precession of magnetization, magnon, Bose-Einstein condensate

В последнее время все больший интерес уделяется исследованию магнитных процессов в тонких пленках. Интерес обусловлен развитием таких направлений как спинтроника, магноника, квантовые коммуникации и квантовые вычисления [1]. Ранее было показано, что если в магнитном материале возбуждается прецессия намагниченности и угол прецессии достаточно велик, то магноны, являясь бозонами, могут рассматриваться как конденсат Бозе-Эйнштейна (БЭК). В условиях теплового равновесия количество тепловых магнонов недостаточно для формирования БЭК. Для его формирования необходимо осуществить накачку магнонов. При превышении плотности магнонов определенного значения, в пленке наблюдается коллективное движение спинов, соответствующее магнонному БЭК. Хотя возбуждение в принципе возможно на любой частоте, наиболее легко оно происходит на частоте ферромагнитного резонанса. При этом формирование БЭК приводит к существенной нелинейности ферромагнитного резонанса. Частота резонанса начинает убывать с увеличением амплитуды прецессии намагниченности. Такое поведение резонансной частоты легко зарегистрировать радиочастотным методом, путем измерения импеданса полоска, при помощи которого осуществляется возбуждение прецессии намагниченности [2]. Однако для измерения локального значения намагниченности пленки, а также для исследования пространственного распределения намагниченности по поверхности пленки целесообразно использовать оптический метод.

Существует несколько путей реализации измерения намагниченности пленки оптическим методом. Наиболее широко используемый – метод на основе рассеяния Мандельштама-Бриллюена на магнонах [3,4]. Однако, как правило [4], они применимы для регистрации бегущих спиновых волн, но не для регистрации магнонов в состоянии с  $k = 0$ . В то же время возбуждение магнонов с  $k = 0$  представляет больший интерес с точки зрения многообразия наблюдаемых квантовых эффектов [5].

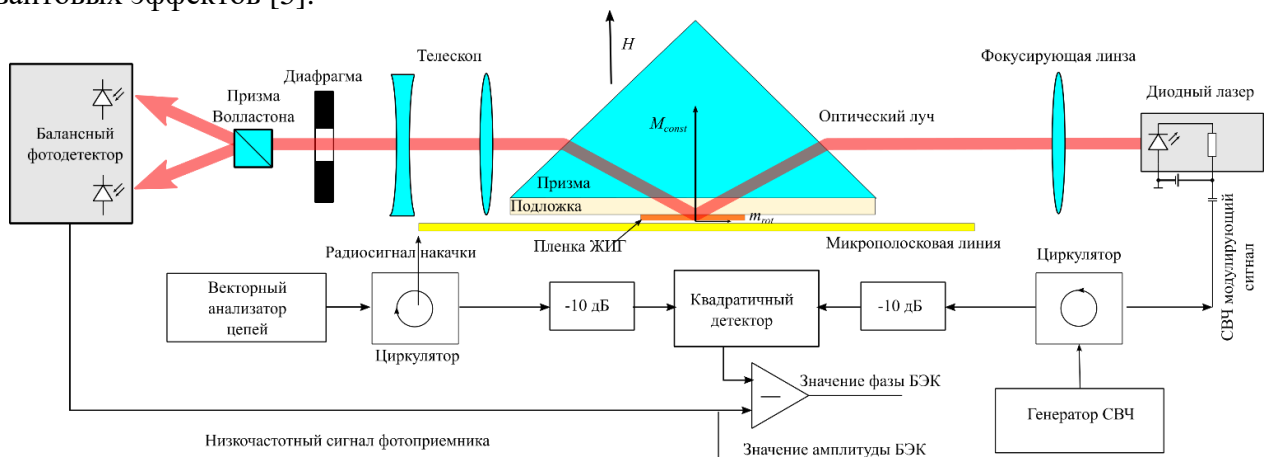


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Мы предлагаем метод измерения намагниченности прецессирующей с  $k$  близким к нулю, основанный на регистрации оптического излучения, модулированного при отражении от магнитной пленки. На рисунке 1 показана схема экспериментальной установки. В рассматриваемой задаче пленка ориентирована ортогонально магнитному полю, поэтому переменная составляющая намагниченности вращается в плоскости пленки. Измерение плоскостной составляющей намагниченности требует наклонного распространения света относительно пленки. Поэтому мы использовали призмный ввод излучения как показано на Рис. 1. В эксперименте лазерный пучок, падал на призму из ВК7 параллельно ее основанию. Преломляясь в призме, свет падал на нижнюю грань. К нижней грани призмы подложкой через иммерсионную жидкость был приклеен образец. В результате свет из призмы попадал в подложку, затем в пленку. После отражения от границы воздух-ЖИГ, свет еще раз проходил

через пленку ЖИГ, подложку и через выходную грань призмы направлялся на приемную систему. Благодаря наклонному падению, отраженный свет получал поворот поляризации пропорциональный проекции на плоскость падения света. Так как намагниченность вращается в плоскости пленки, поляризация света приобретала модуляцию на частоте прецессии БЭК.

Для выделения сигнала, соответствующего амплитуде прецессии намагниченности, использовалось радиочастотное, а не оптическое гетеродинирование, как это имеет место в случае установки на основе рассеяния Бриллюэна. Свет полупроводникового лазера, промодулированный на частоте близкой к частоте накачки БЭК направлялся через поляризатор на призму. После прохождения призмы и отражения от пленки свет попадал в приемную систему. Приемная система состояла из телескопа, фокусирующего свет через призму Волластона на балансный фотоприемник. При этом, свет оказывался промодулирован по интенсивности за счет модуляции тока лазера и по поляризации за счет взаимодействия с намагниченностью пленки ЖИГ. Благодаря наличию призмы Волластона ток фотоприемника имел модуляцию на частоте, соответствующей разнице частот модуляции лазера и частоты прецессии намагниченности. Разностная частота в эксперименте была невелика около 10кГц, что соответствовало минимуму шума лазера. Поэтому схема эксперимента позволяла использовать низкочастотный малозумящий фотоприемник с высокой чувствительностью. Так как исследуемые образцы имели форму вытянутых эллипсов, свет, на который падает наклонно под малым углом, для повышения отношения сигнал-шум было предложено с помощью телескопа формировать на фотоприемнике изображение освещаемой лазером пленки, после чего использовать диафрагму для удаления света, прошедшего мимо образца. Оптическая часть установки могла передвигаться относительно образца для осуществления сканирования. Образец при этом оставался неподвижным, чтобы исключить влияние неоднородностей и градиентов магнитного поля  $H$  создаваемого постоянным магнитом.

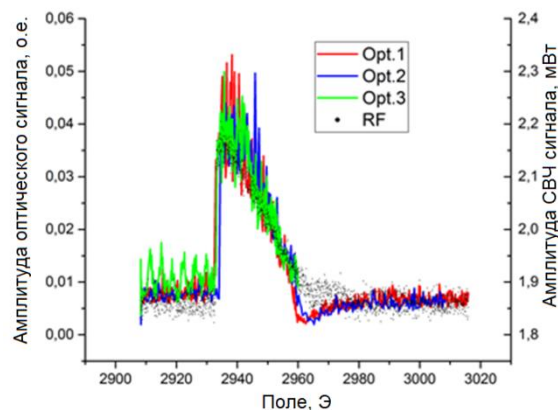


Рис. 2. Зависимость сигнала поглощения СВЧ поля (RF) и регистрируемая оптически амплитуда прецессии намагниченности от величины магнитного поля.

Пленка ЖИГ касалась полоскового СВЧ резонатора, который обеспечивал СВЧ накачку БЭК. Высокочастотный тракт установки был сделан таким образом, чтобы одновременно с оптической регистрацией БЭК можно было проводить измерения по отраженному СВЧ сигналу. Фаза прецессии определялась из сравнения сигнала фотоприемника на разностной частоте и электронного сигнала, полученного в результате выделения разностной частоты сигналов накачки БЭК и модуляции лазера.

Для проверки представленной методики оптические измерения плотности БЭК проводились одновременно с радиочастотными. Во всех экспериментах использовалась пленка эллиптической формы размером 4,5x1 мм. Состав пленки  $Y_{2,8}Lu_{0,2}Fe_{3,6}Sc_{1,4}O_{12}$ . На Рис. 2 представлены зависимости амплитуды прецессии намагниченности от величины постоянного магнитного поля, приложенного к пленке, полученные при однородной накачке БЭК.

Можно видеть, что оптически измеренные зависимости достаточно хорошо совпадают с измерениями радиочастотным методом (черные точки на Рис. 2). Следует подчеркнуть, что радиочастотным методом измеряется значение амплитуды прецессии, усредненное по поверхности образца. Достоинством оптической регистрации является возможность исследовать

системы с неоднородным распределением поля накачки магнонов. Зависимости амплитуды и фазы прецессии для случая накачки магнонов узким полоском показаны на рисунке 3.

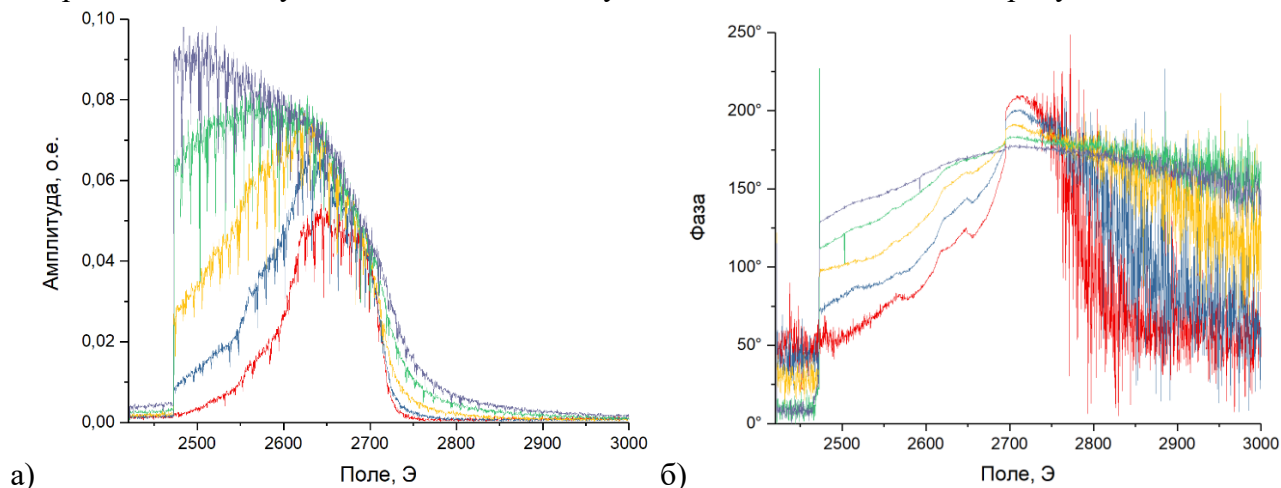


Рис 3. Измеренные оптическим методом зависимости амплитуды (а) и фазы (б) прецессии от магнитного поля

Измерения были сделаны с шагом 50 мкм при удалении от центра возбуждающего полоска. При этом фиолетовая кривая на Рис. 3 соответствует центру полоска. Видно, что амплитуда прецессии достаточно быстро падает при удалении от полоска. Значения, измеряемые в данной конфигурации радиочастотным методом за счет изменения импеданса полоска дадут кривую близкую по форме к фиолетовой. Однако в данном случае радиочастотный метод будет весьма неинформативным. В частности, не будет зарегистрирован скачок фазы (см. красную кривую на Рис. 3б). При этом анализ показывает, что данный скачок соответствует разрушению БЭК в пленке вне области возбуждающего полоска.

Таким образом, нами разработана установка, позволяющая эффективно осуществлять исследования динамики намагниченности на сверхвысоких частотах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ №19-12-00397. В.И. Белотелов и Г.А. Князев являются членами междисциплинарной научно-образовательной Школы МГУ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

#### Список использованных источников

1. Arute F., Arya K., Babbush R. et al. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor // Nature. – 2019. – N. 574. – P. 505–510 (2019).
2. Bunkov Y.M., Kuzmichev A.N., Safin T.R. et al. Quantum paradigm of the foldover magnetic resonance // Sci Rep. -2021. – N. 11. – P. 7673.
3. Borisenko I.V., Demidov V.E., Pokrovsky V.L., Demokritov S.O. Spatial separation of degenerate components of magnon Bose-Einstein condensate by using a local acceleration potential // arXiv:2003.12436. – 2020.
4. Белотелов В.И., Ветошко П.М., Князев Г.А. Сенсор магнитного поля на основе рассеяния Мандельштама-Бриллюэна / Патент на изобретение №2638918, от 18.11.2016. – М.: Роспатент, 2016.
5. Буньков Ю.М., Алакшин Е.М., Газизулин Р.Р., Клочков А.В., Кузьмин В.В. Обнаружение классической бозэ-эйнштейновской конденсации магнонов в твердотельных антиферромагнетиках // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – В. 94. – № 1. – С. 68–72.



## СИНТЕЗ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОДИСКОВ $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-rGO

**Дубовик А.Ю.**

старший научный сотрудник, Национальный исследовательский университет ИТМО

**Баранов М.А.**

младший научный сотрудник, Национальный исследовательский университет ИТМО

**Богданов К.В.**

старший научный сотрудник, Национальный исследовательский университет ИТМО

**Курилова А.В.**

магистрант, Национальный исследовательский университет ИТМО

***Аннотация.** Работа посвящена созданию нанокмозитов гематит-оксид графена с помощью метода «мокрого смешивания». Серия характеристик, включая спектр комбинационного рассеяния, магнитного кругового дихроизма (МКД), сканирующую электронную микроскопию (СЭМ), показала, что наночастицы гематита с относительно однородным распределением по размерам могут быть инкапсулированы в слоях графена и способны формировать наноструктуры ядро-оболочка.*

***Ключевые слова:** магнитный оксид графена, гематит, магнитный круговой дихроизм*

## SYNTHESIS AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF ANTIFERROMAGNETIC NANODISKS $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-rGO

**Dubovik A.Yu.**

Senior Research Fellow, National Research University ITMO

**Baranov M.A.**

Junior Research Fellow, National Research University ITMO

**Bogdanov K.V.**

Senior Research Fellow, National Research University ITMO

**Kurilova A.V.**

Master student, National Research University ITMO

***Annotation.** The work is devoted to the creation of nanocomposites hematite-graphene oxide using the "wet mixing" method. A series of characteristics, including the spectrum of Raman scattering, magnetic circular dichroism (MCD), scanning electron microscopy (SEM), showed that hematite nanoparticles with a relatively uniform size distribution can be encapsulated in graphene layers and are capable of forming core-shell nanostructures.*

***Keywords:** magnetic graphene oxide, hematite, magnetic circular dichroism*

Среди углеродистых материалов графен, монослой атомов углерода с sp<sup>2</sup>-связями, обладает исключительной электро- и теплопроводностью, большой поверхностной площадью, пластичностью, химической стабильностью и т.д. Информация о том, что графен может обладать и магнитными свойствами появилась ещё в начале 2000-х годов [1-3]. Сразу отметим, что такие образцы должны обладать рядом дефектов, одни из которых могут привести и к люминесценции образца и/или спонтанной намагниченности. Но порожденные дефектами процессы крайне слабые. Одним из вариантов решения проблемы является комбинирование графена/графеноподобных структур с другими материалами.

В свою очередь благодаря своим нетоксичным, коррозионно-стойким свойствам, термической стабильности гематит (ромбоэдрический Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) хорошо известный как магнитный

полупроводник n-типа с шириной запрещенной зоны около 2,1 эВ, имеющий множество потенциальных применений в оптических, магнитных, электрохимических и каталитических исследованиях по сравнению с большинством других оксидов. Примечательно, что некоторые физические и даже химическими свойствами таких нанокристаллов зависят от формы и ориентации роста [3]. Объединив восстановленный графен с наночастицами оксида железа, ожидаются изменения в электронных переходах системы, в магнитных, оптических и магнитооптических свойствах.

В данной работе рассмотрены два образца с покрытием близким к типу «ядро-оболочка», отличие которых заключается в способе подготовке прекурсора восстановленного оксида графена. Предполагалось, что при внесении образцов в магнитное поле по спектрам магнитного кругового дихроизма получится обнаружить электронные переходы углерода (магнитного графена), что сделать это не удалось, но было замечено изменение в перераспределении энергии между межзонными переходами железа.

*Получение гексагональных пластин  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ .* Подробный синтез и его особенности изложены в статье [4]. Для изготовления гексагональных нанопластинок  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  0,28 г  $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  растворяли в этаноле (10,0 мл) и воде (0,7 мл) при интенсивном перемешивании магнитной мешалкой. После того, как порошок растворился, не прерывая перемешивания, добавили 0,79 г ацетата натрия. После чего раствор приобрёл красный цвет. Смесь герметично закрыли в автоклаве из нержавеющей стали с тефлоновым покрытием (25 мл) и выдерживали при 180°C в течение 12 ч для сольвотермической кристаллизации.

После охлаждения до комнатной температуры образец промывали дистиллированной водой и этанолом несколько раз.

Процесс формирования композита  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{-rGO}$  проводили методом мокрого смешения [5]. В первом варианте синтеза (Далее - образец 1) брали заранее растворённый порошок восстановленного оксида графена (стабилизированный поли-натрий 4-стиролсульфонатом, с концентрацией 10 мг/мл, Aldrich, Германия) в массовом соотношении к нанопластинам оксида железа 1:1. Так на 40 мг нанопластин  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , растворённых в 10 мл этанола, брали 4 мл rGO. Полученную смесь интенсивно перемешивали при 60°C в течение 3 часов. После охлаждения до комнатной температуры промывали водой и этанолом.

Второй вариант синтеза (Далее - образец 2), заключался в использовании порошка восстановленного оксида графена (Aldrich, Германия) и изменении объёма растворителя. На 20 мг наночастиц гематита брали 20 мг порошка восстановленного оксида графена и 1 мл этанола. Полученную смесь так же интенсивно перемешивали при 60°C в течение 3 часов, охлаждали и промывали водой и этанолом.

Полученные образцы хранили в этаноле при комнатной температуре.

**Результаты.** Морфологию образцов  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{-rGO}$  исследовали с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Merlin (Zeiss, Germany). На рис. 1 показаны изображения СЭМ а) исходных дисков гематита и б) покрытых оксидом графена вторым методом. Изображения доказывают, что в ходе синтеза получились гексагональные пластины по форме близкие к «нанотаблеткам» со средним диаметром 107 нм и толщиной – 26 нм.

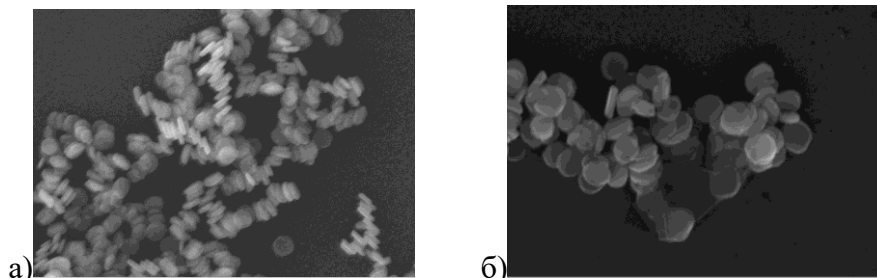


Рис. 1. СЭМ изображения а) нанодисков  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , б) композита  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{-rGO}$ . Шкала - 200 нм

На рисунке 1б видно, что покрытие графеном неоднородное (зонное), толщину которого трудно оценить данным методом. Предположительно, у образца 2 больше покрытых графеном областей, чем у образца 1.

На рисунке 2 в спектрах комбинационного рассеяния, полученных в диапазоне  $100\text{--}3500\text{ см}^{-1}$  (длина волны излучения лазера микро-Раман спектрометра InVia Renishaw с  $\times 50$  микролинзой Лейка составляла около  $514\text{ нм}$ ), образцы демонстрируют пики D: около  $1347\text{ см}^{-1}$  (обр. 1) и  $1358\text{ см}^{-1}$  (обр. 2); и пик G: около  $1605\text{ см}^{-1}$  (обр. 1) и  $1587\text{ см}^{-1}$  (обр. 2) -типичные для углеродных структур, что подтверждает наличие оксида графена в образцах. Интенсивные 2D пики, возникший в образцах при  $2667\text{ см}^{-1}$  (обр. 1) и  $2715\text{ см}^{-1}$  (обр. 2), соответствует обертоны D пика [6].

Спектры поглощения были измерены в диапазоне  $300\text{--}800\text{ нм}$  на спектрофотометре Shimadzu UV3600 с помощью рассеивающей сферы. На рисунке 2б видно, что образцы обладают характерными для гематита полосами поглощения в диапазоне  $400\text{--}550\text{ нм}$ . Но в коротковолновой области спектры поглощения образца 1, 2 продолжают демонстрировать рост, в отличие от исходного «ядра». В длинноволновой области спектра около  $670\text{ нм}/1,9\text{ эВ}$  (обр. 1) и  $760\text{ нм}/1,6\text{ эВ}$  (обр. 2) появляются дополнительные полосы, отсутствующие у исходных дисков.

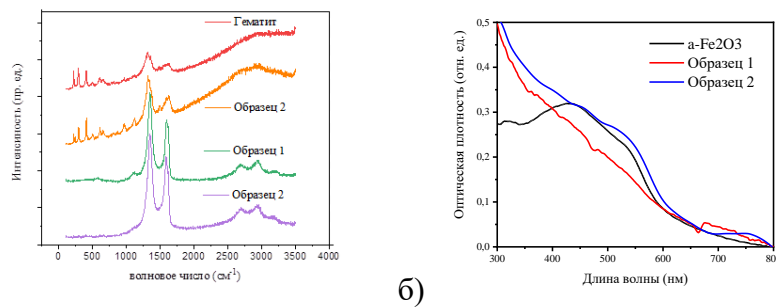


Рис. 2. Оптические спектры: а) комбинационного рассеяния; б) поглощения

Ещё одной характерной чертой гематита являются s-образные переходы на спектрах МКД ( $2,1\text{--}2,5\text{ эВ}$ ), относящиеся к экситон-магнонным переходам. Спектры были измерены на спектрометре кругового дихроизма с приставкой MCD-581 для измерений в постоянном магнитном поле ( $\pm 1,5\text{ Т}$ ). В спектрах присутствует небольшая несимметричность относительно смены полярности поля, которую можно связать с осаждением образцов и особенностью работы прибора. Отличия рис.3а и 3б, возможно, связаны с тем, что исходные диски гематита сильно агрегируют между собой, образуя колонны, в образце 1 данный эффект снижается. Чтобы объяснить особенности спектров МКД образца 2, все спектры были аппроксимированы гауссианами (рис.4), результаты занесены в таблицу 1.

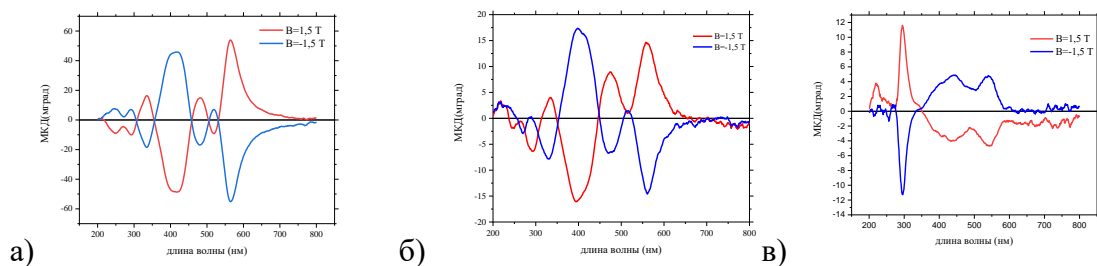


Рис. 3. Спектры МКД: а) гематита; б) образца 1; в) образца 2

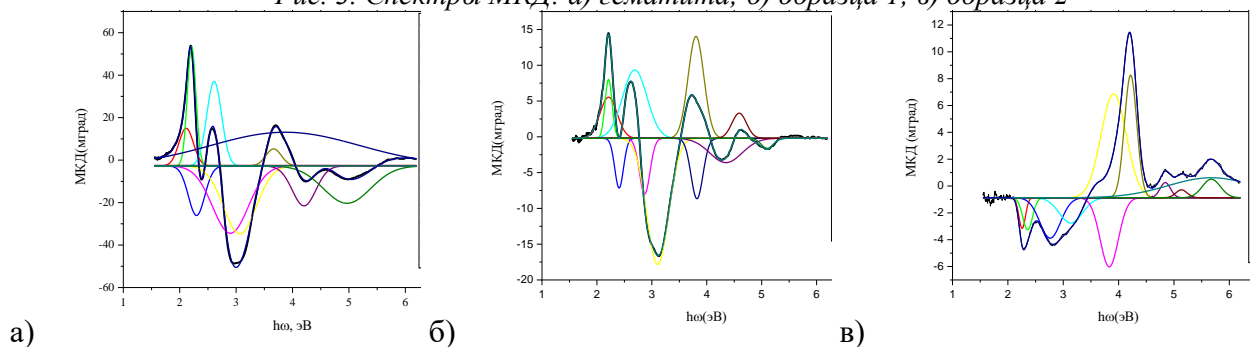


Рис. 4. Разложение спектров МКД на функции Гаусса: а) гематита; б) образца 1; в) образца 2

В таблице 1 собраны переходы, которые были определены по спектрам (поглощения и

магнитного кругового дихроизма), так как электронные переходы дефектного графена мало изучены предполагалось определить переходы иона  $Fe^{3+}$ , исходя из расчётов для плёнок магнитных силицидов  $Fe_3Si$  и  $Fe_5Si_3$  [7], полагая, что механизм переходов из-за планарных особенностей системы будут схожи. «\*» отмечены наиболее интенсивные переходы, курсивом указаны переходы, найденные по спектру поглощения, полужирным отмечены точки, в которых происходит расщепление уровней.

Таблица 1. Межзонные электронные переходы

Энергия перехода (экс), эВ		Предполагаемы й м/з электронный переход [7]	$h\omega$ , эВ	Энергия переноса заряда от лиганда к металлу, эВ [8,9]	$h\omega$ , эВ	
$\alpha-Fe_2O_3$	Образец 1					Образец 2
2,11 <b>1,68</b>	1,83 <b>1,72</b>	1,63 <b>2,06</b>	$E_{Fe(2)}\downarrow \rightarrow H_{Fe(1,2)}\downarrow$ $B_{Fe(1,2)}\uparrow \rightarrow D_{Fe(2)}\uparrow$ $D_{Fe(2)}\downarrow \rightarrow G_{Fe(2)}\downarrow$	1,7 1 1,7 1 1,6 8	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4G)$	1,7
2,21* 2,29*	2,21 (2,17)	2,29 (2,28)	$B_{Fe(1,2)}\downarrow \rightarrow F_{Fe(1,2)}\downarrow$	2,2	$2({}^6A_{1g}({}^6S)) \rightarrow 2({}^4T_{1g}({}^4G))$	2,2
2,42	2,40	2,53	$B_{Fe(2)}\uparrow \rightarrow E_{Fe(2)}\uparrow$	2,4		
2,61	2,68	2,76(2,74) <b>2,79</b>	$D_{Fe(1,2)}\downarrow \rightarrow H_{Fe(1,2)}\downarrow$	2,6 8	$2({}^6A_{1g}({}^6S)) \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4G) + {}^4T_{2g}({}^4G)$	2,6- 2,9
2,90	2,87	2,96	$D_{Fe(1,2)}\downarrow \rightarrow$ $I_{Fe(1,2)}\downarrow$ $B_{Fe(1,2)}\downarrow \rightarrow G_{Fe(1,2)}\downarrow$	2,9 3 2,9	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$	2,9
3,07*(3,02)	3,11*	3,13(3,18)	$B_{Fe(1,2)}\downarrow \rightarrow G_{Fe(1,2)}\downarrow$	2,9	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4D)$	3,1
3,66	3,80	3,83(3,72)	$B_{Fe(1,2)}\downarrow \rightarrow H_{Fe(1,2)}\downarrow$ $A_{Fe(1)}\downarrow \rightarrow F_{Fe(1)}\downarrow$	3,7 4 3,6	${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4E_g({}^4D)$	3,3- 3,8
3,86 (3,98)	3,82	3,91	$B_{Fe(1,2)}\downarrow \rightarrow I_{Fe(1,2)}\downarrow$	3,9 9	$2({}^6A_{1g}({}^6S)) \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4G) + {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$	3,9 5
4,20	-	4,2*(4,21)	$A_{Fe(1,2)}\uparrow \rightarrow D_{Fe(2)}\uparrow$	4	$2({}^6A_{1g}({}^6S)) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4D) + {}^4T_{1g}({}^4G)$	
4,27	4,34	-	$A_{Fe(1)}\downarrow \rightarrow G_{Fe(1)}\downarrow$	4,3	$2({}^6A_{1g}({}^6S)) \rightarrow {}^4E_g({}^4D) + {}^4T_{1g}({}^4G)$	
-	4,59	4,61	$A_{Fe(1,2)}\downarrow \rightarrow H_{Fe(1,2)}\downarrow$	4,6	$2({}^6A_{1g}({}^6S)) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4G) + {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$	
4,97(4,87)	5,1(4,82)	4,84	$A_{Fe(1,2)}\downarrow \rightarrow$ $I_{Fe(1,2)}\downarrow$	4,9 6	$2({}^6A_{1g}({}^6S)) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4D) + {}^4T_{2g}({}^4G)$	

**Заключение.** Нами были получены наночастицы ромбоэдрического оксида железа в форме гексагональных пластин с покрытием из листов восстановленного графена и исследована их морфология, магнитооптические и оптические свойства. Также была предпринята попытка охарактеризовать межзонные электронные переходы данного композита и найти их зависимость от поверхностных лигандов. Но из-за малоизученности вопроса о взаимодействии поверхности графена и гематита данные требуют дополнительных проверок.

**Список использованных источников:**

1. Yazyev O. V. Emergence of magnetism in graphene materials and nanostructures //Reports on Progress in Physics. – 2010. – Т. 73. – №. 5. – С. 056501.
2. Chen D. et al. One-pot synthesis of hematite@graphene core@shell nanostructures for superior lithium storage //Nanoscale. – 2013. – Т. 5. – №. 20. – С. 9684-9689.
3. Sarkar S. K. et al. Magnetic properties of graphite oxide and reduced graphene oxide //Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2014. – Т. 64. – С. 78-82.
4. Chen L. et al. Continuous shape-and spectroscopy-tuning of hematite nanocrystals //Inorganic chemistry. – 2010. – Т. 49. – №. 18. – С. 8411-8420.
5. Mufida R. Y., Kusumawati D. H. The Effect of Addition Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> on the rGO/Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> Composite on Glucose Biosensor Performance //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2020. – Т. 1491. – №. 1. – С. 012059
6. Lyubutin I. S. et al. Synthesis and characterization of graphene modified by iron oxide nanoparticles //Materials Chemistry and Physics. – 2018. – Т. 219. – С. 411-420.
7. Варнаков С. Н. Закономерности формирования фаз и свойства магнитных силицидов переходных металлов в планарных наноструктурах металл/кремний.
8. Sherman D. M., Waite T. D. Electronic spectra of Fe<sup>3+</sup> oxides and oxide hydroxides in the near IR to near UV //American Mineralogist. – 1985. – Т. 70. – №. 11-12. – С. 1262-1269
9. Ivantsov R. et al. Magnetic circular dichroism in the canted antiferromagnet  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: Bulk single crystal and nanocrystals //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – Т. 498. – С. 166208.

Хотим выразить особую благодарность Алексею Эдуардовичу Соколову (Красноярск, СО РАН) за консультации касательно физических свойств магнитных наночастиц; Министерству науки и высшего образования, госзадание №2019-1080.

## КАК ОЦЕНИТЬ ВЕЛИЧИНУ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА ФЕРРОМАГНЕТИКА ПО МАГНИТОЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

**Максимова О. А.** <sup>1,2</sup>

к.ф.-м.н.,

младший научный сотрудник,

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН;

старший преподаватель, Сибирский федеральный университет

**Овчинников С. Г.** <sup>1,2</sup>

д.ф.м.н.,

руководитель научного направления "Магнетизм",

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН;

профессор, заведующий кафедрой, Сибирский федеральный университет

**Лященко С. А.**

к.ф.-м.н., научный сотрудник,

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН;

***Аннотация.** Представлены результаты исследования, направленного на расчет величины магнитооптического параметра  $Q$ , определяющего магнитооптические свойства ферромагнетика и входящего в недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости, по данным спектральных магнитоэллипсометрических измерений.*

***Ключевые слова:** магнитооптический параметр, магнитоэллипсометрия, ферромагнетик, комплексный показатель преломления*

## HOW TO ESTIMATE THE VALUE OF MAGNETO-OPTICAL PARAMETER FOR FERROMAGNETIC MATERIALS FROM MAGNETO-ELLIPSONOMETRY MEASUREMENTS

**Maximova O. A.** <sup>1,2</sup>

PhD,

<sup>1</sup> Junior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch  
Russian Academy of Sciences

<sup>2</sup> Senior lecturer, Siberian Federal University

**Ovchinnikov S. G.**<sup>1,2</sup>

Dr.Sc.

<sup>1</sup> Head of the scientific direction "Magnetism", Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

<sup>2</sup> Professor, head of department, Siberian Federal University

**Lyaschenko S. A.**

PhD, Researcher,

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

**Annotation.** *This paper is to report about the results of the research aimed at the calculation of the magneto-optical parameter  $Q$ , which defines magneto-optical properties of the ferromagnetic materials and is included into off-diagonal components of the dielectric tensor, from magneto-ellipsometry data.*

**Keywords:** *magneto-optical parameter, magneto-ellipsometry, ferromagnetic, complex reflection coefficient*

В связи с миниатюризацией устройств и использованием в промышленности многослойных магнитных наноструктур, актуальным является развитие неразрушающих методов контроля параметров получаемых образцов. При этом исследователю и особенно технологю при получении материалов и обработке воспроизводимой технологии синтеза необходимо оценить, какими магнитооптическими свойствами обладает получаемая структура. Для этого можно рассчитать величину магнитооптического параметра, с помощью которого можно рассчитать все магнитооптические эффекты, например, эффекты Керра, Фарадея, магнитный круговой дихроизм [1].

Магнитоэллипсометрия является одним из неразрушающих методов, который широко используется для исследования оптических и магнитооптических параметров магнитных материалов [2], исследования ферромагнитного гистерезиса [2], определения электронной структуры, а также кристаллографической ориентации и направления намагниченности [3]. Данный метод позволяет определять все компоненты тензора диэлектрической проницаемости [4], одним из множителей недиагональных компонент которого является магнитооптический параметр  $Q$ . Рассмотрим, как его рассчитать по данным магнитоэллипсометрии.

При проведении эксперимента для каждой длины волны в исследуемом спектральном диапазоне можно получить четыре измеряемых параметра:  $\psi$  и  $\Delta$ , измеряемые без приложения внешнего магнитного поля,  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$  – при приложении внешнего магнитного поля, например, в установке [5] эти измерения соответствуют геометрии экваториальному магнитооптическому эффекту Керра. Соответственно, максимальное число определяемых параметров – четыре. Поскольку интерес представляет величина магнитооптического параметра, являющегося комплексной величиной  $Q=Q_1-iQ_2$ , то его расчет включает в себя расчет двух вещественных чисел  $Q_1$  и  $Q_2$ . Так как при расчете магнитооптического параметра необходимо знать величину комплексного коэффициента преломления  $N_1$ , то в случае оптически изотропной среды третьим и четвертым рассчитываемыми параметрами автоматически становятся вещественный коэффициент преломления  $n_1$  и показатель поглощения  $k_1$ , связанные с комплексным коэффициентом преломления выражением

$$N_1 = n_1 - ik_1 \quad (1)$$

При описании образца моделью однородной полубесконечной среды [6] коэффициенты  $n_1$  и  $k_1$  определяются по данным эллипсометрических измерений, проводимых без приложения магнитного поля, выражением

$$N_1 = N_0 \sin \varphi_0 \sqrt{1 + \tan^2 \varphi_0 \left( \frac{1 - \tan \psi \exp(i\Delta)}{1 + \tan \psi \exp(i\Delta)} \right)^2} \quad (2)$$

Экспериментально показано, что при проведении магнитоэллипсометрических измерений  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$  обычно много меньше, чем сами  $\psi$  и  $\Delta$ , а также известно, что величина магнитооптического параметра много меньше единицы [7]. Тогда для расчета  $Q$  мы предлагаем разложить  $\delta\psi$ ,  $\delta\Delta$  в ряд по малым параметрам, представляющим собой отношения магнитной части комплексного коэффициента отражения  $R_p$  к немагнитной (один параметр – отношения реальных частей, второй – отношения мнимых частей комплексного коэффициента отражения  $R_p$ ). Опуская детальные математические выкладки, запишем итоговую полученную нами формулу для вычисления магнитооптического параметра в приближении изотропности исследуемой среды [8]:

$$Q_1 - iQ_2 = \frac{N_0^2 \cos^2 \varphi_1 - N_1^2 \cos^2 \varphi_0}{N_0^2 \sin(2\varphi_0)} \left( \delta\Delta - i \delta\psi \frac{1 + \tan^2 \psi}{\tan \psi} \right) \quad (3)$$

Как видно, для оценки величины магнитооптического параметра достаточно знать угол падения света на образец  $\varphi_0$  (отсчитывается от нормали к плоскости отражения), угол преломления света  $\varphi_1$ , связанный с углом падения через закон Снелла,  $\psi$ ,  $\Delta$ ,  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$  на исследуемой длине волны, а также комплексный коэффициент преломления внешней среды  $N_0$ .

В случае одноосной оптической анизотропии, при которой компонента комплексного коэффициента преломления  $N_x$  вне плоскости образца отличается от внутриплоскостных компонент  $N_y=N_z$ , а внешнее магнитное поле приложено вдоль оси  $z$  (т.е. при реализации конфигурации экваториального магнитооптического эффекта Керра), формула для вычисления магнитооптического параметра исследуемой среды усложняется и приобретает вид:

$$Q_1 - iQ_2 = \frac{N_0^2 \cos^2 \varphi_p - N_z^2 \cos^2 \varphi_0}{2N_z \cos \varphi_0 \sin \varphi_p \left( N_0 - N_z \cos \varphi_0 \cos \varphi_p \left( 1 - N_z^2 / N_x^2 \right) \right)} \left( \delta\Delta - i \delta\psi \frac{1 + \tan^2 \psi}{\tan \psi} \right) \quad (4)$$

где выражение для косинуса угла преломления света в среде  $\varphi_{tp}$  определяется по формуле [9]



$$\cos \varphi_p = \sqrt{1 - \frac{N_0^2 \sin^2 \varphi_0}{N_x^2}} \quad (5)$$

Выражения (3, 4) можно использовать как критерий для быстрой оценки воспроизводимости магнитооптических свойств синтезируемых магнитных наноструктур при *in situ* измерениях в сверхвысоковакуумной ростовой камере, а также для изучения магнитооптических свойств образцов, в том числе тонкопленочных структур и МАХ-материалов. С уменьшением толщины исследуемой отражающей структуры необходимо использовать более сложные магнитооптические модели и проводить численные расчеты для решения обратной задачи магнитоэллипсометрии, при этом важно правильно задать начальную точку, роль которой при поиске значений  $Q$  как раз может выполнять полученное выражение (3) для оптически изотропных образцов и (4) для образцов с оптической одноосной анизотропией.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №21-12-00226, <https://rscf.ru/project/21-12-00226/>.

#### Список использованных источников:

- 1 Шалыгина Е.Е., Зубов В.Е., Шапаева Т.Б. Линейные магнитооптические эффекты в ферромагнетиках в отраженном свете. Спецпрактикум Кафедры Магнетизма.– М.: Московский Государственный Университет Имени М.В.Ломоносова, Физический Факультет, 2014. – 19 с.
- 2 Nederpel P. Q. J., Martens J. W. D. Magneto-optical ellipsometer // Review of Scientific Instruments. – 1985. – V. 56. – P. 687.
- 3 Hoffmann M. A, Sharma A., Matthes P., Okano Sh., Hellwig O., Ecke R., Zahn D. R T, Salvan G., Schulz S. E. Spectroscopic ellipsometry and magneto-optical Kerr effect spectroscopy study of thermally treated Co60Fe20B20 thin films // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2020. – V. 32. – Number 5. –P. 055702.
- 4 Lyaschenko S., Maximova O., Shevtsov D., Varnakov S., Tarasov I., Wiedwald U., Rosen J., Ovchinnikov S., Farle M. Optical and magneto-optical properties of epitaxial Mn2GaC MAX phase thin film // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. – V. 528. – P.167803.
- 5 Maximova, O. A., Kosyrev N. N., Yakovlev I. A., Shevtsov D. V., Lyaschenko S. A., Varnakov S. N., Ovchinnikov S. G. Magneto-ellipsometry as a powerful technique for investigating magneto-optical structures properties // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2017. — Vol. 440. — P. 153.
- 6 Аззам, Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет.— М.: Мир, 1981.—583 с.
- 7 Соколов, А. В. Оптические свойства металлов. — М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1961.—464 с.
- 8 Maximova O., Ovchinnikov S., Lyaschenko S. Analytical calculation of dielectric permittivity tensor from magneto-optical ellipsometry measurements // IOP Publishing. – 2021. – in press.
- 9 Fujiwara, H. Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications. — Chichester, United Kingdom: John Wiley & Sons Ltd, 2007.—392 pp.

# СОВРЕМЕННАЯ МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

**Матюнин А.В.**

к.ф.-м.н., старший преподаватель, кафедра общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

**Николадзе Г.М.**

ведущий электроник,  
кафедра общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

**Поляков П.А.**

д.ф.-м.н., профессор, кафедра общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

***Аннотация.** В данной работе рассматривается магнитооптическая установка, позволившая практически полностью автоматизировать процесс получения и последующего наблюдения доменной структуры, возникающей при намагничивании и перемагничивании плёнок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией.*

***Ключевые слова:** магнитооптическая установка, магнитооптические исследования, анизотропия, плёнки ферритов-гранатов, доменная структура*

## MODERN MAGNETO-OPTICAL SETUP TO STUDY THE DOMAIN STRUCTURE THAT OCCURS DURING MAGNETIZATION AND MAGNETIZATION REVERSAL OF FERRITE-GARNET FILMS WITH PLANAR ANISOTROPY

**Matyunin A.V.**

Ph.D, senior lecturer,  
Chair of General Physics of Faculty of Physics of M.V. Lomonosov Moscow State University

**Nikoladze G.M.**

Lead electronic,  
Chair of General Physics of Faculty of Physics of M.V. Lomonosov Moscow State University

**Polyakov P.A.**

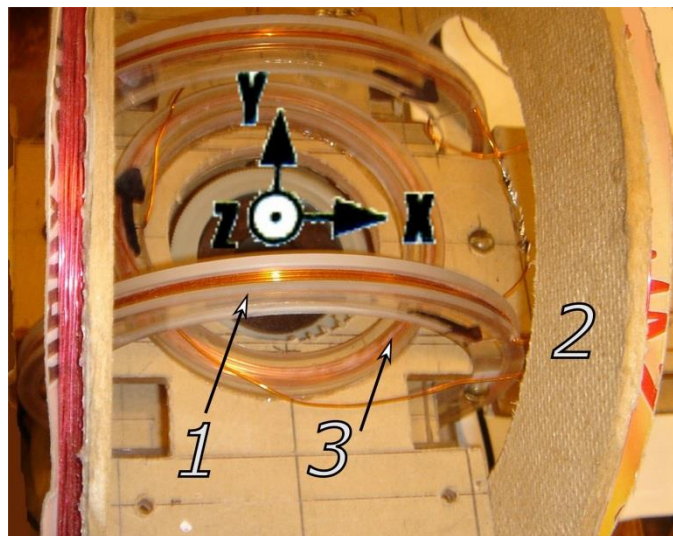
Dr.Sc., professor,  
Chair of General Physics of Faculty of Physics of M.V. Lomonosov Moscow State University

**Annotation.** In this work we review a magneto-optical setup that allows us to almost completely automate the process of obtaining and future observation of the domain structure that occurs during the magnetization and magnetization reversal of ferrite-garnet films with planar anisotropy.

**Keywords:** magneto-optical setup, magneto-optical investigations, anisotropy, ferrite-garnet films, domain structure

В данной работе рассматривается магнитооптическая установка, позволившая нашей научной группе значительно упростить как инициирование необходимых для исследования процессов, так и последующую визуализацию получающейся доменной структуры (в отличие от магнитооптической установки, используемой нами ранее [1]).

На рис. 1 представлен основной элемент рассматриваемой магнитооптической установки: система катушек для создания необходимых для всестороннего проведения экспериментальных исследований магнитных полей.



*Рис. 1. Система катушек магнитооптической установки:  
1 – малые катушки, используемые (в большинстве случаев) для насыщения исследуемой плёнки, 2 – большие катушки, создающие перемангничивающее или намагничивающее поле, 3 – малые катушки, используемые для компенсации поля Земли, а также для создания необходимой для наблюдения эффекта Фарадея компоненты вектора намагниченности.*

Для инициирования в исследуемой плёнке процессов намагничивания и перемангничивания используются следующие катушки: малые катушки 1 (ось Y), способные создавать поля до 4 Э и используемые (в большинстве случаев) для насыщения исследуемой плёнки; большие катушки 2 (ось X), создающие перемангничивающее или намагничивающее поле (с напряжённостью до 9 Э); малые катушки 3, способные создавать поля до 14 Э (ось Z), закреплённые на предметном столике и используемые для компенсации поля Земли. Кроме того, данные катушки создают необходимую для наблюдения эффекта Фарадея компоненту вектора намагниченности (так как плёнка имеет плоскостную анизотропию и вектор намагниченности выходит из плоскости плёнки не более, чем на  $5^\circ$ ).

Общий вид магнитооптической установки представлен на рис. 2. В качестве источника света в данной установке используется матрица из светодиодов белого свечения (см. вставку на рис. 2), что позволяет обеспечить равномерное освещение исследуемой плёнки, а также получить необходимую контрастность изображения доменной структуры.

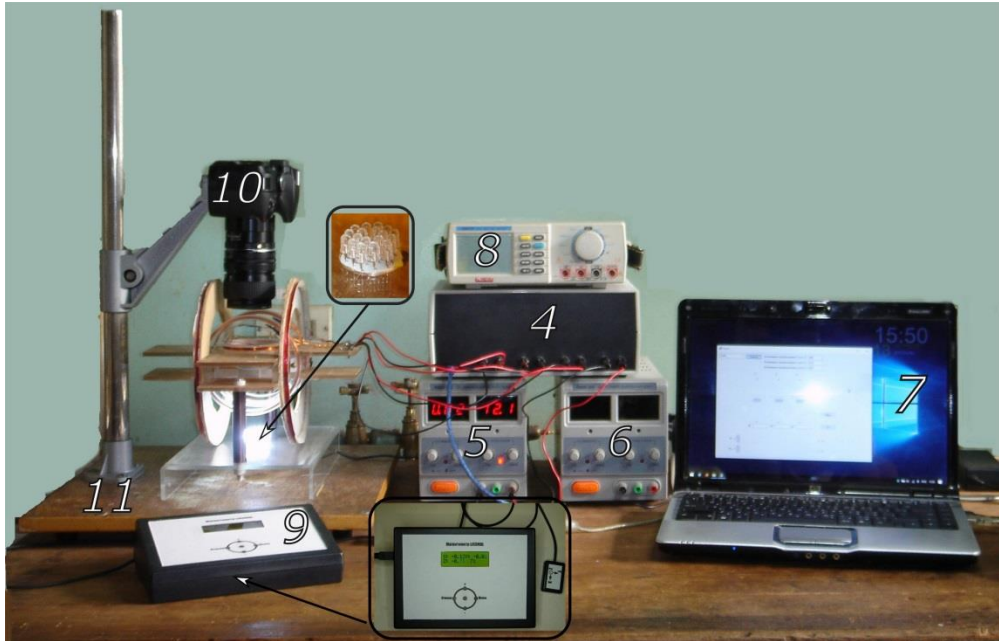


Рис. 2. Общий вид магнитооптической установки:

- 4 – блок коммутации, 5 – источник питания блока коммутации (Mastech NY3003),  
 6 – дополнительный источник питания блока коммутации (Mastech NY3003),  
 7 – ноутбук, 8 – мультиметр для контроля протекающих в цепи катушек токов,  
 9 – магнитометр (LIS3MDL), 10 – цифровая камера для регистрации доменной структуры (Nikon D3400), 11 – штатив для закрепления цифровой камеры.

С помощью блока коммутации 4 (управляемого при помощи специализированного ПО, установленного на ноутбуке 7) возможно создание необходимых для проведения экспериментальных исследований конфигураций полей (с заданием определённых значений напряжённости). Блок коммутации подключается к источнику питания 5 (Mastech NY3003). Также имеется возможность дополнительно задействовать ещё один такой же источник питания 6 – для создания полей большей напряжённости. Для контроля протекающих в цепи катушек токов используется мультиметр 8 (Mastech M9803R). Значения получаемых полей контролируются при помощи магнитометра 9 (LIS3MDL) (см. вставку на рис. 2) с сенсорным управлением (имеющего функцию начальной калибровки с учётом внешнего действующего поля). Изображение доменной структуры регистрируется цифровой камерой 10 (Nikon D3400), закреплённой на штативе 11 и имеющей возможность ручной фокусировки (путём использования объектива Zoom-NIKKOR 35-70 1:3.5-4.8 с удлинительными кольцами). Управление камерой (при помощи программного обеспечения digiCamControl) также осуществляется с ноутбука 7.

В качестве примера на рис. 3(a) приведена доменная структура, полученная для плёнки феррита-граната со следующими параметрами: состав  $(\text{YLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ ; эффективные поля: плоскостной анизотропии  $H_{Kp} = 1100$  Э, двухосной анизотропии  $H_{K2} = 36$  Э, одноосной анизотропии  $H_{K1} = 4$  Э; намагниченность насыщения  $M_S = 14$  Гс; поле технического насыщения  $H_{\text{sat}} = 2$  Э; толщина плёнки  $h = 4$  мкм. В данном случае происходило перемагничивание из размагниченого состояния под воздействием поля с напряжённостью  $0.9$  Э (в данном случае поле было направлено вдоль одной из осей лёгкого намагничивания – параллельно горизонтальной стороне кадра слева направо). Видно, что в данном случае наблюдается ярко выраженная структура с доменами преимущественно параллелограммической формы.

Также необходимо отметить, что в результате проведенных экспериментальных исследований (перемагничивание из состояния технического насыщения полем с

напряжённостью  $\sim 2$  Э) в плёнке была выявлена типичная доменная структура Ландау-Лифшица [2], состоящая из замыкающих доменов, которая для аналогичных плёночных материалов впервые зафиксирована в работе [3] (рис. 3(б)).

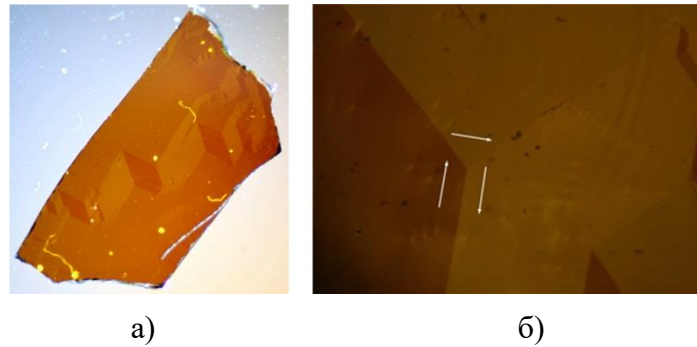


Рис. 3. Полученные при помощи рассматриваемой магнитооптической установки доменные структуры: а) – при перемагничивании из размагниченного состояния (в данном случае перемагничивающее поле (с напряжённостью 0.9 Э) было направлено вдоль одной из осей лёгкого намагничивания – параллельно горизонтальной стороне кадра слева направо), б) – структура замыкающих доменов (стрелками обозначены направления векторов намагниченности в доменах), полученная при перемагничивании из состояния технического насыщения (использовалось перемагничивающее поле с напряжённостью  $\sim 2$  Э).

Стрелки показывают направления векторов намагниченности в замыкающих доменах. Доменные границы состоят из двух  $90^\circ$  и одной  $180^\circ$  доменных стенок. Отметим, что в отличие от классического случая, такие домены в рассматриваемом материале образуются не только вблизи границы пленки, но и вдали от границ. Это обусловлено наличием двухосной анизотропии, которая в данной плёнке была, в частности, выявлена в экспериментах по скоростному динамическому намагничиванию [4,5]. Фиксация таких доменов позволяет определять в плёнке направление осей легкого намагничивания двухосной анизотропии.

#### Список использованных источников:

1. Николадзе Г.М., Матюнин А.В., Поляков П.А. Влияние двухосной анизотропии на доменную структуру в плёнках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией // XXVIII Международная конференция «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». — Издательство МЭИ Москва, 2020. — С. 274–280.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред (Теоретическая физика). - М.: Наука, 1982. - 620 с.
3. Ильичева Е.Н., Дурасова Ю.А., Ильяшенко Е.И., Матюнин А.В., Рандошкин В.В. Исследование магнитной анизотропии типа «легкая плоскость» и распределения намагниченности в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов с ориентацией (100) // Вестник Московского Университета, Серия 3. Физика. Астрономия. – 2006. — № 4. — С. 30-34.
4. Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. Исследование влияния двухосной анизотропии на нелинейные колебания намагниченности, сопровождающие процесс  $90^\circ$  импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа “лёгкая плоскость” // Изв. РАН: Сер. физ. - 2017. - Т. 81. — № 8. — С. 1114–1118.
5. Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. Анализ эффекта задержанного ускорения переходного процесса, проявляющегося при  $90^\circ$  импульсном намагничивании реальных пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа “легкая плоскость” // ФТТ. - 2012. - Т. 54. — Вып. 12. — С. 2254-2260.

## TERAHERTZ COHERENT CONTROL OF ANTIFERROMAGNETIC SPINS

**Mashkovich E.A.**

Radboud University, Institute for Molecules and Materials, 6525 AJ Nijmegen, The Netherlands

***Annotation:** It is shown how to employ the principles of coherent control and manipulate the energy transfer between THz pulses, spins and lattice in antiferromagnets without changing the spectral composition and intensity of the stimuli.*

***Keywords:** spintronics, antiferromagnets*

## ТЕРАГЕРЦОВЫЙ КОГЕРЕНТНЫЙ КОНТРОЛЬ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СПИНОВ

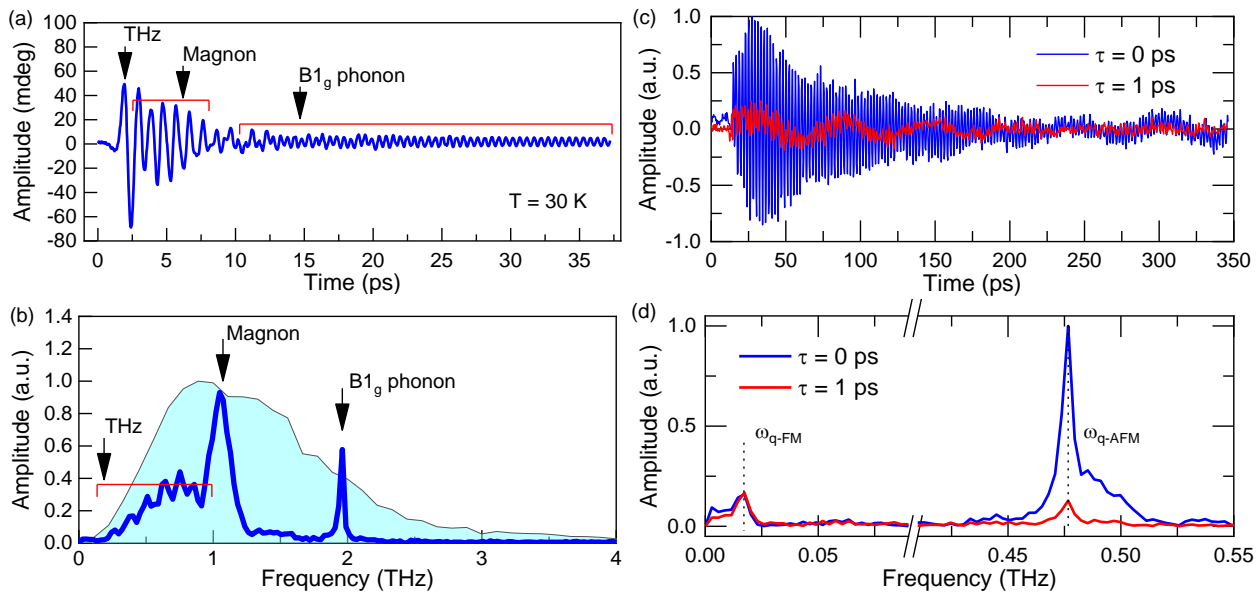
**Машкович Е.А.**

Университет Радбауд, Институт молекул и материалов, Нидерланды

***Аннотация:** Показано, как использовать принципы когерентного управления и управлять передачей энергии между ТГц импульсами, спинами и решеткой в антиферромагнетиках без изменения спектрального состава и интенсивности стимулов.*

***Ключевые слова:** спинтроника, антиферромагнетики.*

All magnetic materials can be divided into two main classes: ferromagnets and antiferromagnets. Although materials with ferromagnetic order (ferromagnets) are used in conventional magnetic data storage, spintronics and magnonics technologies, antiferromagnets represent the largest, the least explored and probably the most intriguing family of magnetically ordered materials in nature. It is believed that antiferromagnets can dramatically improve the performance of these technologies in terms of densities and speed. The absence of net magnetization and stray fields eliminates crosstalk between neighbouring bits or devices, and the absence of a primary macroscopic magnetization makes the spin manipulation in antiferromagnets inherently faster than in ferromagnets. Nevertheless, the lack of the net magnetization in thermodynamic equilibrium requires exceedingly high magnetic fields to control antiferromagnetic spins and thus significantly hinders not only application, but even fundamental studies of antiferromagnetism. The lack of the net magnetization of antiferromagnets was the main reason that these materials were damned as “interesting, but useless”. Despite the 60-years old history of the search for stimuli that thermodynamically conjugate to the antiferromagnetic order parameter, efficient control and detection of antiferromagnetism is still a subject of intense debates [1]



*Fig 1. (a) THz induced probe polarization rotation measured at  $T = 30$  K in piezomagnetic  $\text{CoF}_2$  crystal. (b) Fourier spectrum of the waveform from panel (a). The spectrum of the incident THz pulse is shown as shadowed area. (c) Probe polarization rotation induced by two THz pulses with controllable delay  $\tau$  measured at  $T = 6$  K in weak antiferromagnetic  $\text{FeBO}_3$  crystal. (d) Fourier spectrum of the waveform from panel (c).  $\omega_{q-FM}$  and  $\omega_{q-AFM}$  denote quasi-ferromagnetic and quasi-antiferromagnetic resonance frequencies of  $\text{FeBO}_3$ , correspondingly.*

The goal of my talk is to demonstrate that picosecond THz pulses is a game changer in the field. I will start with the simplest example showing that a weak, but rapidly varying magnetic field is an efficient mean to control antiferromagnetically coupled spins [2,3,4]. Secondly, I will show that THz electric field as well can efficiently control antiferromagnetic spins via nonlinear mechanism. In particular, using so-called inverse Cotton-Mouton effect rapidly varying electric field can modify magnetic anisotropy of antiferromagnets, launch spin motion and excite different modes of spin resonance in antiferromagnets [3]. Thirdly, I will demonstrate that THz pulses can mediate an efficient coupling between lattice and spins. It will be shown that spins in antiferromagnetic  $\text{CoF}_2$ , oscillating at the frequency of the spin resonance 1.14 THz, can efficiently interact with a nearly singly cycle THz pulse and jointly excite 1.94 THz phonon due to coherent energy transfer to the lattice from the spins [E. A. Mashkovich et al, (in preparation), see Fig. 1(a-b)]. Finally, I will show how to employ the principles of coherent control and manipulate the energy transfer between THz pulses, spins and lattice in antiferromagnets without changing the spectral composition and intensity of the stimuli [see Fig. 1(c-d)].

### References

1. P. Němec et al. //Nat. Phys. –2018 – v.14, –p. 229–241.
2. A.K. Zvezdin // JETP Lett. –1979– v.29 –p. 553–557.
3. E. A. Mashkovich et al //Phys. Rev. Lett. –2019– v.123– p.157202.
4. K.A. Grishunin, E.A. Mashkovich et al, // arxiv: 2103.05083

## К ТЕОРИИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛОВ В РАДИООПТИКЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

**Мирзокулов Х.Б.**

PhD, старший преподаватель кафедры телекоммуникационный инжиниринг, Самаркандский филиал ТУИТ имени Мухаммада ал-Хоразмий

**Салахитдинов А.Н.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры телекоммуникационный инжиниринг, Самаркандский филиал ТУИТ имени Мухаммада ал-Хоразмий

**Юрасов А.Н.**

д.ф.-м.н., профессор кафедры нанoeлектроники,  
заместитель директора, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

***Аннотация.** В настоящей работе предлагается теория RHM и LHM материалов с целью возможного их создания в оптическом диапазоне по аналогии колебательных процессов с волновыми, что имеет актуальное практическое значение. За основу преобразования сигналов в радиооптике метаматериалов берётся радиационно-наведенные центры окраски в калиевоалюмооборотных стеклах с парамагнитными добавками ионов  $Fe^{3+}$ , взаимодействующие с центрами окраски матрицы стекла  $[Bo_3]_i^e$ . В качестве радиочастотной аналогии рассматривается система связи с распределенными параметрами с ограниченными линейными пространственными размерами.*

***Ключевые слова:** RHM и LHM материалы, радиационно-наведенные центры окраски, калиевоалюмооборотные стекла, парамагнитные добавки ионов  $Fe^{3+}$ .*

## ON THE THEORY OF SIGNAL CONVERSION IN RADIOOPTICS OF METAMATERIALS

**Mirzokulov Kh.B.**

PhD, assitant  
of department of Telecommunication Engineering, Samarkand Branch of the TUIT named after  
Muhammad al-Khwarizmi

**Salakhitdinov A.N.**

PhD, docent  
of department of Telecommunication Engineering, Samarkand Branch of the TUIT named after  
Muhammad al-Khwarizmi

**Yurasov A.N.**

Dr.Sc., professor of Department of nanoelectronics,  
deputy director, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological University

***Annotation.** In this paper, we propose a theory of RHM and LHM materials with the aim of their possible creation in the optical range by analogy with oscillatory processes with wave processes, what*



*is of current scientific and practical importance. The basis for signal conversion in radio optics of metamaterials is taken from radiation-induced color centers in potassium-aluminoborate glasses with paramagnetic additions of  $Fe^{3+}$  ions, interacting with color centers of the glass matrix. A distributed parameter communication system with limited linear spatial dimensions is considered as a radio frequency analogy.*

**Keywords:** *RHM and LHM materials, radiation-induced color centers, potassium-aluminoborate glasses, paramagnetic additions of  $Fe^{3+}$  ions.*

В работе [1] нами рассмотрен способ создания метаматериала радиочастот, где в качестве ячейки метаматериала используются два параллельно расположенных элемента линии связи, один из которых является диэлектриком, второй - это последовательно-периодически соединённые нечетные однопроводные открытые линии связи. Из этой пары единичного элемента создается многослойная метаструктура с учетом фазы обратных волн. Такой способ создания Left handed materials (LHM) материала является широкополосным (не резонансным) и более универсальным применительно к антенной технике.

В последние годы, наряду с гиперболоидными и магнитооптическими композитными метаматериалами [2], развивалось альтернативное направление – изучение и применение магнитооптических свойств боратных стекол с парамагнитными добавками – ионами  $Cu^{1+}$ ,  $Cu^{2+}$ ,  $Fe^{2+}$ ,  $Fe^{3+}$  и других [3]. Отметим особенности радиационно-оптических и терморadiационных свойств калиевоалюмоборатных (КАБ) стекол, активированные ионами  $Fe^{3+}$  [3], в которых с одной стороны радиационно-оптические свойства хорошо изучены, и с другой обладают своеобразными превращениями парамагнитных радиационно-наведенных центров окраски в кислородсодержащей среде вида  $BO_3$  и  $BO_4$ , означающие  $3^x$  и  $4^x$  координированный бор. Последние возникают под воздействием рентгеновского и гамма облучения  $^{60}Co$  и температуры.

Радиационно-наведенными центрами окраски являются  $[Bo_3]_i^{e-}$ ,  $[Bo_3]_i^e$  и  $[Bo_4]_i^{e+}$ ,  $[Bo_4]_i^{e+}$  – соответственно электронные и дырочные центры окраски в боратных стеклах, взаимодействующие и составляющие комплексоны вида  $\{[Bo_3]_i^{e-} / Fe^{3+}\}$ ,  $\{[Bo_4]_i^{e+} / Fe^{3+}\}$ ,  $\{[Bo_3]_i^{e-} / Fe^{3+}\}$  и другие комплексоны с ионами  $Cu^{1+}$ ,  $Cu^{2+}$ . Оказалось что одновременное влияние терморadiационного поля вызывает изменение координационного состояния ионов-активаторов в среде таким образом, что наблюдается отрицательное дифференциальное поглощение  $\Delta D < 0$  и как следствие этого, среда будет с отрицательным коэффициентом рефракции  $\Delta n < 0$ .

В настоящей работе в отличие от [1] предлагается метод изучения RHM (Right handed materials) и LHM материалов с целью создания метаматериалов в оптическом диапазоне с учетом аналогий колебательных процессов с волновыми [4].

В качестве радиочастотной аналогии рассмотрим эквивалентную схему системы связи с распределенными параметрами [1] с ограниченными линейными пространственными размерами. В таком случае в метаматериале, расположенном между передатчиком и приёмником, будут существовать бегущие и отраженные волны наподобие явлений в лампе бегущей волны или в отражательном клистроне, используемых на СВЧ волнах.

**1. Расчет системы передачи сигнала по волновому аналогу для RHM материала.** Рассмотрим систему передачи сигнала по волновому каналу. Для расчетов воспользуемся формулами [1] в упрощенном одномерном (D1) варианте. Для вычисления пространственного спектра сигнала, необходимо знать конкретный вид входной функции  $f(x, z_x=0)$ . Как было

сказано ранее, в качестве  $f(x, z_x=0)$  возьмём спектральную зависимость КАБ – стекла [10], а форму спектра поглощения для отдельного спектра центра окраски в виде гауссовой кривой.

После преобразований и вычислений с использованием теории вычетов [30], получим

$$g(u)_{RHM} = -32\pi e^{-\frac{bx_0^2}{2}} \left[ e^{\frac{bu^2x^2}{2}} \cos(bx_0)ux \right] - j \left[ e + 32\pi e^{-\frac{bx_0^2}{2}} \left( e^{\frac{bu^2x^2}{2}} \cos(bx_0)ux \right) \right], \quad (1)$$

$$f(u)_{RHM} = -16e^{-\frac{bx_0^2}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{bu^2x^2}{2}} \cos bx_0 u x e^{jux} dx + \int_{-\infty}^{+\infty} e + 32\pi e^{-\frac{bx_0^2}{2}} \frac{dx}{e^{\frac{bx_0^2}{2}} \cos bx_0 u x e^{jux}}. \quad (2)$$

Формула (2) приводится к следующему виду

$$f(u)_{RHM} = -16e^{-\frac{x_0}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \frac{\tau^2}{2x_0} \cos^2 \tau \frac{d\tau}{u} + j(-16e^{-\frac{x_0}{2}}) e \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \frac{\tau^2}{2x_0} \cos \tau \sin \tau \frac{d\tau}{u} \quad (3)$$

где  $\tau = ux$ ;  $d\tau = dx/u$ . После соответствующих вычислений придём к следующему уравнению

$$f(u)_{RHM} = 4\pi j + (1-j) \cdot 2^9 \pi e^{-bx_0} \varphi(x/2x_0), \quad (4)$$

где через  $\varphi(x/2x_0)$  обозначено  $\exp(\tau^2/2x_0)$ .

**2. Расчет системы передачи сигнала по волновому каналу с учетом присутствовать LHM материала.** Расчеты, проведенные аналогично как в предыдущем пункте с учетом LHM материала в III-квадранте ( $\epsilon(\omega) < 0$ ,  $\mu(\omega) < 0$ ), приводят для пространственного спектра и для распределения полей

$$f(u)_{LHM} = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^0 g(u) (\cos ux - j \sin ux) du, \quad (5)$$

где отражен физический смысл переменного  $u$ : с одной стороны  $u$  – имеет смысл “пространственных частот”, имея размерность длины волны, с другой стороны определяет распространение плоских волн, на которых мы размечаем волновое поле. По аналогии (1-2) для среды с метаматериалом (LHM) с учетом замены переменных и применения теории вычетов [30] получим следующее:

$$g(u)_{LHM} = 16\pi e^{-bx_0^2/2} \left[ \left( e^{-b\tau^2/2} \cos bx_0 \tau \right) + j \left( e^{b\tau^2/2} \cos bx_0 \tau - e^{bx_0^2/2 + (0.25 - x_0)} \right) \right]. \quad (6)$$

Получены следующие формулы для метаматериала, с отрицательным коэффициентом поглощения:

$$f(u) = 298\varphi(x^2/2x_0) + j1194 \left( 24\varphi(x^2/2x_0) - 1 \right). \quad (7)$$

**3. Результаты расчетов и их обсуждение.** По полученным ранее формулам (1) - (6) найдем отношение пространственных спектров частот

$$\frac{|g(u)_{LHM}|}{|g(u)_{RHM}|} = \sqrt{\left[ e^{-2} + 16e^{-0.5} \cos^2 \tau \varphi^2(\tau^2/2) \right] / \left[ 1 + 8e^{-x_0} \varphi(\tau^2/2x_0) \right]} \quad (8)$$

где  $\tau = ux$ ,  $x_0 = 1$ .

Расчеты по формуле (8) представлены на Рис.1. Из рис.1 видно, что в направлении распространения “бегущих волн” ( $u=1$ ) наблюдается пространственный спектр (Рис.1) с поглощением бегущих волн в диапазоне частот  $\tau = x/x_0 = 1 \div 2$ , тогда как при  $2 < x/x_0 < 4$  наблюдается усиление гармоник.

Расчеты при  $k=u=-1$  в зависимости от  $x/x_0$  такие же как и при  $k=+1$ . Определим распределение амплитуды электромагнитного поля в среде с метаматериалом (LHM) по отношению к обычным материалам (RHM), для этого используем формулы (2) и (5)

$$\frac{f(u)_{LHM}}{f(u)_{RHM}} = \left[ 298\varphi\left(\frac{x^2}{2x_0}\right) + j1194\left(24\varphi\left(\frac{x^2}{2x_0}\right) - 1\right) \right] / \left[ 4\pi j + (1-j) \cdot 2^9 \pi e^{-bx_0} \varphi\left(\frac{x}{2x_0}\right) \right]. \quad (9)$$

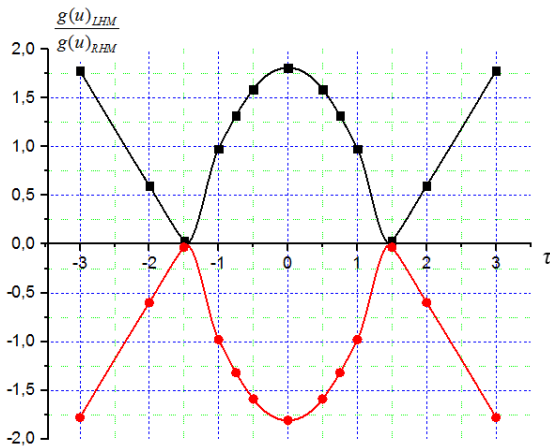


Рис.1. Зависимость амплитуды пространственных спектров от частоты.

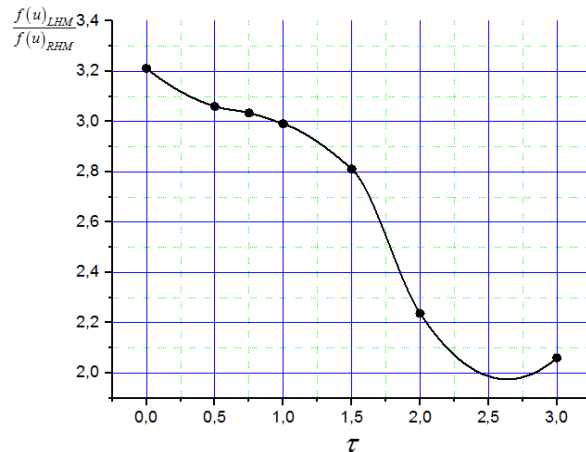


Рис.2. Распределение амплитуды электромагнитного поля в среде с метаматериалом (LHM) без метаматериала (RHM) в зависимости от частоты.

На рис.2 показан график зависимости распределения амплитуды электромагнитного поля в среде с метаматериалом (9) в зависимости от относительной частоты, при этом за единицу измерений взята  $x_0 = 1$ . По данной амплитудно-частотной характеристике (Рис.2), проявляется широкополосность и усиление среды метаматериалов.

Следует отметить, что небольшое усиление не является проблемой, поскольку на практике создается, как последовательно соединенные, так и параллельно расположенные элементы [1], что может обеспечить значительное усиление по сравнению с рассмотренной однонаправленной линейной системой.

Таким образом, теоретически решена задача получения метаматериала из аморфного стекла. В качестве образцов необходимо брать аморфные пленки из магнитооптического калиевоалюмооборатного стекла с добавками оксида железа, обеспечивающего необходимые показатели метаматериала при радиационной обработке с учетом достаточно высоких температур облучения.

#### Список использованных источников:

1. Salakhitdinov A.N. and Mirzokulov Kh.B. IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 939 (2020) 012064. doi:10.1088/1757-899X/939/1/012064.

2. Yurasov A., Yashin M., Mirzokulov Kh. and et al// Journal of Physics: Conference series, – 2019, – 1389(1), – 012113.
3. O.S. Ivanova, D.A. Velikanov, O.N. Didenko, V.I. Zaikovsky.// Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics – 2011 – 4(4), – 470–478.
4. Zverev B.A. Radiooptics.// Moscow: Sovetskoe radio – 1975 – 304 p.

## ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНО-МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ГОРЮЧЕ-СМАЗОЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

**Обухов А.Е.**

Д.ф.-м.н., начальник лаборатории «Физические методы исследования горюче-смазочных материалов», ФАУ «25 ГосНИИ химмотологии Минобороны Российской Федерации»

**Аннотация.** Работа посвящена развитию высокоэффективных методов УФ- и ИК-лазерной, ЯМР и парамагнитной ЭПР - спектроскопий высокого разрешения, формирующих физические основы метода атомно-молекулярной спектральной структурной идентификации многоатомных соединений углеводородов, присадок и добавок, применяемых в качестве топлив, смазочных масел и специальных жидкостей и специальных квантовохимических методов ЛКАО-МО-ССП КВ ЧПДП/С расчета электронных ридберговских синглетных, триплетных (парамагнитных), дубленых и квартетных возбуждённых состояний, формирующих свойства самосогласованного поля плазмы в двигателях, напряжённых узлах и деталях, определяющих требуемые физические и эксплуатационные характеристики наземной и авиационной и специальной техники.

**Ключевые слова:** лазерная сверхразрешающая фемто- и наноспектроскопия, метод атомно-молекулярной спектральной структурной идентификации, методов ЛКАО-МО-ССП КВ ЧПДП/С расчета электронных ридберговских синглетных, триплетных (парамагнитных), дубленых и квартетных возбуждённых состояний, самосогласованное поле плазмы.

## PHYSICAL METHODS FOR THE STUDY OF NUCLEAR MAGNETIC PHENOMENA IN FUEL AND LUBRICANTS MATERIALS

**Obukhov A.E.**

D.Phys.-Mat. Sc., Head of the Laboratory «Physical methods for the study of fuels and Lubricants»  
FAE «25th State Research Institute of Chemmotology of the Russian Ministry of Defense»

**Annotation.** The work is devoted to the development of highly effective methods of UV and IR laser and paramagnetic NMR and EPR - high-resolution spectroscopy, forming the physical basis of the method of atomic-molecular spectral structure identification of polyatomic hydrocarbon compounds and additives used as fuels, lubricants and special liquids, and special quantum chemical methods of LCAO-MO-CSF-CI INDO/S calculation of electronic Rydberg singlet, triplet (paramagnetic), tanned and quartet excited states, forming the properties of the self-consistent plasma field in engines, stressed nodes and details, determining the required physical and operational characteristics of ground and aviation and special equipment.

**Keywords:** laser super-resolution femto- and nanospectroscopy, electronic Rydberg singlet, triplet (paramagnetic), duplets and quartets excited states, method of atomic-molecular spectral structure identification, quantum chemical methods of methods of LCAO-MO-CSF-CI INDO/S.

Для решения химмотологических задач, направленных на увеличение эффективности применения многоатомных соединений в качестве: добавок, присадок, маркирующих агентов для улучшения эксплуатационных свойств - топлив, горючих и смазочных масел и специальных жидкостей в эргонагруженных системах наземной и авиационной техники в Вооружённых силах Российской Федерации (ВС РФ), актуально применение методов спектральной атомно-молекулярной структурной идентификации: рефракции, фурье-ИК, СКРС, ЯМР  $^1\text{H}$  и  $^{13}\text{C}$ , ЭПР, УФ-поглощения и люминесценции и других, а также современных методов квантовой химии ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/С, необходимых для комплексного изучения

спектральных свойств и реакций спиновой рекомбинации в основном электронном состоянии (ОСС) и в условиях кинетики образования и дезактивации энергии электронно-колебательного возбуждения (ЭЭКВ) в полных спектрах электронных синглетных и триплетных (дублетных и квартетных для ион-радикалов) парамагнитных возбуждённых (ридберговских) состояний ( $S^*_i T_j D^*_n Q_m E I E x S t$ ) («элементарный акт»), формирующих самосогласованное электромагнитное поле плазмы. Для этого изучаются энергетические процессы воздействия на электронно-возбужденное органическое вещество разных типов источников возбуждения: УФ- и ИК-лазерной накачки, электрический разряд, удар, потоки ионов и электронов, электрический разряд и т.п. (рис.1,а) [1-5]. Установлено, что в каждом из  $S^*_i T_j D^*_n Q_m E I E x S t$  разной орбитальной природы в соединениях возбуждается разное число локальных колебательных мод, что позволяет также изучить природу возникновения когерентных волновых пакетов в наведённых накачкой парамагнитных типах  $T_j Q_m E I E x S t$ , образующих поле рабочей газовой плазмы.

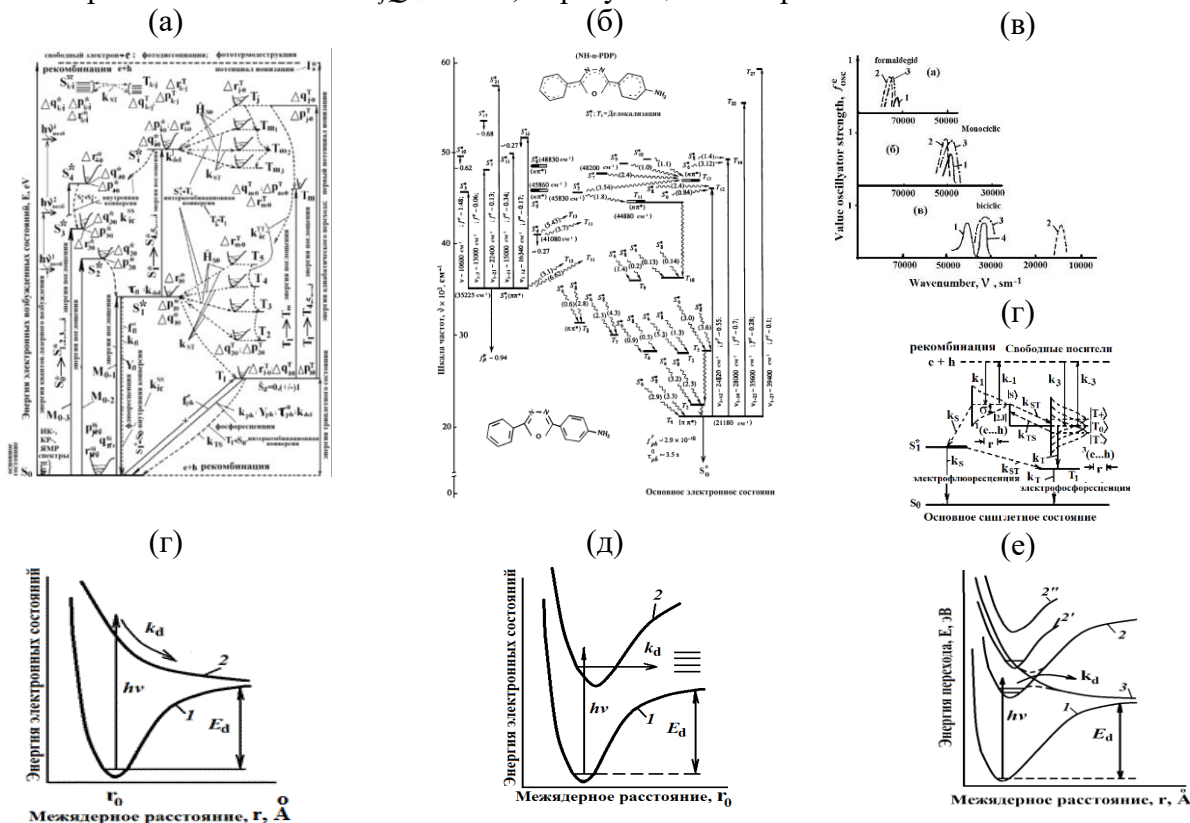


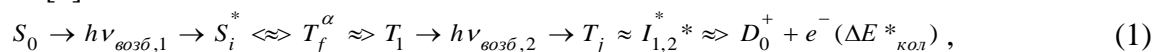
Рис. 1. (а) - Многоуровневая система излучательных, спин-орбитальных и электронно-колебательных многоступенчатых безизлучательных переходов в полном спектре синглетных и триплетных ( $S^*_i$  и  $T_j$ ) электронно-возбужденных состояний (дублет  $D^*_n$  и квартет  $Q^*_m$  для ионов)  $S^*_i T_j D^*_n Q_m E I E x S t$  («элементарный акт») для многоатомных соединений, рассчитанная методами ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/С. Здесь:  $M_{0i}$  матричные моменты электрических дипольных переходов  $S_0 \rightarrow S^*_{1, \dots, i}$ , формирующих спектр поглощения;  $H_{S_0}$  матричные моменты спин-орбитального взаимодействия; наборы собственных частот колебаний атомных групп квазиосцилляторов  $\{r_n\}$ , формирующих активный волновой пакет при переходах между промежуточными термами  $S^*_{1, \dots, i} T_{1, \dots, j} E I E x S t$ ; Стрелками обозначены частоты и силы осцилляторов 0-0-переходов ( $S^*_1 \rightarrow S_0$  и  $T_1 \rightarrow S_0$ ), формирующих тонкоструктурные электронно-колебательные полосы флуоресценции (Фл) и фосфоресценции (Фф), спектров наведенного накачкой  $S^*_1 \rightarrow S^*_{2, \dots, i}$  и  $T_1 \rightarrow T_{2, \dots, j}$  поглощения. Вертикальными стрелками вверх показан механизм многоступенчатой фотоионизации с формированием колебательно разогретого электрона -  $e^-(\Delta E^*_{кол})$ . Полные схемы энергетических состояний  $S^*_i T_j D^*_n Q_m E I E x S t$ : (б) пара-амино-2,5-дифенил-1,3,4-оксадиазол ( $n-NH_2-PDP$ ). (в) Относительное расположение спектральных полос: (1) УФ-поглощения и наведенного накачкой (2) синглет-синглетного поглощения и (3) триплет-триплетного поглощения ион-радикальных форм: (а) – полинасыщенных углеводов, (б) монозамещенных циклических углеводов и (с) бициклических углеводов (здесь 2 – спектр фосфоресценции). Электронные термы, соответствующие: (г) фотодиссоциации в континуум и (д) неадиабатической фотодиссоциации; (е) - потенциальные

энергии взаимодействия  $E_{ExSt}$  соответствующие механизму преддиссоциации (итрих-пунктир). При фотодиссоциации радикала  $h\nu_{нак} > E_d$ .

Комплексное применение данных, полученных инструментальными методами для жидких углеводородов: массспектрометрия (МС), газовая (ГХ), жидкостная (ЖХ) и газожидкостная хроматография (ГЖХ) и хроматомассспектрометрия (ХМС) и других, а также спектральными методами оптики и ядерного магнетизма: рефракции, атомно-адсорбционной спектрометрии, люминесценции (Фф, Фф), хемилюминесценции (Хел) и термолюминесценции (ТЛ), лазерной высокоразрешающих импульсных методов (ЛВРС) и террагерцовой (ТГц) и других позволила прогнозировать физические характеристики поля плазмы, для сверхскоростных изменений пространственных координат летательных аппаратов.

С целью изучения механизмов дезактивации как из нижних  $S^*_1T_1E_{ExSt}$  ( $\pi\pi^*$ ,  $n\pi^*$ ,  $\sigma\pi^*$ -типов), так и интеркомбинационной (КС ИКК) и внутренней конверсии (КС ВК) из высоких (ридберговских)  $S^*_iT_jD^*_nQ_mE_{ExSt}$ , которые формируют поле плазмы при выполнении условий: формирование механизма многоступенчатой ионизации и последующей диссоциации, фрагментации, ион-катион-радикальной рекомбинации были использованы спектральные данные для рядов синтезированных многоатомных N-, O-, S-соединений углеводородов, для которых измерены оптические характеристики (длины волн УФ-поглощения и люминесценции, квантовые выхода и время жизни флюоресценции (Фл) и фосфоресценции (Фф) в разных растворителях, а также определено соотношение констант скоростей (КС) излучательных переходов и КС Фл и КС Фф, а по ним изучена динамика изменения переднего фронта импульса лазерных и электронных источников накачки)[1-5]. Показано, что при селективном УФ- и ИК-возбуждении структурных групп осцилляторов (электронно-колебательных подсистем):  $-C-CH_3$ ,  $-C-CH_2-C-$  и  $-(CR_3)_3CH$  величины энергии диссоциации  $\Delta E_{дисс}$  не менее 69 кДж/моль, но с учетом средней величины  $\Delta E_{дисс}$ , достигаемой за счет оптимизации энергии радикалов для данных групп ( $\approx 26$  кДж/моль), групп  $>C=CH_2$  и  $>C=CH-C\leq$  составляет  $\Delta E_{дисс} = 74$  и  $15$  кДж/моль (суммарная  $\Delta E_{дисс} = 89$  кДж/моль) и для связей  $-CH$  в ароматических циклах энергия  $\Delta E_{дисс} = 75,8$  и  $83$  кДж/моль соответственно.

При УФ или ИК-монохроматической фото- и электронной накачке за время жизни нижних парамагнитных  $T_1Q_1E_{ExSt}$  характерно высокое время жизни  $\tau_{ph} = 1-10$  с и, вследствие многоступенчатых переходов в высокие ридберговские  $S^*_iT_jD^*_nQ_mE_{ExSt}$ , не только достигаются первый и второй потенциалы ионизации ( $I^*$  и  $I^{**}$ ), но и, нарастает ЭКВ-импульс возбужденных «свободных» электронов:  $e^-(\Delta E^*_{кол} + \Delta E^*_{кин})$ . Поэтому, за время нарастания переднего фронта импульса накачки ( $< 10^{-13}$  с) растёт температура до  $T > (4000 - 7000)^\circ K$ , что позволило увеличить скорость циклических реакций окисления и диспропорционирования. Предложена схема первичного многофотонного процесса, которая приводит к локальному - испарению, самовоспламенению и горению, с последующим образованием индуцированного самосогласованного (неразрывного) поля плазмы, вследствие резкого нарастания волн детонации, давления, температуры и звуковых волн, ускоряющих селективность химических реакций и росту импульса кинетической энергии выхода радикальных форм продуктов сгорания углеводородов [1]:



где  $h\nu_{\omega_{\text{вб},1}}$  и  $h\nu_{\omega_{\text{вб},2}}$  - кванты возбуждения,  $D_0^+$  - парамагнитное дублетное ОСС катиона,  $e^-(\Delta E^*_{\text{кол}})$  - электронно-колебательная энергия электрона, захватываемого матрицей или дыркой,  $S_i^* \Leftrightarrow T_f^\alpha$  - СОВ в системах промежуточных  $T_jQ_mE_{ExSt}$ ,  $T_f^\alpha \Leftrightarrow T_1$  - переходы при механизме ВК,  $I^*_{1,2}$  - первый адиабатический потенциал ионизации [1-6].

По расщеплению линий мультиплета в измеренных ЭПР-спектрах и значению g-фактора = 2,0063 Гс, например, для антиокислительной присадки ионол (2,6-дитрет-бутил-4-метилфенол) [1] говорит о присутствии механизма накопления в основном состоянии в среде углеводородов

радикалов  $\cdot\text{OH}$ , т.е. активизации процессов переноса (миграции) массы и заряда в объем раствора и активации окислительных реакций в парамагнитных  $T_j Q_m E l E x S t$ .

Для большинства соединений углеводородов в сильном лазерном поле наблюдается запрет по спине на фосфоресцентный  $T_1 \rightarrow S_0$  переход, но для радикалов в сильных магнитных полях ниже  $T_{1(+,0,-)} E l E x S t$  подрасщепляется [1-5], что указывает на изменение правил отбора по орбитальной симметрии для квантовых механизмов дезактивации и рекомбинации радикалов [6].

Основной механизм вторичной ионизации ( $I^{**}$ ) зависит от скорости нарастания фронта импульса поля накачки и поля возбужденных когерентных вторичных электронов в неразрывной обобщенной  $S^*_i T_j (Q^*_m D_n) E l E x S t$  плазме, который формирует энергетический спектр хемилюминесценции радикальных продуктов реакций: гидроксила, формила и формальдегида ( $\cdot\text{OH}$ ,  $-\text{CHO}^*$ ,  $\cdot\text{H}=\text{C}-\text{O}^*$ ). Потому, изучены механизмы: диссоциация в континуум, квазиравновесной диссоциации, неадиабатической диссоциации и преддиссоциации и ЭКВ-разогрева (рис. 1, г, д, е, ж) [6].

Рассмотрен процесс генерации радикалов в среде углеводородов (матрицы) при дезактивации ЭЭКВ в системах  $S^*_i T_j (Q^*_m D_n) E l E x S t$  и передачи её на центры эмиссии механизмами: 1) Фёрстера, в котором при кулоновском поле механизм переноса энергии осуществляется на синглетный уровень акцептора при  $r \approx 30-100$  нм (диполь-дипольное взаимодействие между донором ( $D$ ) и акцептором ( $A$ )). 2) при рекомбинационных процессах электрон-дырка ( $e+h$ ): а) донор энергии ( $D^*$ ) и акцептор ( $A$ ) не образуют комплекса в  $E l E x S t$  и высвечивается квант мономолекулярной эмиссии ( $D^*$ ), но комплекс распадается на молекулы  $\rightarrow D+A$  в  $OCC$ ; 3) донор и акцептор образуют комплекс в  $E l E x S t$  ( $D^*A^*$ ) и высвечивается квант электролюминесценции (комплекс  $\rightarrow D+A$ ); 4) донор и акцептор образуют комплекс в  $E l E x S t$  ( $D^*A$ ), а затем высвечивается квант электролюминесценции (комплекс  $\rightarrow D+A$ ). 5) Декстера: синглет-синглетный и триплет-триплетный перенос:  $^3D^* + ^1A \rightarrow ^1D + ^3A^*$  [6].

Таким образом, предложенный метод атомно-молекулярной структурной идентификации многоатомных соединений углеводородов и изучение сверхтонких парамагнитных взаимодействий в наведенных накачкой системах  $S^*_i T_j (Q^*_m D_n) E l E x S t$ , позволяет получить серии N-, O-, S-соединений для лазерной фотоники в УФ- и видимой областях спектра  $\Delta\lambda^{osc} = 320-1000$  нм, а также изучить физические основы применения и перспективность выбора присадок и добавок для дисперсных сред углеводородов, с целью улучшения энергетики обменных процессов при формировании энергетических свойств поля плазмы [1-6].

#### Список используемых источников

1. Обухов А.Е. Оптическая спектроскопия и строение многоатомных соединений углеводородов и нефтепродуктов. // Оптика и спектроскопия. – 2018. - Т. 124, № 5. - С. 662–668.
2. Obukhov A.E. LCAO MO CSF CI INDO/S Quantum-Chemical Calculations of Characteristics of Electronic Transitions Involving Excited States in UV Absorption, Stimulated Emission, and Pump-Induced Reabsorption Spectra in N-, O-, S-Series of Heteroaromatic Molecules. // Laser Physics. - 1999. - Vol. 9, №. 3. - P. 723-735.
3. Obukhov A.E. The Structure of Spin-Orbital Transitions in N,O,S Azoaromatic Molecules with Allowance for High-Lying Singlet and Triplet States Populated with a Pump in LCAO MO CSF CI INDO/S Models. // Laser Physics. - 1999. - Vol. 9, №. 4. - P. 927 - 939.
4. Obukhov A.E. Effect of Electronically Excited Singlet and Triplet States on the Photophysical Properties in the Series of N,O,S Heterocyclic Compounds. // Laser Physics. - 2003. - Vol. 3. - P. 847-855.
5. Obukhov A.E. The Physical Principles of Simulating the Structure and Photophysical Properties of Complex Heteroaromatic Compounds by Means of the LCAO MO SCF CI Methods. // Laser Physics. - 1997. Vol. 7, №. 5. - P. 1102-1131.
6. Обухов А.Е. Когерентные сверхтонкие электронно-колебательные взаимодействия в триплетных возбужденных состояниях, механизмы многоступенчатой ионизации, ЭКВ-разогрев,



фрагментация, формирование детонационной волны, рекомбинация и горение многоатомных соединений углеводородов. / Сборник трудов VIII Всероссийской научной конференции с международным участием «Механика композиционных материалов и конструкций, сложных и гетерогенных сред» им. И. Ф. Образцова и Ю. Г. Яновского. – М.: 18-19 декабря 2018. ИПРИМ РАН. - С. 196-205.

## ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ БАЛАНСНОГО КВАНТОВОГО ЯМР ДАТЧИКА ВРАЩЕНИЯ ОТ РАЗМЕРА ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКИ

**Петров В.И.**

научный сотрудник АО «Концерн"ЦНИИ"Электроприбор».

**Вершовский А.К.**

д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН.

***Аннотация.** Создание компактного балансного квантового датчика вращения (гироскопа) на эффекте ядерного магнитного резонанса в ксеноне представляет собой одну из наиболее насущных и перспективных задач современной метрологии. Предельная точность такого датчика ограничена эффектом изотопического сдвига, который, в свою очередь, обусловлен разницей времен релаксации двух изотопов ксенона в условиях пространственно неоднородной спин-обменной накачки ядерных магнитных моментов. В работе представлены зависимости величины изотопического сдвига от размера содержащей рабочее вещество газовой ячейки, полученные методами численного моделирования на основе данных эксперимента, а также рекомендации по оптимизации параметров ячейки при уменьшении её размеров.*

***Ключевые слова:** ядерный магнитный резонанс, прецессия ядерного момента, изотопический сдвиг, стабильность сдвига нуля*

## BALANCED QUANTUM NMR ROTATION SENSOR ON THE SIZE OF THE GAS CELL

**Petrov V.I.**

Research associate of JSC "Concern"Central Research Institute"Electropribor".

**Vershovsky A.K.**

D. Ph.D., Leading Researcher at the Ioffe Institute of Physics and Technology of the Russian Academy of Sciences.

***Annotation.** The creation of a compact balanced quantum rotation sensor (gyroscope) based on the effect of nuclear magnetic resonance in xenon is one of the most urgent and promising tasks of modern metrology. The ultimate accuracy of such a sensor is limited by the effect of isotopic shift, which, in turn, is due to the difference in the relaxation times of two xenon isotopes under conditions of spatially inhomogeneous spin-exchange pumping of nuclear magnetic moments. The paper presents the dependences of the magnitude of the isotopic shift on the size of the gas cell containing the working substance, obtained by numerical modeling methods based on experimental data, as well as recommendations for optimizing the parameters of the cell while reducing its size.*

***Keywords:** nuclear magnetic resonance, precession of the nuclear moment, isotopic shift, zero shift stability*

Поведение магнитного момента атома или ядра в магнитном поле подобно поведению механического момента (волчка) в поле тяжести. Моменты прецессируют, и их наблюдаемая частота прецессии зависит от скорости вращения системы координат  $\Omega$ , что позволяет измерить  $\Omega$ , измеряя частоту прецессии.

Основным препятствием на пути к созданию датчика вращения, основанного на этом явлении, является зависимость частоты прецессии от величины магнитного поля  $B_0$ . Коэффициент пропорциональности между  $B_0$  и частотой прецессии  $\omega$  называется гиромагнитным отношением  $\gamma$ . Простые оценки показывают, что даже при использовании ядерных моментов, характеризующихся существенно меньшими гиромагнитными отношениями, чем электронные моменты, магнитное поле невозможно стабилизировать с точностью, необходимой для создания конкурентоспособного датчика вращения.

Поэтому в квантовом датчике вращения используется балансная (в первом приближении нечувствительная к величине магнитного поля) схема: вместо одного ядерного парамагнетика используют два изотопа, характеризующиеся разными величинами и (желательно) знаками гиромагнитных отношений  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . Это позволяет, решая систему из двух уравнений с двумя неизвестными, определить и скорость вращения системы, и величину магнитного поля.

В 2013 г. при исследовании гипотетических слабых взаимодействий между нуклонами [1], было обнаружено, что соотношение между частотами ларморовской прецессии двух изотопов ксенона  $^{129}\text{Xe}$  и  $^{131}\text{Xe}$ , находящихся в одной ячейке, и возбуждаемых спин-обменом с атомами находящегося в той же ячейке щелочного металла, не сохраняется при изменении знака и степени поляризации щелочного металла (ЩМ). Было приведено значение относительной разности  $\delta B_A = 0,0017$  величин эффективного внутреннего поля  $B_a$ , при измерении его магнитометрами на используемых изотопах ксенона  $^{129}\text{Xe}$  и  $^{131}\text{Xe}$ . Этот эффект был назван изотопическим сдвигом (ИС). Довольно быстро было показано [2], что ИС является основным фактором, ухудшающим долговременные точностные характеристики балансных датчиков.

Наши экспериментальные исследования показали, что ИС для близких по коэффициенту контактного взаимодействия изотопов  $^{129}\text{Xe}$  и  $^{131}\text{Xe}$  не является постоянной величиной: при изменении температуры величина  $\delta B_A$  меняет не только значение, но и знак. Нами было высказано и впоследствии доказано предположение о том [3, 4], что эффект ИС вызван поглощением света оптической накачки в оптически плотной среде. Такое поглощение приводит к неравномерности распределения по ячейке 1) интенсивности оптической накачки; 2) концентрации поляризованных атомов ЩМ; 3) индукции внутреннего, то есть созданного поляризованными атомами ЩМ поля; 4) концентрации поляризованных столкновениями с атомами ЩМ атомов Хе.

Поляризованные преимущественно у фронтальной поверхности рабочей ячейки, т.е. в области, где внутреннее поле максимально, атомы Хе диффундируют по объему ячейки, усредняя неоднородное внутреннее поле. Чем больше время жизни атома Хе в поляризованном состоянии, тем ближе измеренное значение внутреннего поля к среднему по ячейке. Поэтому величина ИС зависит от соотношения времен релаксации изотопов Хе; его можно минимизировать выравниванием скоростей релаксации – при условии, что релаксация изотопов происходит в одних и тех же условиях [3].

Как следует из формул, приведенных в [5], вклады, обусловленные объемной и пристеночной релаксацией, характеризуются разными температурными зависимостями, что дает возможность независимо определить их величины по экспериментальным данным. Данных, приведенных на рис. 1 из работы [5], достаточно для того, чтобы разделить вклады объемной и пристеночной релаксации для обоих изотопов ксенона, и в дальнейшем варьировать в модели величину суммарного давления  $P$  при сохранении отношения парциальных давлений  $P_{N_2}$  и  $P_{Xe}$ . Эти данные позволили нам модифицировать численную модель, описанную в [4], и дополнить ее зависимостями скоростей релаксации Хе от температуры ячейки и суммарного давления газовой смеси. Структура, описывающая атомный ансамбль в нашей численной модели, графически представлена на рис. 1.

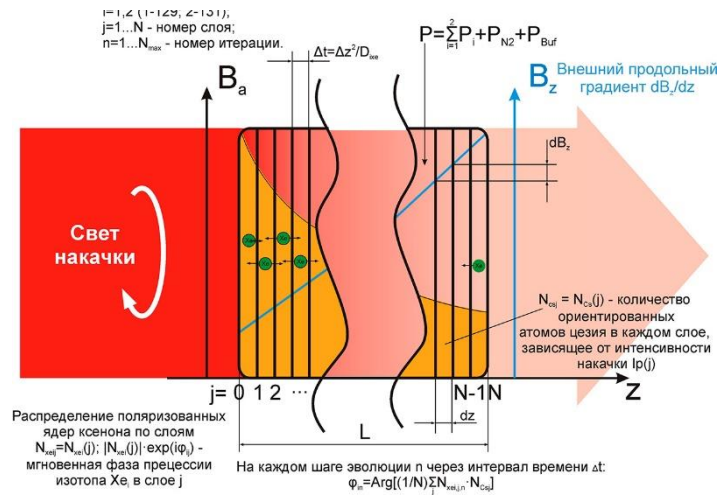


Рис. 1. Физическая основа численной модели. Ячейка делится в направлении распространения света накачки на  $j=1 \dots N$  слоёв, в каждом из которых вычисляется распределение поляризованных ядер каждого  $i$ -го Хе ( $i=1, 2; 1 - {}^{129}\text{Xe}, 2 - {}^{131}\text{Xe}$ ), их фаза прецессии  $\phi_i$ , на каждом  $n$ -ом ( $n=1 \dots N_{max}$ ) шаге итерации. Время шага итерации определяется как среднее время прохождения одного слоя ячейки  $\Delta t = \Delta z^2 / D_{ixe}$ , где  $D_{ixe}$  – коэффициент диффузии ксенона в цезии.

Модифицированная модель позволяет в одномерном приближении рассчитать зависимости ИС  $\delta B_A$  и скоростей релаксации  $G_i$  изотопов Хе от температуры ячейки  $T$ , ее линейного размера  $L$ , суммарного давления газовой смеси  $P$  и внешнего градиента  $dB_Z/dz$ . На основе теоретических сведений о скоростях релаксации [6 – 10] в нашей работе [5] приведены расчетные данные об оптимальных температуре и давлении для ячеек в диапазоне размеров от 1 до 20 мм. Оптимальной считается температура, при которой концентрация насыщенных паров щелочного металла обеспечивает оптическую плотность ячейки, соответствующую 75% пропусканию света накачки [5, 11]. При уменьшении размера ячейки возрастает влияние пристеночной релаксации  ${}^{131}\text{Xe}$  и ЩМ (в нашем случае – Cs). Для ее минимизации следует повышать суммарное давление газовой смеси  $P$ , сохраняя среднее время диффузии атомов к стенкам ячейки [9]. За оптимальное принимается давление  $P_{opt}$ , обеспечивающее равенство скоростей релаксации обоих изотопов. Однако расчёты для каждого размера ячейки носят иллюстративный характер в силу принятых допущений. Теория свободной прецессии поляризованных изотопов Хе [6 – 10] содержит нелинейные выражения по концентрации отдельных видов газов для объёмной релаксации. Но погрешность, вызванная нелинейностью концентраций газовой смеси, не превышает 10 – 15% при малых значениях давления газовой смеси и относительных вариациях, не превышающих – 50/+20%.

Ниже представлены расчётные зависимости температурного сдвига нуля балансного датчика вращения от суммарного давления  $P$ ; расчет основан на модифицированной модели [4, 5] и данных [5] об оптимальных температурах и давлениях. Существенно, что равенство давления величине  $P_{opt}$  само по себе ещё не обеспечивает обнуления ИС. В связи с высокой неоднородностью внутреннего поля, вызванной пристеночной релаксацией [10], и вытекающего из этого значительного неоднородного уширения линии магнитного резонанса  ${}^{129}\text{Xe}$ , выравнивание времён релаксации изотопов оказывается недостаточным условием для полной компенсации ИС.

На последующих рисунках представлены иллюстративные расчётные зависимости поведения сдвига нуля балансного датчика вращения от давления и температуры для кубических ячеек с длиной ребра  $L$  от 1 до 20 мм. Зависимости построены на основе экспериментальных данных, полученных на ячейке длиной 5 мм и использованных для создания численной модели, описанной в [4, 5]. Используя эти зависимости, можно оценить пригодность ячейки соответствующего размера для построения датчика вращения навигационного класса с допуском

на сдвиг нуля  $0,001\%/час/мК$ , учитывая, что точность системы термостабилизации может составить от 1 до 10 мК.

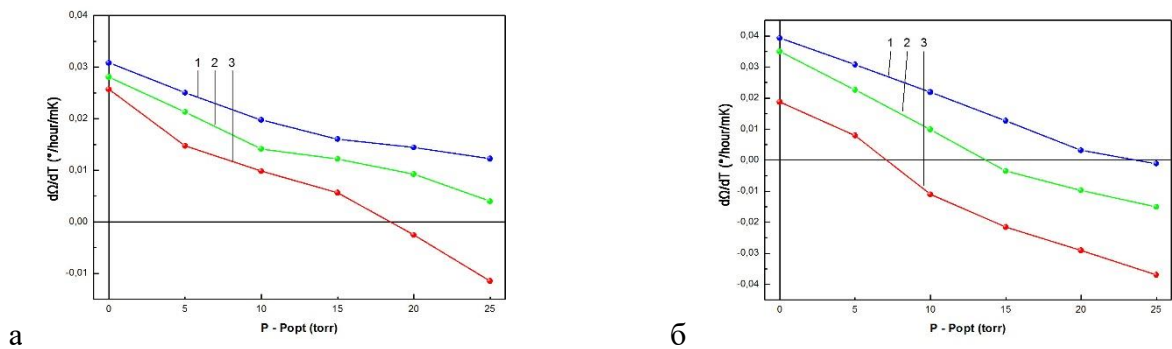


Рис. 2. Расчётные зависимости температурного сдвига нуля балансного датчика вращения при суммарном давлении, превышающем оптимальное; а - для ячейки 20 мм, 1 –  $T_{opt}-3\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 2 –  $T_{opt}$ , 3 –  $T_{opt}+3\text{ }^{\circ}\text{C}$ ; б – для ячейки 10 мм, 1 –  $T_{opt}-3\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 2 –  $T_{opt}$ , 3 –  $T_{opt}+3\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Как следует из рис. 2, ячейки больших размеров, имеющие внутреннее ребро 20 и 10 мм могут быть применены в этих целях, но ячейка 20 мм требует повышения рабочей температуры над оптимальной для обеспечения работы вблизи нуля ИС даже при значительных превышениях суммарного давления.

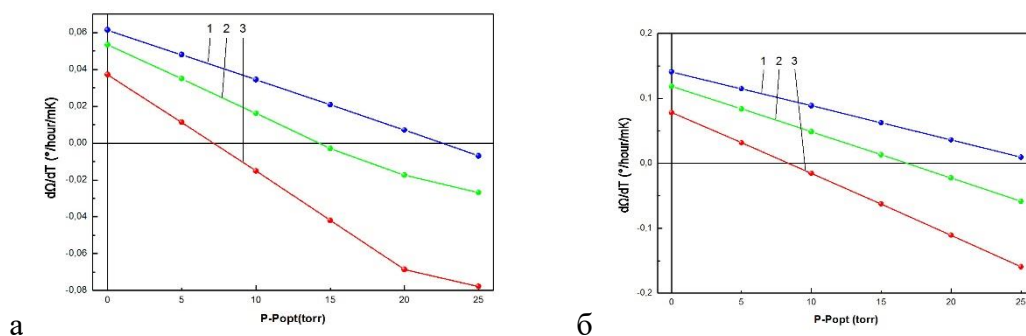


Рис. 3. Расчётные зависимости температурного сдвига нуля балансного датчика вращения при суммарном давлении, превышающем оптимальное; а - для ячейки 5 мм, 1 –  $T_{opt}-3\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 2 –  $T_{opt}$ , 3 –  $T_{opt}+3\text{ }^{\circ}\text{C}$ ; б – для ячейки 2 мм, 1 –  $T_{opt}-3\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 2 –  $T_{opt}$ , 3 –  $T_{opt}+3\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Из рис. 3 следует, что с уменьшением размера ячейки растёт необходимое для компенсации ИС давление и увеличивается скорость изменения сдвига нуля от температуры. Но при должной компенсации ИС выбором температуры [5] и соответствующего давления газовой смеси сохраняется возможность применения даже 2 мм ячейки в датчике вращения навигационного класса. На рис. 4 представлены зависимости для ячейки  $L=1\text{ мм}$ . Значительная пристеночная релаксация приводит к сильной неоднородности внутреннего поля и ускорению объёмной релаксации. На графике рис. 4(б) приведены расчётные зависимости сдвига нуля ячейки 1 мм от температуры при  $P = P_{opt}+25\text{ тор}$ . Несмотря на нелинейность зависимости сдвига нуля в маленькой ячейке, возможность его стабилизации сохраняется; более того, не исключена возможность подбора параметров, обеспечивающих одновременное обнуление ИС и его производной по температуре.

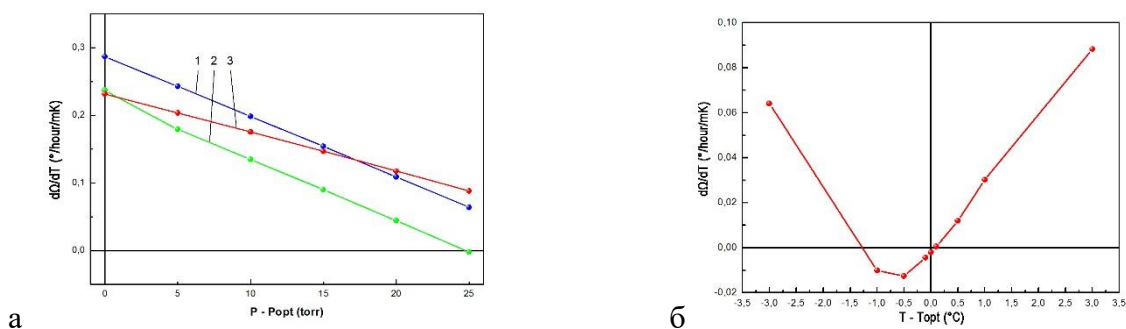


Рис. 4. Расчетные зависимости температурного сдвига нуля балансного датчика вращения для ячейки 1 мм при суммарном давлении, превышающем оптимальное; а – от давления при 1 –  $T_{opt}$ -3 °C,

2 –  $T_{opt}$ , 3 –  $T_{opt}+3$  °C; б – от температуры при  $P = P_{opt}+25$  тор.

В рассмотренном нами случае в диапазоне  $T_{opt} \pm 0,1$  °C скорость изменения сдвига составляет  $2,45 \cdot 10^{-5}$  °/час/мК<sup>2</sup>; такое значение также позволяет надеяться на возможность создания датчика вращения навигационного класса. Согласно рис. 5, подавление сдвига нуля, обусловленного эффектом изотопического сдвига, до уровня ниже 0,001 °/час/мК вполне возможно на ячейках всех исследованных размеров.

Приведённые данные расчётов дают представление о предельно достижимой стабильности сдвига нуля квантовых датчиков вращения, построенных на газовых ячейках с изотопами ксенона <sup>129</sup>Xe и <sup>131</sup>Xe в широком диапазоне размеров ячеек и давлений газовой смеси при температурах, близких к оптимальным по светопропусканию. Отмечается, что при сочетании оптимальной температуры и давления, несколько превышающего оптимальное, вполне возможно подавление сдвига нуля, обусловленного эффектом изотопического сдвига, до уровня ниже 0,001 °/час/мК на ячейках всех исследованных размеров. При этом снижение размера ячейки ниже 1 мм приведёт к значительному усилению неоднородности внутреннего поля ячейки вследствие

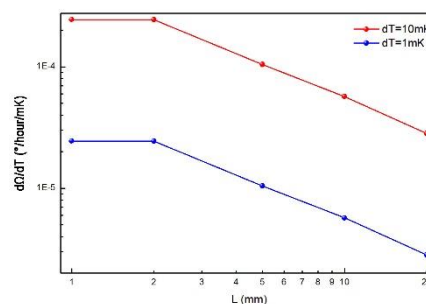


Рис. 5. Предельно достижимая стабильность сдвига нуля квантового датчика вращения для ячеек в диапазоне размеров от 1 до 20 мм в диапазоне стабильности температуры от 1 до 10 мК.

критического влияния пристеночной релаксации, что, в свою очередь, вызовет сложнопрогнозируемые изменения изотопического сдвига, и как следствие – сдвига нуля датчика

#### Список использованных источников:

1. Bulatowicz, M., Griffith, R., Larsen, et al, Laboratory Search for a Long-Range T-Odd, P-Odd Interaction from Axionlike Particles Using Dual-Species Nuclear Magnetic Resonance with Polarized <sup>129</sup>Xe and <sup>131</sup>Xe Gas // PRL 2–2013–vol.111, pp.102001.
2. Walker T., Larsen M. Chapter eight–spin-exchange-pumped NMR gyros // Adv. At. Mol. Opt. Phys. 2016. Vol. 65. P. 373–401.
3. Вершовский А. К., Пазгалёв А. С., Петров В. И. Природа эффекта рассогласования частот прецессии ядер <sup>129</sup>Xe и <sup>131</sup>Xe при спин-обменной накачке атомами щелочного металла // Журнал технической физики. 2018. Vol. 44, № 7. P. 88.
4. Petrov V.I., Pazgalev A.S., Vershovskii A.K. Isotope Shift of Nuclear Magnetic Resonances in <sup>129</sup>Xe and <sup>131</sup>Xe Caused by Spin-Exchange Pumping by Alkali Metal Atoms // IEEE Sensors Journal. 2020. Vol. 20, № 2. P. 760–766.

5. Вершовский А. К., Петров В. И. Моделирование размерных зависимостей изотопического сдвига ЯМР в ксеноне // Гироскопия и навигация. 2020. Т.28. №2 (109). С. 11-24.
6. Happer W. et al. Polarization of the nuclear spins of noble-gas atoms by spin exchange with optically pumped alkali-metal atoms // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29, № 6. P. 3092–3110.
7. Zeng X. et al. Experimental determination of the rate constants for spin exchange between optically pumped K, Rb, and Cs atoms and  $^{129}\text{Xe}$  nuclei in alkali-metal – noble-gas van der Waals molecules // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 31, № 1. P. 260–278.
8. Hsu J., Wu Z., Happer W. Cs induced  $^{129}\text{Xe}$  nuclear spin relaxation in  $\text{N}_2$  and He buffer gases // Physics Letters A. 1985. Vol. 112, № 3. P. 141–145.
9. Wu Z. et al. Coherent interactions of the polarized nuclear spins of gaseous atoms with the container walls // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 37, № 4. P. 1161–1175.
10. Wu Z. et al. Experimental studies of wall interactions of adsorbed spin-polarized  $^{131}\text{Xe}$  nuclei // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42, № 5. P. 2774–2784.
11. Вершовский А.К., Пазгалёв А.С. Оптимизация фактора качества магнитного Мх-резонанса в условиях оптической накачки // ЖТФ. 2007. № 5. С. 116–124.

## **ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА И СУБСТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$ НА ИХ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА**

**Ганьшина Е.А.**

д.ф-м.н, профессор, в.н.с  
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

**Гаршин В.В.**

аспирант  
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

**Припеченков И.М.**

магистр  
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

**Ситников А.В.**

д.ф-м.н, профессор, профессор  
Воронежский Государственный технический университет

**Ивков С.А.**

ведущий электронщик  
Воронежский Государственный университет

**Домашевская Э.П.**

д.ф-м.н, профессор, профессор  
Воронежский Государственный университет

***Аннотация.** Впервые исследованы структурные и магнитооптические свойства нанокomпозитов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  с полиэлементной ферромагнитной фазой в бескислородной диэлектрической матрице из фторида магния на подложках из стекла и ситалла, и выявлено влияния фазового состава и субструктуры нанокomпозитов на их магнитооптические свойства. При совместном анализе спектральных, полевых и концентрационных зависимостей ЭЭК и рентгенодифрактограмм образцов нанокomпозитов на разных подложках установлено, что процессы самоорганизации при росте нанокomпозитов с увеличением  $x$  идут по-разному и зависят от материала и структурного состояния подложки.*

***Ключевые слова:** нанокomпозиты, экваториальный эффект Керра, процессы самоорганизации*



# INFLUENCE OF THE PHASE COMPOSITION AND SUBSTRUCTURE ON THE MAGNETIC AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF NANOCOMPOSITES $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$

**Ganshina E.A.**

Dr.Sc., Professor, Moscow State University M.V. Lomonosov Moscow, Russia

**Ivkov S.A.**

Leading electronics engineer, Voronezh State University, Voronezh, Russia

**Garshin V.V.**

PhD Student, Moscow State University M.V. Lomonosov Moscow, Russia

**Priperchenkov I.M.**

Master student, Moscow State University M.V. Lomonosov Moscow, Russia

**Sitnikov A.V.**

Dr.Sc., Professor, Voronezh State Technical University, Voronezh, Russia

**Domashevskaya E.P**

Dr.Sc., Professor, Voronezh State University, Voronezh, Russia

**Annotation.** *The structural and magneto-optical properties of nanocomposites  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  with a polyelement ferromagnetic phase in an oxygen-free dielectric matrix made of magnesium fluoride on glass and sital substrates are studied for the first time, and of the phase composition and substructure of nanocomposites on their magneto-optical properties the effects are revealed. A joint analysis of the spectral, field and concentration dependences of the TKE and X-ray diffractograms of nanocomposite samples on different substrates revealed that the processes of self-organization during the growth of nanocomposites with an increase in  $X$  are different and depend on the material and structural state of the substrate.*

**Keywords:** *nanocomposites, transverse Kerr effect, self-organization processes on glass and sital, phase changes, magnetic percolation threshold*

Целью настоящей работы являлось исследование магнитных и магнитооптических свойств нанокompозитов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  с полиэлементной ферромагнитной фазой в бескислородной диэлектрической матрице фторида магния и выявление влияния фазового состава и субструктуры нанокompозитов (НК) на их магнитооптические свойства.

Слои НК микронной толщины были получены ионно-лучевым распылением составной мишени в атмосфере аргона, в широкой области концентраций  $9\text{at}\% \leq x \leq 50\text{at}\%$  на подложки из стекла и ситалла.

Методом рентгеновской дифракции был исследован процесс формирования и фазовый состав НК. Для изучения магнитооптических свойств были получены спектральные, полевые и концентрационные зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК) [1].

Для контроля магнитных свойств были проведены измерения петель гистерезиса на вибрационном магнитометре. Рентгеноструктурные, магнитные и магнитооптические исследования проводились на одних и тех же образцах.

Сравнение результатов рентгеноструктурных исследований для композитов двух серий, полученных на аморфных стеклянных подложках и на поликристаллических ситалловых подложках, показывает, что материал подложки оказывает влияние на процессы самоорганизации и фазовые переходы, обусловленные соотношением металлической и диэлектрической компонент в нанокompозитах. При этом, если начало перехода из аморфного сплава  $\text{CoFeZr}$  в нанокристаллическую гексагональную фазу на обоих типах подложек происходит при очень близких составах около  $x \sim 30-35$  ат%, то составы для начала второго фазового перехода сплава  $\text{CoFeZr}$  из гексагональной в объемноцентрированную структуру различаются значительно:  $x=38$  ат% в НК на стеклянных подложках и  $x=46$  ат% в НК на ситалловых подложках

Методами МО спектроскопии выявлены особенности, соответствующие фазовым структурным переходам в магнитных гранулах.

При исследовании спектральных и полевых зависимостей ЭЭК установлено, что в области магнитного порога перколяции  $x_{\text{фм}} \sim 30$  ат% в НК происходит переход от суперпарамагнитного к ферромагнитному состоянию. В этой области концентраций ( $x \leq x_{\text{фм}}$ ) тенденции изменения величины и вида спектров ЭЭК композитов с бескислородной матрицей ведут себя аналогично композитам с матрицей на основе оксидных диэлектриков с аморфными гранулами [1,2].

С ростом концентраций  $x > x_{\text{фм}}$  в спектрах ЭЭК выявлены особенности, связанные со структурными переходами в магнитных гранулах. С увеличением содержания металлической компоненты до  $x \sim 30$  ат.% металлические кластеры  $\text{CoFeZr}$  ранее аморфной фазы начинают объединяться в нанокристаллы на основе гексагональной плотноупакованной структуры  $\alpha\text{-Co}$ . Изменения вида спектров ЭЭК совпадают с началом формирования нанокристаллов гексагональной симметрии и переходом от суперпарамагнитного к ферромагнитному состоянию нанокompозитов независимо от типа подложки.

С дальнейшим увеличением относительного содержания магнитной фазы до  $x=43-47$  ат.%, в НК на стекле происходит второй фазовый структурный переход от гексагональной плотноупакованной к кубической ОЦК структуре нанокристаллов  $\text{CoFeZr}$  в аморфной диэлектрической матрице  $\text{MgF}_2$ . В этой же области концентраций происходит и дальнейшая трансформация вида магнитооптических спектров, и наблюдается аномалия в концентрационной зависимости величины ЭЭК.

Сравнение спектральных и концентрационных зависимостей ЭЭК для НК на подложках из стекла и ситалла показало, что наиболее сильные различия происходят в области второго фазового структурного перехода.

Различие в спектральных зависимостях ЭЭК для нанокompозитов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$  на подложках из стекла и ситалла свидетельствует о том, что процессы самоорганизации в нанокompозитах на разных подложках различаются. Материал и структура подложки (стекло - аморфная, ситалл - кристаллическая) влияют на процессы формирования нанокристаллов  $\text{CoFeZr}$  с ростом концентрации  $x$ . Отсутствие формирования большого отрицательного максимума в спектрах ЭЭК в области энергий  $\sim 1,2$  эВ с ростом  $x$  до  $\sim 46$  ат.% свидетельствует о том, что в нанокompозитах на ситалле процессы перестройки нанокристаллов  $\text{CoFeZr}$  от гексагональной плотноупакованной структуры на основе  $\text{Co}$  к кубической ОЦК структуре на основе  $\alpha$ -железа с ростом  $x$  слабее, чем в нанокompозитах на стекле.

Полученные результаты магнитооптических исследований хорошо коррелируют с результатами рентгеноструктурного фазового анализа. Установлена связь между процессами самоорганизации при росте НК с увеличением  $x$  и магнитооптическими свойствами композитов.

#### **Список использованных источников:**

1. Ганьшина Е. А., Вашук М. В., Виноградов А. Н., и др./ Эволюция оптических и

магнитооптических свойств в нанокompозитах аморфный металл-диэлектрик //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2004. – Т. 125. – №. 5. – С. 1172-1183.

2. Гриднев С. А., Калинин Ю. Е., Ситников А. В., Стогней О. В. /Нелинейные явления в nano- и микрогетерогенных системах.// – Москва.- БИНОМ, Лаборатория знаний, 2012.-352 с.

## МАГНИТНЫЙ КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ И ПОГЛОЩЕНИЕ КРИСТАЛЛА $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ В ОБЛАСТИ $f-f$ ПЕРЕХОДА $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$

**Соколов В. В.**

к.ф.м.н., м.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

**Малаховский А. В.**

д.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

**Гудим И. А.**

к.ф.м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

*Аннотация.* Работа посвящена изучению спектров поглощения и магнитного кругового дихроизма (МКД) кристалла  $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ . С помощью спектров МКД определены Зеемановские расщепления линий поглощения. Зеемановские расщепления также вычислены теоретически в приближении волновых функций свободного иона.

**Ключевые слова:** ионы  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $f-f$  переходы, магнитный круговой дихроизм.

## MAGNETIC CIRCULAR DICHROISM AND ABSORPTION OF $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ CRYSTAL IN THE REGION OF $f-f$ TRANSITION $5I_8$ $\rightarrow 5S_2$

**Sokolov V. V.**

candidate phys.-math. sciences, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Malakhovskii A. V.**

doctor phys.-math. sciences, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

**Gudim I. A.**

candidate phys.-math. sciences, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

*Annotation.* This work is devoted to the study of the absorption and magnetic circular dichroism (MCD) spectra of the  $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$  crystal. The Zeeman splitting of the absorption lines was determined using the MCD spectra. Zeeman splittings were also calculated theoretically in the approximation of the wave functions of free ion.

**Keywords:**  $\text{Ho}^{3+}$  ion,  $f-f$  transitions, magnetic circular dichroism.

Измерены спектры магнитного кругового дихроизма (МКД) и поляризованные спектры поглощения  $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$  в области  $f$ - $f$  перехода  $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$  при температуре 90 К. Переходы из возбуждённых подуровней основного мультиплета идентифицированы на основании поляризации переходов с использованием правил отбора в симметрии  $D_3$ . Заглавные буквы на рис. 1 и в табл. 1 обозначают переходы из основного состояния, а строчные буквы обозначают переходы из возбуждённых подуровней основного мультиплета. Спектры поглощения были разложены на компоненты формы Лоренца и определены их интенсивности (табл. 1).

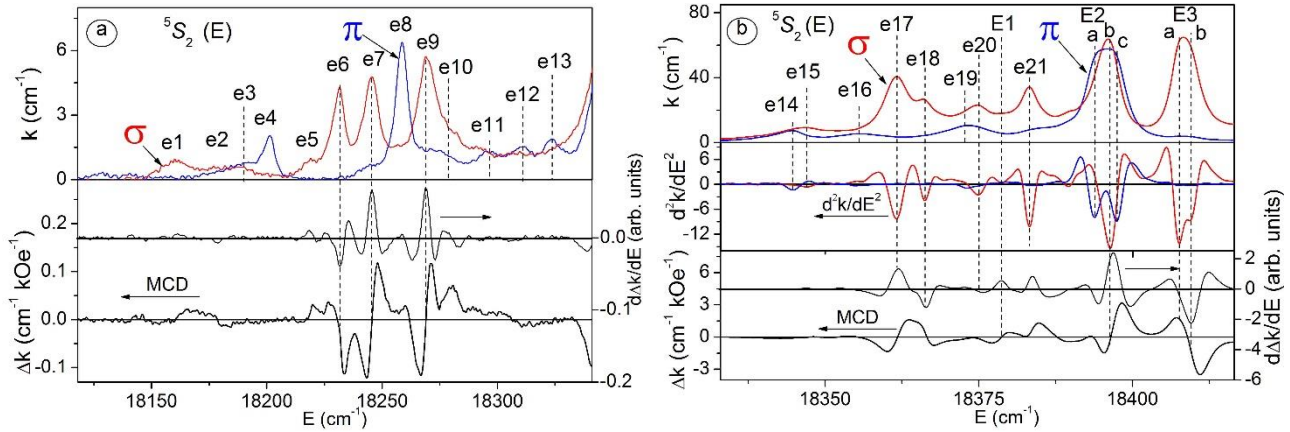


Рис. 1 (а, б). 1) Поляризованные спектры поглощения ( $k$ ), вторая производная от поглощения ( $d^2k/dE^2$ ), производная от дихроизма ( $d\Delta k/dE$ ) и магнитный круговой дихроизм ( $\Delta k$ ) перехода  $^5I_8 \rightarrow ^5S_2$  при температуре 90 К в  $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ .

Таблица 1. Энергии уровней и переходов ( $E$ ), интенсивности переходов в  $\pi$  и  $\sigma$  поляризациях ( $I_\pi$ ,  $I_\sigma$ ), измеренные экспериментально ( $\Delta g_C$ ) и теоретические значения ( $\Delta g_{CM}$ ) изменения фактора Ланде.

Мультиплеты	Уровни, переходы	$E$ ( $\text{cm}^{-1}$ ) (90 К)	$I_\pi$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$I_\sigma$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$\Delta g_C$	$\Delta g_{CM}$	$J$
$^5I_8$	Gr1 ( $E_1$ )	0					1
	Gr2 ( $E$ )	12-12.8					
	Gr3 ( $A_1$ )	14-14.3					
	Gr4 ( $A_2$ )	20-22.5					
	Gr5 ( $A_2$ )	33-34.5					
	Gr6 ( $A_1$ )	123-127					
	Gr7 ( $E$ )	134-138					
	Gr8 ( $E$ )	144-149					
	Gr9 ( $A_2$ )	174-178					

${}^5S_2$	E1 (A <sub>1</sub> )	18378. 5		7 1	( +)		
	E2a (E <sub>2</sub> )		2				2
	E2b (E <sub>2</sub> )	18394 18396	90	3		5.5	
	E2c (E <sub>2</sub> )	18397	2	33	5.3		
			26				
	E3a (E <sub>1</sub> )	18407	$\pi$	1 22			1
	E3b (E <sub>1</sub> )	18409	0	2 78	6.3	6.5	
	e6 (Gr8-E1)	18231		3 4.69	5.1		
	e7 (Gr7-E1)	18245		4 5	5.1		
e9 (Gr7-E3)	18270	$\pi$	7 6	4.5			
e17 (Gr5-E2)	18361. 4		2 36.2	5			

Используя спектры поглощения и МКД, были найдены значение Зеемановского расщепления  $\Delta\omega_0$  согласно формуле:

$$\Delta\omega_0 = 2 \frac{\Delta k_{dm}}{k_m} |\omega_m - \omega_0| \quad (1)$$

Где  $\Delta k_{dm}$  и  $\omega_m$  – это величина и положение экстремумов диамагнитной линии МКД соответственно, а  $k_m$  - амплитуда поглощения  $\alpha(\sigma)$  поляризованной линии. Экспериментальные изменения фактора Ланде  $\Delta g_C$  при переходах (табл. 1) были найдены по Зеемановскому расщеплению переходов в магнитном поле, направленном вдоль оси  $C_3$  кристаллов из соотношения:

$$2\hbar\Delta\omega_0 = \mu_B H \Delta g_C \quad (2)$$

Основное состояние иона гольмия  ${}^5I_8$  при переходе к кубической и далее к тригональной симметрии трансформируется следующим образом:

$${}^5I_8 (J=8) \rightarrow A_1 + 2E + 2T_1 + 2T_2 \rightarrow A_1 + 2E + 2(A_1+E) + 2(A_2+E) \quad (3)$$

Электронные состояния в одноосных кристаллах могут быть описаны в первом приближении волновыми функциями  $|J, \pm M_J\rangle$  свободного атома и кристаллического квантового числа  $\mu$ . Между значениями  $\mu$ ,  $M_J$  и неприводимыми представлениями состояний существует следующее соответствие [1]:

$$M_J = 0 \quad \pm 1 \quad \pm 2 \quad (\pm 3)_{1,2} \quad \pm 4 \quad \pm 5 \quad (\pm 6)_{1,2} \quad \pm 7 \quad \pm 8 \quad (4)$$

$$\mu = 0 \quad \pm 1 \quad \bar{1} \quad 1 \quad 0 \quad \pm 1 \quad \bar{1} \quad 1 \quad 0 \quad \pm 1 \quad \bar{1} \quad 1 \quad (5)$$

$$A_1 \quad E_1 \quad E_2 \quad A_1, A_2 \quad E_1 \quad E_2 \quad A_1, A_2 \quad E_1 \quad E_2 \quad (6)$$

Дублеты  $E_1$  и  $E_2$  отличаются знаком  $\mu$ . Проекция  $M_J$  определяет расщепление состояния в магнитном поле. Соответственно фактор Ланде  $g_{SM}$  дублета  $\pm M_J$  в приближении  $|J, \pm M_J\rangle$  волновых функций равен:

$$g_{SM} = 2gM_J \quad (7)$$

где  $g$  - фактор Ланде свободного иона (табл. 2). Тогда мы можем теоретически оценить изменения фактора Ланде  $\Delta g_{SM}$  при переходах между состояниями, используя правила отбора для числа  $\mu$  [2].

Таблица 2. Факторы Ланде состояний ( $g_{SM}$ ) вдоль оси  $C_3$  в приближении функций  $|J, \pm M_J\rangle$  свободного атома

		$A_1$	$E_1$	$E_2$	$A_1, A_2$	$E_1$	$E_2$	$A_1, A_2$	$E_1$	$E_2$
	$M_J$	0	1	2	$(\pm 3)_{1,2}$	4	5	$(\pm 6)_{1,2}$	7	8
State	$g$									
$^5I_8$	1.25	0	2.5	5	0	10	12.5	0	17.5	20
$^5S_2$	2.00	0	4	8						

Возбуждённые  $^5S_2$  состояния расщепляются в кубическом и тригональном полях следующим образом:

$$^5S_2 \quad J=2 \rightarrow T_2 + E \rightarrow (A_1 + E) + E \quad (8)$$

E1   E2   E3

$E_1$ ,  $E_2$  и  $E_3$  – общепринятые обозначения состояний и переходов в данном мультиплете.

В работе [3] из магнитных измерений и расчета кристаллического поля было получено, что фактор Ланде основного состояния  $g_C=2.52$ . Эта величина близка к теоретическому значению  $g_{SM}=2.5$  (табл. 2) для состояния  $M_J=1$  с симметрией  $E_1$ . Для определения знаков Зеемановских расщеплений переходов была использована табл. 3, которая была получена в работе [2] из диаграммы переходов и правил отбора для состояний с целым моментом.

Таблица 3. Знаки Зеемановских расщеплений переходов. Первые знаки для переходов  $E_1 \leftrightarrow E_2$  относятся к случаю, когда расщепление основного состояния больше, чем расщепление возбуждённого состояния. Абсолютная величина расщепления переходов  $E_1 \rightarrow E_1$  и  $E_2 \rightarrow E_2$  равна сумме расщеплений основного и возбуждённого состояний, а переходов  $E_1 \leftrightarrow E_2$  равна разности.

	A	$E_1$	$E_2$
$A \rightarrow$	0	(-)	(+)
$E_1 \rightarrow$	(-)	(-)	(-,+)

$E_2 \rightarrow$	(+)	(+,-)	(+)
-------------------	-----	-------	-----

В линии **E3( $E_1$ )** наблюдается расщепление на две составляющие E3a и E3b (рис. 1b), вследствие локального искажения кристаллического поля в возбуждённом состоянии. Зеемановское расщепление перехода  $\text{Gr1}(J=8, M_J=1, g_{CM}=2.5, E_1) \rightarrow E3 (J=2, M_J=1, g_{CM}= 4, E_1)$  согласно таблицам 2 и 3 равно:  $\Delta g_{CM} = -6.5$ , что близко к экспериментальному значению  $-6.3$ .

Рассмотрим теперь линию **E2( $E_2$ )**. Из производной от спектра МКД и второй производной от спектра поглощения видно, что данная линия состоит из трёх линий (рис. 1b). Это возможно, если при электронном переходе происходит локальное понижение симметрии как в возбуждённом так и в основном состоянии. Зеемановское расщепление перехода  $\text{Gr1}(J=8, M_J=1, g_{CM}= 2.5, E_1) \rightarrow E2 (J=2, M_J=2, g_{CM}= 8, E_2)$  согласно табл. 2 и 3 равно:  $\Delta g_{CM} = +5.5$ , что близко к экспериментальному результату  $+5.3$ .

Линия **E1( $A_1$ )** плохо разрешена, и как результат не удастся определить величину  $\Delta g_C$ , но из производной от МКД (рис. 1b) можно определить знак расщепления. Для идентификации свойств возбуждённых подуровней основного мультиплетта необходимо анализировать спектры МКД и поглощения одновременно нескольких полос поглощения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ грант № 19-02-00034, а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта: № 19-42-240003 «Влияние локального окружения на магнитооптические свойства  $f-f$  переходов в редкоземельных алюмоборатах и ферроборатах»

#### Список использованных источников:

- [1] Ельяшевич М.А. Спектры редких земель, Москва, ГИТ-ТЛ, 1953.
- [2] Malakhovskij A. V., Sokolov V. V., Gudim I. A. Magnetic circular dichroism and absorption of  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  crystal in the region of  $f-f$  transitions  $^5I_8 \rightarrow ^5F_2$  and  $^5F_3$ . *Fizika Nizkikh Temperatur.* – 2020. – Т. 46. – №. 7. – С. 869-876.
- [3] Begunov A.I., Demidov A.A., Gudim I.A., and Eremin E.V., Features of the magnetic and magnetoelectric properties of  $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ , *JETP letters* 97 (2013) 528-534.



## СВЕРХБЫСТРОЕ ЛАЗЕРНО ИНДУЦИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ РККИ В ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕ КЮРИ

**Шелухин Л.А.**

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

**Кравец А.Ф.**

Институт Магнетизма НАН Украины

**Щербаков А.В.**

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

**Полищук Д.М.**

КТН Королевский технологический институт, Швеция

**Коренивский В.**

КТН Королевский технологический институт, Швеция

**Калашникова А.М.**

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

***Аннотация.** Экспериментально исследована возможность сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения непрямого взаимодействия в спиновом затворе. В работе рассматривается динамика намагниченности в структуре типа переключатель Кюри Fe/FeCr/Fe при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами. Показано, что сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев такой структуры приводит как к увеличению антиферромагнитного взаимодействия РККИ между слоями железа, так и к его эффективному подавлению в результате переноса углового момента из одного слоя Fe в другой. Это проявляется в сложной динамике намагниченности.*

***Ключевые слова:** Переключатель Кюри, сверхбыстрая магнитная динамика, взаимодействие РККИ, перенос углового момента, фемтомагнетизм*

## ULTRAFAST LASER-INDUCED CONTROL OF RKKY EXCHANGE INTERACTION IN CURIE SWITCH STRUCTURE

**Shelukhin L.A.**

Ioffe Institute

**Kravets A.F.**

Institute of Magnetism, NAS Ukraine

**Scherbakov A.V.**

Ioffe Institute

**Polishchuk D.M.**

KTH Royal Institute of Technology, Sweden

**Korenivski V.**

KTH Royal Institute of Technology, Sweden

**Kalashnikova A.M.**

Ioffe Institute

**Annotation.** *We study excitation of RKKY-based «Curie-switch» Fe/FeCr/Fe trilayers by femtosecond laser pulses. We show that ultrafast laser induced heating to above the Curie point of the FeCr spacer can lead to an increase of the antiferromagnetic RKKY interaction between the outer Fe layers, accompanied by its effective suppression due to a spin transfer torque between the Fe layers due to their thermally-induced ultrafast demagnetization. These effects have clear manifestations in the complex ultrafast magnetization dynamics of the system observed on the experiment.*

**Keywords:** *Curie switch, ultrafast magnetization dynamics, RKKY, STT, femtomagnetism*

В последние годы в физике магнетизма, спинтронике и фемтомагнетизме наблюдается возрождение интереса к антиферромагнетикам как к материалам, устойчивым к рассеянным полям, обладающим высокими частотами магнитных резонансов, демонстрирующим магнитосопротивление, необычные спин-волновые свойства и т. д. Реализация управления на коротких временах обменным взаимодействием в антиферромагнетиках, определяющим как их статические, так и динамические свойства, открывает новые возможности применений антиферромагнетиков. Одним из подходов к реализации такого управления является воздействие фемтосекундных лазерных импульсов. Однако, на сегодняшний день лазерно-индуцированное изменение обменного взаимодействия показано только в ограниченном классе собственных антиферромагнетиков — магнитных диэлектриков [3, 4]. Синтетические антиферромагнетики, т.е. многослойные структуры типа спинового затвора с непрямым обменным взаимодействием Рудермана — Киттеля — Касуя — Иосиды (РККИ) имеют важное значение для развития устройств спинтронике [5]. В свете этого демонстрация сверхбыстрого управления величиной и знаком непрямого обменного взаимодействия в таких структурах является важной фундаментальной и прикладной задачей.

В этой работе предлагается использовать сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев для изменения непрямого обменного взаимодействия в структурах типа переключатель Кюри (ПК) [6] (Рис. 1 (а)). Свойства таких структур определяются магнитным состоянием промежуточного слоя, представляющего собой тонкий слой ферромагнитного сплава с низкой температурой Кюри. В рамках работы были исследованы образцы Fe(2 нм)/Cr(0.4 нм)/Fe<sub>1-x</sub>Cr<sub>x</sub>(0.7 нм)/Cr(0.4 нм)/Fe(2 нм) с различной концентрацией железа  $x$  в промежуточном слое Fe<sub>1-x</sub>Cr<sub>x</sub>. При переходе Fe<sub>1-x</sub>Cr<sub>x</sub> из ферромагнитной в парамагнитную фазу происходит изменение характера обменного взаимодействия между слоями Fe с прямого ферромагнитного на косвенный антиферромагнитный типа РККИ (АФМ-РККИ). Таким образом, меняя температуру промежуточного слоя можно управлять взаимной ориентацией слоёв железа в такой структуре [6].

В экспериментах по методике накачка-зондирование под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов в структуре ПК наблюдалось сверхбыстрое размагничивание и прецессия намагниченностей слоев Fe в противофазе, т.е. возбуждение антиферромагнитной моды

прецессии (Рис. 1 (б)). Возбуждение такой моды является надежным признаком сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения непрямого обменного взаимодействия между слоями. Анализ характера прецессии позволяет сделать вывод о двух конкурирующих вкладах в изменение взаимодействия между слоями. Во-первых, в результате лазерно-индуцированного нагрева промежуточный слой структуры переходит в парамагнитное состояние, что приводит к увеличению АФМ-РККИ взаимодействия между нанослоями железа, приводящему к возникновению вращающих моментов и, соответственно, прецессии намагниченностей. В то же время наблюдается возникновение спинового тока носителей между слоями, вызванного сверхбыстрым размагничиванием в них [7]. Возникающий взаимный перенос углового момента из одного слоя Fe в другой также создает вращающий момент, неколлинеарный моменту, возникающему из-за первого механизма. Баланс между лазерно-индуцированным увеличением АФМ-РККИ взаимодействия и переносом углового момента приводит к появлению сложной динамики намагниченности структуры.

Полученные результаты показывают, что структуры переключателя Кюри можно использовать в качестве модельных при изучении влияния лазерных импульсов на не прямое обменное взаимодействие.

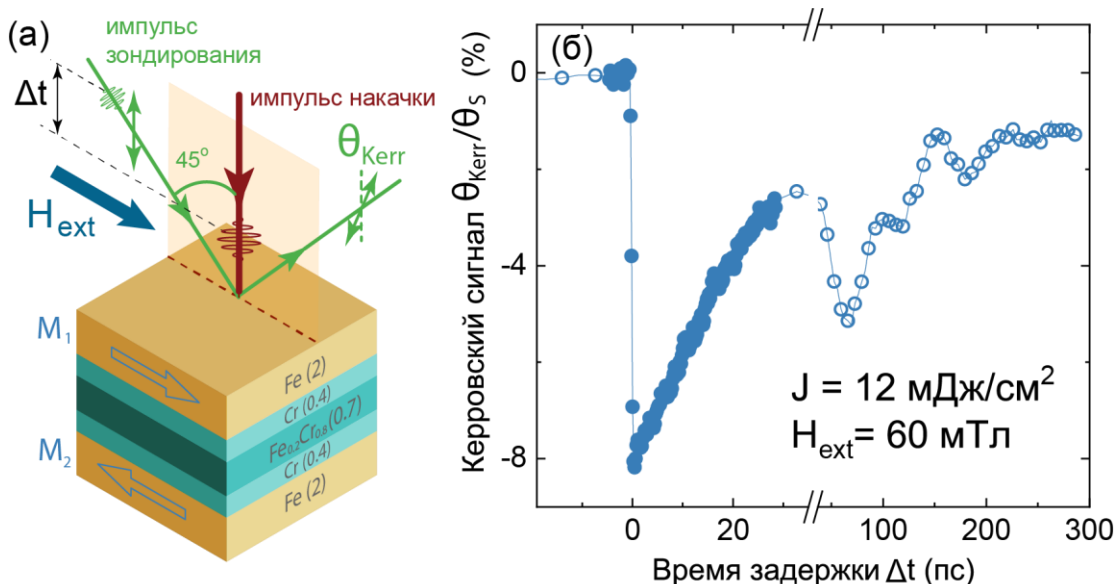


Рис. 1. (а) Переключатель Кюри Fe(2 нм)/Cr(0.4 нм)/Fe<sub>1-x</sub>Cr<sub>x</sub>(0.7 нм)/Cr(0.4 нм)/Fe(2 нм) Схема эксперимента по магнитооптической накачке-зондированию. Внешнее магнитное поле направлено в плоскости образца. Динамика компонент намагниченности в плоскости структуры детектируется по изменениям магнитно-оптического меридионального эффекта Керра. (б) Лазерно-индуцированная магнитная динамика в Fe/FeCr/Fe: резкое уменьшение сигнала соответствует сверхбыстрому размагничиванию, за которым следует прецессия намагниченности, проявляющаяся как осцилляции сигнала. Плотность накачки J=12 мДж/см<sup>2</sup>, внешнее магнитное поле H<sub>ext</sub>=60 мТл.

#### Список использованных источников:

1. G. Batignani, et al. //Nature Photonics –2015–v. 9, –p. 506–510.
2. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and Th. Rasing, //Rev. Mod. Phys. –2010– v.82 –p. 2731
3. Mikhaylovskiy, R., Hendry, E., Secchi, A. et al. Ultrafast optical modification of exchange interactions in iron oxides. //Nat Commun –2015 – v.6, p.8190.
4. Bossini, D., Dal Conte, S., Hashimoto, Y. et al.// Nat. Commun. –2016–v.7 – p. 10645.
5. E. Montebancho, et al.//IEEE Magnetics Letters, –2013 – v.4 –p. 3500204

6. D. M. Polishchuk, et al. //PRB –2017 – v. 96 –p. 104427
7. A. Melnikov, I. Razdolski, T. O. Wehling, et al. //Phys. Rev. Lett. –2011– v.107 p. 0766016.

## **ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ НА МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub>**

**Юрасов А.Н.**

доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры наноэлектроники,  
заместитель директора Физико-технологического института «МИРЭА-Российский  
технологический университет»

**Яшин М.М.**

старший преподаватель кафедры наноэлектроники Физико-технологического института  
«МИРЭА – Российский технологический университет»

ассистент кафедры «Физика» МГТУ им Н. Э. Баумана

**Гладышев И.В.**

кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры наноэлектроники  
Физико-технологического института «МИРЭА-Российский технологический университет»

**Ганьшина Е.А.**

доктор физико-математических наук, профессор, в.н.с. кафедры магнетизма  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

**Гаршин В.В.**

аспирант кафедры магнетизма Московского государственного университета им. М.В.  
Ломоносова

**Каназакова Е.С.**

бакалавр кафедры наноэлектроники Физико-технологического института «МИРЭА –  
Российский технологический университет»

***Анотация.** В данной работе исследовано влияние размерных эффектов на магнитооптические свойства нанокomпозитов. В рамках приближений эффективной среды проведено моделирование экспериментальных магнитооптических спектров нанокomпозитов (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub> с учетом логнормального распределения гранул по размерам. Показано, что наилучшее согласование теории и эксперимента достигается с помощью симметризованного приближения Максвелла-Гарнетта, при этом рассматриваются различные форм-факторы частиц.*

***Ключевые слова:** нанокomпозиты, тензор диэлектрической проницаемости, экваториальный эффект Керра, размерные эффекты.*

# EFFECT OF PARTICLE SIZE DISTRIBUTION ON THE MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF NANOCOMPOSITES (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub>

**Yurasov A.N.**

D.Sci. (Physics and Mathematics), Professor of the Department of Nanoelectronics, Deputy Director of the Institute of Physics and Technology MIREA – Russian Technological University

**Yashin M.M.**

Senior teacher of the Department of Nanoelectronics, Institute of Physics and Technology

MIREA – Russian Technological University

Assistant Lecturer, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University

**Gladyshev I.V.**

Ph.D. in Physics and Mathematics, Associate Professor of the Department of Nanoelectronics, Institute of Physics and Technology MIREA – Russian Technological University

**Ganshina E.A.**

D.Sci. (Physics and Mathematics), Professor, Senior researcher of the Department of Magnetism of MSU by M.V. Lomonosov

**Garshin V.V.**

graduate student of the Department of Magnetism of MSU by M.V. Lomonosov

**Kanazakova E.S.**

Bachelor's degree of the Department of Nanoelectronics, Institute of Physics and Technology MIREA – Russian Technological University

**Annotation.** *In this paper, the influence of size effects on the magneto-optical properties of nanocomposites is investigated. The experimental magneto-optical spectra of nanocomposites are modeled within the framework of the effective medium approximation (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub> taking into account the lognormal distribution of granules by size. It is shown that the best agreement between theory and experiment is achieved using the symmetrized Maxwell-Garnett approximation when different particle form factors are considered.*

**Keywords:** *nanocomposites, permittivity tensor, the Transverse Kerr effect, size effects.*

На сегодняшний день весьма актуальным являются исследования нанокomпозитов, состоящих из наноразмерных магнитных частиц, помещенных в диэлектрическую матрицу. Исследования в данной области представляют значительный интерес как для фундаментальной физики, так и для широкого спектра применений. В подобных структурах возможно существование различных оптических и магнитооптических эффектов [1-2], при этом, величина

этих эффектов сильно зависит от структуры исследуемого образца, в том числе от типа металлических частиц, их размеров, формы, расположения и т.п. В данной работе рассматриваются спектры магнитооптического экваториального эффекта Керра  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ .

Для описания различных свойств нанокомпозитов удобно использовать теорию эффективной среды, при этом нанокомпозит заменяется средой с эффективными свойствами [3].

Важно отметить, что размерные эффекты играют важную роль при изучении нанокомпозитов. Также важной задачей является учет влияния распределения гранул по размерам на различные свойства нанокомпозитов. Исходя из имеющихся экспериментальных данных, нам известно, что распределение изучаемых нами нанокомпозитных пленок ферромагнитного сплава  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  ( $X$  - объемная концентрация металлической компоненты) является логнормальным:

$$f(r) = \frac{1}{\sigma r \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln r - \bar{r})^2}{2\sigma^2}}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  - среднеквадратическое отклонение логнормального распределения,  $\bar{r} = \ln(\langle r \rangle) - \frac{\sigma^2}{2}$ , где  $\langle r \rangle$  - математическое ожидание, соответствующее оптимальному среднему размеру гранул. При этом, с учётом логнормального распределения были теоретически рассчитаны следующие параметры для отождённого нанокомпозита:  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  при  $X = 0,1024$ :  $\langle r \rangle = 2,49$  нм и  $\sigma = 0,2$ .

Исходя из приведенных выше результатов, были рассчитаны спектры магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) различными методами эффективной среды с учётом логнормального распределения гранул по размерам. Также было проведено сопоставление расчётных спектров с экспериментальными данными спектров ЭЭК (см. рис.1).

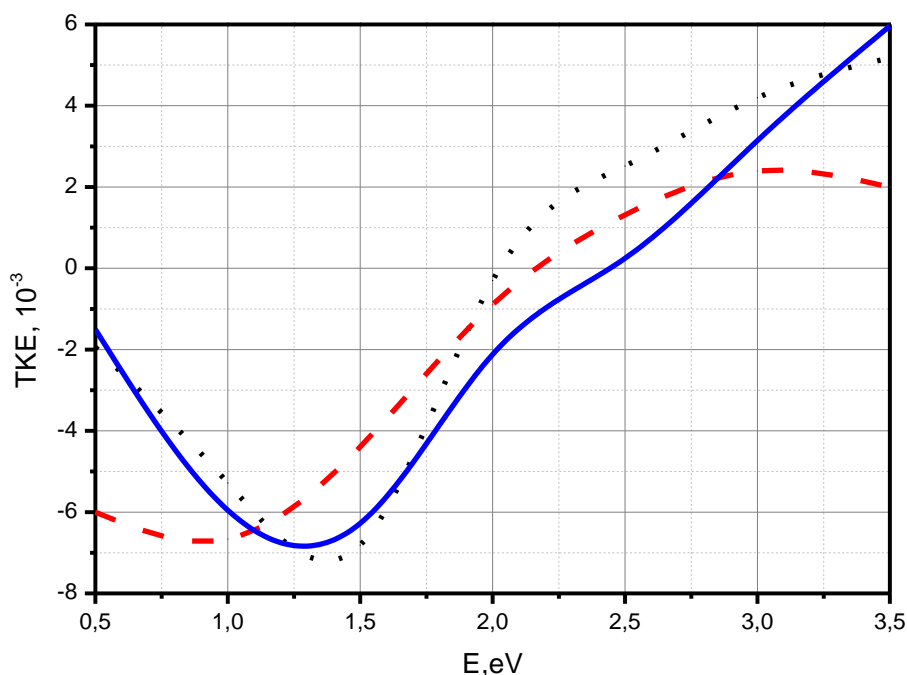


Рис 1. Экспериментальные (точки) и расчетные спектры экваториального эффекта Керра отожженного образца нанокompозита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ : Бруггеман (пунктир) и симметризованное приближения Максвелла-Гарнетта (сплошная линия) (параметр аномального эффекта Холла-1.5, форм-факторы частиц среды  $L_B=0.2; L_A=0.57$ ).

Как видно из рисунка 1, получено хорошее согласие модельных и экспериментальных результатов. Наглядно показано, что наилучшее согласование теории и эксперимента достигается с помощью симметризованного приближения Максвелла-Гарнетта, когда рассматриваются различные форм-факторы частиц. Данный факт можно объяснить тем, что с учетом отжига нанокompозита происходит изменение формы и размера металлических гранул.

При этом, также при моделировании спектров ЭЭК учитывалось усреднение тензора диэлектрической проницаемости металлической компоненты с учётом логнормального распределения, что позволило достаточно хорошо описать экспериментальные данные различными методами эффективной среды. Данный подход справедлив не только для нанокompозитов, но и для широкого класса наноструктур.

В заключении, опираясь на вышеизложенное, хотелось бы отметить перспективные возможности применения методов эффективной среды для изучения широкого спектра наноструктур с учетом их оптических и магнитооптических свойств [4-5].

#### Список использованных источников

1. Niklasson G.A., Granqvist C.G. Optical Properties and Solar Selectivity of Coevaporated Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Composite Films// J. Appl. Phys.- 1984.- V.55. -P. 3382-3410.
2. Ганьшина Е.А., Вашук М.В., Виноградов А.Н. и др. Эволюция оптических и магнитооптических свойств нанокompозитов аморфный метал – диэлектрик // ЖЭТФ. – 2004.- т. 125, в. 5. – с. 1172-1182
3. Юрасов А.Н., Яшин М.М. Методы эффективной среды как оптимальные методы моделирования физических свойств наноструктур // Российский технологический журнал. - 2020.- Том 8. № 5.- С. 68-77.
4. Yashin M.M., Yurasov A.N., Ganshina E.A., et al. Simulation of the spectra of the transverse Kerr effect of magnetic nanocomposites CoFeZr–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. //Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Series Natural Sciences. -2019.- no. 5.- pp. 63–72.
5. Алешников А.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Федосов А.Г. Магнитные свойства многослойных структур на основе нанокompозитов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  // Перспективные материалы.- 2012. -Т. 5. - С. 68-75.





## МУЛЬТИФЕРРОИДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОРЯДКА В РОМБИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

**Звездин А.К.**

д.ф.–м.н., профессор, главный научный сотрудник,  
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

**Гареева З.В.**

д.ф.–м.н., ведущий научный сотрудник,  
Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия

**Чен С.М.**

Профессор, Лаборатория диэлектрических материалов, Школа наук о материалах,  
Чжэньянский Университет, Китай

**Аннотация.** Представлен симметричный анализ магнитоэлектрических свойств редкоземельных ортохромитов  $RCrO_3$ . Показано, что электрические дипольные моменты в окрестности ионов  $Cr^{3+}$  в структуре  $RCrO_3$ , возникают вследствие смещения ионов кислорода относительно высокосимметричных положений в парафазе перовскита. Электродипольные моменты в элементарной ячейке  $RCrO_3$  образуют антисегнетоэлектрическую структуру. Проведена классификация структурных параметров порядка по неприводимым представлениям группы симметрии  $RCrO_3$  ( $D_{2h}^{16}$ ), определены инвариантные комбинации дисторсионных, сегнетоэлектрических и магнитных параметров порядка.

**Ключевые слова:** магнитоэлектрический эффект, мультиферроики, симметричный анализ.

## MULTIFERROIC ORDER PARAMETERS IN RHOMBIC ANTIFERROMAGNETS

**Zvezdin A.K.**

Chief Researcher, Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow,  
Russia

**Gareeva Z.V.**

Leading Researcher, Institute of Molecule and Crystal Physics UFRC RAS, Ufa, Russia

**Chen X.M.**

Professor, Laboratory of Dielectric Materials, School of Materials Science and Engineering, Zhejiang  
University, China

**Annotation.** We present a symmetry analysis of magnetoelectric properties in rare earth orthochromites,  $RCrO_3$ . We find that displacements of oxygen ions from their highly symmetric positions in the parent perovskite phase induce electric dipole moments near  $Cr^{3+}$  ions arranged in the antiferroelectric mode. We classify structural order parameters according to the irreducible representations of the  $RCrO_3$  symmetry group ( $D_{2h}^{16}$ ) and determine the invariant combinations between distortive, ferroelectric and magnetic orderings.

**Keywords:** magnetoelectric effect, multiferroics, symmetry analysis

Single-phase multiferroics are in the focus of modern physics due to the electric field driven magnetism owed to cross-coupling effects that offer an efficient potential for fast and low - energy consuming spintronic technologies. Despite the diversity factors leading to multiferroic structures, including exchange – striction,  $d-p$  hybridization, lone – pairs coupling and other effects, current research on multiferroics is mainly focused on structure-controlled magnetoelectricity, implying that magnetism and ferroelectricity emerge from lattice strain effects and related crystallographic distortions.

Rare earth orthochromites belong to the family of rhombohedral antiferromagnets  $RMO_3$ , where  $M$  denotes the transition metal ions,  $R = Y, La, Pr, Sm, Gd, Dy, Ho, Yb, Lu$  stands for the rare earth, Lu or Y ions. Crystal structure and magnetic properties of rare earth orthochromites  $RCrO_3$  studied since the 1960s [1, 2] are well established. They belong to the space symmetry group  $Pbnm$  ( $D_{2h}^{16}$ ). Neutron diffraction measurements showed that the  $Cr^{3+}$  ions order antiferromagnetically in G – type magnetic configurations with weak ferromagnetic component  $\Gamma_1(A_x, G_y, C_z), \Gamma_2(F_x, G_z, C_y), \Gamma_4(F_z, A_y, G_x)$ .

Though ferroelectricity in  $RCrO_3$  is forbidden by symmetry, ferroelectric behavior has been observed in the number of orthochromites above the antiferromagnetic ordering temperature  $T_N$  [3]. As has been shown recently  $RCrO_3$  electric polarization can achieve sufficiently high values of the order  $0.5-0.7\mu C/cm^2$ , however the physical origin of magnetoelectric effects in  $RCrO_3$  remains under discussion. Emergence of electric polarization is explained in terms of structural transition from non – polar  $Pbnm$  into polar  $Pmna$  structural phase, the central – asymmetrical ordering of the  $f$  sublattices modes, inverse Dzyaloshinskii – Moriya and Heisenberg exchange interactions, disorder effects and coupling between electric dipole and magnetic moments of the rare earth ion.

Here, we perform the symmetry consideration of magnetoelectric properties of  $RCrO_3$  in view of structural instability and related crystallographic distortions. Using the data of neutron diffraction measurements, we determine the structural order parameters related with the oxygen octahedral rotations and the displacements of ferroelectric cations from the centrosymmetrical positions in perovskite parent phase. We calculate electric dipole moments and demonstrate their antiferroelectric arrangement in  $RCrO_3$  unit cell. We perform the classification of three order parameters on the irreducible representations (IRs) of the space symmetry group  $Pnma$  and determine interrelation between magnetic, ferroelectric and structural properties and the ways of their possible transformations.

To calculate the electric dipole moments in a frame of point charge model we determine the

$$\mathbf{r}_q = \frac{\sum_i q_i \mathbf{r}_{qi}}{\sum_i q_i}$$

position of the electric dipole charge center as  $\mathbf{r}_q$  where  $q_i$  are the signed magnitudes of the charges,  $\mathbf{r}_{qi}$  are the radius vectors of the charges in the local reference frame. For the perovskite – like compounds

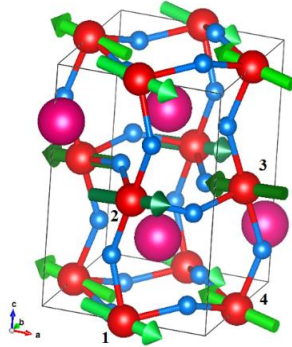
$$\mathbf{r}_q = \frac{\left(+\frac{3}{8}e\right) \cdot \sum_{i=1}^8 \mathbf{r}_R + \left(-\frac{2}{2}e\right) \cdot \sum_{i=1}^6 \mathbf{r}_O}{\left|8 \cdot \left(+\frac{3}{8}e\right) + 6 \cdot \left(-\frac{2}{2}e\right)\right|} \quad \mathbf{r} = (x, y, z) \quad (1)$$

where  $e$  is the elementary charge,  $\mathbf{r}_R$  are the radius vectors of the rare earth ions,  $\mathbf{r}_O$  are the radius vectors of the oxygen ions measured from  $Cr^{3+}$  ion. Neutronographic data showed that the position of  $Cr^{3+}$  ion in orthochromites remains unchanged, so we choose  $Cr^{3+}$  ion as the origin of the dipole moment and the origin of the local reference frame. Note that in the case of an ideal perovskite  $ABO_3$ , electric dipoles are absent since  $\mathbf{r}_q = 0$ .

So, each of the dipoles has its own orientation, and the ferroelectric ordering established in  $RCrO_3$  is characterized by 4 ferroelectric sublattices with electric dipoles  $\mathbf{d}_i = 3e\mathbf{r}_i$ . The electric dipoles appear due to the outcome of oxygen ions from their high symmetry positions, in the first approximation, the displacements of the  $R^{3+}$  ions from their high symmetrical positions give no impact into the electric dipole moments. To find the basic ferroelectric vectors transforming on the irreducible representations (IR) of the  $Pnma$  space symmetry group, we consider the possible linear combinations between electric dipole moments

$$\begin{aligned}
P &= d_1 + d_2 + d_3 + d_4 \\
Q_2 &= d_1 - d_2 - d_3 + d_4 \\
Q_3 &= d_1 - d_2 + d_3 - d_4 \\
D &= d_1 + d_2 - d_3 - d_4
\end{aligned}
\tag{3}$$

The arrangement of electric dipole moments in  $\text{RCrO}_3$  obtained by use of eq. (2) is shown in Fig.1. It is seen that here  $D$  vector attains the maximum value, while  $P$ ,  $Q_{2,3}$  are negligibly small. So, in  $\text{RCrO}_3$  antiferroelectric structure ordered by  $D$  mode is established (Fig.1).



**Fig.1.** Electric dipole moments arrangement in  $\text{RCrO}_3$  unit cell. Green arrows denote the orientation of electric dipole moments in the vicinity of  $\text{Cr}^{3+}$  ions ordered by antiferroelectric  $D$  mode.

Intrinsic structural distortions induce coupled antiferromagnetic and antiferroelectric orderings that justifies that the rare earth orthochromites are classified as improper multiferroics. We demonstrate the correlation between  $\text{CrO}_6$  octahedral distortions and magnetoelectric properties of  $\text{RCrO}_3$  by use of the symmetry analysis.

The series of phase transitions in polished with electric field  $\text{RCrO}_3$  with different types of the rare earth ions has been experimentally explored in [5]. Magnetic field inducing the spin reorientation phase transition from AFM into WFM state is accompanied with emergence of electric polarization [3, 4].

In the present work, we show that the similar scenario occurs due to the electric field poling of  $\text{RCrO}_3$ , which destroys antiferroelectric configurations and leads to the concomitant reorientation of magnetic moments coupled with the rare earth ions electric dipoles. We find the possible coupling of the order parameters by the classifying distortion modes, electric-dipole and magnetic moments of  $\text{R}^{3+}$  ions; magnetic moments of  $\text{Cr}^{3+}$  ions on the irreducible representations of the  $\text{RCrO}_3$  symmetry group ( $D_{2h}^{16}$ ). We determine the possible magnetic and ferroelectric configurations, their transformations during spin reorientation phase transitions accompanied with the ferroelectric reversal and compare our findings with results of experimental measurements on  $\text{RCrO}_3$  ( $\text{R}=\text{Sm}, \text{Tm}, \text{Tb}, \text{Gd}, \text{Er}, \text{Lu}$ ) [5].

The work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (grant No. 19-52-80024), National Natural Science Foundation of China (grant No.51961145105).

#### References:

1. Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. – М.: Наука, 1985. – 296 с.
2. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. – М. Физматлит, 2001. – 560 с.
3. Tokunaga Y. et al. Magnetic-field-induced ferroelectric state in  $\text{DyFeO}_3$  // Physical Review Letters. – 2008. – Т. 101. – №. 9. – С. 097205.
4. Звездин, А. К., & Мухин, А. А. (2008). Магнитоэлектрические взаимодействия и фазовые переходы в новом классе мультиферроиков с несобственной электрической поляризацией // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 88. - №8. – С. 581-586.
5. Rajeswaran B. et al. Field-induced polar order at the Néel temperature of chromium in rare-earth orthochromites: Interplay of rare-earth and Cr magnetism // Physical Review B. – 2012. – Т. 86. – №. 21. – С. 214409.

## **ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ МУЛЬТИФЕРРОИКА $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$**

**Мухин А.А.**

к.ф.-м.н., в.н.с., и.о. зав. лабораторией, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

**Иванов В.Ю.**

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

**Кузьменко А.М.**

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

**Тихановский А.Ю.**

м.н.с., аспирант, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

**Гудим И.А.**

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики имени Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН

***Аннотация.** Установлено, что в мультиферроике  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  электрическое поле оказывает сильное влияние как на намагниченность и восприимчивость, так и на электрическую поляризацию, что обусловлено вращением спинов железа (векторов антиферромагнетизма) в базисной плоскости. Показано, что приложение электрического поля положительного знака вдоль оси  $a$  способствует переориентацию спинов железа в сторону оси  $b$ , что ведет к увеличению спонтанной электрической поляризации  $P_a(0)$  и магнитной восприимчивости вдоль оси  $a$  ( $\chi_a$ ) и уменьшению  $\chi_b$ . Электрическое поле отрицательного знака разворачивает спины железа в сторону оси  $a$ , что приводит к уменьшению  $P_a(0)$  и  $\chi_a$  и увеличению  $\chi_b$ . Разработана модель, описывающая влияние электрического поля на магнитные характеристики и электрическую поляризацию  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , что позволило самосогласованно количественно описать зависимости магнитных характеристик и электрической поляризации от электрического и магнитного полей.*

***Ключевые слова:** обратный магнитоэлектрический эффект, редкоземельные ферробораты*

## **EFFECT OF ELECTRIC FIELD ON THE MAGNETIC CHARACTERISTICS AND ELECTRIC POLARIZATION OF THE $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ MULTIFERROIC**

**Mukhin A.A.**

Dr.Ph., Leading Researcher, head of lab., Prokhorov General Physics Institute, RAS

**Ivanov V.YU.**

Dr.Ph., Leading Researcher, Prokhorov General Physics Institute, RAS

**Kuzmenko A.M.**

Dr.Ph., Senior Researcher, Prokhorov General Physics Institute, RAS

**Tikhanovsky A.YU.**

Junior Researcher, PhD. St., Prokhorov General Physics Institute, RAS

**Gudim I.A.**

Dr.Ph., Senior Researcher, Kirenskii Institute of Physics, Siberian Division of RAS

**Annotation.** *It is found that in the multiferroic  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , the electric field has a strong effect on both the magnetization and susceptibility, as well as on the electric polarization, which is caused by the rotation of iron spins (antiferromagnetic vector) in the basis plane. It is shown that the application of a positive-sign electric field along the  $a$ -axis results in the reorientation of iron spins towards the  $b$ -axis, which leads an increase in spontaneous electric polarization  $P_a(0)$  and magnetic susceptibility along the  $a$ -axis ( $\chi_a$ ) and a decrease in  $\chi_b$ . The electric field of the negative sign turns the iron spins towards the  $a$ -axis, which leads to a decrease in  $P_a(0)$  and  $\chi_a$  and an increase in  $\chi_b$ . A model describing the effect of the electric field on the magnetic characteristics and electric polarization of  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  was developed, which allowed us to describe self-consistently the dependences of the magnetic characteristics and electric polarization on the electric and magnetic fields.*

**Keywords:** *reverse magnetoelectric effect, rare earth iron borates*

Перспективным направлением для решения задачи управления магнитными и (ди)электрическими свойствами материалов является использование мультиферроиков - материалов, проявляющих сильные магнитоэлектрические эффекты. И если в изучении прямых магнитоэлектрических эффектов, т.е. влияния магнитного поля на электрическую поляризацию, достигнуты вполне определенные результаты, в том числе и при близких к комнатным температурах, то успехи в изучении обратного магнитоэлектрического эффекта - влияния электрического поля на магнитные характеристики (намагниченность, восприимчивость) гораздо более скромные.

В данной работе исследовалось влияния электрического поля, приложенного вдоль оси  $a$ , на намагниченность, ас восприимчивость и электрическую поляризацию кристалла  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , являющегося типичным представителем нового класса мультиферроиков - редкоземельных ферроборатов  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , в котором уже в относительно слабых магнитных полях  $\sim$  нескольких кЭ достигается электрическая поляризация  $\sim 400$  мкКл/м<sup>2</sup> [1]. Ранее в этом соединении нами был обнаружен гигантский магнитодиэлектрический эффект: большой вклад в диэлектрическую проницаемость при легкоплоскостном антиферромагнитном упорядочении и его подавление магнитным полем, ориентированном в базисной плоскости [2], а также возможность воздействовать и управлять терагерцовыми резонансными спиновыми возбуждениями электрическим полем [3].

Монокристалл  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  выращивался методом из раствора в расплаве. Прямые измерения намагниченности и магнитной восприимчивости на переменном токе (ас восприимчивость), а также электрической поляризации при приложенных электрических напряжениях проводились на установке СКВИД-магнитометр QUANTUM DESIGN в полях до 5 Т в температурном интервале 1.9-40 К.

На рис. 1 приведены зависимости от электрического поля  $E \parallel a$  начальной (ас) восприимчивости охлажденного в  $E = 0$  и  $H = 0$  до  $T = 1.9$  К образца в переменном магнитном поле вдоль  $a$  и  $b$  осей кристалла. Вставки иллюстрируют схематически распределение векторов антиферромагнетизма в  $ab$  - плоскости, которое изначально (при  $E = 0$ ) оказалось неравномерным.

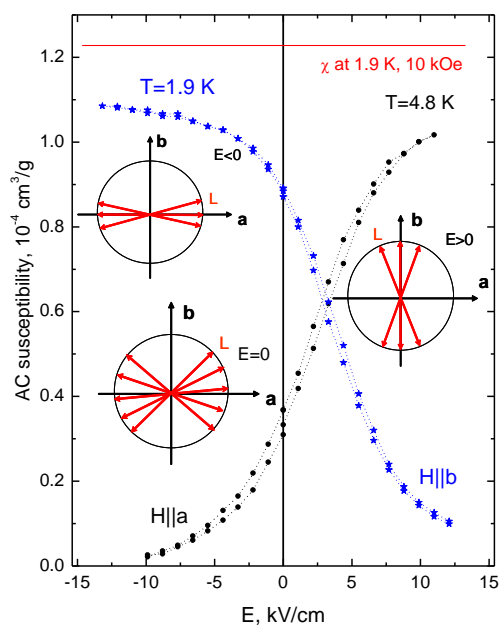


Рис. 1. Зависимости начальной (ас) восприимчивости вдоль осей  $a$  (черные символы) и  $b$  (синие символы) от электрического поля  $E \parallel a$ . Точки - экспериментальные данные, линии - расчет. Вставки схематично иллюстрируют распределение векторов антиферромагнетизма в базисной плоскости при  $E=0$  и их перераспределение при  $E>0$  и  $E<0$ .

На рис. 2 изображены кривые намагничивания вдоль  $b$ -оси для  $E=0$  и  $\pm 11$  кВ/см при  $T=1.9$  К. Видно существенное изменение хода кривых намагничивания, особенно при  $E > 0$ . Соответствующие изменения  $d\sigma$  восприимчивости показаны на рис. 3.

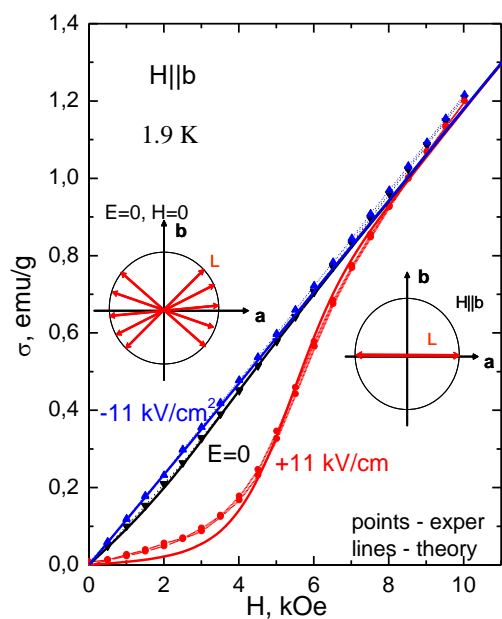


Рис. 2. Кривые намагничивания вдоль  $b$ -оси для  $E=0$  и  $\pm 11$  кВ/см при  $T=1.9$  К. Левая вставка показывает начальное распределение векторов антиферромагнетизма в  $E=0$  и  $H=0$ ; правая иллюстрирует, что при  $H \geq 10$  кЭ вектор  $L$  ориентируется перпендикулярно магнитному полю.

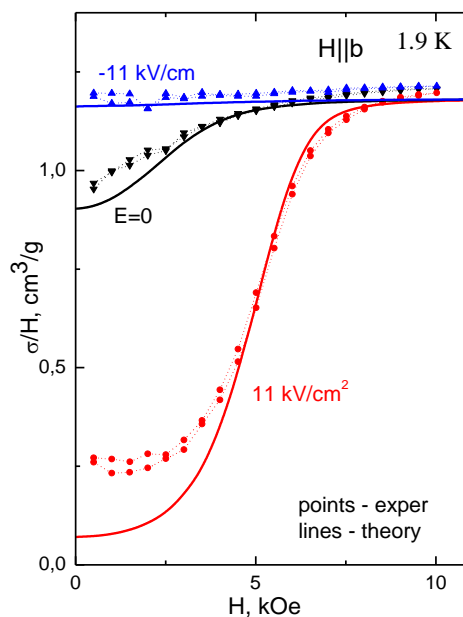


Рис. 3. Зависимость  $d\sigma$  восприимчивости  $\sigma/H$  от магнитного поля при  $1.9$  К,  $H \parallel b$ . Точки - эксперимент, линии - расчет.

Приведенные на рис. 4 зависимости  $P_a(H_a)$  в полях до 20 кЭ при  $T=4.2$  К демонстрируют, что в случае  $H||a$  положительное напряжение увеличивает значение  $P_a(4K,0,E)$ , а отрицательное – приводит  $P_a(4K,0,E)$  к отрицательному знаку. При этом в поле более 10 кЭ все кривые выходят на насыщение  $\sim +400$  мкКл/м<sup>2</sup>, соответствующее ориентации спинов вдоль оси  $b$ . Аналогичное воздействие электрическое поле оказывает на зависимости  $P_a(H_b)$ , но при этом кривые выходят на насыщение  $\sim -400$  мкКл/м<sup>2</sup>, что соответствует ориентации спинов вдоль оси  $a$ .

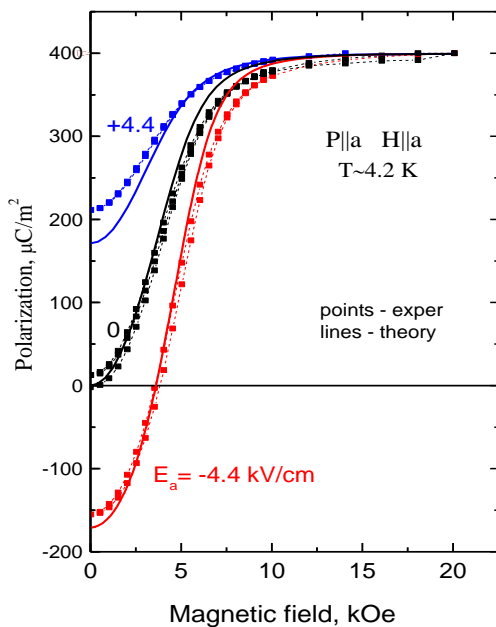


Рис. 4. Зависимость поляризации вдоль оси  $a$  от магнитного поля  $H||a$  при 4.2 К. Точки – эксперимент, линии – расчет. Различные значения спонтанной поляризации при  $H=0$  соответствуют различным распределениям спинов  $Fe^{3+}$  плоскости в базисной в зависимости от предыстории системы в электрическом и магнитном полях.

Наблюдаемые экспериментальные результаты могут быть объяснены с помощью теоретической модели, учитывающей в балансе распределения антиферромагнитного момента ионов  $Fe^{3+}$  легкой плоскости магнитоэлектрического вклада в анизотропию в дополнение к гексагональной кристаллографической анизотропии, магнитоупругому вкладу за счет случайных напряжений и зеемановскому взаимодействию, ориентирующему спины железа перпендикулярно полю. Высокая чувствительность к электрическому напряжению обусловлена сильным влиянием магнитного и электрического полей на ориентацию спинов в легкой плоскости при наличии сильной связи спонтанной поляризацией и спинов  $Fe^{3+}$ .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10531).

#### Список использованных источников:

1. Кадомцева А.М., Попов Ю.Ф., Воробьев Г.П., Пятаков А.П., Кротов С.С., Камилов К.И., Иванов В.Ю., Мухин А.А., Звездин А.К., Кузьменко А.М., Безматерных Л.Н., Гудим И.А., Темеров В.Л. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов. // ФНТ. – 2010. – Т. 36. - вып.6. - С. 640-653
2. Мухин А.А., Воробьев Г.П., Иванов В.Ю., Кадомцева А.М., Нарижная А.С., Кузьменко А.М., Попов Ю.Ф., Безматерных Л.Н., Гудим И.А. Гигантский магнитодиэлектрический эффект в мультиферроике  $SmFe_3(BO_3)_4$ . // Письма в ЖЭТФ. - 2011. – Т. 93. - вып.5. - С. 305-311.
3. Kuzmenko A.M., Szaller D., Kain Th., Dziom V., Weymann L., Shuvaev A., Pimenov Anna, Mukhin A.A., Ivanov V.Yu., Gudim I.A., Bezmaternykh L.N., and Pimenov A.. Switching of Magnons by Electric and Magnetic Fields in Multiferroic Borates. // Phys. Rev. Lett. – 2018. – V. 120. – P. 027203.



## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ В ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

**Бахтияров А.В.**

младший научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский институт химических технологий элементоорганических соединений»

**Степанов Г.В.**

начальник лаборатории, АО «Государственный научно-исследовательский институт химических технологий элементоорганических соединений»

**Лобанов Д.А.**

ведущий научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский институт химических технологий элементоорганических соединений»

**Семеренко Д.А.**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник ФГБОУ ВО «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана», Россия, Москва

**Аннотация.** Проведены исследования зависимостей электропроводности магнитного эластомера от магнитного поля и гидростатического давления, приложенного к материалу. Работа основывается на поиске составов наполнителей, которые обеспечили бы значительную величину магнитопьезорезистивного эффекта магнитоактивного полимера. Функциональные качества материала определяются посредством измерения зависимости сопротивления от магнитного поля при разных силах давления и частотах переменного тока. Как следует из эксперимента, осколочные частицы являются наилучшим выбором наполнителя, поскольку могут в большей степени структурироваться в магнитном поле с образованием проводящих структур. Результаты исследования могут быть использованы при разработке сенсоров магнитного поля и датчиков давления.

**Ключевые слова:** магнитопьезорезистивный эффект, магнитоактивный эластомер, магниторезистивный эффект

## ALTERNATING-CURRENT CONDUCTIVITY OF MAGNETOACTIVE ELASTOMERS

**Bakhtiarov A.V.**

junior research scientist, Russian State Scientific Research Institute for Chemical Technologies of Organoelement Compounds

**Stepanov G.V.**

head of laboratory, Russian State Scientific Research Institute for Chemical Technologies of Organoelement Compounds

**Lobanov D.A.**

Ph.D., leading research scientist, Russian State Scientific Research Institute for Chemical Technologies of Organoelement Compounds

**Semerenco D.A.**

Ph.D., senior research fellow, Bauman Moscow State Technical University, Russia, Moscow

**Annotation.** Studies of dependences of the electroconductivity of magnetic elastomers on external magnetic fields and hydrostatic load have been carried out. This work is based on the search for chemical compositions for filling powders, which would provide a significant magnetopiezoresistance demonstrated by the magnetoactive elastomer. The functional quality of the material is established by means of measuring the resistance of a sample as a function of external magnetic field at various alternating current frequencies and different fixed pressure forces. As is indicated by the experimental results, splinter particles are the best selection of filler, because in comparison to other shapes, they possess a stronger capability to form structures under the influence of magnetic fields. Knowledge gained in these investigations is valuable material, which will be used for the development of magnetic-field and pressure sensors.

**Keywords:** *magnetopiezoresistance, magnetoactive elastomer, magnetoresistance*

Одним из основных направлений нашей работы над материалами, обладающими способностью изменять проводимость под воздействием магнитного поля и механического давления, т.е. демонстрирующих магнитопьезорезистивные свойства, является поиск подходящих составов [1]. Аналогичные исследования ведутся и в других лабораториях. Так, в рамках проекта по конструированию магниторезистивного четырехполюсного сенсора, плоского управляемого конденсатора и магнитомеханического сенсора И. Бика был испробован ряд композиций, содержащих в качестве добавок к силиконовой или пенополиуретановой матрице и железным частицам графит, небольшие количества катализатора, стеариновую кислоту, полиэферы, волокна целлюлозы и парафин [2-7]. Изучая магнитопьезорезистивный эффект в похожих системах, авторы [8] варьировали состав силиконовых композитов, наполняя их серебрёнными или немодифицированными частицами никеля, сравнивая затем функциональные качества получившихся образцов, изотропных или с внутренней ориентацией. Вопросы анизотропии и формы частиц, а также величины изучаемого эффекта в зависимости от того, частицы какого наполнителя – Fe или Ni – были использованы, рассматривались в работах [9, 10].

Направленная на изучение эластичных композитных систем с магнитопьезорезистивными свойствами, настоящая работа также имела целью определить наиболее оптимальный состав, а также условия использования, при которых работу материала можно признать эффективной. Имея в распоряжении возможность оперативно синтезировать силиконовые матрицы с различной степенью жесткости, мы, как и авторы [9, 10], сконцентрировали внимание на вопросах, связанных со спецификой наполнения. Исследование велось в направлениях, связанных с внутренней ориентацией, формой частиц и химическим составом наполняющего порошка. Опыты по изучению проводящих качеств композитов, содержащих до 82 мас. % частиц магнитного металлического наполнителя, указали на определенные особенности системы. В частности, несмотря на высокую наполненность, синтезируемые образцы демонстрировали чрезвычайно низкую проводимость в постоянном токе, по причине чего их электропроводные способности изучались в переменном токе. Поскольку каждая металлическая частица представляет собой отрезок проводника, а расстояние между любыми двумя зёрнами имеет ненулевую емкость, тело композита превращается в набор большого числа конденсаторов, емкостная проводимость которого зависит от внутренней

геометрии и изменяется от приложенного воздействия и частоты тока. Также, при изменении состава наполнителя путем введения частиц железа, покрытых никелем для придания им повышенной проводимости, нами было замечено, что присутствие их в композите либо не ведет к каким-либо изменениям, либо они разочаровывающе малы. Так, отношение значения сопротивления в поле 344 мТл к таковому вне поля в токе с частотой 10 кГц для образца, на 80 % наполненного необработанными сферическими частицами железа, оказалась даже выше (20,9) аналогичного показателя схожего композита, с никелированными частицами (11,8). Образец с внутренней анизотропией и необработанными частицами Fe внутри показывал близкий результат (12,2). Несколько лучшие показания наблюдались у материала, наполненного пластинчатыми частицами, никелированными после дробления в изопропанол (45,2). Низкой оставалась и чувствительность данных композитов к механическому давлению: вне зависимости от внутренней ориентации и наличия никеля все образцы, наполненные сферическими частицами, показывали величину отношения сопротивления без нагрузки к сопротивлению под нагрузкой 5 кгс в интервале 1,3-1,5. Добавление же к пьезорезистивной еще и полевой компоненты сдвинуло данный интервал лишь к значениям 1,6-2,2.

Логично предположить, что силиконовый композит, по сути, представляет собой частицы наполнителя, покрытые изоляционным слоем, нивелирующим ожидаемые эффекты. В рамках данной гипотезы возникла идея провести измерения магнитопьезорезистивных свойств образцов силиконового композита, полностью или частично наполненного частицами с осколочной формой, которая могла бы обеспечить большее сближение их поверхностей во время полевого или механического воздействия. Измерениям подвергли три образца, содержащих частицы, полученные дроблением в *n*-гептане (Табл.).

*Таблица. Коэффициент изменения R образцов при приложении механической нагрузки в предварительно установленном магнитном поле при частоте тока 10 кГц*

Состав образца МАЭ	Ориентация	R <sub>0</sub> / R <sub>5 кгс</sub>	
		B = 0	B = 344 мТл
72 мас. % порошок Fe, дробленный в <i>n</i> -гептане, никелированный	изотропный	351,2	3,5
72 мас. % смесь 1:1 порошков Fe, дробленных в пропанол и <i>n</i> -гептане, никелированных	изотропный	2,1	1,3
72 мас. % порошок Fe, дробленный в <i>n</i> -гептане, чистый	анизотропный	57,6	2,0

Как видно из представленных данных, выбранная стратегия оказалась верной: образцы с высоким содержанием осколочных частиц демонстрируют повышенные функциональные качества, причем в случае никелированного наполнителя магнитопьезорезистивный эффект максимален.

С целью сложить более полную картину явления зависимости сопротивления от внешнего магнитного поля измеряли в условиях постоянной силы давления на шести частотах в интервале 25 Гц – 1 МГц. Графики, представленные на рисунке, показывают основные тенденции, сопутствующие магнитопьезорезистивному эффекту. Увеличение частоты и магнитного поля способствуют уменьшению электрического сопротивления, тем самым смещая кривую зависимости к оси абсцисс. В то же самое время, полевое воздействие еще и «уплотняет» пучок кривых, одновременно и ослабляя пьезорезистивную составляющую явления. Также, как можно заметить, кривые при более низких полях имеют ярко выраженный минимум, что наводит на мысль о том, что датчики давления, основанные на таком материале, будут эффективны при малых полях в определенном интервале давлений. Сравнивая же значения удельного сопротивления, соответствующие нулевому и максимальному полю, при определенной частоте

при нулевом давлении, можно видеть, что абсолютный магниторезистивный эффект, составляющий более 6 порядков при 25 Гц, снижается до 3,5 при частоте 1 МГц.

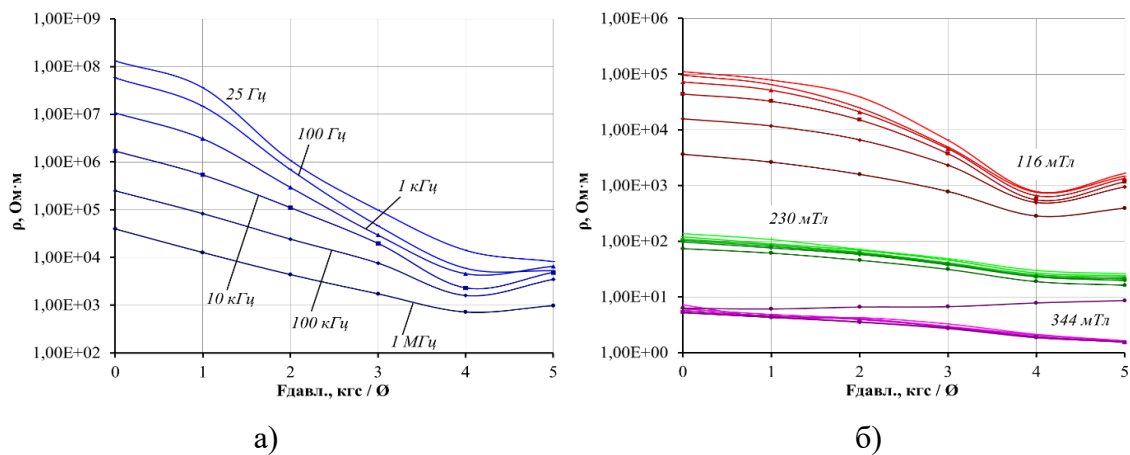


Рисунок. Образец, содержащий 72 мас. % порошка железа, молотого в *n*-гептане и никелированного. Зависимости удельного сопротивления от давления для разных частот переменного тока: пьезорезистивный эффект вне поля (а); в различных магнитных полях при тех же частотах (б)

Полученные результаты относятся к изотропным образцам. В продолжение экспериментальной работы планируется провести серию экспериментов на анизотропных материалах.

Работа поддержана РФФИ №19-53-12039 и DFG No. Wo 3343/3-1.

#### Список использованных источников:

1. Stepanov G.V., Semerenko D.A., Bakhtiarov A.V., and Storozhenko P.A. **Magnetoresistive Effect in Magnetoactive Elastomers** // J. Supercond. Nov. Magn. – 2013. – № 26. P. 1055–1059.
2. Bica I. Magnetorheological elastomer-based quadrupolar element of electric circuits // Mater. Sci. Eng., B. – 2010. – № 166. P. 94–98.
3. Bica I., Ying Dan Liu, and Hyoung Jin Choi. Magnetic field intensity effect on plane electric capacitor characteristics and viscoelasticity of magnetorheological elastomer // Colloid. Polym. Sci. – 2012. – № 290. P. 1115–1122.
4. Bica I. The influence of hydrostatic pressure and transverse magnetic field on the electric conductivity of the magnetorheological elastomers // J. Ind. Eng. Chem. – 2012. – № 18. – P. 483–486.
5. Bica I., Anitas E.M., Bunoiu M., Vatzulik B., Juganaru I. Hybrid magnetorheological elastomer: Influence of magnetic field and compression pressure on its electrical conductivity // J. Ind. Eng. Chem. – 2014. – № 20. – P. 3994–3999.
6. Bica I. Magnetodielectric effects in composite materials based on paraffin, carbonyl iron and graphene // J. Ind. Eng. Chem. – 2015. – № 21. – P. 1323–1327.
7. Gavrilovici A.M., Anitas E.M., Chirigiu L., Bica I., and Negrutiu M.L. Magnetodielectric Effects in Magnetorheological Elastomers Based on Polymer Fabric, Silicone Rubber, and Magnetorheological Suspension // Adv. Polym. Technol. – 2019. – № 2019. – Article ID 1983547.
8. Kchit N. and Bossis G. Electrical resistivity mechanism in magnetorheological elastomer // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2009. – № 42. – P. 105505.
9. Ausanio G., Iannotti V., Lanotte L., and Lanotte L. Optimization of the coupling between piezoresistivity and magnetoelasticity in an elastomagnetic composite to sense a spatial gradient of the magnetic field // Eur. Phys. J. B. – 2013. – № 86. – P. 51.
10. G. Ausanio, V. Iannotti, E. Ricciardi, L. Lanotte, and L. Lanotte. Magneto-piezoresistance in Magnetorheological elastomers for magnetic induction gradient or position sensors // Sens. Actuators, A. – 2014. – № 205. – P. 235–239.

## ИМПУЛЬСНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

**Белан В. О.**

Студент бакалавр

Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет  
НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

**Савельев Д.В.**

Аспирант, инженер

Физико-технологический институт, МИРЭА – Российский Технологический Университет  
НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

**Чашин Д.В.**

К.т.н., инженер НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

**Фетисов Л.Ю.**

Д.ф.-м.н., доцент,

Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет  
НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

***Аннотация:** В работе исследован импульсный магнитоэлектрический эффект в трёхслойной композитной структуре Metglas-PZT-Metglas. Получены временной отклик выходного сигнала, полевые и амплитудные зависимости Фурье образов магнитоэлектрического напряжения. Рассчитаны величины магнитоэлектрических коэффициентов.*

***Ключевые слова:** магнитоэлектрический эффект, пьезоэффект, магнитострикция, импульсное магнитное поле.*

## PULSED MAGNETOELECTRIC EFFECT

Belan V.O.

Bachelor student, Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university  
Scientific and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Saveliev D.V.

Graduate student, engineer

Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university.  
Scientific and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Chashin D.V.

Ph.D., leading engineer Scientific and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Fetisov L.Y.

D.Sc. assistant professor Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university

**Annotation:** Pulsed magnetoelectric effect in a trilayer composite structure Metglas-PZT-Metglas was investigated. The time response of the output signal, Fourier transform field, and amplitude dependences of the magnetoelectric voltage were obtained. Magnetoelectric coefficients values were calculated.

**Keywords:** magnetoelectric effect, piezoelectric effect, magnetostriction, pulsed magnetic field.

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект заключается в изменении поляризации образца во внешнем магнитном поле (прямой эффект) или намагниченности в электрическом поле (обратный эффект). В композитных структурах эффект возникает в результате комбинации магнитострикции ферромагнитного (ФМ) слоя и пьезоэффекта в пьезоэлектрическом (ПЭ) слое [1]. В исследованиях МЭ эффектов основное внимание уделяется влиянию постоянных и переменных гармонических полей на его характеристики [2-4]. В тоже время в промышленности определенный интерес представляет использование импульсных магнитных полей [5-7]. К настоящему моменту опубликовано всего несколько статей посвященных импульсным МЭ эффектам [8-9]. Потому вопрос влияния таких полей на характеристики МЭ эффекта с перспективой создания датчиков или устройств обработки информации, является актуальной задачей.

В данной работе исследован импульсный магнитоэлектрический эффект в трёхслойной композитной структуре Metglas-PZT-Metglas. Размеры ПЭ (PZT) и ФМ (Metglas) слоев в плоскости составляли  $20 \times 4 \times 0.2$  мм и  $20 \times 4 \times 0.023$  мм, соответственно. Частота следования прямоугольных импульсов  $f = 1$  кГц, длительность импульса  $\tau = 1-40$  мкс, амплитуда импульсов тока  $I = 400$  мА, амплитуда импульса электрического поля  $u = 1$  кВ/см, постоянное магнитное поле  $H = 0-100$  Э. Время нарастания импульса 20 нс. Частота следования импульсов была выбрана таким образом, чтобы к моменту появления следующего импульса, возбужденные колебания полностью затухали. Фотография исследуемой структуры приведена на рис. 1.

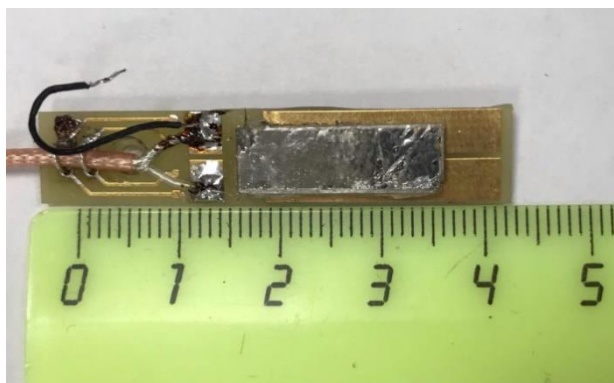


Рис. 3 Фотография исследуемой структуры

Структуру помещали внутрь катушки с индуктивностью  $L = 202.1$  мкГн и сопротивлением  $R = 3.8$  Ом. Импульсы тока подавали на возбуждающую катушку или на слой ПЭ. Считывание МЭ сигнала со слоя ПЭ и возбуждающей катушки производили с помощью осциллографа Rigol DS2202A. Полученные временные зависимости обрабатывали с помощью Фурье анализа в ПО Origin.

На первом этапе были получены временные зависимости МЭ напряжения, генерируемого структурой, при возбуждении ее импульсами тока амплитудой  $I = 400$  мА длительностью 19 мкс в постоянном магнитном поле  $H = 0-100$  Э. Полученные зависимости, а также полученные на их основе спектры Фурье приведены на рис. 2 а-б.

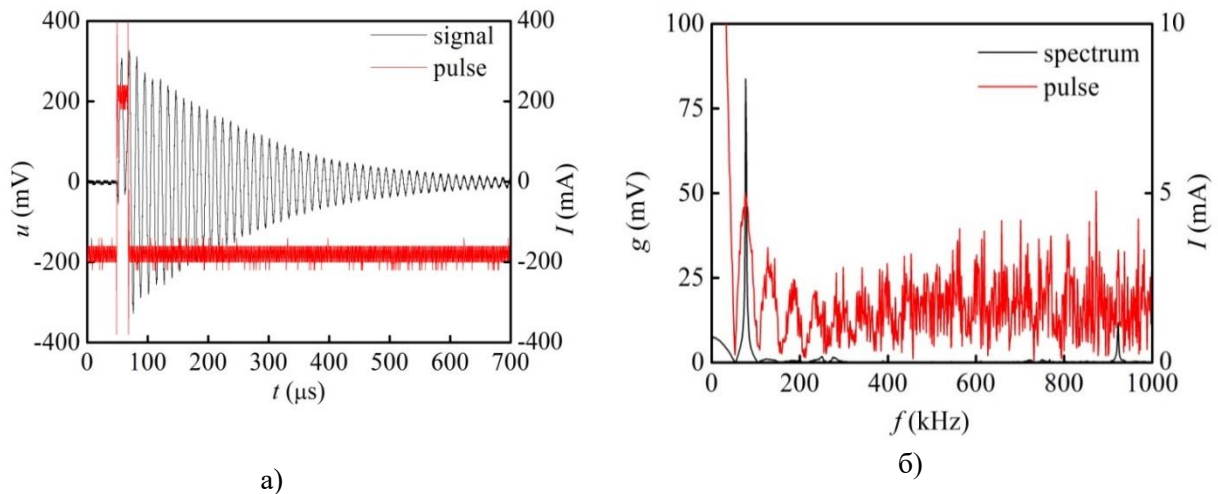


Рис. 2. а) Временная зависимость МЭ напряжения и импульса длительностью 19 мкс в поле 16 Э. б) Фурье-спектр МЭ напряжения, генерируемого структурой в поле 16 Э.

На временной зависимости видно, что с приходом первого фронта импульса, происходит скачкообразное увеличение сигнала, и в структуре возникают гармонические колебания. После прихода второго фронта импульса, генерируемые колебания вновь резко увеличиваются, после чего начинают затухать, до появления следующего импульса.

В Фурье-спектре наблюдалось два пика МЭ напряжения, соответствующих частотам  $f_1 = 76$  кГц и  $f_2 = 924$  кГц. Максимальные полученные напряжения составляли  $g_1 = 94,2$  мВ, с МЭ коэффициентом  $\alpha_1 = 2.27$  мВ/(см·Э) и  $g_2 = 13.8$  мВ, с МЭ коэффициентом  $\alpha_2 = 0.3$  мВ/(см·Э), соответственно. Добротности резонансов для прямого эффекта составили  $Q_1 = 48$ ,  $Q_2 = 50$ , соответственно.

Полученные полевые зависимости МЭ напряжения имели классический вид, соответствующий первой производной магнитострикции ФМ по полю. Максимальные значения выходных напряжений наблюдались в постоянном магнитном поле смещения  $H_m = 16$  Э и составили  $g_1 = 94.2$  мВ для  $f_1 = 76$  кГц и  $g_2 = 13.8$  мВ для  $f_2 = 924$  кГц.

Далее было исследовано влияние длительности импульса, изменяемого в диапазоне от 1 до 40 мкс с шагом 1 мкс, в оптимальном магнитном поле. Минимум МЭ напряжения наблюдали при возбуждении структуры импульсами длительностью  $\tau = 13$  мкс, 26 мкс, 39 мкс. В то время как максимум наблюдается при длительностях  $\tau = 6$  мкс, 19 мкс, 32 мкс. Экстремумы наблюдались с периодичностью 13 мкс. Не сложно заметить, что получившиеся значения  $\tau = 13$  мкс, 26 мкс, 39 мкс соответствуют выражению:

$$\tau = \frac{n}{f}, \quad (1)$$

где  $n = 1, 2, \dots$  целое число,  $f$  – резонансная частота ( $\sim 77$  кГц).

Значение длительности импульсов для максимумов  $\tau = 6$  мкс, 19 мкс, 32 мкс, также соответствовали выражению

$$\tau = \frac{n - 0.5}{f}. \quad (2)$$

Наличие минимумов для данных значений длительностей импульса объясняется при разложении в ряд Фурье импульсного сигнала [10]

$$x(t) = 2X_m \left( \frac{\tau}{T} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\omega_1\tau}{2} \cos(n\omega_1 t) \right) \quad (3)$$

Видно, что (1) и (2) связаны с аргументом синуса в выражении (3).

В работе исследован прямой и обратный импульсный магнитоэлектрический эффекты, получены временной отклик выходного сигнала МЭ напряжения, полевые зависимости его Фурье образов при различной длительности импульсов, рассчитаны значения магнитоэлектрического коэффициента для прямого эффекта. Рассмотренный метод генерации МЭ эффекта может способствовать разработке новых типов датчиков магнитных полей.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 19-79-10128.

### Список литературы

1. Srinivasan G. Magnetolectric Composites // *Annual Review of Materials Research*. – 2010. – V. 40. – P. 153– 178.
2. Серов В.Н., Фетисов Л.Ю., Фетисов Ю.К., Экономов Е.И. Высокочувствительный магнитометр на базе магнитоэлектрического датчика. // *Российский технологический журнал*. – 2016. – № 4. – P 24–37.
3. N. Nechaev, A.V. Shuba The theory of direct magnetolectric effect in the bilayer system of ferromagnetic–piezoelectric // *Journal of Advanced Dielectrics* – 2016. – V.6. – No 1.
4. Chashin D.V., Fetisov L.Y., Saveliev D.V and Fetisov Y.K. Magnetolectric Monolithic Resonator Based on the Ferromagnetic-Piezoelectric Structure Excited With a Linear Current/ *IEEE Sensors Letters* – 2019. – V. 3. – No 3.
5. Xu W., Yan D., Sun J., Chen J., Yao X., Sherman J.H., Keidar M. The activation of cancer cells by a nanosecond-pulsed magnetic field generator // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2020. – V. 53. – P. 125401.
6. Li M., Qu J.-H., Peng Y.-Z. Sterilization of Escherichia coli cells by the application of pulsed magnetic field // *Journal of Environmental Sciences*. – 2004. – V. 16. – № 2. – P. 348-352.
7. Fu J.W., Yang Y.S. Microstructure and mechanical properties of Mg–Al–Zn alloy under a low-voltage pulsed magnetic field // *Materials Letters*. – 2012. – V. 67. – № 1. – P. 252-255.
8. Kreitmeier F., Chashin D.V., Fetisov Y.K., Fetisov L.Y., Schulz I., Monkman G.J. and Shamonine M. Nonlinear magnetolectric response of planar ferromagnetic-piezoelectric structures to sub-millisecond magnetic pulses // *Sensors*. – 2012. - V. 12. – P. 14821 – 14837.
9. Lu C., Zhou H., Yang A., Ou Z., Yu F., Gao H. Nonlinear Magnetolectric Response of Fe<sub>73.5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>13.5</sub>B<sub>9</sub>/Piezofiber Composite for a Pulsed Magnetic Field Sensor // *Materials*. –2019, – V. 18. No 12.– P. 2866.
10. Кудряков С.А., Радиотехнические цепи и сигналы. Учебное пособие. – С. Пб.: Свое Издательство, 2015.- 340 с.



# ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ШУМА В ПЛАНАРНОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК – ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

**Бурдин Д.А.,**

к.ф.-м.н., научный сотрудник, МИРЭА – Российский технологический университет

**Экономов Н.А.**

к.-ф.н.м., доцент, МИРЭА - Российский технологический университет

**Ч**

к.т.н, ведущий инженер, МИРЭА - Российский технологический университет

**Фетисов Ю.К.**

д.ф.-м.н., профессор, МИРЭА - Российский технологический университет

**Преображенский В.Л.**

**В**

**д**

**.**

**ф**

***Аннотация** Экспериментально обнаружена и исследована параметрическая генерация шума в планарной дисковой гетероструктуре  $FeVSiC-PbZrTiO_3$  при возбуждении переменным электрическим полем с частотой 6,5 кГц. Показано, что нелинейность упругой подсистемы структуры приводит к пороговому появлению бифуркации, связанной с распадной неустойчивостью основной моды колебаний, а затем и возникновением спирального аттрактора.*

***Ключевые слова:** композитная гетероструктура магнитоэлектрический эффект, магнитострикция, пьезоэффект, генерация шума*

## PARAMETRIC NOISE GENERATION IN A PLANAR STRUCTURE FERROMAGNETIC - PIEZOELECTRIC UNDER EXCITATION BY AN ELECTRIC FIELD

**Burdin D.A.**

Ph.D., Researcher, MIREA - Russian Technological University

**Ekonomov N.A.**

Ph.D., Associate Professor, Senior Researcher, MIREA - Russian Technological University

**Chashin D.V.**

Ph.D., Leading Engineer, MIREA - Russian Technological University

**Fetisov Y.K.**

**д**

**н**

**и**

**к**

**,**

**и**

**Preobrazhensky V.L.**

Dr.Sc., Chief Researcher, General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

**Abstract** *The parametric generation of noise in a planar disk FeBSiC-PbZrTiO<sub>3</sub> heterostructure under excitation by an alternating electric field with a frequency of 6.5 kHz is experimentally observed and investigated. It is shown that the nonlinearity of the elastic subsystem of the structure leads to the threshold appearance of a bifurcation associated with the decay instability of the fundamental vibration mode, and then the appearance of a spiral attractor.*

**Keywords:** *composite heterostructure magnetolectric effect, magnetostriction, piezoelectric effect, noise generation*

В планарных гетероструктурах ферромагнетик-пьезоэлектрик (ФМ-ПЭ) наблюдается обратный магнитоэлектрический (МЭ) эффект, проявляющийся в изменении намагниченности  $M$  структуры под действием электрического поля  $E$  [1]. МЭ эффект возникает в результате комбинации магнитострикции ФМ слоя и пьезоэффекта в ПЭ слое из-за механической связи между слоями. При этом нелинейная зависимость магнитострикции от магнитного поля  $\lambda(H)$  и пьезодеформации от электрического поля  $d(E)$  приводят к целому ряду нелинейных и параметрических явлений. Экспериментально обнаружены генерация гармоник и субгармоник [2,3], смешение частот магнитных и электрических полей [4], параметрическое усиление колебаний [5], преобразование спектра шума [6]. В данной работе впервые экспериментально обнаружен и объяснен эффект стохастической (шумовой) генерации в двухслойной гетеро структуре ФМ-ПЭ при ее возбуждении переменным электрическим полем.

В измерениях использовали образец в виде диска диаметром 16 мм, содержащий слой пьезокерамики цирконата-титаната свинца PbZrTiO<sub>3</sub> (PZT) толщиной 300 мкм и слой аморфного ферромагнетика FeBSiC толщиной 25 мкм, соединенные с помощью клея (рис.1). Образец был помещен в касательное постоянное магнитное поле  $H=0-100$  Э в катушки Гельмгольца. На электроды PZT слоя подавали переменное напряжение  $U\cos(2\pi ft)$  от генератора Agilent 33210a, которое создавало в слое электрическое поле  $e\cos(2\pi ft)$  с частотой  $f=0-10$  кГц и амплитудой  $e=0-30$  кВ/см. Изменение намагниченности ФМ слоя вследствие обратного МЭ эффекта регистрировали с помощью катушки, содержащей 200 витков провода. Генерируемое катушкой напряжение измеряли вольтметром АКПП-2401. Спектр частот напряжения  $u(f)$  регистрировали анализатором SR770. Фазовые портреты возбуждаемых в диске акустических колебаний регистрировали с помощью осциллографа Rigol DS2202a.

На рис.1 показана зависимость генерируемого структурой напряжения  $u$  от частоты  $f$  возбуждающего поля в линейном режиме, т.е при малой амплитуде поля  $e=33$  В/м и поле смещения  $H=15$  Э. Пик высотой  $u(f_0)=0.49$  мВ вблизи частоты  $f_0=7.16$  кГц с добротностью  $Q\approx 55$  соответствует, как показали оценки, возбуждению изгибного акустического резонанса образца. При увеличении  $e$  наблюдали типичные для нелинейных колебательных систем искажение формы резонансного пика и сдвиг резонанса вниз по частоте.

Исследование спектра частот напряжения проводили при возбуждении образца полем с частотой 6.5 кГц, лежащей на левом склоне резонансного пика. На рис. 2 показаны спектры частот  $u(f)$ , снятые при амплитудах переменного электрического поля 1.60 кВ/м, 1.65 кВ/м и 4.5 кВ/м, соответственно. При малой амплитуде поля наблюдается линейный обратный МЭ эффект: намагниченность образца изменяется с частотой накачки и уровень сигнала составляет -53 дБВ. При превышении порога спектр напряжения приобретает линейчатый вид, появляется много субгармоник, напряжение на частоте накачки возрастает до -48 дБВ, а субгармоника на частоте  $\sim 4.5$  кГц достигает амплитуды -61 дБВ. С дальнейшим увеличением поля накачки спектр напряжения из линейчатого скачком превращается в сплошной, на фоне которого отчетливо

выделяется лишь сигнал на частоте накачки с амплитудой -37 дБВ.

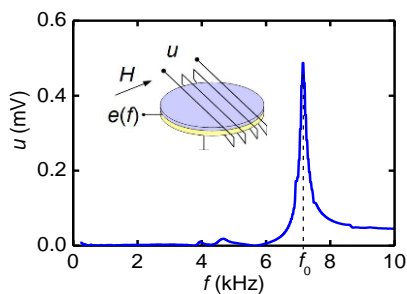


Рис. 1. Зависимость напряжения  $u$  с катушки от частоты  $f$  возбуждающего поля с амплитудой  $e=33$  В/м при  $H=15$  Э.

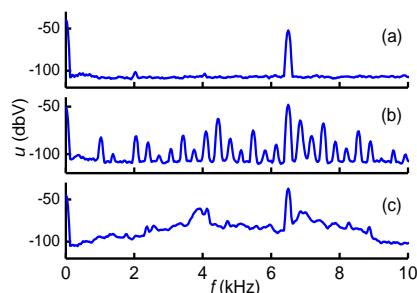


Рис. 2. Спектр частот МЭ напряжения  $u(f)$  при амплитудах поля  $e$ , кВ/м: (а) 1.6, (b) 1.65 и (с) 4.3.

На рис.3 показан фазовый портрет колебаний намагниченности образца при амплитуде поля  $e=4.3$  кВ/м, соответствующей генерации шума со спектром частот рис. 2с. Время измерений выборки составляло 1 мс.

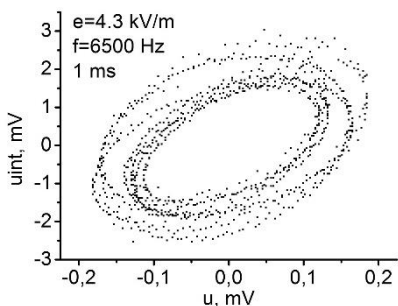


Рис. 3. Фазовый портрет колебаний намагниченности образца при  $e=4.3$  кВ/м,  $f=6500$  Hz.

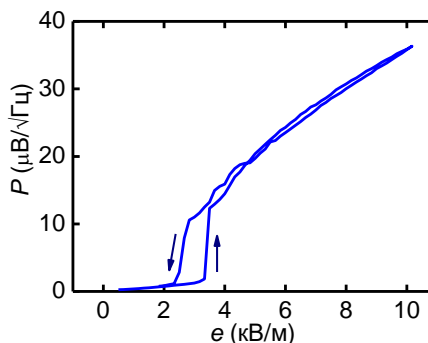


Рис. 4. Зависимость спектральной плотности шума  $P$  от амплитуды поля  $e$  при  $f=6.5$  кГц.

На рис. 4 приведена зависимость спектральной плотности шума  $P$  на частоте 5.68 кГц от амплитуды возбуждающего поля с частотой  $f=6.5$  кГц при поле  $H=15$  Э.

Стрелки показывают направление увеличения и уменьшения поля. Видно, что с увеличением  $e$  плотность шума сначала медленно растет, затем при  $e_1 \approx 3.3$  кВ/м скачкообразно увеличивается до  $\sim 14$  мВ/√Гц и далее продолжает расти, достигая величины 35 мВ/√Гц при  $e=10$  кВ/м. При последующем уменьшении  $e$  от максимального значения до нуля плотность шума сначала уменьшается, затем при  $e_2 \approx 2.5$  кВ/м скачкообразно падает и после этого продолжает медленно уменьшаться до нуля.

Динамику исследуемой системы можно описать в рамках модели нелинейного взаимодействия нормальных акустических мод. Рассмотрение ограничим только учетом нелинейности упругой подсистемы структуры и зависимостью пьезомодуля от величины деформаций [7]. Компоненты тензора упругих напряжений в квадратичном приближении имеют вид  $\hat{\sigma}_{int} = \hat{C}^{(3)}\hat{u}^2 + \hat{C}^{(2)}\hat{d}\vec{e}(1 - \hat{\beta}\hat{u}^2)$ , где  $\hat{u}$ - тензор деформаций,  $\hat{C}^{(2)}, \hat{C}^{(3)}$  - линейные и нелинейные модули упругости,  $\hat{d}$  - тензор пьезомодулей,  $\vec{e}$  - вектор напряженности электрического поля,  $\hat{\beta}$  - тензор нелинейных поправок к пьезомодулям. Тензор деформаций представлен в виде

разложения по нормальным модам  $\hat{u}(t, \vec{r}) = \sum_k U_k(t) \hat{u}(\vec{r})$ . Уравнения движения для амплитуд нормальных мод может быть получено в виде:

$$\rho_k (\ddot{U}_k + 2\delta_k \dot{U}_k + \omega_k^2 U_k) = - \sum_{n,n'} \Psi_{knn'} U_n U_{n'} - e \cos \Omega t \left( P_k - \sum_{n,n'} \beta_{knn'} U_n U_{n'} \right), \quad (1)$$

где  $\omega_k, \delta_k, \rho_k$  – частота, коэффициент затухания и эффективная масса моды соответственно,

$$\Psi_{knn'} = \int d\vec{r} \hat{C}^{(3)} \hat{u}_k \hat{u}_n \hat{u}_{n'}, \quad P_k = \int d\vec{r} \hat{C}^{(2)} (\hat{d}\vec{\gamma}) \hat{u}_k, \quad \beta_{knn'} = \int d\vec{r} \hat{C}^{(2)} (\hat{d}\vec{\gamma}) \hat{\beta} \hat{u}_k \hat{u}_n \hat{u}_{n'}, \quad \rho_k = \int d\vec{r} \rho \hat{u}_k^2.$$

$\vec{\gamma}$  – единичный вектор в направлении электрического поля, интегрирование ведется по объему структуры. Систему уравнений (1) анализировали численно с учетом взаимодействия трех основных мод с нормированными частотами  $\omega_1=1.1, \omega_2=0.62$  (0.68),  $\omega_3=0.32$  (0.37). Числа в скобках отражают результат снятия углового вырождения мод. Частота возбуждающего поля нормирована на единицу  $\Omega=1$ .

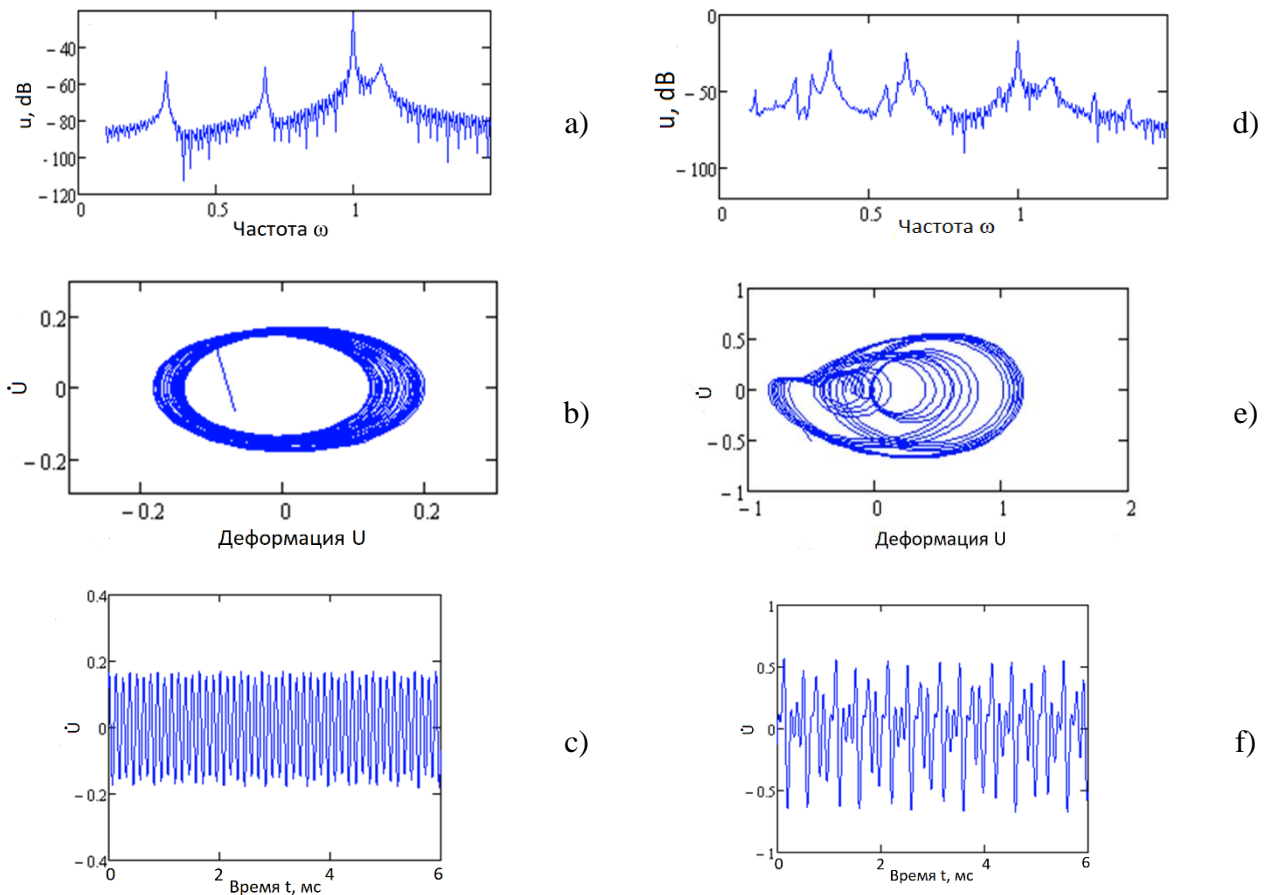


Рис.5. Расчетные спектры (a,d), фазовые портреты (b,e) и зависимости смещения от времени (c,f) при двух нормированных амплитудах поля накачки: (a,b,c)-  $e=0.0045$ , (d,e,f)-  $e=0.0145$ .

Остальные параметры задачи соответствуют эксперименту. Результаты численного решения системы уравнений (1) при различных амплитудах возбуждения приведены на рис.5. Расчеты показали, что при превышении амплитудой возбуждения порогового значения  $e=0.004$  в системе возникает бифуркация, связанная с распадной неустойчивостью моды  $k=1$ .

Такая неустойчивость наблюдается экспериментально при превышении электрическим полем накачки амплитуды 1.60 кВ/см. Вблизи порога в спектре колебаний появляются компоненты, соответствующие частотам взаимодействующих мод (рис.5а), а фазовый портрет колебаний приобретает форму предельных циклов, смещенных друг относительно друга (рис.5 б). Поведение системы подобно результату, приведенному на рис.3. Соответствующая зависимость скорости смещения от времени приведена на рис.5с. Повышение накачки до  $e=0.0145$  сопровождается трансформацией фазового портрета колебаний в спиральный аттрактор (рис.5е). Спектр колебаний рис.5d приобретает выраженную шумовую компоненту, а временная зависимость на рис.5f становится существенно апериодической с превалирующими субгармоническими составляющими. Будучи ограниченной низшим порядком нелинейности и малым числом взаимодействующих мод, рассмотренная модель, тем не менее, отражает наиболее существенные особенности экспериментально наблюдаемой динамики рассматриваемой системы.

Таким образом, в работе впервые обнаружена и исследована стохастическая генерация шума в планарной структуре ферромагнетик-пьезоэлектрик при ее возбуждении переменным электрическим полем. Показано, что нелинейность упругой подсистемы структуры приводит к появлению бифуркации, связанной с распадной неустойчивостью основной моды, а затем и образованием спирального аттрактора. Результаты исследования могут найти применение при создании новых устройств твердотельной электроники на основе магнитоэлектрического эффекта.

Исследования поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований, гранты 19-07-00594\19 и 18-52-16001. Измерения частично выполнены на оборудовании объединённого Центра коллективного пользования РТУ МИРЭА.

#### Список использованных источников:

1. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., et al, Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. –2010. –V.103. –P. 031101.
2. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., et al., Nonlinear magneto-electric effects in ferromagnetic-piezoelectric composites // J. Mag. Magn. Mater., –2014. –V. 358-359. –P. 98-104.
3. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., et al, Parametric generation of subharmonics in composite multiferroic resonator // Phys. Rev. Appl. –2020. –V. 13. –P. 054070.
4. Burdin D.A., Ekonomov N.A., Chashin D.V., et al, Magnetolectric doubling and mixing of electric and magnetic field frequencies in a layered multiferroic heterostructure // J. Mag. Magn. Mater. –2019. –V. 485. –P. 36-42.
5. Бурдин Д.А., Чашин Д.В., Экономов Н.А., Фетисов Ю.К. Параметрическое усиление магнитоакустических колебаний в структуре ферромагнетик-пьезоэлектрик // Письма в ЖТФ. – 2020. –Т. 46. –С. 52-54.
6. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov Y.K., Stashkevich A. Nonlinear magnetoelectric effects in a composite ferromagnetic-piezoelectric structure under harmonic and noise magnetic pumping // J. Mag. Magn. Mater. –2018. –V. 449. –P. 505-509.
7. Цаплев В.М., Коновалов Р.С. Константы высших порядков пьезокерамики в условиях высоких механических и электрических нагрузок // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». –2017. –№ 4. –С. 66-71.

## УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ МУЛЬТИФЕРРОИКА $\text{LiCuVO}_4$ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

**Готовко С.К.**

аспирант, АШ по физике НИУ ВШЭ,

м.н.с., Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской Академии Наук

**Свистов Л. Е.**

д.ф.-м.н.,

в.н.с., Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской Академии Наук

***Аннотация.** Работа посвящена изучению спиновой динамики в мультиферроике  $\text{LiCuVO}_4$  методом ЭСР (электронного спинового резонанса) в присутствии внешнего электрического поля. Обнаружено, что приложение электрического поля приводит к сдвигу спектра ЭСР в данном магнетике. Показано, что низкочастотная спиновая динамика определяется совместными колебаниями спиновой плоскости и электрической поляризации в образце.*

***Ключевые слова:** мультиферроики, электронный спиновый резонанс, фрустрированные системы*

## DYNAMIC PROPERTIES OF MULTIFERROIC $\text{LiCuVO}_4$ INFLUENCED BY EXTERNAL ELECTRIC FIELD

**Gotovko S.K.**

PhD student at DS of physics of NRU HSE,

research assistant, P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Russian Academy of Sciences

**Svistov L.E.**

Dr.Sc.,

senior scientist, P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Russian Academy of Sciences

***Annotation.** This work is dedicated to electron spin resonance (ESR) study of the spin dynamics in multiferroic  $\text{LiCuVO}_4$  in presence of an external electric field. It was observed that the application of the electric field leads to the shift of ESR spectra in this magnet. It was shown that the low-frequency spin dynamics in  $\text{LiCuVO}_4$  is defined by joint oscillations of the spin system and the electric polarization.*

***Keywords:** multiferroics, electron spin resonance, frustrated systems*

Мультиферроики представляют большой интерес для изучения, так как их магнитные свойства могут контролироваться при помощи электрического поля. При температуре ниже

$T_N = 2.3 \text{ K}$  в мультиферроике  $\text{LiCuVO}_4$  устанавливается несоизмеримый геликоидальный порядок с волновым вектором  $\mathbf{k} = (0, 0.532, 0)$  [1]. Одновременно с магнитным упорядочением в исследуемом веществе появляется спонтанная электрическая поляризация  $\mathbf{P}$  [2]. Величина и направление электрической поляризации могут управляться внешним магнитным полем  $\mathbf{H}$ , однако возможен и обратный эффект – управление магнитными свойствами вещества с помощью внешнего электрического поля  $\mathbf{E}$ . Механизм спинового тока [3] предполагает, что электрическая поляризация  $\mathbf{P}$  в  $\text{LiCuVO}_4$  лежит в спиновой плоскости и перпендикулярна волновому вектору  $\mathbf{k}$ .

В связи с этим частоты ЭСР в  $\text{LiCuVO}_4$  зависят не только от приложенного магнитного поля, но и от электрического. Сдвиг кривых резонансного поглощения и, следовательно, сдвиг резонансных полей в присутствии электрического поля был измерен с использованием модуляционного метода: к образцу прикладывалось низкочастотное переменное электрическое поле  $\mathbf{E}_a$ , и на частоте модуляции  $\mathbf{E}_a$  исследовалась переменная составляющая кривой поглощения.

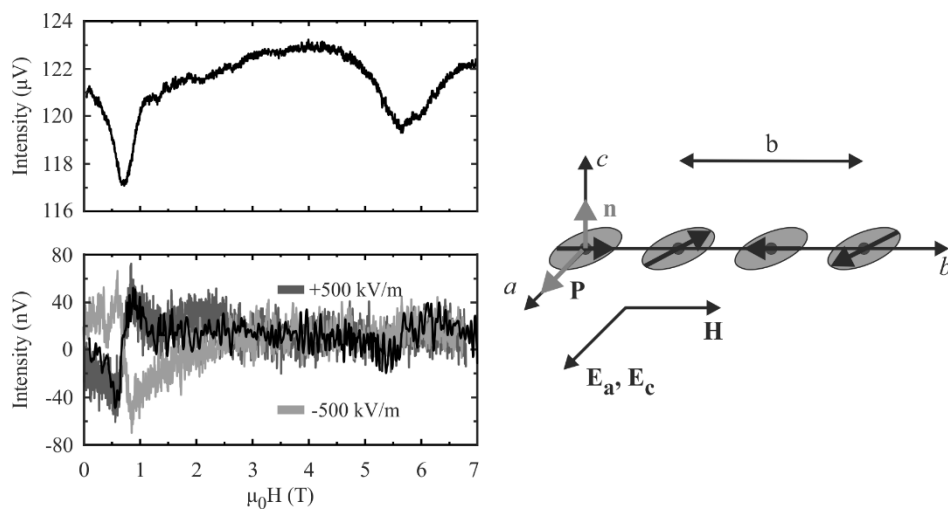


Рис. 1. Верхняя панель: полевая зависимость прошедшей через резонатор СВЧ-мощности.

Нижняя панель: отклики прошедшей мощности на переменное электрическое поле (серая кривая –  $E_c = +500 \text{ кВ/м}$ , светло-серая кривая –  $E_c = -500 \text{ кВ/м}$ ). Чёрная кривая – масштабированная производная резонансной кривой.  $f = 36.2 \text{ ГГц}$ ,  $T = 1.3 \text{ К}$ ,  $\mathbf{H} \parallel b$ .

Вставка: взаимная ориентация кристаллографических осей, внешних  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$ -полей и электрической поляризации  $\mathbf{P}$ . Серыми эллипсами проиллюстрирована циклоидальная спиновая структура,  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к спиновой плоскости.

Измерения проводились в многомодовом прямоугольном резонаторе проходного типа при температуре  $T = 1.3 \text{ К}$  на частотах  $f = 17.2 \text{ ГГц}$ ,  $36.2 \text{ ГГц}$  и  $42.2 \text{ ГГц}$ . Переменное низкочастотное электрическое поле  $\mathbf{E}_a$  прикладывалось вдоль  $\mathbf{P}$ . Для того, чтобы контролировать направление  $\mathbf{P}$ , к образцу также прикладывалось постоянное электрическое поле  $\mathbf{E}_c$ . Взаимная ориентация магнитного и электрического полей и электрической поляризации относительно кристаллографических осей показана на вставке к Рис. 1. Полевая зависимость прошедшей через резонатор СВЧ-мощности на частоте  $f = 36.2 \text{ ГГц}$  показана на Рис. 1, отклики прошедшей мощности на переменное электрическое поле показаны на нижней панели. Измеренные на частоте модуляции  $\mathbf{E}_a$  отклики пропорциональны производной резонансной кривой. Смена знака электрической поляризации приводит к смене знака отклика (светло- и

тёмно-серая линии).

Результаты эксперимента показывают, что электрическое поле влияет на магнитные свойства  $\text{LiCuVO}_4$ , теоретические ожидания находятся в хорошем согласии с полученными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №19-02-00194.

#### **Список использованных источников:**

1. B. J. Gibson, R. K. Kremer, A. V. Prokofiev, W. Assmus, and G. J. McIntyre, Incommensurate antiferromagnetic order in the  $S=1/2$  quantum chain compound  $\text{LiCuVO}_4$  // *Physica B.* – 2004. – № 350. – E253.
2. F. Schrettle *et al.*, Switching the ferroelectric polarization in the  $S=1/2$  chain cuprate  $\text{LiCuVO}_4$  by external magnetic fields // *Physical Review B.* – 2008. – № 77. – 144101.
3. H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, Spin current and magnetoelectric effect in noncollinear magnets // *Phys. Rev. Letters*, 95, 057205 (2005).



## УПРАВЛЯЕМАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ПЕРЕСТРОЙКА СПЕКТРА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ

**Грачев А.А.**

аспирант, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

**Бегинин Е.Н.**

к.ф.-м.н., заведующий кафедрой нелинейной физики  
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

**Садовников А.В.**

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем  
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

***Аннотация.** С помощью численных и экспериментальных исследований продемонстрирована возможность управления спин-волновым спектром в магнонно-кристаллической структуре с помощью локальных деформаций. Показано, что при изменении абсолютной величины и знака электрического поля оказывается возможным эффективное управление свойствами распространяющихся спиновых волн и пространственным распределением интенсивности динамической намагниченности в магнонном кристалле. С прикладной точки зрения, полученные результаты могут быть использованы для создания класса устройств обработки информации, таких как системы демультимплексирования с частотно-пространственной селективностью, управляемых одновременно электрическим и магнитным полем.*

***Ключевые слова:** спиновая волна, магнонный кристалл, магنونика, стрейнтроника*

## VOLTAGE-CONTROLLED TUNABILITY OF SPIN-WAVE SPECTRA IN MAGNONIC CRYSTAL WITH PIEZOELECTRIC LAYER

**Grachev A.A.**

PhD student, Saratov State University

**Beginin E.N.**

Ph.D., Head of Dept. of Nonlinear Physics,  
Saratov State University

**Sadovnikov A.V.**

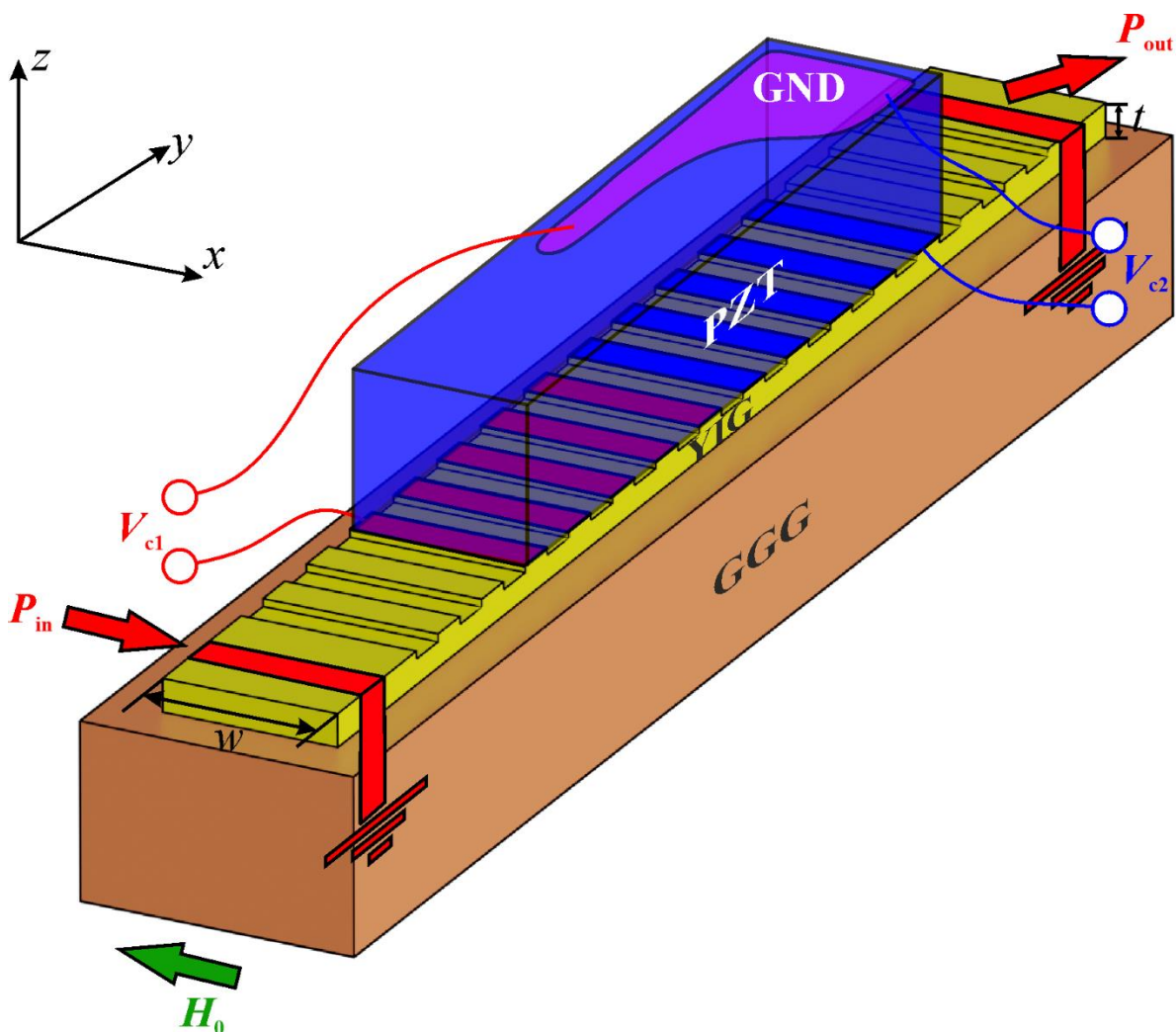
Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,  
Saratov State University

***Annotation.** Here, we demonstrate possibility of controlling the spin-wave spectrum in a magnonic-*

crystal structure using local deformations using numerical and experimental techniques. It is shown that variation the absolute value and sign of the electric field makes it possible to effectively control the properties of propagating spin waves and the spatial distribution of the intensity of dynamic magnetization in a magnonic crystal. From an applied point of view, the results obtained can be used to create a class of information processing devices, such as demultiplexing systems with frequency-space selectivity, controlled simultaneously by an electric and magnetic field.

**Keywords:** spin wave, magnonic crystal, magnonics, straintronics

Магноника представляет собой альтернативный способ преодоления ограничений энергоэффективности полупроводниковой электроники [1]. Она использует спиновые волны (СВ) и их кванты-магноны, которые могут передавать информацию с низким затуханием и без использования заряженных частиц (электронов и дырок) [2,3]. Длины СВ можно уменьшить до единиц нанометров[4]. Магноны позволяют передавать и хранить информационные сигналы, используя амплитуду и фазу, представляющие логические «0» и «1» [3]. Эта концепция позволяла создавать устройства для передачи и хранения информационных сигналов, такие как частотно-избирательные мультиплексоры и демультимплексоры; спин-волновые направленные ответвители и делители мощности [2-5]. Стрейнтроника - новое направление в физике конденсированного состояния вещества, использующее упругие деформации и физические эффекты, наведённые механическими деформациями в ферромагнитных структурах, для реализации нового поколения устройств информационных, сенсорных и энергосберегающих технологий [5].



*Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры*

В данной работе, с помощью численных и экспериментальных исследований продемонстрирована возможность управления спин-волновым спектром в магнито-кристаллической структуре с помощью локальных деформаций. Для экспериментального исследования механизмов управления спектром СВ была изготовлена структура, представляющая собой периодическую систему (магнетонный кристалл) (см. рис. 1). С помощью метода лазерного скрайбирования на поверхности плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной  $t = 10$  мкм [(YIG)  $Y_3Fe_5O_{12}$  (111)], выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната [(GGG)  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (111)] толщиной 500 мкм сформирована система канавок, глубиной 1 мкм и шириной  $w = 500$  мкм. Длина магнетонного кристалла составляла 7 мм. Возбуждение СВ осуществлялось с помощью микрополосковой антенны толщиной 1 мкм и шириной 30 мкм. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле,  $H_0 = 730$  Э, ориентированное вдоль оси  $x$  для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ). На верхней поверхности пьезоэлектрического керамического слоя из титаната-цирконата свинца (PZT) с размерами  $500 \times 4000 \times 200$  мкм<sup>3</sup> размещён электрод (обозначение "GND" на рис. 1) из меди толщиной 1 мкм, который не оказывает значительного влияния на распространение СВ в магнетонном кристалле. На другой стороне PZT была сформирована система электродов типа «встречные штыри» из титана, толщиной 100 нм. Отдельно к каждому из электродов в эксперименте прикладывалось напряжение величиной  $V_{c1,2}$ . В эксперименте эффективная механическая связь между магнетонным кристаллом и PZT слоем была достигнута с помощью использования двухкомпонентного эпоксидного тензометрического клея.

Для описания физических процессов, определяющих физические характеристики при управлении спин-волновыми сигналами путем создания локальных упругих деформаций, была разработана численная модель на основе метода конечных элементов. Была проведена оценка влияния упругих деформаций на спин-волновой транспорт и рассчитывались профили внутреннего магнитного поля в магнетонном кристалле.

Экспериментальное исследование проводилось с помощью векторного анализатора цепей. Показано, что при изменении абсолютной величины и знака электрического поля оказывается возможным эффективное управление свойствами распространяющихся спиновых волн и пространственным распределением интенсивности динамической намагниченности в магнетонном кристалле.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-37-90145).

**Список использованных источников:**

1. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D., Magnonics// Journal of Physics D: Applied Physics – 2010 – V. 43 – P. 264001.
2. Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing// Journal of Physics D: Applied Physics – 2017 – V. 50 – P. 244001.
3. Csaba G., Papp A., Porod W. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing// Physics Letters A – 2017 – V. 381 – P. 1471 - 1476.
4. Wang Q., Kewenig M., Schneider M., Verba R., Kohl F., Heinz B., Geilen M., Mohseni M., Lagel B., Ciubotaru F., Adelman C., Dubs C., Cotofana S.D., Dobrovolskiy O.V., Bracher T., Pirro P., Chumak A.V. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders// Nature Electronics – 2020 – V. 3 – 765–774.
5. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Y.P., Serdobintsev A.A., Mitin

D.M., Nikitov S.A., Magnon straintronics: Reconfigurable spin-wave routing in strain-controlled bilateral magnetic stripes// Phys. Rev. Lett. – 2018 – V. 120 – P. 257203.

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЛЕГИРОВАННОМ ГОЛЬМИЕМ ПАРАМАГНИТНОМ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОМ ЛАНГАСИТЕ

**Иванов В.Ю.**

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

**Мухин А.А.**

к.ф.-м.н., в.н.с., и.о. зав. лабораторией, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

**Кузьменко А.М.**

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

**Тихановский А.Ю.**

м.н.с., аспирант, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

**Балбашов А.М.**

д.т.н., проф., зав лабораторией, ФГБОУ ВО «НИУ МЭИ»

***Аннотация.** В парамагнитных нецентросимметричных кристаллах  $La_{3-x}Ho_xGa_5SiO_{14}$  ( $x=0.043-0.09$ ) обнаружена индуцированная магнитным полем электрическая поляризация в базисной плоскости проявляющая при низких температурах необычные квазилинейные полевые зависимости. Наблюдаемые магнитоэлектрические явления объясняются в рамках квантово-феноменологического подхода, учитывающего квазидублетную структуру основного состояния иона  $Ho^{3+}$  в кристаллическом поле низкой локальной симметрии ( $C_2$ ), допускающего магнитоэлектрическую связь, которая при учете трех магнитонезэквивалентных позиций ионов  $Ho^{3+}$  полностью соответствует макроскопической тригональной симметрии.*

***Ключевые слова:** магнитоэлектрический эффект, редкоземельные лангаситы*

## INTRODUCTION OF LASER TECHNOLOGY CONTROLLED THERMOCRACKING IN RUSSIA

**Ivanov V.YU.**

Dr.Ph., Leading Researcher, Prokhorov General Physics Institute, RAS

**Mukhin A.A.**

Dr.Ph., Leading Researcher, head of lab., Prokhorov General Physics Institute, RAS

**Kuzmenko A.M.**

Dr.Ph., Senior Researcher, Prokhorov General Physics Institute, RAS

**Tikhanovsky A.YU.**

**Balbashov A.M.**

Dr.Sc., prof., head of lab., National Research University “Moscow Power Engineering Institute”

**Annotation.** *In paramagnetic noncentrosymmetric crystals  $La_{3-x}Ho_xGa_5SiO_{14}$  ( $x = 0.043-0.09$ ), a magnetic-field-induced electric polarization in the basal plane is found, which exhibits unusual quasilinear field dependences at low temperatures. The observed magnetoelectric phenomena are explained within the framework of the quantum phenomenological approach, which takes into account the quasi-doublet structure of the ground state of the  $Ho^{3+}$  ion in a crystal field of low local symmetry ( $C_2$ ), which allows magnetoelectric coupling. When three magnetically nonequivalent positions of  $Ho^{3+}$  ions are taken into account, this approach fully corresponds to the macroscopic trigonal symmetry.*

**Keywords:** magnetoelectric effect, rare earth langasites

В последние годы магнитоэлектрические эффекты, в частности индуцированная магнитным полем электрическая поляризация, наблюдались не только у магнитоупорядоченных но и у парамагнитных соединений, например алюмоборатов с редкоземельными элементами (РЗЭ)  $RAI_3(BO_3)_4$  ( $R=Ho, Yb, \dots$ ) [1-2], неодимового лангасита [3]. Последнее соединение принадлежит к семейству  $R_3Ga_5SiO_{14}$ , обладающему нецентросимметричной кристаллической решеткой (пространственная группа  $R\bar{3}21-D^2_3$ ), и магнитно не упорядочивается вплоть до самых низких температур  $\sim 46$  мК. Представляет интерес исследование магнитоэлектрического эффекта в кристаллах со структурой лангасита с сильно магнитными тяжелыми редкоземельными элементами. Однако, поскольку структура лангасита становится неустойчивой для тяжелых РЗЭ, исследовались разбавленные соединения  $(La_{1-x}Ho_x)_3Ga_5SiO_{14}$ . Первый кристалл с номинальным значением  $x=0.03$  был выращен методом Чохральского. По данным флуоресцентного анализа истинная концентрация гольмия в кристалле оказалась:  $3x = 0.043$ . Второй кристалл был выращен методом зонной плавки с оптическим нагревом. При закладке  $x = 0.05$  истинная концентрация Ho оказалась  $\sim 0.03$ . Измерения проводились на установке MPMS-5 (Quantum Design) при температурах от 1.9 К.

На рис. 1 приведены зависимости электрической поляризации, индуцируемой вдоль кристаллографической оси  $a$  магнитным полем, приложенным вдоль осей  $a$  и  $b$  у первого кристалла. Согласно феноменологическим соотношениям для кристаллов тригональной симметрии допустимыми компонентами магнитоэлектрического эффекта вдоль оси  $x = a$  в низшем порядке разложения по магнитному полю будут:

$$P_x = \alpha_2(H_x^2 - H_y^2) + \alpha_1 H_y H_z + \dots \quad (1)$$

Согласно (1)  $P_a$  должна квадратично зависеть от магнитного поля, иметь одинаковую абсолютную величину и разные знаки при  $H//a$  и  $H//b$  - осям кристалла. Для нашего кристалла эти закономерности начинают выполняться при температурах выше  $\approx 25$  К, при низких же температурах поляризация с ростом поля весьма быстро выходит на зависимость, близкую к линейной. Кроме того, абсолютная величина поляризации при намагничивании вдоль направлений  $a$  и  $b$  отличается при низких температурах. Причиной такого поведения является быстрое достижение насыщения намагниченности ионов  $Ho^{3+}$  с ростом магнитного поля, что требует привлечения более сложного описания наблюдаемых эффектов. Приведенные в (1) магнитоэлектрические коэффициенты  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  могут быть определены дифференцированием поляризации по квадрату магнитного поля (при  $H \rightarrow 0$  при низких температурах). Для рассмотренных выше случаев  $H//a$  и  $H//b$  определяются значения коэффициента  $\alpha_2$ .

Для нахождения  $\alpha_1$  были проведены измерения  $P_b$  компоненты поляризации в магнитном поле, приложенном в  $ac$  плоскости под углами  $+45^\circ$  и  $-45^\circ$  к оси  $c$  (рис. 2). Данная компонента поляризации в квадратичном по полю приближении описывается выражением (2):

$$P_y = -2\alpha_2 H_x H_y - \alpha_1 H_x H_z + \dots \quad (2)$$

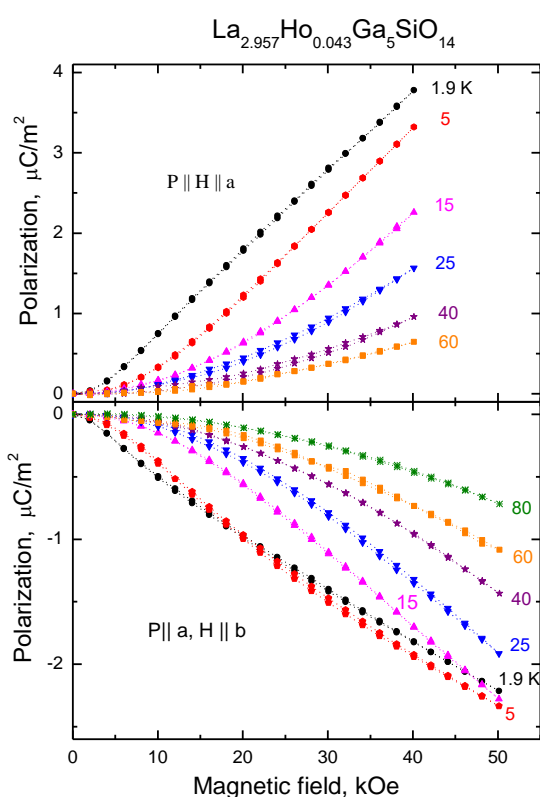


Рис. 1. Зависимость поляризации вдоль оси  $a$  от магнитного поля, направленного вдоль оси  $a$  (вверху) и вдоль оси  $b$  (внизу).

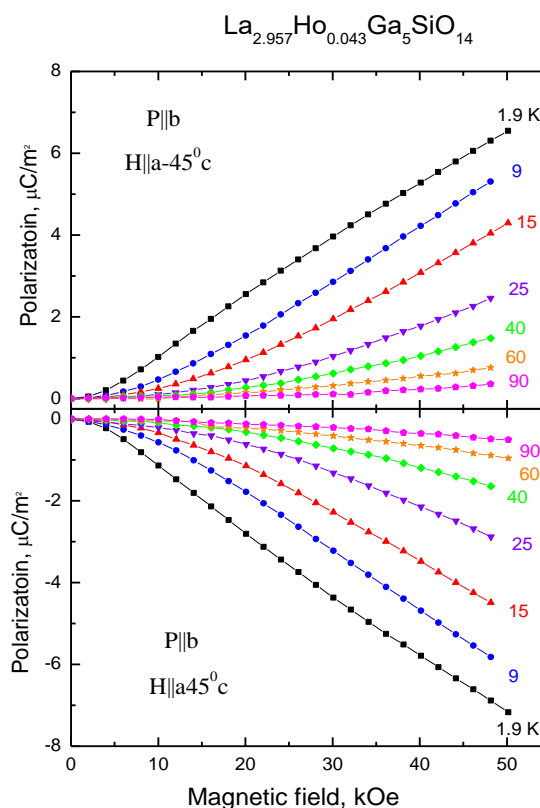


Рис. 2. Зависимость поляризации вдоль оси  $b$  от магнитного поля, направленного под углом  $-45^\circ$  (вверху) и  $+45^\circ$  (внизу) к оси  $c$  в  $ac$  плоскости.

Характер зависимостей  $P_b(H)$  примерно такой же: квазилинейная зависимость при низких температурах, переходящая в квадратичную при повышении температуры. Заметим, что хотя величина электрической поляризации исследуемых кристаллов довольно маленькая  $\leq 7$  мкКл/м<sup>2</sup>, что меньше, чем у  $\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{Si}_{14}$  [3], однако с учетом малой концентрации гольмия, поляризация, приходящаяся на ион  $\text{Ho}^{3+}$ , достигает достаточно большого значения  $\sim 160$  мкКл/м<sup>2</sup>.

На рис. 3. приведены зависимости магнитоэлектрических коэффициентов от обратной температуры, которые близки к линейным, по крайней мере для не слишком низких температур. Именно такая зависимость предсказывается в рамках квадратичного по полю приближения. На рис. 4 приведены примеры индуцированной магнитным полем поляризации для второго кристалла с  $3x \sim 0.09$ . Как видно, поляризация для этого кристалла в два с лишним раза больше, чем у предыдущего кристалла, и наблюдается до более высоких температур. Наглядно видна тенденция к изменению характера полевой зависимости поляризации от квазилинейной к квадратичной при повышении температуры.

Для описания наблюдаемых эффектов разработан квантово-феноменологический подход, учитывающий квазидублетную структуру основного состояния иона  $\text{Ho}^{3+}$  в кристаллическом поле низкой локальной симметрии ( $C_2$ ), допускающий магнитоэлектрическую связь. Данный подход при учете трех магнитонезэквивалентных позиций ионов  $\text{Ho}^{3+}$  полностью соответствует

макроскопической тригональной симметрии. Подробнее об используемом подходе см. [4].

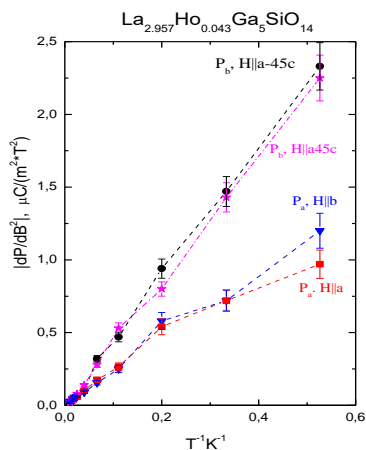


Рис.3. Зависимости модуля производных электрической поляризации, измеренной вдоль осей  $a$  и  $b$ , по квадрату магнитной индукции от обратной температуры для  $La_{2.957}Ho_{0.043}Ga_5SiO_{14}$  при разных направлениях магнитного поля.

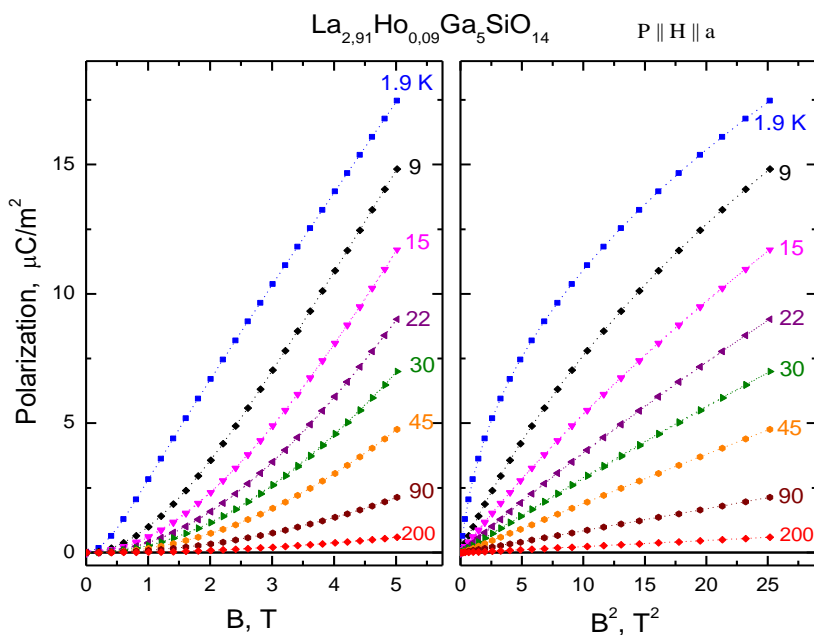


Рис. 4. Зависимость поляризации кристалла  $La_{2.91}Ho_{0.09}Ga_5SiO_{14}$  вдоль оси  $a$  при  $H||a$  от магнитного поля (слева) и квадрата поля (справа).

**Список использованных источников:**

1. Liang K.-C., Chaudhury R.P., Lorenz B., et al. Giant magnetoelectric effect in  $HoAl_3(BO_3)_4$  // Phys. Rev. B -2011. –V. 83. –P. 180417(R).
2. Иванов В.Ю., Кузьменко А.М., Мухин А.А. Магнитоэлектрический эффект в алюмоборате иттербия  $YbAl_3(BO_3)_4$  // Письма в ЖЭТФ. – 2017. – Т. 105, вып. 7, с. 430 – 436.
3. Mukhin A.A., Ivanov V.Yu., Mill B.V. Observation of the magnetic field induced ferroelectricity in rare-earth langasites:  $Nd_3Ga_5SiO_{14}$  // Book of Abstracts, Moscow International



Symposium on Magnetism, 1 – 5 July 2017, M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow 2017, p. 663.

4. Weymann L., Bergen L., Kain T., et al. Unusual magnetoelectric effect in paramagnetic rare-earth langasite // npj Quantum Materials. – 2020. – 5:61.

## НЕВЗАИМНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ С ЭКРАНОМ

**Кузнецов М.А.**

м.н.с., Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

**Фраерман А.А.**

д.ф.-м.н., зав. отделом магнитных наноструктур (150), Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

***Аннотация.** В настоящей работе определен спектр спиновых волн в ферромагнитной пленке с парамагнитным экраном. Спектр имеет невзаимный характер вследствие межслойного магнитостатического взаимодействия пленки и экрана. Энергия этого взаимодействия подобна поверхностной энергии Дзялошинского-Мориши. Температурная чувствительность восприимчивости экрана позволяет управлять эффективным взаимодействием Дзялошинского-Мориши посредством изменения температуры системы, что может быть полезным для приложений.*

***Ключевые слова:** невзаимные спиновые волны, ферромагнетик, парамагнетик, магнитостатическое взаимодействие, поверхностное взаимодействие Дзялошинского-Мориши*

## NONRECIPROCAL SPIN WAVES IN A FERROMAGNETIC FILM WITH A SCREEN

**Kuznetsov M.A.**

Junior Researcher, Institute for Physics of Microstructures RAS — Branch of the Federal State Budgetary Scientific Institution «Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences»

**Fraerman A.A.**

Dr.Sc, Head of the Department of Magnetic Nanostructures (150), Institute for Physics of Microstructures RAS — Branch of the Federal State Budgetary Scientific Institution «Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences»

***Annotation.** In this work, the spectrum of spin waves in a ferromagnetic film with a paramagnetic screen is determined. The spectrum is nonreciprocal due to the interlayer magnetostatic interaction between the film and the screen. The energy of this interaction is similar to the energy of interfacial Dzyaloshinsky-Moriya interaction. The thermal sensitivity of the screen susceptibility allows the*

effective interaction of the Dzyaloshinsky-Moriya to be controlled by varying the temperature of the system, which can be useful for applications.

**Keywords:** nonreciprocal spin waves, ferromagnet, paramagnet, magnetostatic interaction, interfacial Dzyaloshinsky-Moriya interaction. Известно, что в магнитных системах с нарушением киральной симметрии спиновые волны должны обладать свойством невзаимности, т.е. зависимостью их характеристик от направления распространения — вдоль или против выделенной оси. Такое свойство спиновых волн может быть полезно для создания спин-волновых логических устройств [1, 2]. Нарушение киральной симметрии можно вызвать, например, поверхностным взаимодействием Дзялошинского-Мории (ДМ) на границе раздела ферромагнитной пленки и нормального металла. Так, в работе [1] для геометрии Даймона-Эшбаха [3] в такой системе рассчитаны характеристики невзаимных спиновых волн. В литературе описан и чисто магнитостатический механизм снятия кирального вырождения в ферромагнитной пленке, взаимодействующей с парамагнитным или сверхпроводящим экранами [4-6]. В работах [7-8] были исследованы невзаимные свойства спиновых волн в этих системах. Однако, в настоящий момент нет теории, учитывающей температурную чувствительность экранов, которая должна значительно влиять на свойства спиновых волн.

В настоящей работе в рамках магнитостатического подхода произведено теоретическое исследование спектра спиновых волн в системе «сильный»/«слабый» ферромагнетик. Здесь под «слабым» ферромагнетиком (далее — экран) понимается ферромагнетик со значительной меньшей температурой Кюри  $T_c$ , чем у «сильного» ферромагнетика (далее — пленка). Мы считали, что экран находится в парамагнитной фазе. Было показано, что магнитостатическое взаимодействие пленки и экрана приводит к возникновению в энергии пленки слагаемого, аналогичного поверхностному взаимодействию ДМ. Это слагаемое чувствительно к изменению восприимчивости экрана (температуры системы). Таким образом, возникает возможность управления невзаимностью спиновых волн посредством изменения температуры системы, что может быть полезным для приложений. Необходимость рассмотрения экрана из «слабого» ферромагнетика вместо парамагнитного связана с малостью восприимчивости нормальных металлов по сравнению с восприимчивостью ферромагнетиков, которая неограниченно возрастает при приближении к точке Кюри.

Рассматриваемая система изображена на рис. 1. Пусть ось  $z$  декартовой системы координат по направлению совпадает с нормалью к плоскостям слоев. Пленка занимает область  $0 < z < h$ , а экран — полупространство  $z < 0$ . Внешнее магнитное поле  $H_{ext}$  параллельно направлению оси  $x$ . Свободную энергию системы  $F$  можно написать в следующем виде:

$$F = F_0 + F_- + F_+, \quad (1)$$

$$F_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^h \left[ \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial x_i} - \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z} + \frac{H_{ext}^2}{8\pi} \right] d\rho dz, \quad (2)$$

$$F_- = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^h \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z} - \frac{H_{ext}^2}{8\pi} \right] d\rho dz,$$

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \partial x_i + \chi m^2 - mH \right) \frac{1}{8\pi} d\rho dz, \quad (3)$$

-∞ -∞      i=1

+∞ +∞

$$F_+ = - \int \int \frac{H^2}{8\pi} d\rho dz. \quad (4)$$

–∞ h

Здесь  $M$  и  $m$  – намагниченности пленки и экрана соответственно,  $K > 0$  – постоянная магнитной анизотропии (легкая ось –  $z$ ),  $\rho = (x, y)$  – двумерный координатный вектор,  $\chi = C/(T - T_c)$  – восприимчивость экрана, а  $C$  – постоянная Кюри. Первые слагаемые в  $F_0$  и  $F_1$  описывают обменное взаимодействие в пленке и подложке, характеризуемое постоянными  $L_0$  и  $l_0$  соответственно.  $H_- (z < 0)$ ,  $H_0 (0 < z < h)$  и  $H_+ (z > h)$  – напряженности магнитостатических полей, индуцированных намагниченностями пленки и подложки совместно. Мы будем считать пленку тонкой, т.е.  $h \ll L_0$ . Выполнение этого условия позволяет пренебречь зависимостью намагниченности  $M$  от поперечной координаты  $z$ .

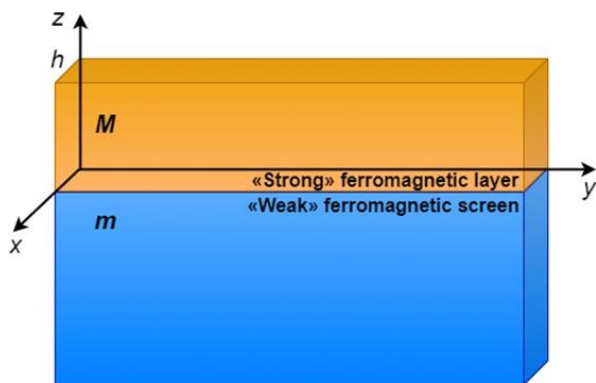


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой системы

Свободную энергию (1) можно привести к более простому виду

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\rho} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial M}{\partial x_i} \right)^2 - KM^2 - M(H_e + \frac{H_0}{2}) \right] d\rho dz. \quad (5)$$

–∞ 0

i=1

Мы видим, что вся роль экрана сводится лишь к возмущению магнитостатического поля  $\mathbf{H}_0$  внутри пленки. Это обстоятельство позволяет решать динамическую задачу о распространении спиновых волн в пленке, находящейся под действием эффективного поля

$$\frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + KM_z \mathbf{e}_z + L^2 \Delta \mathbf{M} + \mathbf{H}_0, \quad (6)$$

$\mathbf{H}_{\text{eff}}$

0

входящего в уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \times \mathbf{M} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (7)$$

где  $\gamma > 0$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — параметр диссипации. Можно показать, что магнитостатическое взаимодействие пленки и подложки подобно поверхностному взаимодействию ДМ с эффективной постоянной ДМ, которая при  $ql_0/2\sqrt{\pi} \ll 1$ ,  $ql_0\sqrt{\chi} \ll 1$ ,  $4\pi\chi \gg 1$  и  $qh \ll 1$  имеет вид

$$D_{\text{eff}} = -\pi h M^2, \quad (8)$$

где  $q$  — модуль волнового вектора.

На рис. 2 (а) и (b) изображены дисперсионные зависимости действительной  $\omega'$  и мнимой  $\omega''$  частей спектра  $\omega(\mathbf{q})$  спиновых волн для следующих параметров:  $h = 3 \cdot 10^{-7}$  см,  $M_s = 800$  эрг  $\cdot$  Гс $^{-1}$   $\cdot$  см $^{-3}$ ,  $L_0 = 20 \cdot 10^{-7}$  см,  $H^0 = 800$  Э,  $K = 0$ ,  $q_x = 0$ ,  $\alpha = 0.01$ . Величины  $M_s$  и  $L_0$  соответствуют пермаллою Ni $_{80}$ Fe $_{20}$ . Мы можем видеть, что при  $\chi = 0$  волны взаимны, т.е.  $\omega(+\mathbf{q}) = \omega(-\mathbf{q})$ . В этом случае  $\omega$  не зависит от  $l_0$ . При  $\chi \neq 0$  спектр становится невзаимным, а частоты волн зависят от направления распространения. На рис. 3

(а) и (b) изображены зависимости  $\Delta f(\mathbf{q}) = (\omega(-\mathbf{q}) - \omega(+\mathbf{q}))/2\pi$  и  $D_{\text{eff}}$  от  $q_y$  при различных  $\chi$  и  $l_0$ .

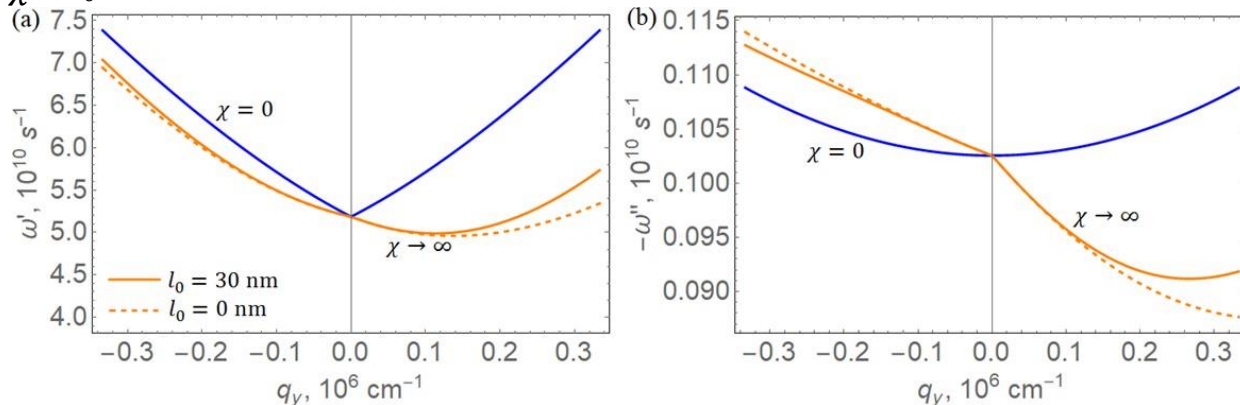


Рис. 2. Дисперсионные зависимости (а)  $\omega'(\mathbf{q})$  и (b)  $\omega''(\mathbf{q})$ . Сплошные синие линии соответствуют случаю  $\chi=0$ . Оранжевые линии соответствуют  $T = T_c$  ( $\chi \rightarrow \infty$ ) при  $l_0 = 0$  (пунктирные линии) и

$l_0 = 30$  нм (сплошные линии)

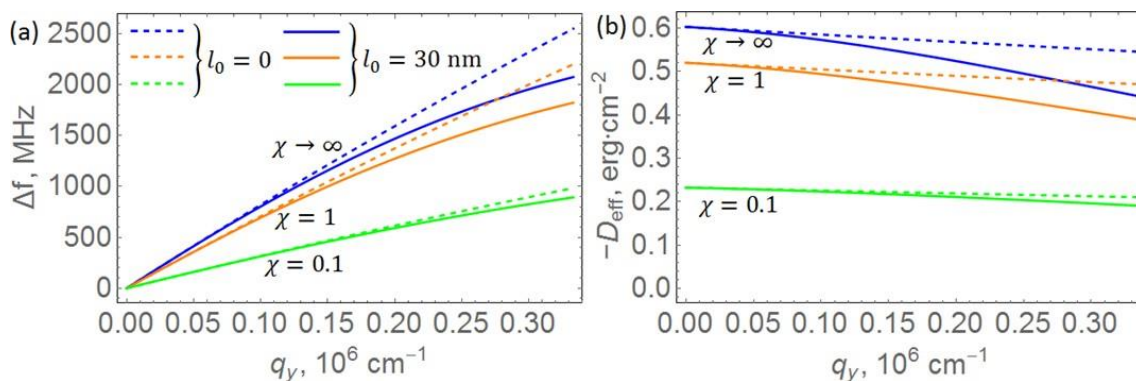


Рис. 3. Зависимости эффективной постоянной ДМ  $D_{\text{eff}}$  (а) и частотного сдвига  $\Delta f$  (b) от  $q_y$  при различных величинах восприимчивости экрана (температуры системы)

### Список использованных источников:

1. Moon J.-H., Seo S.-M., Lee K.-J. et al. Spin-wave propagation in the presence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction // Phys. Rev. B. – 2013. – № 88. –P. 184404-1–184404-6.
2. Jamali M., Kwon J.H., Seo S.-M. et al. Spin wave nonreciprocity for logic device applications // Sci. Rep. – 2013. – № 3. –P. 3160-1–3160-5.
3. Damon R.W. and Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // J. Phys. Chem. Solids. – 1961. – № 19. –P. 308–320.

4. Нефедов И.М., Фраерман А.А., Шерешевский И.А. Магнитоэлектронный механизм управления киральностью распределения намагниченности // ФТТ. – 2016. – № 58. – С. 490–494.
5. Фраерман А.А., Мухаматчин К.Р. Киральная неустойчивость однородного состояния ферромагнитной пленки на магнитной подложке // ЖЭТФ. – 2020. – № 158. – С. 1109–1117.
6. Мухаматчин К.Р., Фраерман А.А. Неколлинеарные состояния в цепочке однодоменных ферромагнитных частиц // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – № 93. – С. 797–800.
7. Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S. et al. Modified dispersion law for spin waves coupled to a superconductor // J. Appl. Phys. – 2018. – № 124. – P. 233903-1–233903-5.
8. Gallardo R.A., Schneider T., Chaurasiya A.K. Reconfigurable spin-wave nonreciprocity induced by dipolar interaction in a coupled ferromagnetic bilayer // Phys. Rev. Applied. – 2019. – № 12. – P. 034012-1–034012-11.



## АНОМАЛИИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНОГО ЛИНЕЙНОГО ДИХРОИЗМА И МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$

**Малаховский А.В.**

д. ф.-м. н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

**Гудим И.А.**

к. ф.-м. н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

**Качур И.С.**

к. ф.-м. н., с.н.с. Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, Украина

**Пирятинская В.Г.**

к. ф.-м. н., с.н.с., Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, Украина

***Аннотация.** Исследован магнитный линейный дихроизм (МЛД) перехода  $^5I_8 \rightarrow ^5F_3$  в базисной плоскости монокристалла  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  при распространении света вдоль тригональной оси  $c$  при температуре  $2\text{K}$  в функции от магнитного поля  $0-65\text{ кЭ}$ , направленного вдоль  $c$ -оси. МЛД – чётная функция магнитных моментов. Однако было обнаружено, что дихроизм между поляризациями вдоль  $a$  и  $b$  осей в магнитном поле, параллельном тригональной оси  $c$ , не только существует в лёгкоосном состоянии кристалла, но и меняет знак при смене знака поля. Таким образом, магнитное поле  $H||c$  нарушает аксиальную симметрию магнитной структуры гольмия в изученных возбуждённых состояниях. Мы доказали существование спонтанной электрической поляризации в  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  при  $2\text{ K}$  и рассмотрели магнитоэлектрическое взаимодействие, как один из источников нарушения аксиальной симметрии и других особенностей локальных магнитных свойств гольмия.*

***Ключевые слова:** магнитный линейный дихроизм, магнитоэлектрическое взаимодействие,  $f-f$  переходы, возбуждённые состояния, локальные магнитные свойства*

## ANOMALIES OF MAGNETIC LINEAR DICHROISM BEHAVIOR AND MAGNETO-ELECTRIC INTERACTION IN $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$

**Malakhovskii A.V.**

Dr.Sc., Kirensky Institute of Physics, KSC SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation.

**Gudim I.A.**

PhD, Kirensky Institute of Physics, KSC SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation.

**Kachur I.S.**

PhD, B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

**Piryatinskaya V.G.**

PhD, B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

**Annotation.** We studied spectra of magnetic linear dichroism (MLD) of  $^5I_8 \rightarrow ^5F_3$  transition in the basal plane of the  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  single crystal in the light propagated along the trigonal  $c$  axis at temperature 2 K as a function of magnetic field 0 – 65 kOe directed along  $c$  axis. MLD is an even function of magnetic moments. However it was found, that dichroism between polarizations along  $a$  and  $b$  axis in the magnetic field parallel to the trigonal  $c$  axis not only exists in the easy axis state of the crystal, but it changes sign with the changing of the field sign. Thus, magnetic field  $H||c$  violates the axial symmetry of the Ho magnetic structure in the studied excited states. We proved existence of a spontaneous electric polarization in  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  at 2 K and considered magneto-electric interaction as one of the sources of violation of the axial symmetry and of other features of the local holmium magnetic properties.

**Keywords:** magnetic linear dichroism, magneto-electric interaction,  $f$ - $f$  transitions, excited states, local magnetic properties

При температуре 360 К тригональный кристалл  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  испытывает фазовый переход с понижением симметрии от  $R32$  к  $P3_121$ . В низкосимметричной фазе ионы  $\text{Ho}^{3+}$  занимают позиции с симметрией  $C_2$ . При температуре 38-39 К кристалл становится антиферромагнетиком типа «лёгкая плоскость». При понижении температуры до  $T_{SR} = 4.7$  К происходит спонтанный фазовый переход в лёгкоосное состояние. При этом моменты железа направлены вдоль тригональной оси  $c$ , а моменты гольмия образуют осесимметричную спиральную структуру с направлением среднего момента трёх соседних ионов спирали также вдоль оси  $c$  [1]. При  $T < T_{SR}$  приложение магнитного поля  $H_{SR}$  вдоль любой из кристаллографических осей приводит к реориентационному переходу в лёгкоплоскостное состояние. В частности, при 2 К  $H_{SR} = 5.7$  кЭ в поле  $H||c$ .

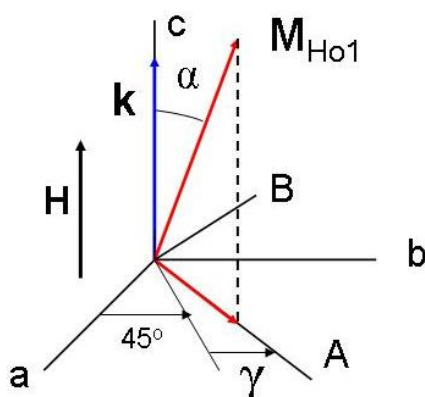


Рис. 1. Схема эксперимента.  $a$  параллельно оси  $C_2$ ,  $b \perp a$ .

Оптические спектры поглощения  $\text{HoFe}_3(\text{VO}_3)_4$  исследовались нами в ряде работ (например, [2]). В настоящей работе представлено исследование магнитного линейного дихроизма (МЛД). Линейно поляризованный свет распространялся вдоль тригональной оси  $c$  кристалла; в этом же направлении прикладывалось и внешнее магнитное поле (рис. 1). Магнитный момент  $\mathbf{M}_{\text{Ho}1}$  возбуждённого атома определяет МЛД перехода, который может быть записан в виде:  $\Delta k_M = k_A - k_B \sim M_{\text{Ho}1}^2 \sin^2 \alpha$ . Здесь  $k_A$  и  $k_B$  – коэффициенты поглощения нормальных волн, поляризованных вдоль (А) и перпендикулярно (В) проекции  $\mathbf{M}_{\text{Ho}1}$  на  $ab$ -плоскость, соответственно. Мы измеряли коэффициенты поглощения волн, поляризованных вдоль  $a$ - и  $b$ -осей и соответствующий дихроизм  $\Delta k_H = k_a - k_b$ . Можно показать, что при малом МЛД:

$$\Delta k_H = -\Delta k_M \sin 2\gamma \sim M_{\text{Ho}1}^2 \sin^2 \alpha \sin 2\gamma \quad (1)$$

Величины  $\Delta k_H$  были измерены при  $T=2$  К в области перехода  ${}^5I_8 \rightarrow {}^5F_3$  в функции магнитного поля  $0 - 65$  кЭ (рис. 2). Состояние  ${}^5F_3$  расщепляется в кристаллическом поле симметрии  $C_2$  следующим образом:  $A_2(F1) + (A_2 + A_1 + A_2)(F2) + (A_1 + A_1 + A_2)(F3)$ . Переход в состояние F1 очень слаб. Основываясь на соотношении (1), можно показать, что для осесимметричной спиральной структуры  $\Delta k_H = 0$ . Существование МЛД в поле  $\mathbf{H} \parallel c$  ниже  $H_{SR}$  означает, что магнитные моменты гольмия в спирали не эквивалентны относительно тригональной оси, и средний магнитный момент  $\mathbf{M}_{\text{Ho}}$  трёх соседних ионов спирали не параллелен оси  $c$ .

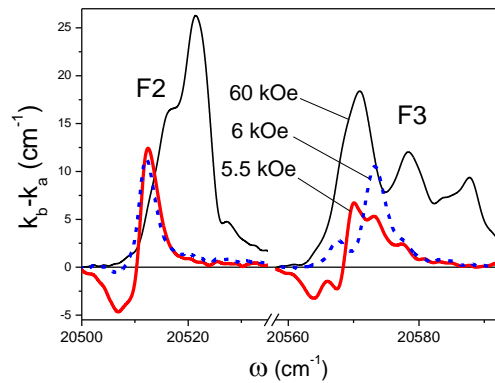


Рис. 2. Спектры МЛД полос F2 и F3 в поле  $\mathbf{H} \parallel c$  ниже (5.5 кЭ) и выше (6 и 60 кЭ)  $H_{SR}$

Сразу после перехода в лёгкоплоскостное состояние ( $H > H_{SR}$ ) направления магнитных моментов железа близки к базисной плоскости [3]. Если бы ориентация среднего момента гольмия  $\mathbf{M}_{\text{Ho}}$  в возбуждённом состоянии следовала за ориентацией момента железа  $\mathbf{M}_{\text{Fe}}$ , то МЛД сильно увеличился бы скачком после реориентационного перехода в соответствии с (1) и уменьшался бы при дальнейшем увеличении поля. Однако наблюдаются противоположные явления (рис. 2). Такое поведение МЛД возможно, если в рассматриваемом возбуждённом состоянии  $\mathbf{M}_{\text{Ho}}$  почти не изменяет ориентацию при реориентационном переходе кристалла, и  $\mathbf{M}_{\text{Ho}}$  и  $\mathbf{M}_{\text{Fe}}$  приблизительно взаимно перпендикулярны при  $H > H_{SR}$ .

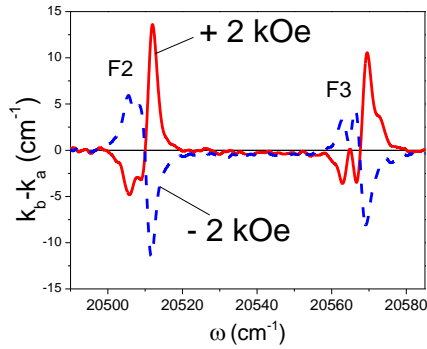


Рис. 3. Спектры МЛД в противоположных магнитных полях

На рис. 3 представлены спектры МЛД в магнитных полях противоположного знака, направленных вдоль  $c$ -оси. Спектры практически идентичны, но имеют разные знаки. Такая же ситуация сохраняется до 65 кЭ. Симметрия спектра относительно  $H=0$  означает, в частности, что в строго нулевом поле МЛД действительно равен нулю. МЛД – чётная функция магнитных моментов (1). Поэтому можно было предположить, что МЛД будет чётной функцией также и магнитного поля. Однако это не так, и мы имеем дело с особым поведением спиральной структуры в магнитном поле. Прежде всего, ненулевой МЛД в поле  $H||c$  ниже  $H_{SR}$  означает, что средний момент  $M_{H_0}$  не параллелен оси  $c$  в соответствии с (1). Изменение знака МЛД при изменении знака поля означает, что  $M_{H_0}$  не изменяет знак, а вращается (угол  $\gamma$  в (1) изменяет знак), иначе МЛД был бы неизменен, так как МЛД – чётная функция магнитных моментов. Зеемановская энергия конкурирует с магнитно кристаллической анизотропией, приводя к реориентации спиральной магнитной структуры с изменением магнитного поля [4].

Далее мы обнаружили, что поворот образца на  $180^\circ$  вокруг  $a$ -оси изменяет знак МЛД, когда  $H||c$  (рис. 4). Это возможно, если при 2 К существует спонтанная независимая от магнитного поля электрическая поляризация. При таком повороте изменяется также абсолютная величина МЛД. Это означает, что электрическая поляризация не параллельна ни одной из осей  $a$ ,  $b$  и  $c$ . Поскольку существует электрическая поляризация, возможна оптическая магнитоэлектрическая анизотропия направления, которая предположительно проявляется при распространении света вдоль вектора  $P \times M$ , где  $P$  – электрическая поляризация, а  $M$  – намагниченность. В нашем случае существует небольшая компонента  $M_{H_0}$ , перпендикулярная распространению света, что необходимо для эффекта. В поле  $H||a, b$  компонента  $M \perp k$  велика, но зависимость МЛД от знака поля не наблюдалась. Следовательно, мы имеем дело с влиянием магнитоэлектрического взаимодействия на магнитную структуру, которая, в свою очередь, влияет на МЛД.

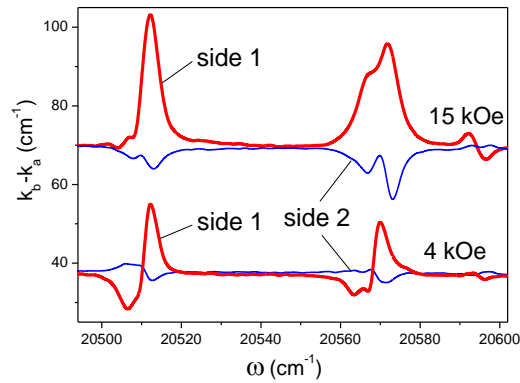


Рис. 4. Спектры МЛД при падении света с разных сторон образца

Магнитоэлектрическое взаимодействие характеризуется вкладом в свободную энергию:  $E \sim \mathbf{P} \cdot (\mathbf{M} \times \mathbf{L})$ , где  $L$  – параметр антиферромагнитного порядка. Соответственно, оно требует одновременного нарушения инвариантности относительно пространственной и временной инверсии. В частности, необходимо существование намагниченности  $\mathbf{M}$ . Аксиально симметричная антиферромагнитная структура гольмия не нарушается в строго нулевом магнитном поле, как было показано выше. Внешнее магнитное поле создаёт намагниченность и, следовательно, включает магнитоэлектрическое взаимодействие, которое влияет на магнитную структуру. Таким образом, локальное магнитное поведение иона гольмия определяется обменным взаимодействием Ho-Fe, локальной магнитной анизотропией и магнитоэлектрическим взаимодействием. Всё это существенно связано с возбуждённым состоянием гольмия.

А.В. Малаховский благодарит за финансовую поддержку РФФИ грант № 19-02-00034, а также Российский фонд фундаментальных исследований, Правительство Красноярского края и Красноярский краевой фонд науки в рамках научного проекта: № 19-42-240003 «Влияние локального окружения на магнитооптические свойства  $f$ - $f$  переходов в редкоземельных алюмоборатах и ферроборатах»

#### Список использованных источников:

- [1] Ritter C., Vorotynov A., Pankrats A., Petrakovskii G., Temerov V., Gudim I., Szymczak R. Magnetic structure in iron borates  $R\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  ( $R = \text{Y}, \text{Ho}$ ): a neutron diffraction and magnetization study // J. Phys.: Condens. Matter. – 2008. – V. 20. – P. 365209-1–365209-9.
- [2] Malakhovskii A.V., Gnatchenko S.L., Kachur I.S., Piryatinskaya V.G., Gudim I.A. Transformation of the  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  absorption spectra at reorientation magnetic transitions and local properties in the excited  $^5F_5$  states of the  $\text{Ho}^{3+}$  ion // Phys. Rev. B. – 2017. – V. 96. – P. 224430 (1 – 10).
- [3] Демидов А.А., Волков Д.В. Магнитные свойства  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  // Физика твердого тела. – 2011. – Т. 53, № 5. – С. 926-935 [Physics of the Solid State. – 2011. – V. 53, № 5. – P. 985-996].
- [4] Milde P. et al. Field-induced reorientation of helimagnetic order in  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  probed by magnetic force microscopy // Phys. Rev. B. – 2020. – V. 102. – P. 024426 (1 – 11).

## МАСШТАБИРУЕМЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ

**Минибаева А.Р.**

Студент, Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

**Гареева З.В.**

д.ф.–м.н., ведущий научный сотрудник,  
Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия

**Аннотация.** Изучена трансформация однородных магнитных состояний, индуцированная взаимодействием Дзялошинского - Мориа в магнитных наноструктурах. Исследованы фазовые переходы (однородное магнитное состояние - вихрь - скирмион / мерон - доменная структура) в магнитном наноэлементе с магнитной анизотропией типа «легкая ось», «легкая плоскость» ( $K > / < 0$ ). Обнаружены различия трансформации однодоменных магнитных состояний типа «легкая ось» и «легкая плоскость» при изменении величины и знака константы Дзялошинского.

**Ключевые слова:** магнитоэлектрический эффект, вихрь, скирмион, микромагнетизм.

## SCALABLE MAGNETIC STATES IN NANOSTRUCTURES

**Minibaeva A.R.**

Student, Bashkir State University, Ufa, Russia

**Gareeva Z.V.**

Leading Researcher, Institute of Molecule and Crystal Physics UFRC RAS, Ufa, Russia

**Annotation.** Transformations of uniform magnetic states induced by the Dzyaloshinskii – Moriya interaction in magnetic nanostructures are studied. A series of phase transitions (homogeneous magnetic state – vortex – skyrmion/meron – multidomains – domain structure) occurring in the magnetic nanoelement with uniaxial magnetic anisotropy ( $K > / < 0$ ) are revealed. Distinctive features of the transformations of the “out – of - plane” and “in-plane” single-domain magnetic states depending on the magnitude and the sign of Dzyaloshinskii constant are found.

**Keywords:** magnetoelectric effect, vortex, skyrmion, micromagnetism.

Topological magnetic states (magnetic vortices, bubbles, skyrmions, merons) are stabilized due to an interplay between exchange, magnetostatic and relativistic anisotropic interactions. An important role belongs to Dzyaloshinskii – Moriya interaction (DMI), which is allowed in the systems whose symmetry group lacks of space inversion operation.

Quite recently the interfacial DMI has been revealed in films and systems on the base of magnetic insulators [1, 2] including rare earth iron garnets. In this regard, understanding of the DMI origin there and its influence on magnetic texture properties is crucial. As shown in Refs. [3, 4], a strong

correlation between DMI and magnetoelectric interaction can occur in multiferroics, where the electric field acts on the magnetic subsystem through DM - like interactions.

In this work, we explore the effect of DMI on magnetic textures in samples of restricted geometry. We consider typical homogeneous magnetic states of the “easy axis” (EA) and “easy plane” (EP) type and analyze their transformations induced by the DMI. Magnetic response depends on the initial magnetic configuration and has essential differences for the EA and EP states. We show that electric polarization can emerge in the nanoelements due to magnetic inhomogeneities and discuss the possibility of manipulating the magnetization using an electric field.

The magnetic structures emerging due to a change in the DMI constant are calculated within the framework of micromagnetic simulation using the Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF) public code [5] with the additional module for DMI [6]. Nanocell is taken of the dimensions  $a \times a \times t$  nm<sup>3</sup>, where  $a \in [50; 200]$  nm,  $t \in [12; 30]$  nm, mesh size is 5x5x3 nm<sup>3</sup>. Material parameters are in agreement with those of rare earth iron garnets: exchange constant  $A = 2.9 \cdot 10^{-12}$  J/m, magnetic anisotropy constant  $K = 1 \cdot 10^3$  J/m<sup>3</sup>. DMI strength is varied in the range  $-0.5 \text{ mJ/m}^2 < D < 0.5 \text{ mJ/m}^2$ , which is consistent with the results of experimental measurements of DMI constant in TmIG films [1, 2] and experimental data of electric field induced phenomena in iron garnet films [4].

Calculations show that in the case of out – of – plane magnetic anisotropy ( $K > 0$ ), the change in the sign of DMI affects only the direction of magnetization rotation, while the polarity of the curling structure remains unchanged. For  $D < 0$ , the direction of the magnetization rotation is clockwise, for  $D > 0$  - counterclockwise (Fig. 1a, b).

The retention of the sign of the vortex polarity during the DMI - induced transformation of the “easy axis” state indicates that the sign of the electric polarization does not depend on the DMI constant sign. So, in this case the polarity of magnetic vortices which can be nucleated by electric field does not depend on the direction of electric field.

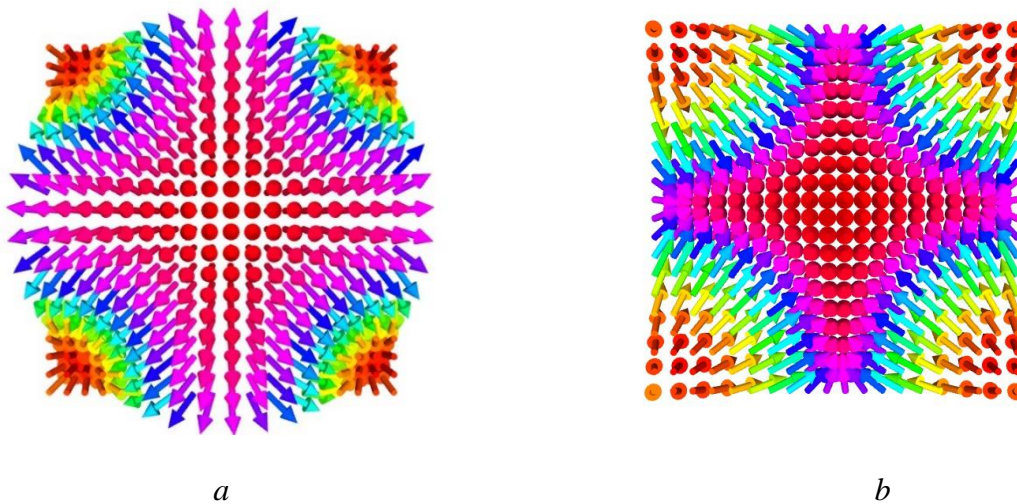


Fig.1. Ground state spin configuration in the square nanoelement  $a \times a \times t$  in the projection on the film plane (XOY) ( $a=200$  nm,  $t=30$  nm),  $K_u > 0$ , effects of chirality, a)  $D = -0.2 \text{ mJ/m}^2$ , b)  $D = +0.2 \text{ mJ/m}^2$ .

In the case of “in – plane” magnetic anisotropy ( $K < 0$ ), DMI affects both chirality and polarity of the coupled vortices as shown in Fig.2.

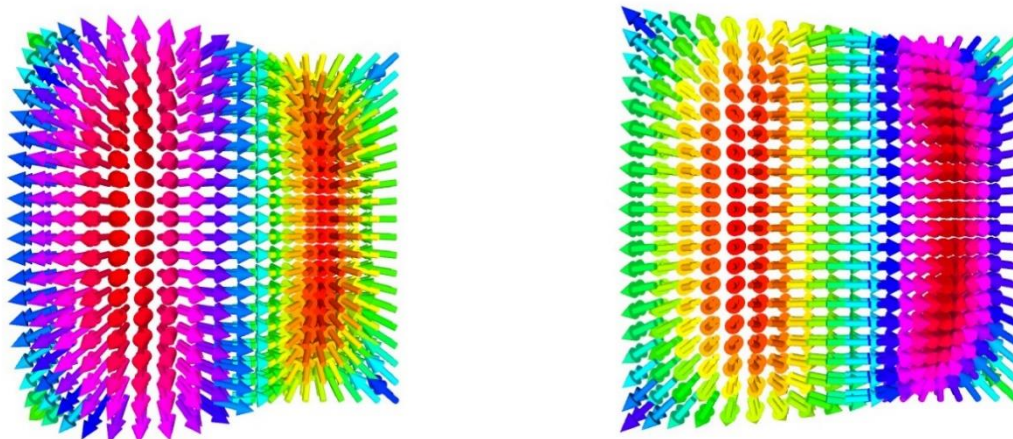


Fig.2. Ground state spin configuration in the square nanoelement  $a \times a \times t$  ( $a=200$  nm,  $t=30$  nm),  $K_u < 0$ , a)  $D = -0.2$  mJ/m<sup>2</sup>, b)  $D = +0.2$  mJ/m<sup>2</sup>, color scale is the same as in Fig.1 e.

Interpreting this result from the point of view of magnetoelectric effect, one can conclude that electric polarization accompanying coupled - vortices depends on the sign of the DMI constant, and, as a consequence, on the electric field direction. So the change in the voltage polarity, inducing electric field in magnetoelectric insulators, such as iron garnets, should induce the reversal of polarization and, as a consequence, rearrangement of magnetic ordering

To conclude, the effect of the DMI on magnetic states in nanodot has been explored and transformations of the “easy axis (EA)” and the “easy plane (EP)” uniform configurations have been analyzed. It has been shown that DMI in both cases favors nucleation of vortex – like magnetic structures. The situation with localized magnetic states of the EA and EP type can be realized, for example, in magnetic bubbles with in – plane and out – of plane magnetization observed in iron garnet films. We believe that our findings are of importance and can be helpful for interpretation of DMI related effects found in ferromagnets and multiferroics.

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ:

1. Avci C. O. et al. Interface-driven chiral magnetism and current-driven domain walls in insulating magnetic garnets //Nature nanotechnology. – 2019. – Т. 14. – №. 6. – С. 561-566.
2. Ding S. et al. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction and chiral magnetic textures in a ferrimagnetic insulator //Physical Review B. – 2019. – Т. 100. – №. 10. – С. 100406.
3. Zvezdin A. K., Pyatakov A. P. On the problem of coexistence of the weak ferromagnetism and the spin flexoelectricity in multiferroic bismuth ferrite //EPL (Europhysics Letters). – 2012. – Т. 99. – №. 5. – С. 57003.
4. Звездин А. К., Пятаков А. П. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты //Успехи физических наук. – 2009. – Т. 179. – №. 8. – С. 897-904.
5. Donahue M. J., Donahue M. J. OOMMF user's guide, version 1.0. – US Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, 1999. – С. 6376.
6. Rohart S., Thiaville A. Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction //Physical Review B. – 2013. – Т. 88. – №. 18. – С. 184422.



## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГИБКОЙ СТРУКТУРЕ ПВДФ-МВК

**Мусатов В.И.**

Магистрант, стажер-исследователь

Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет  
НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

**Савельев Д.В.**

Аспирант, инженер,

Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет  
НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

**Фетисов Л.Ю.**

Доцент, д. ф.-м. н.

Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет  
НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

***Аннотация.** В работе исследован линейный и нелинейный магнитоэлектрический эффект в гибкой слоистой композитной структуре ПВДФ-магнитострикционный волоконный композит. Максимальное значение магнитоэлектрического коэффициента структуры составило 81 мВ/(Э·см). Обнаружен эффект нелинейного удвоения частоты.*

***Ключевые слова:** магнитоэлектрический эффект, магнитострикционный волоконный композит, пьезоэффект, магнитострикция, гибкая структура*

## MAGNETOELECTRIC EFFECT IN FLEXIBLE COMPOSITE PVDF-MFC

**Musatov V.I.**

Master student, intern- researcher

Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university.  
Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

**Saveliev D.V.**

Postgraduate student, engineer

Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university.  
Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

**Fetisov L.Y.**

Dr. Sc., assistant professor

Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university  
Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

***Annotation.** The article presents the linear and nonlinear magnetoelectric effect in a flexible layered*

*composite structure PVDF-magnetostrictive fiber composite. The maximum value of the magnetoelectric coefficient of the structure was 81 mV/(Oe·cm). The effect of nonlinear frequency doubling is discovered.*

**Keywords:** magnetoelectric effect, magnetostrictive fiber composite, piezoeffect, magnetostriction, flexible composite

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в гибких структурах типа ферромагнетик (ФМ) - пьезоэлектрик (ПЭ) перспективен ввиду его потенциального применения в таких областях как гибкая электроника, энергосбережение или медицина. К настоящему моменту основными магнитными материалами, применяемыми в таких гибких структурах, являются ленты аморфного магнитного сплава фирмы Metglas [1], тонкие пленки металлов (Fe, Ni, Co) и сплавы на их основе (FeNi, FeCo, FeGa) [2, 3]. В качестве пьезоэлектрических материалов используют различные полимеры (ПВДФ или ПДМС), пьезоэлектрические композиты на основе ЦТС и нитрид алюминия [3, 4]. В качестве гибкого ПЭ слоя иногда используют пьезоволоконные композиты (ПВК), представляющими собой стержни, помещенные в полимерную матрицу [5]. Например, в работах [6, 7], посвященных исследованию МЭ эффекта в структурах с ПВК, продемонстрированы высокие значения МЭ коэффициентов 4.5 и 52 В/(Э·см), соответственно. Поскольку структуры, содержащие ПВК, продемонстрировали высокий результат, то по аналогии с ПВК было предложено использовать магнитострикционный волоконный композит (МВК). МВК представляет собой проволоки/микропровода, помещенные в полимерную матрицу, обладающими наибольшими величинами пьезомагнитного коэффициента  $q$ , определяемого как первая производная магнитострикции по магнитному полю ( $q = \partial\lambda/\partial H$ ) [3]. Подобные структуры обладают сильной анизотропией и позволяют создать гибкие и биосовместимые структуры на их основе.

Объектом исследования в настоящей работе является гибкая двухслойная композитная структура ПВДФ-МВК. ФМ слой представляет собой композитную структуру, состоящую из проволок никеля марки НП-2 диаметром 200 мкм, находящихся в полимерной матрице. Никелевые проволоки расположены вплотную, параллельно друг к другу. В качестве ПЭ слоя был использован коммерчески доступный сенсорный элемент на основе пьезополимера ПВДФ с промышленно изготовленными электродами фирмы MEAS [8]. ПЭ и ФМ слои структуры имели размеры 25×13×0.1 мм и 20×10×0.1 мм, соответственно. Внешний вид исследованной структуры продемонстрирован на рис. 1.



Рис. 1. Фотография структуры

Зависимости магнитострикции МВК от постоянного магнитного поля были получены тензометрическим методом на установке, разработанной в НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» в РТУ МИРЭА [9]. Линейный и нелинейный МЭ эффект в композитной структуре ПВДФ-МВК был исследован методом низкочастотной модуляции магнитного поля в диапазоне магнитных полей  $H = \pm 1$  кЭ. Амплитуда переменного магнитного поля достигала  $h = 25$  Э [10].

На рис. 2 показаны полевые зависимости магнитострикции МВК и МЭ напряжения исследуемой слоистой структуры при ориентации поля вдоль проволок.

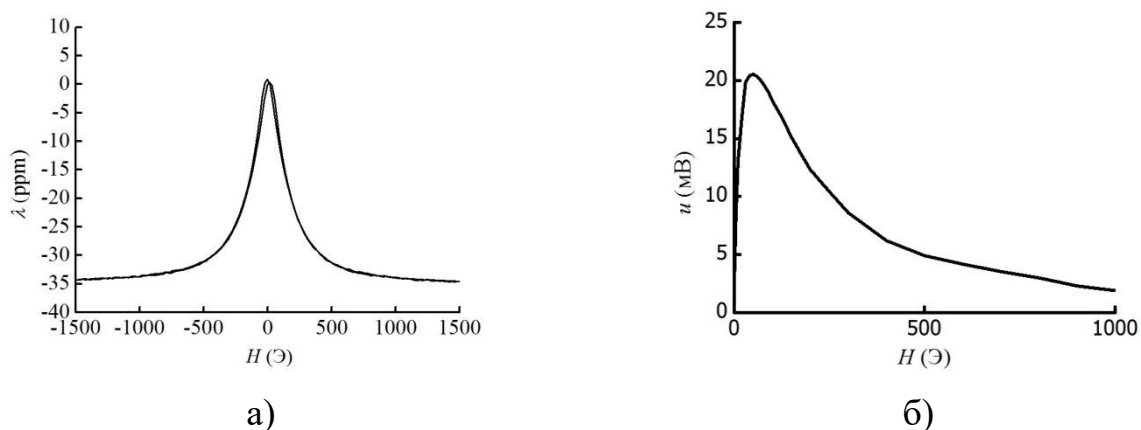


Рис. 2. Полевая зависимость а) магнитострикции MBK и б) МЭ напряжения ПВДФ-МБК.

Из рис. 2а видно, что магнитострикция насыщения MBK составляет  $-34 \cdot 10^{-6}$ , что сопоставимо с измеренным значением для пластины поликристаллического никеля сравнимой толщины ( $-35 \cdot 10^{-6}$ ). Насыщение происходит в магнитном поле  $H_s \approx 500$  Э, что больше, чем у пластины никеля ( $\sim 400$  Э) [11]. На рис. 2б приведена зависимость МЭ напряжения, генерируемого структурой, измеренная на частоте резонанса изгибных колебаний ( $f = 1.7$  кГц), от магнитного поля  $H$ . Амплитуда переменного возбуждающего поля составляла 25 Э. Видно линейное увеличение напряжения на начальном участке до максимального значения 20.55 мВ в поле 50 Э, а затем с дальнейшим ростом приложенного поля наблюдается медленный спад. Поле, в котором достигается максимальное значение МЭ напряжения, соответствует максимальному по величине значению пьезомагнитного коэффициента MBK, определяемого как  $q = \partial\lambda/\partial H$  [3]. МЭ коэффициент для исследуемой слоистой структуры на частоте резонанса составляет  $\sim 81$  мВ/(Э·см). Также наблюдался нелинейный эффект удвоения частоты, заключающийся в резонансном увеличении МЭ напряжения на частоте вдвое меньшей, чем частота изгибных колебаний. Обратный МЭ эффект в исследуемой структуре обнаружен не был.

Таким образом, в работе была изготовлена гибкая композитная структура ПВДФ-МБК на основе никелевых проволок диаметром 200 мкм. Исследованы ее магнитострикционные и магнитоэлектрические характеристики. Обнаружен как линейный, так и нелинейный МЭ эффект.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты №18-502-12037 и 20-32-90190.

#### Список использованных источников:

1. Интернет-сайт компании «Metglas» URL: <https://metglas.com> (дата обращения: 21.03.2021 10:21).
2. Белов К.П. Магнитострикционные явления. Материалы с гигантской магнитострикцией // Соросовский образовательный журнал. – 1998. – № 3. – с. 112–117.
3. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // Journal of applied physics – 2008. – v. 103. – P. 031101.
4. Hayes P. et al. Electrically modulated magnetoelectric AlN/FeCoSiB film composites for DC magnetic field sensing // Journal of Physics D Applied Physics. – 2018. – V. 51, №. 35.
5. Интернет-сайт компании «Smart Material» URL: <https://www.smartmaterial.com/MFC-product-main.html> (дата обращения: 24.03.2021 9:41).
6. Shi Z., Nan C., Zhang J., Ma J., Li J. Magnetoelectric properties of multiferroic composites with pseudo-1-3-type structure // Journal of Applied Physics – 2006. – v. 99. – P. 11224–11229.
7. Wang Y., Gray D., Berry D., Gao J., Li M., Li J. Viehland D. An Extremely Low Equivalent

- Magnetic Noise Magnetoelectric Sensor // *Advanced Materials*. – 2011. – V. 23. – P. 4111–4114.
8. Интернет-сайт компании «Measurement Specialties» URL: <https://www.te.com/usa-en/products/brands/meas.html> (дата обращения: 26.03.2021 9:41)
  9. Chashin D.V., Burdin D.A., Fetisov L.Y., Economov N.A., Fetisov Y.K Precise Measurements of Magnetostriction of Ferromagnetic Plates // *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics* –2018. – V. 11– № 1. P. 30-34.
  10. Vopson M.M., Fetisov Y.K., Caruntu G., Srinivasan G. Measurement techniques on the magnetoelectric coupling in multiferroics // *Materials*. - 2017. - v. 10. - P. 963.
  11. Burdin D.A., Chashin D. V., Ekonomov N. A., Fetisov L. Y., Fetisov Y. K., Srinivasan G. Sreenivasulu G. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2014. – V. 358 – 59. – P. 98-104.

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ТУННЕЛЬНЫХ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ КОНТАКТАХ COFEV/MGO/COFEV

**Пашенькин И.Ю.**

младший научный сотрудник  
Институт физики микроструктур РАН

**Сапожников М.В.**

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,  
Институт физики микроструктур РАН

**Гусев Н.С.**

технолог,  
Институт физики микроструктур РАН

**Т**

к.ф.-м.н., научный сотрудник,  
Институт физики микроструктур РАН  
ассистент Физического факультета

Нижегородского Государственного Университета им. Н.И. Лобачевского

**Фраерман А.А.**

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, заведующий отделом,  
Институт физики микроструктур РАН

**Д.А.**

*Аннотация.* Исследована возможность управления резистивным состоянием туннельных магниторезистивных (ТМР) контактов  $CoFeV/MgO/CoFeV$  при приложении электрического поля. Эффект обусловлен зависимостью межслоевого обменного взаимодействия от приложенного к барьеру электрического напряжения. Изготовленные структуры демонстрируют гигантский туннельный магниторезистивный эффект величиной  $\approx 200\%$ . Показано, что приложение к ТМР-контакту напряжения 1.25 В приводит к сдвигу кривой намагничивания свободного слоя на 10 Э при плотности протекающего тока  $\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup>.

*Ключевые слова:* магнитоэлектрический эффект, туннельное магнитосопротивление, магнитные наноструктуры, межслоевое обменное взаимодействие

## MAGNETOELECTRIC EFFECT IN COFEV/MGO/COFEV MAGNETIC TUNNEL JUNCTIONS

**Pashen'kin I. Yu.**

Junior researcher  
Institute for Physics of Microstructures RAS

**Sapozhnikov M. V.**

Dr.Sc., Leading Researcher,  
Institute for Physics of Microstructures RAS

**Gusev N. S.**

Technologist,  
Institute for Physics of Microstructures RAS

**Tatarskiy D. A.**

Ph.D. Researcher,  
Institute for Physics of Microstructures RAS  
Assistant of the Faculty of Physics  
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

**Fraerman A. A.**

Dr.Sc., Principal Researcher, Head of the Department,  
Institute for Physics of Microstructures RAS

**Annotation.** *The possibility to control the resistive state of CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions (MTJ) by applying of an electric field is investigated. The effect is a sequence of the dependence of the interlayer exchange interaction on the electrical voltage applied to the barrier. The manufactured structures demonstrate an effect of giant tunnel magnetoresistance of  $\approx 200\%$ . It is shown that the applying voltage of 1.25 V to the MTJ leads to a shift in the magnetization curve of the free layer by 10 Oe at a current density of  $\sim 10^3$  A/cm<sup>2</sup>.*

**Keywords:** *magnetoelectric effect, tunnel magnetoresistance, magnetic nanostructures, interlayer exchange interaction*

Одной из наиболее актуальных задач спиновой наноэлектроники на сегодняшний день является поиск способов управления магнитным состоянием наносистем электрическим полем (магнитоэлектрический эффект). Хорошо работающий в макроскопических объектах метод намагничивания полями проводников с током крайне неэффективен на наномасштабах. Данная проблема особенно остро стоит в области магниторезистивных элементов памяти, логическое состояние которых определяется взаимной ориентацией намагниченности свободного (магнитомягкого) и закрепленного (магнито жесткого) слоев. Переключение состояния ТМР-контакта пропусканием через систему спин-поляризованных токов гигантских плотностей [1] неизбежно связано с тепловыми потерями. Переворот намагниченности за счет зависимости магнитной анизотропии от приложенного напряжения [2] не требует пропускания больших токов, однако накладывает жесткие требования на длительность и форму импульсов. Управление межслоевым обменным взаимодействием с помощью электрического поля может позволить осуществлять детерминированное переключение при незначительных энергопотерях. Однако, систематического исследования данный эффект не получил.

В рамках данной работы была отработана технология изготовления ТМР-контактов CoFeB/MgO/CoFeB, а также проведены исследования возможности управления межслоевым обменным взаимодействием за счет приложения электрического напряжения. Эта система демонстрирует эффект гигантского туннельного магнетосопротивления и является перспективной для создания элементов энергонезависимой магниторезистивной памяти с произвольным доступом (МРАМ).

Многослойные наноструктуры Ta(20)/Pt(10)/Ta(20)/CoFeB(2.5)/MgO(1.5)/CoFeB(4)/IrMn(10)/Ta(5)/Pt(5) (толщины указаны в нм) для изготовления ТМР-элементов формировались на подложках Si/SiO<sub>2</sub>(50)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(100) методом высоковакуумного магнетронного распыления при комнатной температуре. С применением оптической литографии и ионного травления изготавливались цепочки из 50 последовательно соединенных ТМР-контактов размером  $1.5 \times 4 \mu\text{m}$  (рис. 1). Схема электрической разводки обеспечивала доступ как к отдельным

контактам, так и ко всей цепочке. Завершающим этапом изготовления является термический отжиг готовых чипов в вакууме при температуре 330° С в магнитном поле 4 кОе в течение

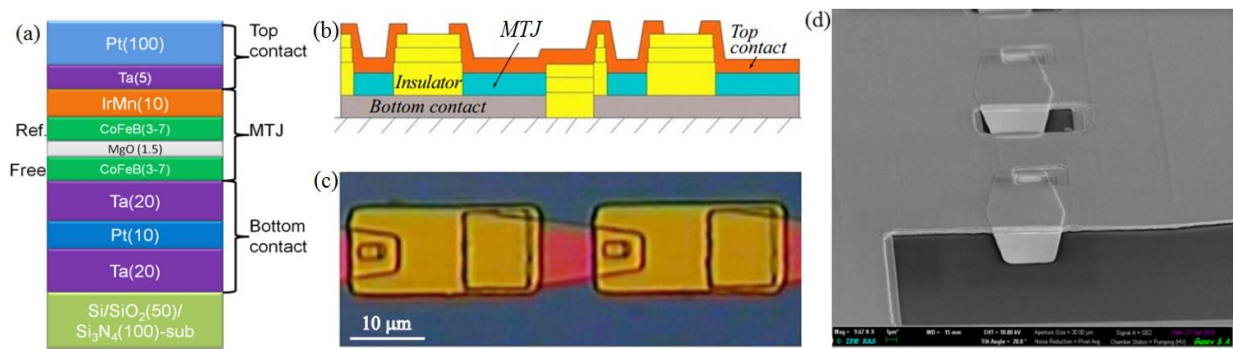


Рис. 1. Схематическое изображение TMR-структуры (а), схематическое изображение участка цепочки TMR-контактов (б), изображения участка цепочки TMR-контактов, полученные в оптическом (с) и растровом электронном микроскопе (д).

2 часов, который приводит к увеличению TMR-эффекта с 8 – 15 % (рис. 2 (а)) до 100 – 200 % (рис. 2 (б)). Данное явление связано с рекристаллизацией аморфных слоев CoFeB от интерфейса с текстурированным барьером MgO (001), который, в свою очередь, навязывает ферромагнитным слоям кристаллографическую ориентацию (001). Сам слой MgO изначально приобретает кристаллическую структуру, ориентированную в направлении [001], при напылении на слой аморфного CoFeB. Наличие кристаллической текстуры слоев MgO (001) и CoFeB (001) является обязательным условием для наблюдения гигантского TMR-эффекта в данной системе в связи с особенностями зонной структуры данных материалов [3]. Разрешение электронно-микроскопического изображения поперечного среза TMR-структур (рис. 2 (с, д)), не позволяет определить конкретную структуру и ориентацию слоев CoFeB и MgO, однако достаточно, чтобы различить поликристаллические и аморфные материалы.

Для выяснения возможности электрического управления магнитным состоянием TMR-контактов были проведены магнитотранспортные измерения при различных напряжениях, приложенных к отдельным элементам. В результате было обнаружено, что увеличение приложенного напряжения с 50 mV до 1.25 V на один элемент (что соответствует электрическому полю  $\approx 10^9$  V/m) приводит к сдвигу кривой намагничивания свободного слоя по магнитному полю на величину до 10 Oe (рис. 3 (а)), что свидетельствует об изменении эффективного обменного поля и, следовательно, межслоевого обменного взаимодействия. При этом ток, протекающий через контакт, имеет плотность порядка  $10^3$  A/cm<sup>2</sup> (при напряжении 1.25 V на 1 контакт), что на 2 – 3 порядка ниже токов, необходимых для переключения ячейки MRAM за счет spin-transfer torque-эффекта (STT-MRAM) [1].

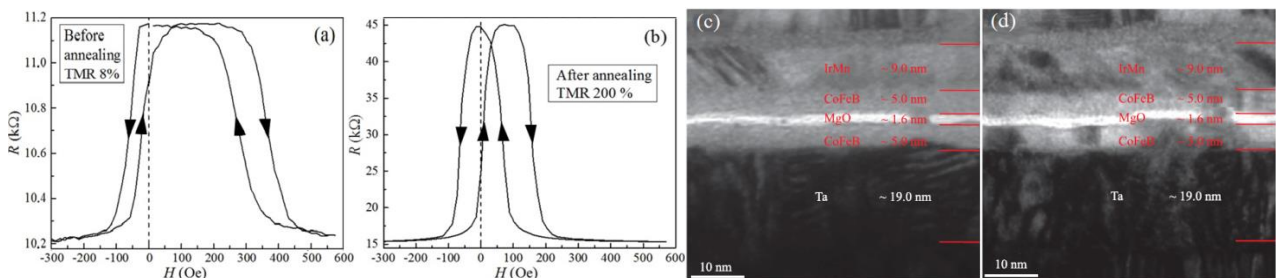


Рис. 2. Кривые магнетосопротивления цепочки TMR-контактов CoFeB/MgO/CoFeB до (а) и после (б) термического отжига; электронно-микроскопические изображения поперечного среза TMR-структуры до термического отжига (с) – виден аморфный контраст слоев CoFeB, и после

термического отжига (d) – виден поликристаллический контраст тех же слоев.

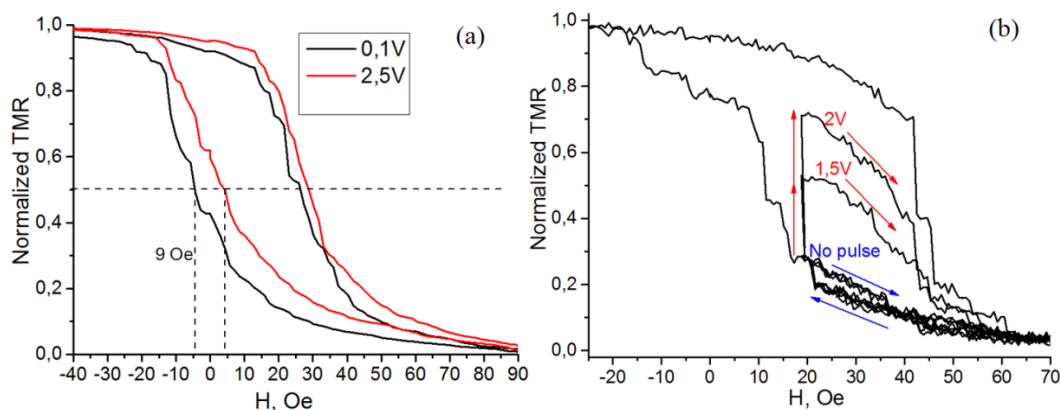


Рис. 3. (a) – кривая магнетосопротивления двух последовательно соединенных ТМР-контактов при различных приложенных напряжениях; (b) – изменение сопротивления одиночного ТМР-контакта в результате приложения импульса напряжения.

Также нами была произведена попытка переключения магнитного состояния ТМР-контакта импульсом электрического напряжения. После получения магниторезистивной кривой при малом постоянном напряжении развертка по магнитному полю останавливалась в точке, близкой к фронту перемагничивания. После приложения импульса напряжения величиной 1.5 – 2 V и длительностью 100 ns менялось направление развертки. Как можно видеть на рис. 3 (b), после приложения импульса напряжения происходит изменение резистивного состояния ТМР-контакта, при этом сопротивление изменяется на 50 % от амплитуды магнетосопротивления, что свидетельствует соответствующем изменении средней проекции намагниченности свободного слоя на направление однонаправленной анизотропии.

Для эффективного переключения состояния ТМР-элемента величина полевого сдвига должна быть больше ширины склона гистерезисной кривой, которая составляет 20 – 30 Oe для разных образцов ввиду возникновения неоднородных (многовихревых и/или многодо-менных) состояний, обусловленных микронными размерами контакта. Увеличение крутизны магниторезистивных кривых может быть достигнуто изготовлением субмикронных (200 – 300 nm) ТМР-элементов методом электронной литографии. Магнитные частицы такого размера будут иметь два устойчивых состояния с однородным распределением намагниченности, переключение между которыми будет происходить скачком [4].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00271)

#### Список использованных источников:

1. S.-C. Oh, S.-Y. Park, A. Manchon, M. Chshiev, J.-H. Han, H.-W. Lee, J.-E. Lee, K.-T. Nam, Y. Jo, Y.-C. Kong, B. Dieny, K.-J. Lee. Bias-voltage dependence of perpendicular spin-transfer torque in asymmetric MgO-based magnetic tunnel junctions / Nature Physics – 2009. – т. 5. – С. 898;
2. J. G. Alzate, P. KhaliliAmiri, G. Yu, P. Upadhyaya, J. A. Katine, J. Langer, B. Ocker, I. N. Krivorotov, K. L. Wang. Temperature dependence of the voltage-controlled perpendicular anisotropy in nanoscale MgO/CoFeB/Ta magnetic tunnel junctions / Applied Physics Letters – 2014. – т. 104. – С. 112410;



3. S. Yuasa, D. D. Djayaprawira. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(0 0 1) barrier / J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – т. 40. – С. 337;
4. S. N. Vdovichev, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, V. L. Mironov, I. M. Nefedov, V. V. Rogov, A. A. Fraerman, I. A. Shereshevskii. Magnetoresistance and noncollinear structures of multilayer ferromagnetic nanoparticles / JETP Letters – 2011. – т. 94. – С. 386.

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ – МАГНИТОЭЛЕКТРИК – МЕТАЛЛ

**Поддубная Н.Н.**

К.ф.-м.н., доцент, Институт технической акустики; Витебск, Беларусь

**Лалетин В.М.**

К.ф.-м.н., доцент, Институт технической акустики; Витебск, Беларусь;

**Филиппов Д.А.**

Д.ф.-м.н., Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого; Великий Новгород, Россия

**Артюхов А.С.**

Студент, Витебский государственный педагогический университет им. П.М.Машерова, Витебск, Беларусь

**Набздорев И.С**

Студент, Витебский государственный педагогический университет им. П.М.Машерова, Витебск, Беларусь

**Разбаев П.А.**

Студент, Витебский государственный педагогический университет им. П.М.Машерова, Витебск, Беларусь

***Аннотация.** В работе впервые получены гибридные структуры никель / объёмный композит / никель с магнитоэлектрическими свойствами. Представлено исследование линейного магнитоэлектрического эффекта при поперечной ориентации полученных структур ко внешним магнитным полям в сравнение с данными объёмных образцов того же состава. Показано изменение характера полевой зависимости, проявляющееся в увеличение магнитоэлектрической чувствительности и смещение максимального МЭ коэффициента в область сверхслабых магнитных полей.*

***Ключевые слова:** магнитоэлектрический эффект, магнитоэлектрический коэффициент, магнитоэлектрическая чувствительность, композиционная структура*

## MAGNETOELECTRIC EFFECT IN HYBRID STRUCTURES METAL - MAGNETOELECTRIC – METAL

**Poddubnaya N.N.**

Dr.Sc., ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

**Laletin V.M.**

Dr.Sc., ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

**Filippov D.A.**

Dr.Sc., Yaroslav-the-Wise Novgorod State University; Veliky Novgorod, Russia

**Artyukhov A.S.**

Student, Vitebsk State University named after P.M. Masherov, Vitebsk, Belarus

**Nabzdorov I.S.**

Student, Vitebsk State University named after P.M. Masherov, Vitebsk, Belarus

**Razbaev P.A.**

Student, Vitebsk State University named after P.M. Masherov, Vitebsk, Belarus

**Annotation.** *Hybrid structures of nickel / bulk composite / nickel with magnetoelectric properties have been obtained. A study of the linear magnetoelectric effect with the transverse orientation of the obtained structures to external magnetic fields is presented in comparison with the data of bulk samples of the same composition. A change in the nature of the field dependence is shown, which manifests itself in an increase in the magnetoelectric sensitivity and a shift of the maximum ME coefficient to the region of superweak magnetic fields.*

**Key words:** *magnetoelectric effect, magnetoelectric coefficient, magnetoelectric sensitivity, compositional structure*

Объёмный композиционный магнитоэлектрический (МЭ) материал изготовлен из цирконат-титанат свинца марки ЦТС 23 и феррита никеля  $NiFe_{1,98}Co_{0,02}O_4$  с массовым соотношением ЦТС : феррит 90% : 10%. Образцы спекали в тиглях со свинец содержащей засыпкой в течение двух часов при температуре 1240°C. Композиты имели форму дисков диаметром 8,7 – 8,8 мм и поляризованы нормально плоскости. Гибридные структуры никель / объёмный композит / никель получены методом электролитической металлизации на никелевые контакты, полученные химическим осаждением. Толщина композита составляла 0,5 мм, толщина металлического покрытия 75 мкм с каждой стороны.

Экспериментально исследована низкочастотная полевая зависимость величины МЭ коэффициента  $\alpha_E(H)$  гибридных структур под действием внешнего переменного магнитного поля, перпендикулярно ориентированного в отношении поляризации структуры (поперечный эффект). Линеаризация эффекта осуществлялась под действием постоянного магнитного поля (поля подмагничивания). Величина МЭ коэффициента определялась по величине напряжения ( $U$ ), генерируемого образцом, с учетом толщины композита ( $h$ ) и величины поля подмагничивания ( $H$ ) согласно формуле:

$$\alpha_E = \frac{dU}{h \cdot H} \quad (1)$$

Сравнительные данные поперечного МЭ эффекта гибридных структур и объемных образцов той же концентрации феррита представлены ниже.

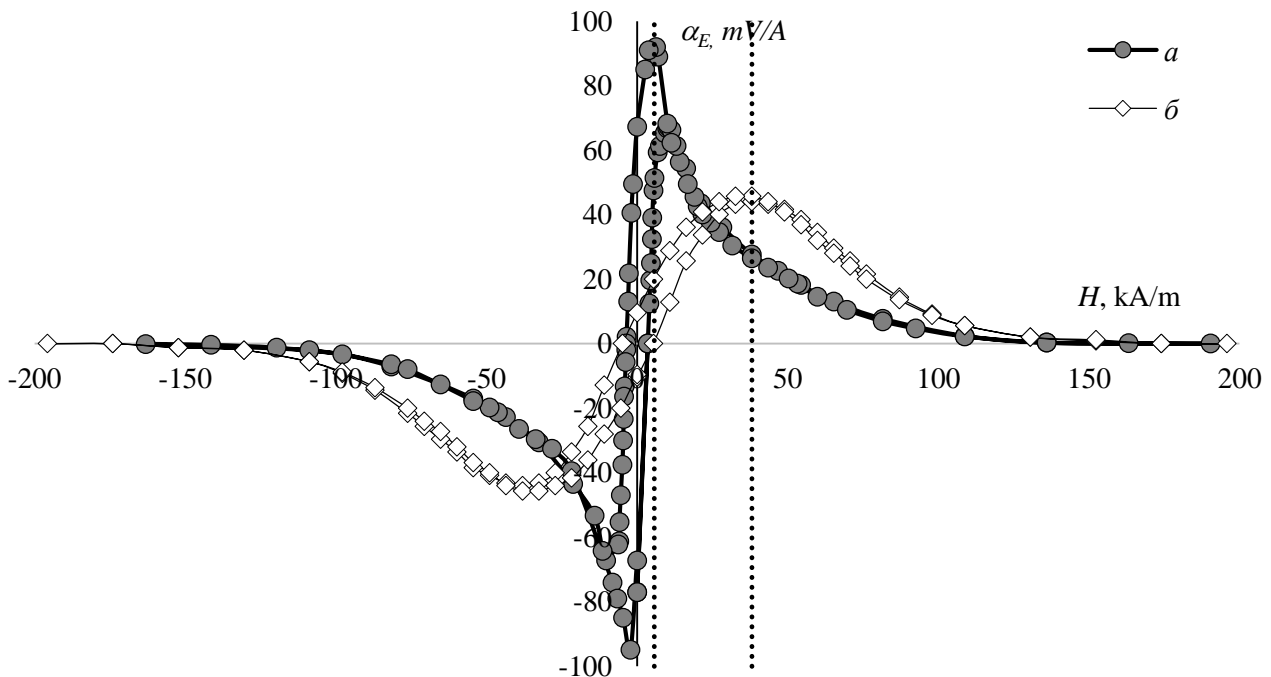


Рис. 1. Поперечный магнитоэлектрический эффект гибридных (а) и объемных (б) структур

Максимальное значение МЭ коэффициента гибридных структур в 2 раза превышает максимум, полученных в объемных образцах. При этом поле, в котором наблюдается максимальная величина эффекта в гибридных структурах составляет 5,7 кА/м, что в 5,5 раз ниже 38 кА/м полученного для объемных структур. Это означает существенное увеличение МЭ чувствительности гибридных структур в области магнитных полей [0 : 10] Э. При этом, одному значению магнитного поля соответствует только одно значение МЭ коэффициента в каждом квадранте плоскости  $H$ - $\alpha$ .

Изначально мы предполагали увеличение МЭ коэффициента в гибридных структурах из-за концентрации магнитных полей благодаря наличию ферромагнитных слоев металла на поверхности объемного МЭ образца. Ранее были проведены исследования МЭ эффекта для структур Ni – ЦТС 23 – Ni с подслоем никеля, полученного ионно-лучевым напылением и толщиной никелевого покрытия 40 мкм с каждой стороны на керамику толщиной 0,4 мм. Величина МЭ коэффициента составила 249 мВ/А [1]. Сравнение результатов не позволяет однозначно утверждать, что величина МЭ коэффициента возросла благодаря увеличению концентрации магнитного поля внутри МЭ композита. Тем не менее, большее значение МЭ чувствительности и однозначное соответствие значений МЭ коэффициента заданной величине

внешнего магнитного поля позволяют рассчитывать на создание устройств детектирования сверх слабых магнитных полей по величине и направлению на основе гибридных МЭ структур.

Работа выполнена при поддержке Белорусского Республиканского фонда фундаментальных исследований (грант Ф20МЦ-006).

**Список использованных источников:**

1. N.N. Paddubnaya, V.M. Laletin, A.I. Stognij, N.N. Novitskii / Dependence of magnetoelectric effect in layered lead zirconate-titanate / nickel heterostructures on the interface type // Functional materials 17, No 3, 2010 г. 5 pp.

# МАГНИТОУПРУГАЯ СПИНОВАЯ НАКАЧКА В МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ РЕЗОНАТОРНОЙ СТРУКТУРЕ

**Ползикова Н.И.**

Д

:

1

к.ф-м.н., с.н.с. Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

**Лузанов В.А.**

к.ф-м.н., в.н.с. Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники имени  
В. А. Котельникова РАН

**Дижур С.Е.**

к.ф-м.н., с.н.с. Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

**Раевский А.О.**

к.ф-м.н., с.н.с. Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники имени  
В. А. Котельникова РАН

и

**Аннотация.** Представлены результаты по электрическому возбуждению и детектированию линейных и параметрических спиновых волн, и спиновых токов в многочастотных резонаторах объемных акустических волн, содержащих пленки пьезоэлектрика (окись цинка), ферримагнетика и парамагнитного металла (железоиттриевый гранат в контакте с платиной). За счет пьезоэффекта в пленке ZnO происходит возбуждение сдвиговых акустических волн на резонансных частотах  $f_n$  композитного резонатора. В результате магнон-фононного взаимодействия акустические волны возбуждают магноны в ЖИГ либо на тех же частотах, либо на половинных частотах (при меньших полях и при превышении пороговой мощности). С помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) в пленке Pt детектируется акустическая спиновая накачка – спиновый ток на границе ЖИГ/Pt, вызванный либо линейными, либо параметрическими магнонами. Частотные, магнитопольевые и мощностные зависимости постоянного напряжения  $U_{ISHE}$  в пленке Pt однозначно указывают на описанный выше механизм его возникновения.

**Ключевые слова:** магнитоупругие волны, спиновая накачка, пьезоэлектрик, ферримагнетик, резонатор объемных акустических волн

Т

е

х

н

и

## MAGNETOELASTIC SPIN PUMPING IN MULTIFERROIC RESONATOR STRUCTURE

**Polzikova N.I.**

Dr.Sci., principal investigator,

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

**Alekseev S.G.**

э

е

к

т

р

о

н

Cand.Sci., senior investigator,  
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

**Luzanov V.A.**

Cand.Sci., leading investigator,  
Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

**Dizhur S.E.**

Cand.Sci., senior investigator,  
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

**Raevskiy A.O.**

Cand.Sci., senior investigator,  
Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

**Annotation.** *The results on the electrical excitation and detection of linear and parametric spin waves and spin currents in multifrequency resonators of bulk acoustic waves (HBAR) containing films of a piezoelectric (zinc oxide), ferrimagnet, and paramagnetic metal (yttrium iron garnet in contact with platinum) are presented. Due to the piezoelectric effect in the ZnO film, shear acoustic waves are excited at the resonance frequencies  $f_n$  of the composite resonator. As a result of the magnon-phonon interaction, acoustic waves excite magnons in the YIG either at the same frequencies or at half frequencies (at lower fields and when the threshold power is exceeded). The acoustic spin pumping in a Pt film – a spin current at the YIG/Pt interface caused by either linear or parametric magnons is detected via inverse spin Hall effect (ISHE). The measured frequency, magnetic field, and power dependences of the dc voltage  $U_{ISHE}$  in the Pt film unambiguously indicate the mechanism of its occurrence described above.*

**Keywords:** *magnetoelastic waves, spin pumping, piezoelectric, ferrimagnet, bulk acoustic wave resonator*

Недавно в качестве эффективного источника спинового тока и создающего его спиновых волн (СВ) нами был предложен и продемонстрирован композитный резонатор объемных акустических волн (АВ) [1–3], содержащий пленки пьезоэлектрика (ПЕ) и ферримагнетика (ФМ) в контакте с парамагнитным тяжелым металлом (рис. 1 а). Благодаря магнитоупругости, как линейное, так и параметрическое возбуждение СВ в ФМ-пленках осуществляется с помощью АВ, которые в свою очередь возбуждаются ПЕ-преобразователем на выделенных резонансных частотах структуры  $f_n$  (рис. 1 б). Будем называть далее акустически возбужденные СВ – АСВ.

В линейном режиме АСВ возбуждаются на частотах акустических резонансов при условии их соответствия частотам СВ,  $f_{СВ}(H)$ , в магнитном поле  $H$ . Помимо линейного возбуждения представляет также интерес параметрическое возбуждение АСВ на частотах  $f_n/2$ . Хотя параметрические механизмы генерации СВ и АСВ известны очень давно, они и в настоящее время находятся в центре внимания [4–6].

Для детектирования как линейных, так и параметрических АСВ, может быть использована создаваемая ими спиновая накачка – преобразования спинового углового момента АСВ в постоянный спиновый ток  $j_s$  на границе с немагнитным металлом. В металле с большой константой спин орбитальной связи, таком как Pt, спиновый ток детектируется за счет обратного спинового эффекта Холла (ISHE – inverse spin Hall effect).

В настоящей работе исследуются функциональные зависимости постоянного напряжения  $U_{ISHE}(f, H, P)$  от частоты, величины магнитного поля и  $rf$ -мощности, подаваемой на электроды

преобразователя. Полученные результаты соответствуют линейному и параметрическому режимам чисто акустического возбуждения магнонов. Обсуждается связь различных типов АСВ с характерными особенностями зависимостей  $U_{\text{ISHE}}(f, H, P)$ , а также с поведением коэффициента отражения от электродов преобразователя,  $S_{11}(f, H, P)$ .

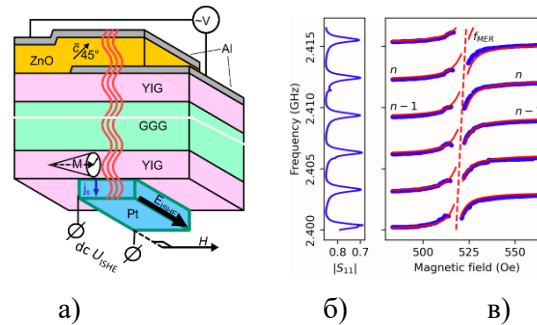


Рис. 1. Схема резонатора (а); частотная зависимость модуля коэффициента отражения в нулевом магнитном поле (б); изменение положения резонансных частот от магнитного поля (в). Синие точки – экспериментальные данные, полученные из зависимостей  $|S_{11}(f, H)|$ . Красные линии – расчет по методу [2]. Пунктир – зависимость частоты магнитоупругого резонанса  $f_{\text{MER}}(H)$ .

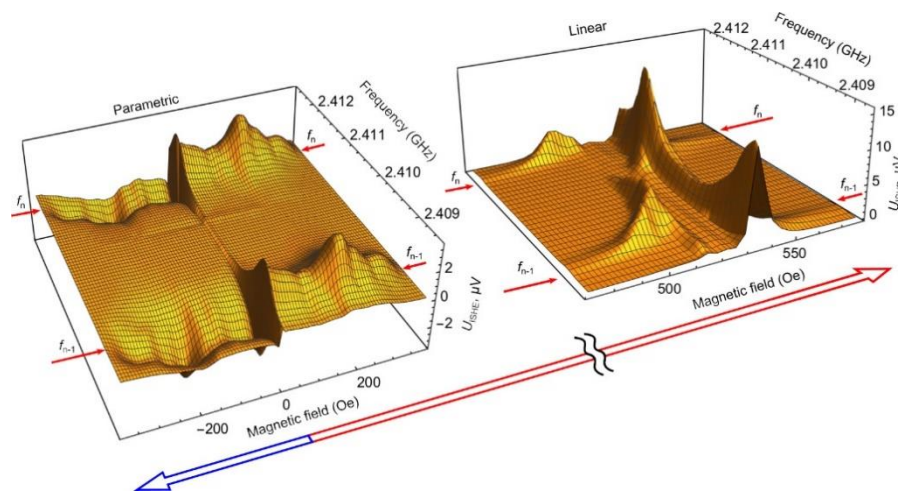


Рис. 2. Зависимости напряжения  $U_{\text{ISHE}}(f, H)$  при подаваемой мощности  $P=9$  мВт. Область линейного возбуждения АСВ лежит в диапазоне полей 500–550 Ое. По данным линейной области определялась эффективная намагниченность насыщения  $4\pi M_0=845$  Гс.

На рис. 1 в показано, как меняется положение семи резонансных частот мультиферроидного многомодового резонатора (НВАР – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) в магнитном поле. Перестройка частот происходит в области магнитоупругого резонанса (линия  $f_{\text{MER}}(H)$ ) и обусловлена обратным влиянием возбуждения АСВ на резонансные частоты НВАР. Результаты измерения постоянного напряжения на концах полоски Pt,  $U_{\text{ISHE}}(f, H)$  приведены в виде 3D графика справа на рис.2. Расположение сигналов напряжения на плоскости  $(f, H)$  соответствует положению двух соседних резонансных частот  $f_n, f_{n-1}(H)$ , приведенных на рис. 1 в. Как и в [2], наблюдается значительная асимметрия интенсивности  $U_{\text{ISHE}}(f, H)$  относительно линии  $f_{\text{MER}}(H)$  – протяженные хребты выше и вершины ниже этой линии. Локализация вершин соответствует пересечению ветвей  $f_n(H)$  с линией частоты ферромагнитного резонанса  $f_{\text{FMR}}(H)=\gamma[H(H+4\pi M_0)]^{1/2}$ . Здесь  $M_0$  – эффективная намагниченность насыщения,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение.

Для наблюдения параметрических АСВ и параметрической акустической спиновой



накачки можно либо в два раза увеличить частоту возбуждения НВАР, либо уменьшить магнитное поле, так, чтобы спектр спиновых волн попадал в диапазон частот  $f_{CB}(H) \approx f_n/2$ . В нашем случае менялась величина поля. На рис.2 слева приведены результаты детектирования параметрических АСВ. В отличие от линейного режима акустическая накачка не испытывает существенного обратного воздействия спиновых волн, поэтому резонансные частоты  $f_n$  практически не зависят от  $H$  в этом диапазоне полей. Зависимости  $U_{ISHE}(f, H_0)$  и  $|S_{11}(f, H_0)|$  от частоты при постоянном поле коррелирует друг с другом. Немонотонная зависимость напряжения от поля при  $H < 400$  Э объясняется возбуждением параметрических АСВ на частотах  $f_{CB}(H, q) \approx f_n/2$  с различными волновыми числами. Так, например, поле максимума напряжения  $H_c = \{[(f_n/\gamma)^2 + (4\pi M_0)^2]^{1/2} - 4\pi M_0\}/2 \approx 195$  Э, соответствует возбуждению АСВ с  $q \approx 0$  на частоте  $f_{CB}(H_c, 0) \approx f_{FMR}(H_c) = f_n/2$ .

На рис. 3 приведена зависимость напряжения  $U_{ISHE}(H, P)$  при возбуждении резонатора на постоянной частоте  $f_p = f_n(0) = 2.4012$  ГГц. Стрелками отмечены характерные поля: наиболее эффективного линейного и параметрического возбуждения АСВ –  $H_{FMR}$  и  $H_c$ , верхняя граница параметрической области –  $H_{c1} = f_p/(2\gamma) = 410$  Э, а также поля, характеризующие трехмагнонные процессы распада и слияния –  $H_{c2} = H_{c1}/2$  и  $H_{c3} = (4H_c - H_{FMR})/3 \approx 85$  Э.

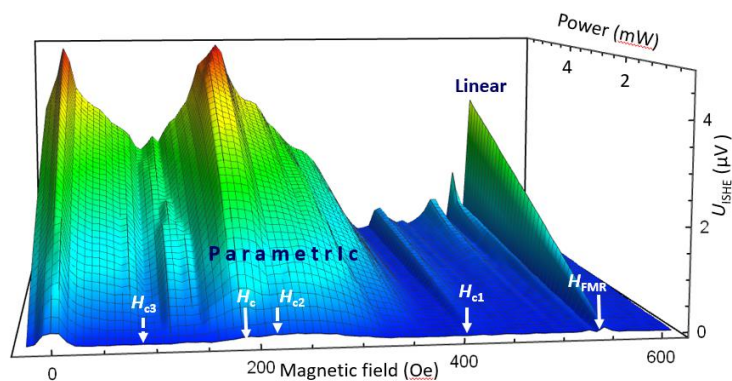


Рис. 3. Зависимость  $U_{ISHE}(H, P)$  от магнитного поля и мощности.

В заключение, экспериментальные зависимости  $U_{ISHE}(f, H, P)$  однозначно указывают на их связь с акустической накачкой и ее детектированием за счёт ISHE. Минимальная пороговая мощность для параметрической генерации оказалась достаточно низкой ( $\sim 0.4$  мВт), что объясняется высокой добротностью акустического резонатора, возбуждаемого пьезопреобразователем. Результаты представляют интерес для использования пьезоэлектрического возбуждения линейных и параметрических магнонов в низкоэнергетических устройствах магноники и микроволновой спинтроники.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Спинтроника» и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-01075).

#### Список использованных источников:

1. Polzikova N. I. et al. Acoustic spin pumping in magnetoelectric bulk acoustic wave resonator//AIP Advances. – 2016. –№5. –P. 056306-1–056306-6.
2. Polzikova N.I. et al. Acoustic excitation and electrical detection of spin waves and spin currents in hypersonic bulk waves resonator with YIG/Pt system//J. Magn. and Magn. Mater. – 2019. – P. 38–42.
3. Alekseev S.G. et al. Pumping in Bulk Acoustic Waves Resonator//Appl. Phys. Lett. – 2020. – № 7. –P. 072408-1–072408-5.

4. Keshtgar H. et al. Acoustic parametric pumping of spin waves// Solid State Commun. – 2014. –P. 30–34.
5. Lisenkov I. et al. Magnetoelastic parametric instabilities of localized spin waves induced by traveling elastic waves //Phys. Rev. B. – 2019. – № 18. –P. 184433-1–184433-8.
6. Chowdhury P. et al. Nondegenerate parametric pumping of spin waves by acoustic waves// IEEE Magn. Lett. – 2017. –P. 3108204-1–4.

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТРАНСФОРМАТОР

**Савельев Д.В.**

аспирант., кафедра нанoeлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА,  
инженер, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

**Чашин Д.В.**

к.т.н., инженер, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

**Фетисов Л.Ю.**

д.ф.-м.н., доцент, кафедра нанoeлектроники,  
Физико-технологический институт РТУ МИРЭА,  
научный сотрудник, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

**Фетисов Ю.К.**

д.ф.-м.н., директор, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

***Аннотация.** В работе изготовлен и исследован магнитоэлектрический трансформатор напряжения. Измерены его характеристики при работе на холостом ходу и при подключении активной нагрузки. Максимальная выходная мощность составила 23 мВт.*

***Ключевые слова:** магнитоэлектрический эффект, трансформатор напряжения, пьезотрансформатор*

## MAGNETOELECTRIC TRANSFORMER

**Saveliev D.V.**

PhD student, nanoelectronics department, Institute of Physics and Technology,  
MIREA – Russian Technological University,  
engineer, Education and Research Center «Magnetoelectric materials and devices»,  
MIREA – Russian Technological University

**Chashin D.V.**

PhD., engineer, Education and Research Center «Magnetoelectric materials and devices»,  
MIREA – Russian Technological University

**Fetisov L.Y.**

Dr. Sc., assistant professor, nanoelectronics department, Institute of Physics and Technology,  
MIREA – Russian Technological University,  
researcher, Education and Research Center «Magnetoelectric materials and devices»,  
MIREA – Russian Technological University

**Fetisov Y.K.**

Dr. Sc., head of Education and Research Center  
«Magnetoelectric materials and devices», MIREA – Russian Technological University

**Annotation.** Magnetolectric voltage transformer was manufactured and investigated in the paper. Its open circuit and loaded characteristics were obtained. Maximal output power was 23 mW.

**Keywords:** magnetolectric effect, voltage transformer, piezoelectric transformer

Трансформаторы, использующиеся для гальванической развязки цепи, преобразования переменных напряжений и токов, являются одними из наиболее распространенных электронных компонентов. [1] Тем не менее, применяемые на практике электромагнитные и пьезоэлектрические трансформаторы не позволяют изменять свои параметры. Ранее [2-4] было предложено использование трансформаторов, работа которых основана на возникновении магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в композитных структурах, состоящих из механически соединенных слоев пьезоэлектрика (ПЭ) и ферромагнетика (ФМ). Под действием магнитного поля ФМ слой деформируется в результате магнитоstriction. Возникающие механические напряжения передаются слою ПЭ, на гранях которого в результате прямого пьезоэффекта возникает электрическое напряжение. Главным отличием таких устройств, является возможность управления их свойствами, такими как коэффициент передачи напряжения, выходная мощность и эффективность передачи мощности на нагрузку при помощи внешнего магнитного поля [3].

Магнитоэлектрический трансформатор представлял собой композитную структуру, состоящую из механически соединенных между собой ПЭ и ФМ слоев, Ш-образных ферритовых сердечников и первичных обмоток. В качестве ПЭ слоя была использована пьезокерамика ЦТС-47 толщиной 2 мм, поляризованная вдоль ее длинной стороны. С двух сторон на нее с помощью цианакрилатного клея были наклеены по три слоя ленты аморфного магнитного сплава Metglas 2605SA1 толщиной 23 мкм. Размеры структуры в плоскости составляли 20×10 мм. Для замыкания линий магнитного поля внутри магнитоstrictionных слоев были использованы Ш-образные ферритовые сердечники. Сверху на каждый сердечник было намотано  $N = 20$  витков медной проволоки толщиной 0.1 мм. Обмотки были соединены параллельно между собой. Фотография МЭ трансформатора показана на рис. 1.

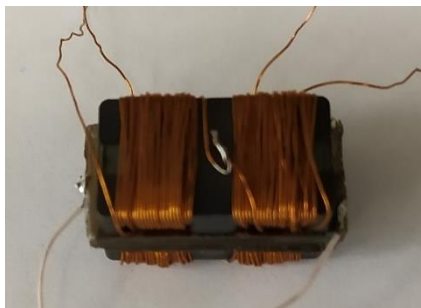


Рис. 4. Внешний вид МЭ трансформатора.

На первичные обмотки трансформатора подавали входное напряжение величиной до  $U_1 \approx 7.1$  В. Выходное напряжение  $U_2$  измеряли со слоя ПЭ. Были получены полевые зависимости коэффициента передачи напряжения на нагрузку и выходной мощности. Измерения проводили в режиме холостого хода и при подключении нагрузки с сопротивлением  $R = 1-220$  кОм. Коэффициент передачи напряжения определяли, как отношение выходного напряжения ко входному  $K = U_2 / U_1$ . Выходную мощность определяли из выражения  $P = U_2^2 / R$ . Измерения проводили в диапазоне магнитных полей 0-800 Э.

На рис. 2 приведена зависимость коэффициента передачи напряжения  $K$ , измеренная в режиме холостого хода. Видно, что его величина с ростом магнитного поля практически линейно увеличивается в пределах  $K = 0-15.7$ , достигая максимума при  $H_m = 175$  Э, а затем резко уменьшается до 1.8 и остается практически постоянной при дальнейшем увеличении поля.

На рис. 3 приведены зависимости коэффициента передачи напряжения и выходной

мощности от сопротивления нагрузки. Измерения проводили в магнитном поле  $H_m = 175$  Э, соответствующим его максимальному значению.

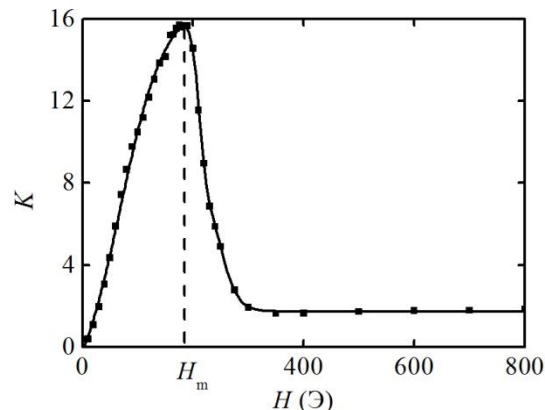


Рис.5. Зависимость коэффициента передачи напряжения трансформатора от магнитного поля, измеренная в режиме холостого хода.

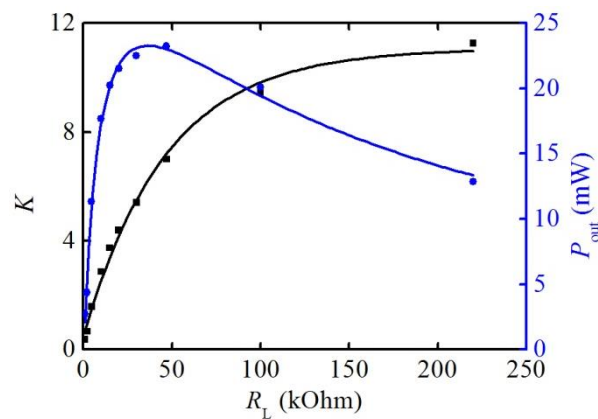


Рис. 6. Зависимость коэффициента передачи напряжения и выходной мощности от сопротивления нагрузки.

Коэффициент передачи напряжения нелинейно рос с увеличением сопротивления нагрузки, стремясь к максимальной величине  $K = 15.7$ , наблюдавшейся в режиме холостого хода ( $R \rightarrow \infty$ ). Выходная мощность нелинейно растёт с увеличением нагрузки, достигая максимального значения  $P_{out} \approx 23.2$  мВт при сопротивлении нагрузки  $R = 47$  кОм, а затем плавно уменьшается. Максимальная эффективность передачи мощности на нагрузку составляла 26% в магнитном поле  $H = 180$  Э.

Таким образом, в работе изготовлен и исследован МЭ повышающий трансформатор напряжения с замкнутой магнитной системой. Определены его параметры в режиме холостого хода и при подключении активной нагрузки. Улучшение эффективности трансформатора возможно совершенствованием технологии изготовления композитных МЭ структур.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 19-79-10128.

#### Список использованных источников:

1. Harlow J.H. Electric power transformer engineering. – Boca Raton: CRC Press, 2017. – 693 pp.
2. Leung C.M., Or S.W., Wang F. Ho S.L. Dual resonance converse magnetoelectric and voltage step-up effects in laminated composite of long-type PMN piezoelectric single-crystal transformer and Terfenol magnetostrictive alloy bars. // Journal of Applied Physics. – 2012. Vol. 109. P. 104103.
3. Saveliev D., Chashin D., Fetisov L., Shamonin M., Fetisov Y. Ceramic-heterostructure-based

- magnetolectric voltage transformer with an adjustable transformation ratio. // *Materials*. – 2020. – Vol. 13. P. 3981.
4. Wang H., Qu L., Qiao W., Liu B. Magnetic flux valve: A magnetolectric materials-based device for conversion and control of electric power. // *IEEE Transactions on Industrial Electronics*. – 2017. Vol. 64. P. 2451–2458.

## **ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА НА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ Co/PZT**

**Серокурова А.И.**

н. с., Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению

**С.А. Шарко**

с. н. с., Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению

**Н.Н. Поддубная**

с. н. с., ГНУ «Институт технической акустики НАН Беларуси»

**Е.Н. Галенко**

аспирант, Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина

**Н.Н. Новицкий**

с. н. с., Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению

**А.И. Стогний**

в. н. с., Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению

***Аннотация.** В работе исследованы образцы гетероструктур в виде тонкого слоя ферромагнитного металла на сегнетоэлектрических подложках  $PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$  с профилированной поверхностью межфазной границы. Показана возможность управления величиной магнитоэлектрического эффекта путём создания периодического профиля границы раздела ФМ металл/СЭ подложка, что позволяет повысить МЭ коэффициент с 4-5 мВ/А до 10 мВ/А за счет увеличения эффективной площади взаимодействия ФМ и СЭ компонент.*

***Ключевые слова:** ферромагнетик/сегнетоэлектрик, ионно-лучевое распыление/осаждение, магнитоэлектрический эффект*

## **INFLUENCE OF THE INTERFACE PERIODIC PROFILE ON THE MAGNETOELECTRIC PROPERTIES OF THE Co / PZT HETEROSTRUCTURE**

**Serokurova A.I.**

Researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

**Sharko S.A.**

Senior Researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

**Poddubnaya N.N.**

Senior Researcher, Institute of Technical Acoustics NAS of Belarus

**Galenko E.N.**

Graduate student, Mozyr State Pedagogical University named after I.P.Shamyakin

**Novitskii N.N.**

Senior Researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

**Stognij A.I.**

Leading Researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

***Annotation.** We investigated heterostructures in the form of a thin ferromagnetic metal layer on ferroelectric  $PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$  substrates with a profiled interface surface. It is shown that it is possible to control the magnitude of the magnetoelectric effect by a periodic profiling of the FM metal / FE*

substrate interface, which makes it possible to increase the ME coefficient from 4-5 mV/A to 10 mV/A by increasing the effective interaction area of the FM and FE components.

**Keywords:** ferromagnetic/ferroelectric, ion-beam sputtering/deposition, magnetoelectric effect

Большой интерес к магнитоэлектрическому (МЭ) эффекту [1–4] в слоистых гетероструктурах ферромагнитный металл/сегнетоэлектрик (ФМ/СЭ) обусловлен возможностью их применения в качестве МЭ-преобразователей, например, в сенсорных элементах датчиков постоянных и переменных магнитных полей, в устройствах переключения, а также обработки и хранения информации. Ранее [5] показано, что структуры Co/PbZr<sub>0.45</sub>Ti<sub>0.55</sub>O<sub>3</sub>, полученные методом ионно-лучевого распыления/осаждения кобальта на сглаженную до субмикронного уровня шероховатости подложку, характеризуются термостабильными и воспроизводимыми свойствами. При этом слоистые гетероструктуры не разрушаются при микромасштабировании до минимальных размеров в процессе резки и раскалывания [5]. В работе [6] показано существование оптимального значения толщины ферромагнитного слоя Co (3 мкм), в котором МЭ-свойства достигают максимальных значений.

В настоящей работе представлены исследования образцов гетероструктур Co/PZT с периодическим профилем поверхности на микронном уровне в латеральном и вертикальном направлении поверхности PZT, полученные прямым осаждением слоев кобальта методом ионно-лучевого распыления – осаждения через маску алюминия периодом 20 мкм и глубиной до 2 мкм. Создание 1D-профиля поверхности на микронном уровне в латеральном и вертикальном направлении позволяет увеличить площадь поверхности и, следовательно, свободную поверхностную энергию, что неизбежно должно привести к понижению энергии активации кристаллизации. С другой стороны, это направляет сток дефектов к границам выступов и впадин на поверхности вблизи интерфейса в момент начала кристаллизации. Последнее приводит к усилению МЭ взаимодействия на интерфейсе плёнка/подложка.

Внешний вид гетероструктуры Co /PZT с профилированной поверхностью приведен на рисунке 1а. На поверхности подложки имеются пустоты, формируемые в керамических образцах при их синтезе, которые являются неустраняемыми дефектами. Однако площадь сплошной поверхности составляет более 90 % от общей площади образца (рис. 1б).

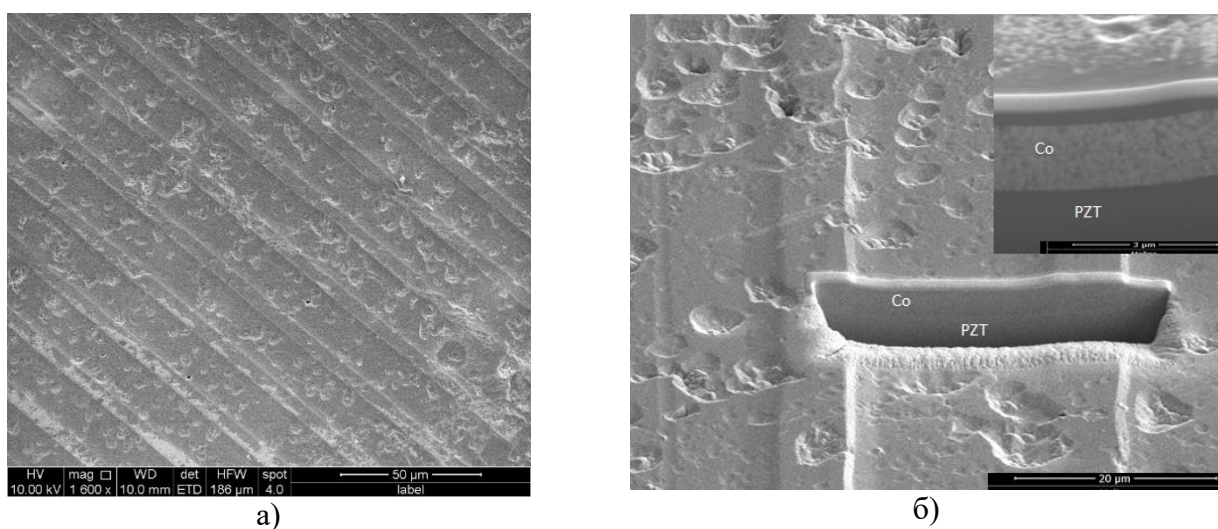


Рис. 1. Общий вид гетероструктуры PZT/Co с профилированной поверхностью PZT подложки (а); поперечное сечение гетероструктуры PZT/Co с профилированной поверхностью PZT подложки (б)

Согласно рисунку 1б, слой кобальта не содержит пустот и плотно состыковывается с поверхностью керамических зерен подложки, а сами зерна благодаря отмеченной выше процедуре ионно-лучевого сглаживания поверхности в области границы раздела имеют плоскую



поверхность, также не содержащую пустот. Характерные размеры кристаллитов сегнетоэлектрической керамики не превышают 1 мкм.

Хорошим подтверждением того факта, что качественное несовершенство структуры керамической подложки передается металлическому слою, являются результаты РЭМ и данные исследования морфологии поверхности методом АСМ. Исследование топографии поверхности (рисунок 2) показывает, что величина самой глубокой впадины не превышает толщину слоя  $Co$ , следовательно слой  $Co$  конформно покрывает профилированную поверхность PZT.

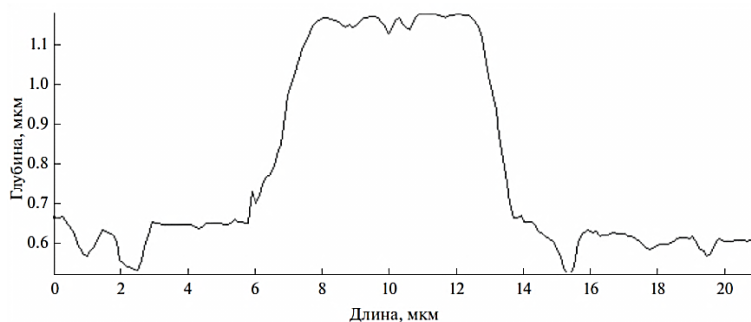


Рис. 2. Топография поверхности гетероструктуры PZT/Co с профилированной PZT подложкой

Результаты исследования полевой зависимости линейного низкочастотного МЭ эффекта в полученных структурах представлены на рисунке 3. Для структур с кобальтом максимум МЭ коэффициента наблюдается вблизи нулевых магнитных полей.

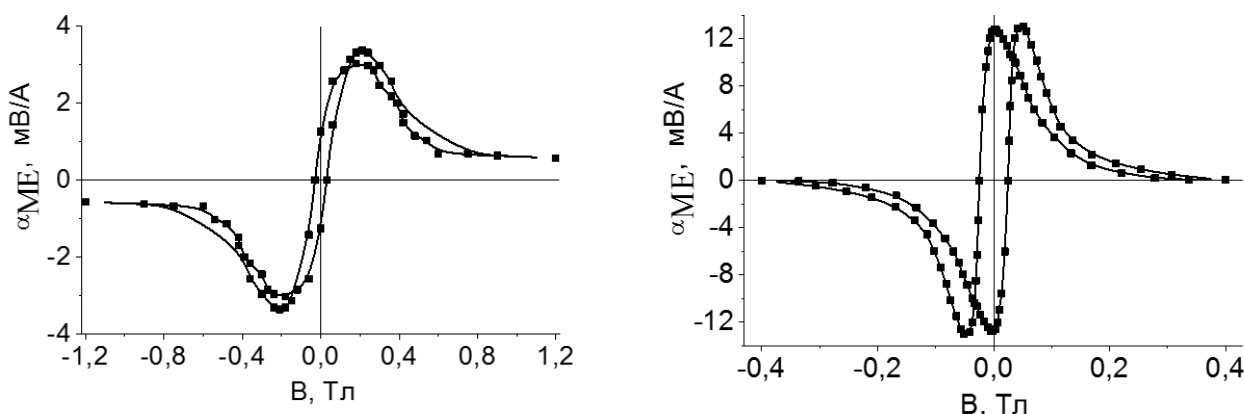


Рис. 3. Величина МЭ эффекта в гетероструктурах  $Co/PZT$  на гладкой поверхности (а) и с периодическим рельефом поверхности подложки (б)

Такое поведение зависит от магнитострикционных свойств металлических слоев и типично для кобальта. Поведение полевой зависимости МЭ эффекта в структурах с кобальтом имеет область с отрицательной величиной МЭ коэффициента. Такое поведение характерно для структур на основе кобальта, изготовленных методами ионно-лучевого напыления либо электрохимического осаждения, и обусловлено изменением знака магнитострикции кобальта при величине подмагничивающего поля от 24 кА/м. Обычно, экспериментально наблюдать такие эффекты возможно в случае, когда максимальное значение МЭ коэффициента составляет порядка 100 мВ/А. Это связано с достаточно высоким уровнем шума в слоистых структурах, полученных описанными методами, и проявляется в ширине наблюдаемого сигнала в магнитных полях насыщения. В полученных в данной работе структурах отсутствуют шумы и помехи, что

позволило работать с сигналом большой чистоты. В этом случае погрешность экспериментальных данных обусловлена только погрешностями измерительной установки и не превышает 5 %. Отношение толщин ФМ/СЭ составляет примерно 0,007. Поэтому только очень небольшая область вблизи интерфейса оказывает влияние на МЭ свойства. В работе [5] было показано, что подобный МЭ эффект также проявляется в гетероструктурах на планаризованных подложках PZT. Величина МЭ эффекта пропорциональна относительной площади прямого контакта ФМ и СЭ компонентов. Рельефная структура образцов позволяет увеличить площадь поверхности металл – пьезоэлектрик. Если величина МЭ эффекта обусловлена взаимодействием граничащих областей пьезо- и магнитоэлектрических компонентов, то в этом случае величина МЭ эффекта возрастает за счет увеличения площади, участвующей во взаимодействии.

Слоистые гетероструктуры Co/PZT с профилированной на микронном уровне в латеральном и вертикальном направлениях поверхностью PZT, полученные методами ионно-лучевого осаждения-распыления, обладают низкочастотным МЭ-эффектом при комнатной температуре. Слой кобальта толщиной 3 мкм возбуждает упругие механические напряжения в подложке PZT в области интерфейса, вызывающие МЭ отклик 12 мВ/А на частоте 100 Гц в магнитном поле 0,25 Тл при комнатной температуре [7].

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и Российского фонда фундаментальных исследований в рамках совместного проекта Ф20Р-115 и грантов РФФИ № 19-08-00643 и 18-29-11026.

#### Список использованных источников:

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // Успехи физ. наук. 2012. Т. 182. № 5. С. 593–620.
2. Fiebig M., Lottermoser Th., Frohlich D., Goltsev A.V., Pisarev R.V. Observation of Coupled Magnetic and Electric Domains // Nature. 2002. V. 419. P. 818–820.
3. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic Magnetoelectric Composites: Historical Perspective, Status, and Future Directions // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 031101–1-35.
4. Cheng J.H., Wang Y.G., Xie D. Resonance Magnetoelectric Effect in Ni/Pb(Zr,Ti)O<sub>3</sub>/Terfenol-D Trilayered Composites with Different Mechanical Boundary Conditions // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 252411.
5. Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Кецко В.А. Формирование плоскопараллельной межфазной границы в гетероструктуре Ni/PbZr<sub>0.2</sub>Ti<sub>0.8</sub>O<sub>3</sub> // Неорган. материалы. 2012. Т. 48. № 8. С. 947–951.
6. Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Sazanovich A., Dyakonov V., Szymczak H., Кецко В.А. Влияние толщины слоя кобальта на магнитоэлектрические свойства гетероструктур Co/PbZr<sub>0.45</sub>Ti<sub>0.55</sub>O<sub>3</sub>/Co // Неорган. материалы. 2013. Т. 49. № 10. С. 1090–1094.
7. Филиппов Д.А. Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах / Д.А. Филиппов // ФТТ. – 2004. – Т. 46, Вып. 9. – С. 1621–1627.

## РЕЗОНАНСНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ni-ЦТС

**Федулов Ф.А.**

к.т.н., инженер, МИРЭА – Российский технологический университет, e-mail: ostsilograf@ya.ru

**Фетисов Ю.К.**

д.ф.-м.н., профессор, МИРЭА – Российский технологический университет

**Фетисов Л.Ю.**

д.ф.-м.н., доцент, МИРЭА – Российский технологический университет

**Чашин Д.В.**

к.т.н., ведущий инженер, МИРЭА – Российский технологический университет

**Одинокоев С.Б.**

д.т.н., профессор, Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

**Кузнецов А.С.**

начальник отдела, Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

***Аннотация.** В работе изготовлены гетероструктуры в виде решеток с полосками из магнитострикционного никеля толщиной 10 мкм и шириной 100 мкм, электролитически осажденных на поверхность пластин из пьезоэлектрического цирконата-титаната свинца. Исследовано влияние параметров решетки, частоты возбуждающего переменного магнитного поля, величины и ориентации постоянного намагничивающего поля на характеристики прямого резонансного магнитоэлектрического эффекта в гетероструктурах. Продемонстрировано возникновение анизотропии магнитоэлектрического преобразования в структурах из-за влияния эффектов размагничивания и диполь-дипольного взаимодействия.*

***Ключевые слова:** магнитоэлектрический эффект, периодические гетероструктуры, пьезоэлектрический эффект, магнитострикция, электролитическое осаждение.*

## RESONANCE MAGNETOELECTRIC EFFECT IN PERIODIC HETEROSTRUCTURES Ni-PZT

**Fedulov F.A.**

PhD (Tech. Sci.), engineer, MIREA – Russian Technological University

**Fetisov Yu.K.**

Dr. Sc. (Phys.-Math.), professor, MIREA – Russian Technological University

**Fetisov L.Yu.**

Dr. Sc. (Phys.-Math.), assistant professor, research fellow,  
MIREA – Russian Technological University

**Chashin D.V.**

PhD (Tech. Sci.), lead engineer, MIREA – Russian Technological University

**Odinokov S.B.**

Dr. Sc. (Tech. Sci.), professor, Bauman Moscow State Technical University

**Kuznetsov A.S.**

Department head, Bauman Moscow State Technical University

**Annotation.** *The magnetoelectric periodic heterostructures have been manufactured and investigated. The heterostructures represent a series of 10 μm thick and 100 μm width nickel stripes electrolytically deposited on a  $PbZr_{0.52}Ti_{0.48}O_3$  (PZT) disc wafer. A gap between the nearby stripes is varied from 20 μm to 100 μm. The influence of dimensions of the periodic heterostructures, the frequency of an excitation ac magnetic field, magnitude and orientation of dc magnetic field on the characteristics of the direct resonance magnetoelectric effect is investigated experimentally. The occurrence of anisotropy of magnetoelectric conversion in the heterostructures due to demagnetization effects and dipole-dipole interaction is demonstrated.*

**Keywords:** *magnetoelectric effect, periodic heterostructures, piezoelectric effect, magnetostriction, electrolytic deposition.*

В последние годы большое внимание уделяют изучению магнитоэлектрических (МЭ) эффектов в планарных композитных гетероструктурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, и разработке на их основе управляемых устройств электроники, высокочувствительных датчиков магнитных полей, автономных источников питания [1]. Магнитоэлектрические эффекты в гетероструктурах возникают вследствие комбинации магнитострикции ФМ слоя, пьезоэлектрического эффекта в ПЭ слое и акустического резонанса в композитной структуре. Эффекты проявляются в генерации переменного электрического напряжения при возбуждении структуры переменным магнитным полем (прямой МЭ эффект) или в изменении намагниченности структуры при ее возбуждении переменным электрическим полем (обратный МЭ эффект) [2].

Одной из актуальных задач является разработка способов управления характеристиками МЭ эффектов в композитных гетероструктурах. В частности, представляет интерес создание анизотропных структур, эффективность МЭ преобразования в которых зависит от ориентации внешнего постоянного магнитного поля [3]. В данной работе впервые продемонстрированы возможности формирования анизотропии МЭ взаимодействия в планарных гетероструктурах путем создания периодических решеток из ФМ материала.

В исследованиях использовали диски из пьезокерамики цирконата-титаната свинца состава  $Pb_{0.48}Zr_{0.52}TiO_3$  (ЦТС-19) диаметром 23 мм и толщиной  $a \approx 240$  мкм с Ag-электродами толщиной  $\sim 3$  мкм, поляризованные по нормали к плоскости. На одну из поверхностей ЦТС-диска наносили периодические решетки с полосками из Ni. Для этого поверхность диска предварительно покрывали слоем фоторезиста (Kontakt Chemie Positiv 20/200), затем этот слой экспонировали через маску, после этого вытравливали засвеченные участки фоторезиста и на последней стадии на свободные участки Ag-электрода электролитически осаждали слой Ni. Скорость осаждения Ni составляла  $\sim 0.2$  мкм/мин при плотности тока  $1$  А/дм<sup>2</sup>. Таким методом были изготовлены образцы с Ni-решетками следующих размеров: толщина полоски  $b \approx 10$  мкм, ширина полоски  $w = 100$  мкм, расстояние между соседними полосками  $t = 0$  мкм (сплошной слой Ni), 20 мкм, 50 мкм и 100 мкм. Внешний вид ЦТС-диска с Ni-решеткой размером  $16$  мм  $\times$   $16$  мм на его поверхности показан на рис. 1.

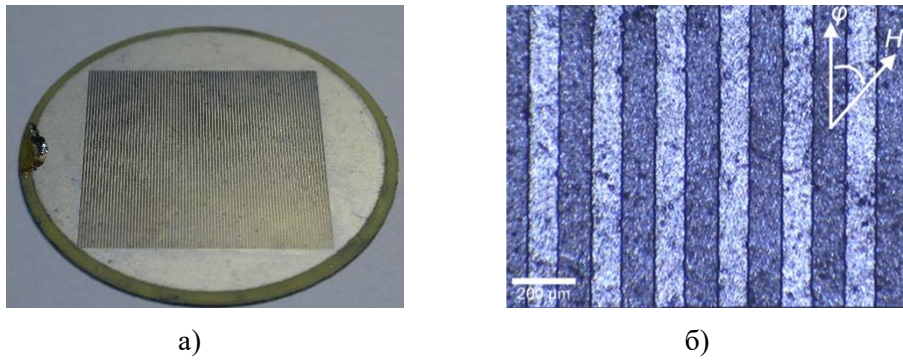


Рис. 1. Внешний вид ЦТС-диска с решеткой из Ni-полосок с параметрами  $w = 100$  мкм,  $t = 100$  мкм (а); Микрофотография периодической структуры: темные участки – полоски Ni толщиной 10 мкм,  $\varphi$  – угол между продольной осью полосок и направлением постоянного поля  $H$  (б).

Для исследования характеристик МЭ эффекта структуру помещали в возбуждающее переменное и постоянное магнитные поля, параллельные друг другу и приложенные в плоскости структуры. Переменное поле  $h\cos(2\pi ft)$  с частотой  $f = 0-10$  кГц и амплитудой  $h = 2$  Э генерировали катушки Гельмгольца диаметром 4 см. Постоянное магнитное поле  $H = 0-1$  кЭ создавали с помощью электромагнита. Установка позволяла вращать структуры и таким образом изменять угол  $\varphi$  между полями и продольной осью полосок структуры (см. рис. 1б). Генерируемое при прямом МЭ эффекте между Ag-электродами переменное напряжение регистрировали с помощью осциллографа с входным импедансом 1 МОм.

На рис. 2(а) показаны зависимости амплитуды МЭ напряжения  $u$  от частоты  $f$  возбуждающего поля при намагничивании структур вдоль полосок полем  $H_m$ , соответствующем максимуму МЭ эффекта. Пики на кривых, как показали оценки, соответствуют возбуждению в структурах низшей моды изгибных акустических колебаний. Отличие резонансных частот для разных структур может быть обусловлено небольшим отличием их толщин.

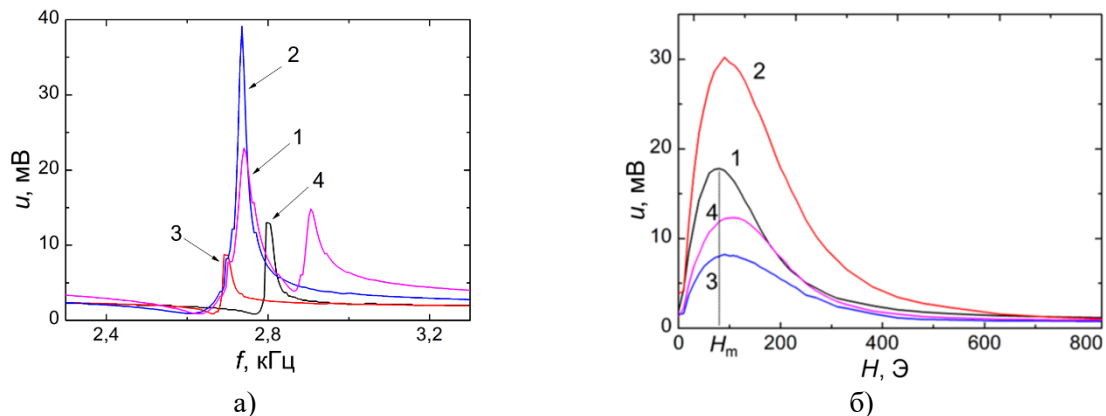


Рис. 2. Зависимости МЭ напряжения от частоты  $f$  возбуждающего поля для гетероструктур с разным расстоянием между Ni-полосками: 1 – сплошной слой Ni; 2 –  $t = 20$  мкм; 3 –  $t = 50$  мкм; 4 –  $t = 100$  мкм (а). Зависимости МЭ напряжения от поля  $H$  для гетероструктур с разным расстоянием между Ni-полосками: 1 – сплошной слой Ni; 2 –  $t = 20$  мкм; 3 –  $t = 150$  мкм; 4 –  $t = 100$  мкм (б).

На рис. 2(б) приведены зависимости высот пиков для разных структур от постоянного поля  $H$ . Эффективность МЭ преобразования достигает максимума при поле  $H_m \approx 80$  Э, соответствующем максимуму пьезомагнитного коэффициента  $\lambda(H) = \partial\lambda/\partial H$  (где  $\lambda(H)$  – зависимость магнитострикции Ni от магнитного поля) и стремится к нулю при насыщении магнитострикции с увеличением  $H$ . При ориентации поля  $H$  в плоскости структуры перпендикулярно к Ni-полоскам, эффективность МЭ преобразования падала практически до нуля. Величина МЭ коэффициента на резонансной частоте для структуры с расстоянием между

полосками  $t = 100$  мкм достигала  $\alpha_E = u/(ah) \approx 0.75$  В/(Э·см), что сравнимо с величиной МЭ коэффициента для сплошных структур Ni-ЦТС.

Рис. 3 демонстрирует анизотропию МЭ эффекта при изменении угла  $\varphi$  между направлением  $H$  и полосками Ni (рис. 1б).

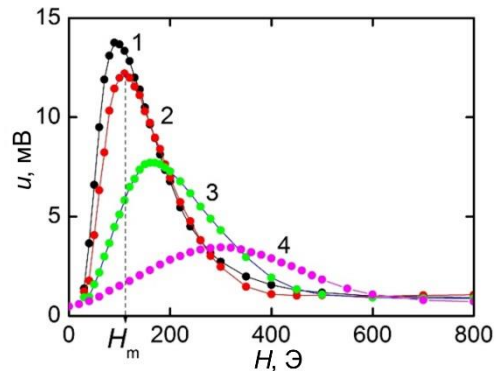


Рис. 3. Зависимости МЭ напряжения от поля  $H$  для гетероструктуры с  $w = 100$  мкм и  $t = 100$  мкм при разных углах  $\varphi$  между полем  $H$  и Ni-полосками: 1 –  $0^\circ$ , 2 –  $30^\circ$ , 3 –  $60^\circ$ , 4 –  $80^\circ$ .

Видно, что при отклонении поля в сторону нормали к полоскам амплитуда МЭ напряжения в максимуме падает и  $H_m$  одновременно смещается в область больших полей. Анизотропия возникает из-за эффектов размагничивания и диполь-дипольного взаимодействия в периодической системе Ni-полосок. Известно, что из-за размагничивания магнитное поле внутри ФМ образца  $H_{in}$  меньше, чем внешнее поле  $H_{in} = H/(1 + \chi N)$ , где  $\chi$  – собственная магнитная восприимчивость ферромагнетика,  $N$  – размагничивающий фактор в направлении поля. Анизотропия формы приводит к анизотропии поля  $H_{in}$  внутри образца. Для ФМ полоски  $N_{//}$  вдоль оси много меньше  $N_{\perp}$  в поперечном направлении [4], что и вызывает анизотропию МЭ эффекта. Кроме этого, в решетке ФМ полосок диполь-дипольное взаимодействие между соседними полосками приводит к ослаблению размагничивания, тем сильнее, чем меньше расстояние между полосками [4, 5]. Таким образом, подбирая толщину, ширину и расстояние между полосками Ni в описанной гетероструктуре, можно формировать полевые зависимости (см. рис. 3) и величину анизотропии резонансного МЭ эффекта. Отметим, что описанная структура более технологична в изготовлении, чем структура с магнитоэлектрическим волоконным композитом [3].

Экспериментальные исследования в работе выполнены при поддержке Российского научного фонда, проект 17-12-01435-П. Работы по изготовлению структур выполнены при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации.

#### Список использованных источников

1. Фетисов Ю.К. Магнитоэлектрические устройства электроники и информатики на основе мультиферроидных гетероструктур // Электроника НТБ. – 2021. – № 2. – С. 132-146.
2. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetolectric composites: Historical perspective, status, and future directions // Journal of Appl. Phys. – 2008. – V. 103. – P. 031101.
3. Fetisov Y., Chashin D., Saveliev D., Fetisov L., Shamonin M. Anisotropy of magnetoelectric effect in a planar heterostructure comprising piezoelectric ceramics and magnetostrictive fibrous composite // Materials. – 2019. – V. 12. – P. 3228.
4. Chen D.X., Pardo E., Sanchez A. Demagnetizing factors for rectangular prisms, IEEE Trans. Magnetics // 2006. – V.41. – P. 2077-2088.
5. Tartakovskaya E.V., Vovk A., Golub V. Dipolar interaction in ordered superlattices of ferromagnetic nanoparticles // Phys. Stat. Solidi. – 2008. – V. 205. – №8. – P.1787-1789.
6. Malkinski L.M., Yu M., Scheres D.J. Magnetostatic interactions of two-dimensional arrays of

magnetic strips // Mater. Res. Soc. Symp. Proc. – 2010. – V. 1250. – P. 1250-G08-03.

## ОБРАТНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ОРТОРОМБИЧЕСКИХ МАНГАНИТОВ $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$

**Фрейдман А.Л.**

к.ф.-м.н., н.с, ИФ СО РАН

**Хороший И.Н.**

студент базовой кафедры «Физика твердого тела и нанотехнологий», ИИФиРЭ СФУ

**Одинцов М.Б.**

студент базовой кафедры «Физика твердого тела и нанотехнологий», ИИФиРЭ СФУ

**Манелюк С.Е.**

студент базовой кафедры «Физика твердого тела и нанотехнологий», ИИФиРЭ СФУ

**Колков М.И.**

к.ф.-м.н., нс, ИФ СО РАН

*Аннотация.* В работе исследуется магнитоэлектрический отклик серии образцов  $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$   $x=0..0.4$ . По мере увеличения замещения  $x$  МЕЭ-эффект не только уменьшается по абсолютной величине, но и смещается в сторону больших магнитных полей, что свидетельствует о подавляющем характере влияния ионов  $Ho^{3+}$  на магнитоэлектрический эффект.

*Ключевые слова:* мультиферроик, магнитоэлектрический эффект, РЗМ

## INVERSE MAGNETOELECTRIC EFFECT IN SINGLE CRYSTALS OF ORTHORHOMBIC MANGANITES $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$

**Freydman A.L.**

candidate of Physical and Mathematical Sciences, Research Scientist, Kirensky Institute of Physics,  
Federal Research Center KSC SB RAS.

**Horoshiy I.N.**

student of training at the Department of Solid State Physics and Nanotechnology, Institute of Physics  
and Power Engineering of the Siberian Federal University

**Odincov M.B.**

student of training at the Department of Solid State Physics and Nanotechnology, Institute of Physics  
and Power Engineering of the Siberian Federal University

**Manelyuk S.E.**

student of training at the Department of Solid State Physics and Nanotechnology, Institute of Physics  
and Power Engineering of the Siberian Federal University

**Kolkov M.I.**



candidate of Physical and Mathematical Sciences, Research Scientist, Kirensky Institute of Physics,  
Federal Research Center KSC SB RAS.

**Annotation.** The work investigates the magnetoelectric response of a series of samples  $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$   $x = 0..0.4$ . As the substitution  $x$  increases, the MEE effect not only decreases in absolute value, but also shifts towards higher magnetic fields, which indicates the overwhelming character of the influence of  $Ho^{3+}$  ions on the magnetoelectric effect.

**Keywords:** multiferroic, magnetoelectric effect, rare earth metals

Тема мультиферроизма является одной из наиболее обсуждаемых, так как открывает возможность реализации многих новых устройств спинтроники. Среди известных мультиферроиков большое внимание привлекают орторомбические соединения  $RMnO_3$ , в которых магнитные свойства сильно зависят от редкоземельного иона. В орторомбических монокристаллах с  $R=Gd, Tb, Dy$  наблюдается магнитоэлектрический эффект [1]. При этом магнитное упорядочение марганцевой подсистемы при температуре Нееля в  $DyMnO_3$  и  $HoMnO_3$  различно, спиновая циклоида и антиферромагнитное упорядочение  $E$ -типа, соответственно. Последнее означает, что переходные составы  $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$  открывают большие перспективы для исследования магнитоэлектрического эффекта, так как являются соединительным мостиком между двумя типами магнитного упорядочения. Подобных исследований еще не было проведено.

В работе исследуется магнитоэлектрический отклик серии образцов  $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$   $x=0..0.4$ . Обратный магнитоэлектрический эффект в работе является основным методом исследования, который позволяет определить изменение магнитного момента  $\Delta M$  во внешнем электрическом поле  $E$ . Наряду с тем, что прямой магнитоэлектрический эффект исследуется достаточно часто, работ по обратному эффекту крайне мало. Такая ситуация возникла благодаря отсутствию готовых решений измерительных установок, которые необходимо разрабатывать и собирать самостоятельно.

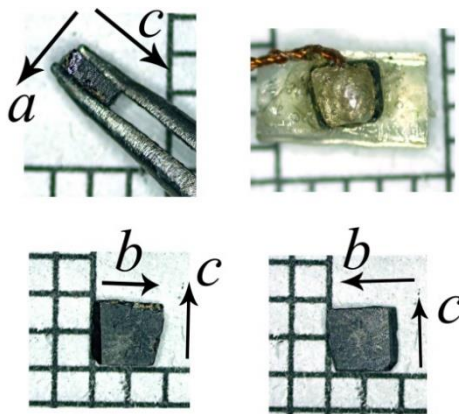


Рис. 1. Подготовленный к проведению измерений  $ME_E$ -эффекта образец состава  $Dy_{0.7}Ho_{0.3}MnO_3$ .  
Толщина пластинки вдоль  $a$ -направления 0.54 мм, масса 10.4 мг. Клетка 1x1 мм.

Монокристаллы  $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$  с различной величиной замещения  $x$  были получены методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. Средний размер полученных монокристаллов составлял  $\sim 2 \times 2 \times 3$  мм<sup>3</sup>. На рисунке 1 в качестве иллюстрации объектов исследования показан образец с  $x=0.3$ . Рентгеноструктурный анализ показал, что полученные монокристаллы  $DyMnO_3$  кристаллизуются в ромбической пространственной группе  $Pbnm$ .

Для измерений обратного магнитоэлектрического эффекта ( $ME_E$ -эффект) подготавливались образцы в форме плоского конденсатора. Для этого на предварительно отшлифованные грани монокристалла, перпендикулярные кристаллографической оси  $a$  (в

система Pbnm), наносились обкладки из токопроводящей пасты на эпоксидной основе с серебряным наполнителем. Измерения обратного магнитоэлектрического эффекта (МЕ<sub>E</sub>-эффект) были проведены на собранной экспериментальной установке [2, 3, 4].

На рисунке 2 показаны результаты измерений восприимчивости первой гармоники магнитоэлектрического эффекта  $\alpha_{ba}$  от магнитного поля для кристаллов Dy<sub>(1-x)</sub>Ho<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub> с различной величиной замещения  $x$ . Величина  $\alpha_{ba}$  отражает восприимчивость магнитного момента  $M_b$  к внешнему электрическому полю  $E_a$ , приложенному в направлении  $a$ , то есть на графиках представлена восприимчивость поперечного магнитоэлектрического отклика. Стоит отметить, что величина  $\alpha_{ba}$  отражает не весь отклик обратного магнитоэлектрического эффекта, а лишь его линейную по электрическому полю часть

$$\Delta M_b = \alpha(H) \cdot E + \beta(H) \cdot E^2 \quad (1)$$

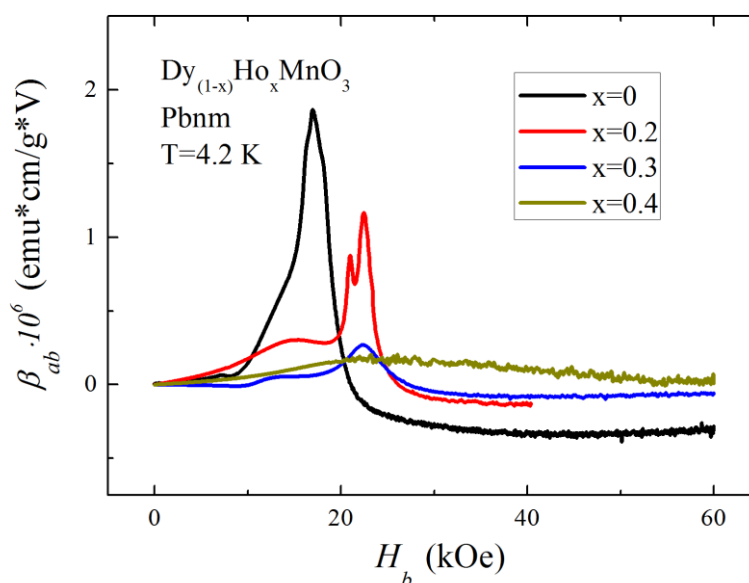


Рис. 2. Зависимости восприимчивости первой гармоники обратного магнитоэлектрического эффекта от внешнего магнитного поля в монокристаллах Dy<sub>(1-x)</sub>Ho<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub> при различных величинах замещения  $x=0, 0.2, 0.3, 0.4$ , измеренные при температуре  $T=4.2$  К.

Восприимчивость МЕ<sub>E</sub>-эффекта  $\alpha_{ba}(H)$  имеет максимум по магнитному полю, который связан с изменением направления спонтанной поляризации  $P_c \rightarrow P_a$  во внешнем магнитном поле  $H_b$ . При этом как видно из рисунка 2 по мере увеличения замещения  $x$  максимум не только уменьшается по абсолютной величине, но и смещается в сторону больших магнитных полей, что свидетельствует о подавляющем характере влияния ионов Ho<sup>3+</sup> на магнитоэлектрический эффект. Последнее может быть связано с изменением в магнитной структуре соединения, и, как следствие, подавлению спонтанной магнитострикции, продуцирующей модуляцию решетки и зарядовое упорядочение.

#### Список использованных источников:

1. Kimura T., Lawes G., Goto T., Tokura Y., Ramirez A. P. Magnetoelectric phase diagrams of orthorhombic RMnO<sub>3</sub> (R = Gd, Tb, and Dy)//Physical Review B – 2005 – 71 – 224425.
2. А. Д. Балаев, А. Л. Фрейдман, Реализация метода измерения МЕ<sub>E</sub>-эффекта Астрова на базе вибрационного магнитометра. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные. – 2014. – № 1. – С. 20–23.
3. Freydmann A.L., Balaev A.D., Dubrovskiy A.A., Eremin E.V., Temerov V.L., and Gudim I.A. Direct and inverse magnetoelectric effects in HoAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> single crystal. J. Appl. Phys. – 2014. – 115. – 174103.

4. Freydmann A.L., Erofeev D.A., Temerov V.L., and Gudim I.A. The Magnetoelectric  $ME_E$ -Effect in the  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  Multiferroic in DC and AC Electric Fields J. Appl. Phys. . – 2018. – 124. – 134101.

# ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ОБРАТНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРЕ FeCoSiB-AlN

**Хайес П.**

научный сотрудник Института материаловедения, г. Киль, Германия

**Бурдин Д.А.**

к.ф.-м.н., научный сотрудник научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические

**Экономов Н.А.**

к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник научно-образовательного центра  
«Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический  
университет

к.т.н, ведущий инженер научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические материалы и  
устройства», МИРЭА - Российский технологический университет

**Фетисов Ю.К.**

д.ф.-м.н., профессор, директор научно-образовательного центре «Магнитоэлектрические  
материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический университет

*Аннотация* В структуре AlN-Borosil-FeCoSiB обнаружен обратный магнитоэлектрический эффект на частоте второй моды толщинных колебаний боросиликатной подложки 32.4 МГц, лежащей вблизи верхней границы высокочастотного диапазона.

*Ключевые слова:* магнитострикция, пьезоэффект, магнитоэлектрический эффект

## HIGH-FREQUENCY CONVERSE MAGNETOELECTRIC EFFECT IN A FeCoSiB-AlN STRUCTURE

**Hayes P.**

Ph.D., Researcher, Institute of Material Science, Kiel, Germany

**Burdin D.A.**

Ph.D., Researcher, Scientific and Educational Center "Magnetolectric Materials and Devices",  
MIREA - Russian Technological University

**Ekonomov N.A.**

Ph.D., Associate Professor, Senior Researcher of the Scientific and Educational Center "Magneto-  
Electrical Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

**Chashin D.V.**

Ph.D., Leading Engineer of the Scientific and Educational Center "Magnetolectric Materials and  
Devices", MIREA - Russian Technological University

**Fetisov Y.K.**

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Director of the Scientific and Educational  
Center "Magnetolectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

***Abstract** In the AlN-Borosil-FeCoSiB structure, an converse magnetolectric effect was found at the frequency of the second mode of thickness vibrations of the borosilicate substrate 32.4 MHz, which lies near the upper limit of the high-frequency range.*

***Key words:** magnetostriction, piezoelectric effect, converse magnetolectric effect*

В композитных структурах пьезоэлектрик (ПЭ) – ферромагнетик (ФМ) наблюдается сильный магнитоэлектрический (МЭ) эффект [1], т.е. взаимное преобразование электрических и магнитных полей. Наибольшая величина МЭ восприимчивости достигается в условиях резонансного усиления, когда частота МЭ сигнала совпадает с частотой акустического резонанса структуры. Как правило, для этого используют низшие моды изгибных и продольных колебаний, соответствующие частотам в пределах 100 Гц - 1 МГц. Интерес представляют способы реализации МЭ устройств, работающих в высокочастотном (ВЧ) диапазоне. В данной работе описан способу повышения частоты эффективного МЭ преобразования в трёхслойной структуре AlN-Borosil-FeCoSiB.

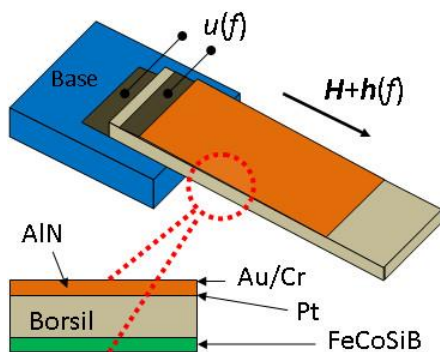


Рис. 1. Схематическое изображение МЭ структуры.

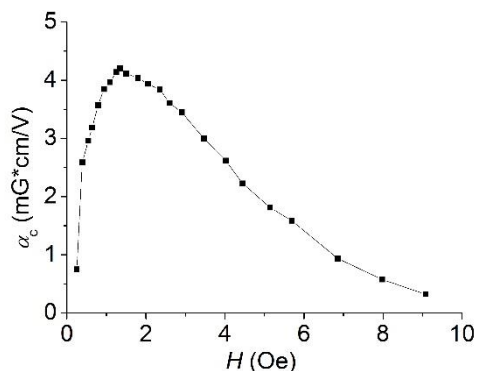


Рис. 2. Полевая зависимость обратного МЭ коэффициента.

Исследуемый МЭ резонатор имел форму балки длиной 20 мм и шириной 3 мм, закреплённой на одном конце. Внешний вид образца, взаимное расположение слоев и направления полей приведены на рис.1. Толщины слоев составляли: AlN – 2 мкм, FeBSiC – 2 мкм, Borsil – 150 мкм. Вдоль длинной стороны балки прикладывали постоянное магнитное поле  $H$ . Возбуждающее переменное электрическое напряжение с амплитудой  $u = 1$  В и частотой 32.4 МГц, совпадающей с частотой второй моды толщинных колебаний структуры, подавали на обкладки ПЭ слоя. Измеряли электрическое напряжение, генерируемое охватывающей образец считывающей катушкой. По амплитуде напряжения оценивали изменение индукции в ФМ слое. На рис.2 показана полевая зависимость МЭ коэффициента  $\alpha_B = V/E$  (где  $V$  – изменение индукции магнитного поля в ФМ слое структуры, вызванное электрическим полем  $E$ ) измеренная с помощью анализатора цепей Agilent E5061b. Видно, что МЭ коэффициент растёт от нуля при  $H=0$ , достигает значения 4 мГс·см/В при  $H=1.5$  Э, а затем монотонно уменьшается, что подтверждает его МЭ природу.

Таким образом, впервые обнаружен и исследован обратный резонансный МЭ эффект на частоте, близкой к верхней границе ВЧ диапазона. Полученные результаты могут быть использованы при создании высокочастотных МЭ устройств.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант 20-07-00811.

#### Список использованных источников:

1. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. –2010. –V.103. –P. 031101.

## **РОЛЬ УПРУГО-НАПРЯЖЁННОГО СОСТОЯНИЯ В СТРУКТУРЕ ПЕРМЕНДИОР /ЦИРКОНАТ ТИТАНАТ СВИНЦА С МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ**

**Стогний А.И.**

к.ф.-м.н., в.н.с., ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

**Новицкий Н.Н.**

к.ф.-м.н., с.н.с., ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

**Шарко С.А.**

к.ф.-м.н., с.н.с., ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

**Серокурова А.И.**

к.ф.-м.н., н.с., ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

**Поддубная Н.Н.**

к.ф.-м.н., с.н.с., ГНУ «Институт технической акустики НАН Беларуси»

***Аннотация.** В данной работе показано, что в слоистой структуре в виде тонкого (~2 мкм) слоя пермендюра на подложке сегнетоэлектрической керамики на основе цирконата титаната свинца, полученной методом ионно-лучевого распыления – осаждения с предварительной ионно-лучевой планаризацией поверхности подложки, упругие свойства приинтерфейсных областей вносят более заметный вклад в формирование магнитоэлектрических свойств, чем магнитострикция ферромагнитного слоя.*

***Ключевые слова:** ионно-лучевое распыление – осаждение, ионно-лучевая планаризация, слоистые структуры ферромагнетик /сегнетоэлектрик, интерфейс ферромагнетик /сегнетоэлектрик, магнитоэлектрический эффект*

## **THE ROLE OF THE ELASTIC-STRESSED STATE IN THE PERMENDUR /LEAD ZIRCONATE TITANATE STRUCTURE WITH A MAGNETOELECTRIC EFFECT**

**Stognij A.I.**

Ph. D., leading researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

**Novitskii N.N.**

Ph. D., senior researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

**Sharko S.A.**

Ph. D., senior researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

**Serokurova A.I.**

Ph. D., researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

**Poddubnaya N.N.**

Ph. D., senior researcher, The Institute of Technical Acoustics of NAS of Belarus

**Annotation.** *In this work, it is shown that in a layered structure in the form of a thin ( $\sim 2 \mu\text{m}$ ) permendur layer on a ferroelectric ceramic substrate based on lead titanate zirconate, obtained by ion-beam sputtering - deposition with preliminary ion-beam planarization of the substrate surface, the elastic properties of the interface regions make a more noticeable contribution to the magnetoelectric properties than the magnetostriction of the ferromagnetic layer.*

**Keywords:** *Ion beam sputtering - deposition; ion beam planarization; layered ferromagnetic/ferroelectric structures; ferromagnetic/ferroelectric interface; magnetoelectric effect*

Композиционные материалы на основе слоистых структур ферромагнетик/сегнетоэлектрик имеют важное практическое значение. Существующий в них магнитоэлектрический (МЭ) эффект [1] при комнатной температуре перспективен для применения в преобразователях магнитных и электрических величин, например, в энергонезависимых датчиках магнитных полей. Он заключается во взаимодействии электрической и магнитной упорядоченных подсистем посредством механической деформации.

Существующие методы формирования слоистых структур, основанные на механическом соединении ферромагнитных (ФМ) и сегнетоэлектрических (СЭ) слоев, например, путем склеивания [1], не удовлетворяют требованиям термостабильности и воспроизводимости их МЭ характеристик при повышенных температурах. С другой стороны, это не позволяет проводить их обработку стандартными методами микроэлектроники. Непосредственное же напыление слоя ФМ металла на СЭ подложку методом ионно-лучевого распыления – осаждения [2, 3] после предварительной ионно-лучевой планаризации её поверхности делает возможным формирование термостабильного плоскопараллельного интерфейса ферромагнетик /сегнетоэлектрик и получение структур с МЭ эффектом при комнатной температуре.

В данной работе методом ионно-лучевого распыления была получена слоистая структура в виде ФМ слоя пермендюра толщиной 2 мкм на подложке СЭ керамики PZT состава  $\text{PbZr}_{0,45}\text{Ti}_{0,55}\text{O}_3$  толщиной 400 мкм.

СЭ керамика на основе PZT состава  $\text{PbZr}_{0,45}\text{Ti}_{0,55}\text{O}_3$  синтезировалась в виде таблеток диаметром 8 мм и толщиной 400 мкм по стандартной технологии методом твердофазного синтеза [2]. Поверхность керамических подложек последовательно обрабатывалась методами механохимического полирования и ионно-лучевой планаризации с целью доведения ее среднеквадратической шероховатости до наноразмерного уровня.

Операция ионно-лучевой планаризации состояла из двух этапов. На первом этапе производилось напыление планаризирующего слоя PZT толщиной 0,2 мкм посредством распыления соответствующей мишени ионами кислорода с энергиями 1,2-1,4 кэВ. На втором



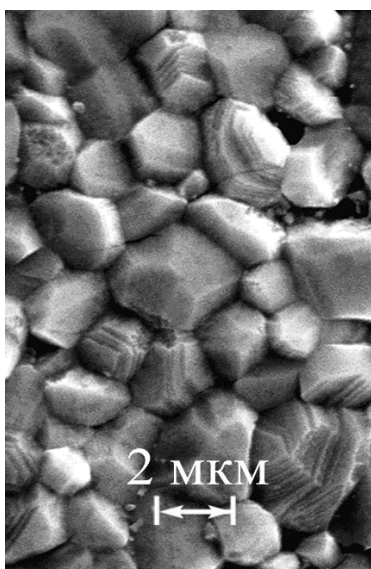
этапе поверхность подложки с напылённым слоем подвергалась распылению ионами кислорода с энергией 0,4 кэВ.

Затем на планаризованную поверхность керамической подложки наносился слой ФМ металла методом ионно-лучевого распыления мишени пермендюра (Co 49%, Fe49%, V 2%) ионами аргона с энергией 1,4 кэВ.

Поляризация образцов осуществлялась в постоянном электрическом поле 4 кВ/мм в течение двух часов при температуре 150°C. Магнитоэлектрические измерения проводились при комнатной температуре в постоянном и переменном магнитных полях на частоте 1 кГц, согласно [4].

Случайная ориентация кристаллитов является причиной развитой поверхности керамических образцов (рис. 1 а). Средний размер неровностей в вертикальном направлении (как выступов, так и впадин) составляет порядка 1 мкм, т.е. такого же масштаба, что и размер кристаллитов. Невозможность получения качественного сплошного слоя металла на такой поверхности, а, следовательно, и плоскопараллельного термостабильного интерфейса металл/подложка требует применения специальных методов планаризации.

Слой металла на поверхности керамической подложки в дефектных участках подвергается механическим напряжениям, не связанным с рассогласованием параметров кристаллических решеток и различием в коэффициентах теплового расширения. Однако в местах непосредственного контакта с поверхностью монокристаллических зерен тот же самый слой подвергается механическим напряжениям из-за несовпадения параметров кристаллических решеток и коэффициентов теплового расширения. Это приводит к разрушению слоистой структуры при термическом воздействии (рис. 1 б).



а



б



в

Рис. 1. Поперечное сечение исходного керамического образца полученное с помощью РЭМ (а). Поверхность образцов Pdr (2 мкм) /PZT (400 мкм) после термоциклирования в диапазоне от  $-50$  до  $+150^{\circ}\text{C}$  до (б) и после (в) ионно-лучевой планаризации подложки PZT. Pdr – пермендюр

При ионно-лучевой планаризации поверхности керамической подложки происходит уменьшение её характерных выступов и впадин и полное удаление мелких особенностей рельефа. В результате этого происходит усиление адгезии между слоем металла и подложкой. Интерфейс становится плоскопараллельным и гладким, а слоистая структура при термическом воздействии не подвергается деградации и сохраняет свой внешний вид (рис. 1 в).

Зависимость линейного МЭ коэффициента по напряжению  $\alpha_E$  полученной в данной работе структуры в виде слоя пермендюра на планаризованной подложке PZT от величины постоянного магнитного поля представлена на рис. 2. Электрический отклик при МЭ взаимодействии в композитах определяется упруго-механическим и магнитным воздействием, соответственно, через пьезоэлектрический и МЭ коэффициенты [1]:

$$D = eS + \varepsilon E + \alpha H, \quad (1)$$

где  $D$  – электрическая индукция,  $S$  – деформация,  $E$  – напряжённость электрического поля,  $H$  – напряжённость магнитного поля;  $e$  – пьезоэлектрический коэффициент,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\alpha$  – магнитоэлектрический коэффициент. Магнитоэлектрический коэффициент представляет собой произведение пьезоэлектрического и пьезомагнитного модулей [1]. Отсюда следует, что с уменьшением толщины ФМ слоя роль границы раздела в формировании МЭ свойств должна возрастать. Это эквивалентно усилению вклада упругой деформации ФМ и СЭ компонент на интерфейсе с одновременным ослаблением влияния магнитострикции ФМ слоя. Минимальная толщина слоя ФМ металла, находящегося в упруго-напряжённом состоянии, составляет 0,12 мкм, поэтому относительный вклад этой области в МЭ эффект, определяемый отношением её толщины к толщине слоя металла, равен  $0,12 \text{ мкм} / 2 \text{ мкм} = 0,06$ .

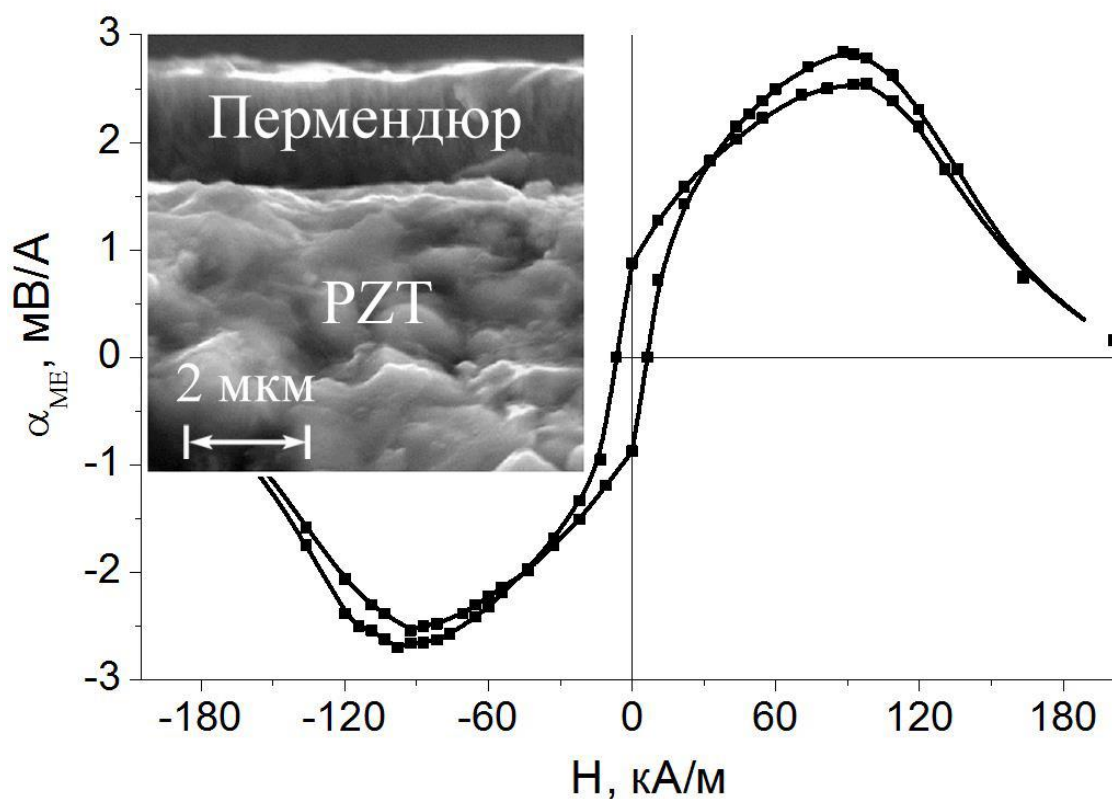


Рис. 2. Полевая зависимость низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению гетероструктуры Pdr (2 мкм) /PZT (400 мкм). Pdr – пермендюр. На вставке слева – поперечное сечение интерфейса Pdr/PZT

Т.о. показано, что в полученной методом ионно-лучевого распыления – осаждения слоистой структуре в виде слоя пермендюра толщиной 2 мкм на подложке сегнетоэлектрической керамики на основе цирконата титаната свинца толщиной 400 мкм в формировании магнитоэлектрических свойств упругие напряжения области ферромагнетика вблизи интерфейса вносят большой вклад, по сравнению с магнитострикцией.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и Российского фонда фундаментальных исследований в рамках совместного проекта Ф20Р-115 и грантов РФФИ № 19-08-00643 и 18-29-11026.

#### Список использованных источников:

1. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions / J. Appl. Phys. – Vol. 103, 2008. – p. 031101-35.

2. Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Кецко В.А. Формирование плоскопараллельной межфазной границы в гетероструктуре Ni/PbZr<sub>0,2</sub>Ti<sub>0,8</sub>O<sub>3</sub> / Неорганические материалы. № 8, Т.48, 2012. – с. 947-951.

3. Stognij A.I., Sharko S.A., Serokurova A.I., Trukhanov S.V., Trukhanov A.V., Panina L.V., Ketsko V.A., Dyakonov V.P., Szymczak H., Vinnik D.A., Gudkova S.A., Poddubnaya N.N., Singh C., Yang Y. Preparation and investigation of the magnetoelectric properties in layered cermet structures / Ceramics International. – No. 10, Vol. 45, 2019. – p. 13030-13036.

4. Petrov V.M., Srinivasan G., Laletin V.M., Bichurin M.I., Tuskov D.S., Poddubnaya N.N. Magnetoelectric effects in porous ferromagnetic-piezoelectric bulk composites: Experiment and theory / Physical Review B. – Vol. 75, 2007. – p. 174422-6.

# ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЛИНЕЙНОГО МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КОМПОЗИТНОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО СПЛАВА

**Бурдин Д.А.**

к.ф.-м.н., научный сотрудник научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические

м

а

**Экономов Н.А.**

р

к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник научно-образовательного центра  
«Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический

университет

а

ц

к.т.н, ведущий инженер научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические материалы и  
устройства», МИРЭА - Российский технологический университет

и

**Фетисов Ю.К.**

у

д.ф.-м.н., профессор, директор научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические  
материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический университет

в

е

*Аннотация* Исследовано влияние частоты на амплитуду нелинейного МЭ эффекта в  
двухслойных структурах пьезоэлектрик-аморфный ферромагнетик. Обнаружено, что с  
ростом частоты возбуждающих магнитных полей от 100 кГц до 4 МГц МЭ отклик монотонно  
уменьшается более, чем на порядок.

в

а

*Ключевые слова:* магнитострикция, пьезоэффект, нелинейный магнитоэлектрический эффект

,

## FREQUENCY DEPENDENCE OF A NONLINEAR MAGNETOELECTRIC EFFECT IN A COMPOSITE STRUCTURE BASED ON AMORPHOUS FERROMAGNETIC ALLOY

а

**Burdin D.A.**

р

о

с

с

и

Ph.D., Researcher, Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices",  
MIREA - Russian Technological University

**Ekonomov N.A.**

Ph.D., Associate Professor, Senior Researcher of the Scientific and Educational Center "Magnetoelectrical Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

**Chashin D.V.**

Ph.D., Leading Engineer of the Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

**Fetisov Y.K.**

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Director of the Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

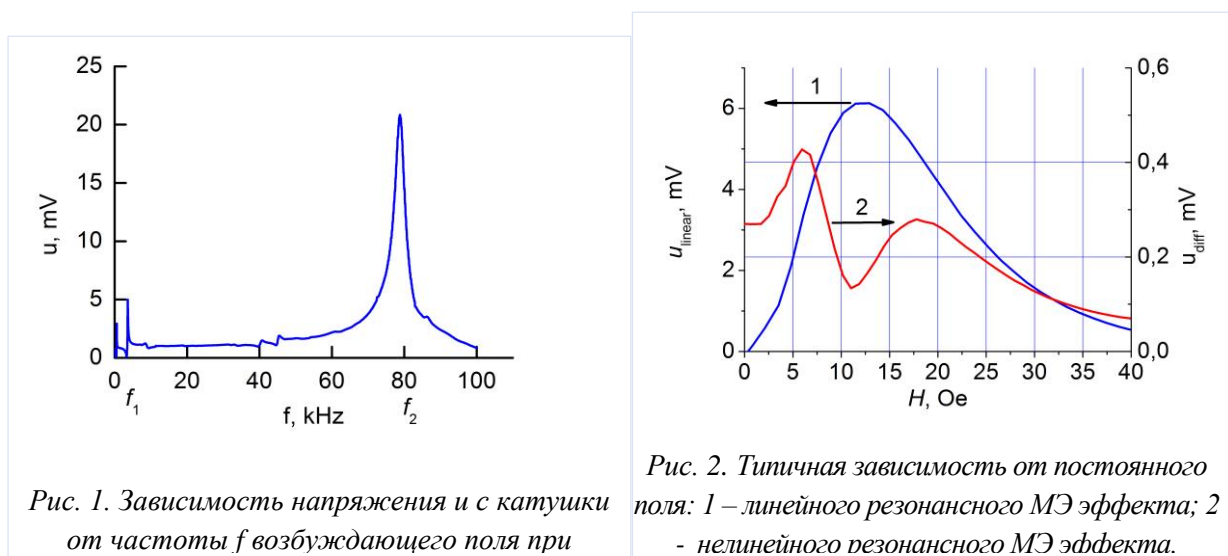
***Abstract** The influence of frequency on the amplitude of the nonlinear ME effect in two-layer piezoelectric-amorphous ferromagnet structures is investigated. It was found that with an increase in the frequency of exciting magnetic fields from 100 kHz to 4 MHz, the ME response monotonically decreases by more than an order of magnitude.*

***Key words:** magnetostriction, piezoelectric effect, nonlinear magnetoelectric effect*

В слоистых структурах пьезоэлектрик (ПЭ) – магнитострикционный ферромагнетик (ФМ) наблюдается магнитоэлектрический эффект (МЭ), заключающийся в изменении поляризации ПЭ слоёв под действием внешнего магнитного поля. Наибольшей величины МЭ эффект достигает при возбуждении структуры переменным магнитным полем с частотой, совпадающей с одним из её акустических резонансов. В области низких частот (до 100 кГц) резонансный МЭ эффект за последние годы хорошо изучен, однако в ряде публикаций сделана попытка перейти из низкочастотного диапазона в область высоких и сверхвысоких частот [1]. Как правило, при этом уменьшают геометрические размеры структуры, чтобы повысить частоту основной моды планарных акустических колебаний, что неизбежно приводит к усложнению технологии изготовления. Альтернативным путём реализации резонансного МЭ эффекта в области высоких частот может быть применение обнаруженного ранее эффекта нелинейного смещения магнитных полей [2], наиболее выраженного в структурах на основе аморфных ферромагнитных сплавов.

В данной работе экспериментально изучалась возможность совмещения двухчастотного возбуждения МЭ структуры в ВЧ диапазоне со считыванием на частоте акустического резонанса в области НЧ. Исследуемые образцы представляли собой двухслойные структуры ПЭ-ФМ с размерами в плоскости 5 мм x 15 мм. В качестве материалов ПЭ слоёв были использованы

пластины ЦТС-19 толщиной 200 мкм и монокристаллического лантан-галлиевого танталата (лангатата) X-среза толщиной 450 мкм. На поверхность ПЭ слоя наносились Ag электроды методом вжигания. Во всех структурах магнитострикционный слой изготавливался из фольги аморфного сплава FeCoSiB толщиной 25 мкм или 15 мкм. Слои структуры скреплялись с помощью цианакрилатного клея Cosmo CA-500.200, либо пайкой низкотемпературным припоем. Образец закреплялся консольно на одном конце и помещался в соленоид, содержащий две обмотки провода ПЭВ диаметром 3 x 0.2 мм по 10 витков каждая. Электроды ПЭ слоя подключались на вход синхронного усилителя SR850, напряжение на выходе которого регистрировалось с помощью мультиметра Fluke 45. Обмотки соленоида запитывались от двух генераторов Agilent 33210a. Подавая гармоническое возбуждение на одну из обмоток, измеряли амплитудно-частотные характеристики МЭ эффекта каждой из структур (рис.1). На типичной частотной зависимости на частоте  $f_1 \approx 5$  кГц наблюдается максимум, соответствующий основной моде изгибных колебаний структуры, а на частоте  $f_2 \approx 75$  кГц – продольным колебаниям образца.



Далее, фиксируя частоту возбуждения на одном из резонансов, записывали полевую зависимость МЭ напряжения (рис.2 – кривая 1). Максимум величины линейного МЭ эффекта соответствовал полю  $H_m = 12$  Э.

Для исследования нелинейного эффекта на обмотки соленоида подавали напряжение 10 В с частотами  $f$  и  $f + f_1$ . Сигнал с ПЭ слоя подавали на вход фильтра SR650 с полосой пропускания от 4кГц до 6 кГц. Изменяя величину постоянного магнитного поля  $H$ , измеряли напряжение на выходе фильтра с помощью вольтметра переменного тока АКПП-2401. На рис. 2 показана типичная полевая зависимость сигнала с разностной частотой  $f_1$ . Видно, что кривая имеет два максимума: при 7 Э и при 15 Э. Варьируя частоту  $f$ , снимали серию полевых зависимостей для каждого образца. На рис. 3 построены зависимости нормированного максимального напряжения на разностной частоте для четырёх образцов. Видно, что форма кривых практически совпадает: сигнал от 1 на 100 кГц монотонно падает до 0.1 при 4 МГц.

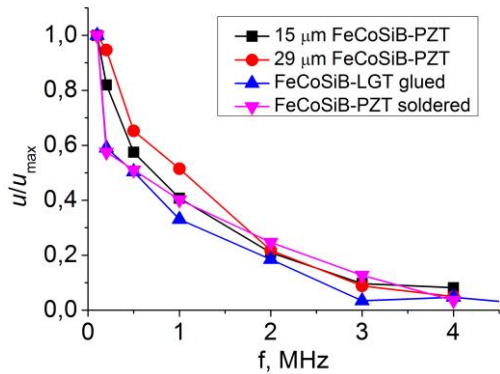


Рис. 3. Зависимость нормированной амплитуды сигнала с разностной частотой от частоты возбуждения.

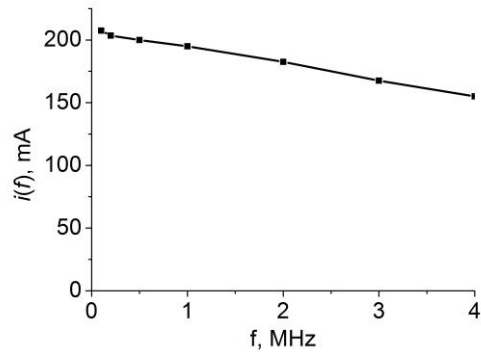


Рис. 4. Зависимость амплитуды переменного поля от частоты.

Одинаковый характер поведения величины нелинейного МЭ сигнала в образцах с разными материалами ПЭ слоёв, разным способом скрепления слоёв и с разной толщиной ФМ слоя говорит о том, что причина наблюдаемого затухания МЭ эффекта с ростом частоты связана с частотными характеристиками магнестрикции аморфного ФМ слоя.

Исследования поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований, грант 20-07-00811.

#### Список использованных источников:

1. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. –2010. –V.103. –P. 031101.
2. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov L.Y., Fetisov Y.K., Srinivasan G., Sreenivasulu G. Nonlinear magneto-electric effects in ferromagnetic-piezoelectric composites // J. Mag. Magn. Mater., –2014. –V. 358-359. –P. 98-104.



## НЕОДНОРОДНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В (011)-ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

**Вахитов Р.М.**

д.ф.-м.н., профессор теоретической физики, Физико-технический институт БашГУ

**Юмагузин А.Р.**

доцент кафедры теоретической физики, Физико-технический институт БашГУ

**Ахмадеева Г.Т.**

бакалавр 4-го курса, Физико-технический институт БашГУ

***Аннотация.** В работе изучается структура и свойства 180-градусной доменной границей (180°-ДГ) (011)-пленки с учетом флексомагнитоэлектрического эффекта. Показано, что в области переориентации доменной границы, ее структура меняется и становится квазиблоховской, что приводит к проявлению флексомагнитоэлектрического эффекта.*

***Ключевые слова:** магнитоэлектрический эффект, ферриты-гранаты*

## INHOMOGENEOUS MAGNETOELECTRIC EFFECT IN A (011)-ORIENTED FERRITE-GARNET FILM

**Vakhitov R.M.**

Professor of the Theoretical Physics Department of Bashkir State University

**Yumaguzin A.R.**

Associate Professor of the Theoretical Physics Department of Bashkir State University

**Akhmadeeva G.T.**

4th year bachelor of the Theoretical Physics Department of Bashkir State University

***Annotation.** The paper studies the structure and properties of a 180-degree domain boundary (180-DG) (011) film taking into account the flexomagnetolectric effect. It is shown that in the area of reorientation of the domain boundary, its structure changes and becomes quasi-bloch, which leads to the manifestation of the flexomagnetolectric effect.*

***Keywords:** magnetolectric effect, ferrite-garnets.*

Пленки ферритов-гранатов, которые до недавнего времени характеризовались, как уникальные многофункциональные магнетики [1,2], в настоящее время показали себя еще с одной стороны,

а именно как магнитоэлектрические материалы. Последние вызывают повышенный интерес у исследователей в связи с возможностью их использования в различных устройствах спинтроники. В свое время, в пленках ферритов-гранатов был выявлен гигантский линейный магнитоэлектрический эффект при комнатных температурах [3]. Значительно позже в них был обнаружен еще один подобный эффект такого же порядка [4], (названный впоследствии флексомагнитоэлектрическим [1]), который заключался в смещении доменной границы (ДГ) под действием неоднородного электрического поля. Было установлено, что одной из особенностей наблюдаемого эффекта является зависимость степени его проявления от ориентации развитой поверхности пленки: в (210)-ориентированной пленке эффект проявляется наиболее сильно, (011)-пленке более слабо, а в (111)-пленке вообще не наблюдался. Очевидно, что для объяснения подобной зависимости необходимо исследовать возможные типы микромагнитных структур, имеющих в каждой из рассматриваемых пленок и выявить их топологические особенности. Так, анализ доменной структуры, возможной в пластине типа (210), показал [5], что вне зависимости от значений констант магнитной анизотропии и других материальных параметров образца в ней всегда реализуются  $180^0$ -ДГ с некруговой траекторией вектора намагниченности  $\mathbf{M}$ , что создает условия для проявления флексомагнитоэлектрического эффекта [1]. Однако такой детальной картины доменной структуры, возможной в (011)-пленке в литературе отсутствует. С этой целью в данной работе были изучены структура и свойства  $180^0$ -ДГ в области значений материальных параметров (011)-пленки, в которой устойчива магнитная фаза с  $\mathbf{M} \parallel [011]$  (ЦМД-область [4]). Выявлено, что в данной области  $180^0$ -ДГ блоховского типа могут иметь две ориентации плоскости вращения магнитных моментов относительно кристаллографических осей, определяемая углом  $\psi$  ( $\psi=0, \pi/2$ ). Однако из анализа устойчивости этих ДГ следует, что  $180^0$ -ДГ с  $\psi=0$  и  $180^0$ -ДГ с  $\psi=\pi/2$  имеют разные области существования: при  $\alpha_1 > 0$ , ( $\alpha_1 = K_1/K_u$ , где  $K_1, K_u$  – константы кубической и перпендикулярной анизотропии, соответственно), они пересекаются, а при  $\alpha_1 < 0$  существуют в разных областях, между которыми имеется некий промежуток, где оба типа решений неустойчивы. В то же время, численное интегрирование уравнений Эйлера-Лагранжа для рассматриваемого магнетика показывает, что в этом промежутке реализуется решение, которому соответствует  $180^0$ -ДГ с неблоховской структурой и со значением  $\psi$ , лежащим в интервале  $0 < \psi < \pi/2$ . Таким образом, в данной области происходит переориентация плоскости  $180^0$ -ДГ от одного направления ( $\psi=0$ ) к другому ( $\psi=\pi/2$ ) с трансформацией ее структуры, которая сопровождается выходом намагниченности из плоскости ДГ. При этом максимальное значение угла выхода из плоскости ДГ  $\phi_m$ , как показывают расчеты, не превышает  $10^0$ , т.е.  $\phi_m < 10^0$ . С другой стороны максимальная величина индуцированной в области ДГ электрической поляризации пропорциональна  $\phi_m$ . Этим возможно и объясняется слабое проявление флексомагнитоэлектрического эффекта в (011)-пленке ферритов-гранатов.

#### Список использованных источников:

1. Randoshkin V.V. et al // *Sov.Tech.Phys.Lett.* – 1989. – № 15. – С. 553.
2. Kozhaev M.A. et al // *JETP Lett.* . – 2016. – № 104. – С. 833-837.
4. Pyatakov A.P. et al // *Physics-Uspekhi.* – 2015. – № 58. – С. 981-992.

3. Krichevtsov B.B., Pavlov V.V., Pisarev R.V. // *JETP Lett.* –1989. – № 49. – С. 535-539.
5. Vakhitov R.M., Iskhakova R.R., Yumaguzin A.R. // *Phys.of the Sol. State.* – 2018. – № 60. – С. 925-935.

14 секция Преподавание по разделам «Магнетизм» и «Магнитные материалы» в высшей школе

## **КУРС «ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАУЧНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ НА ИНОСТРАННОМ ЯЗЫКЕ» ДЛЯ МАГИСТРОВ СПЕЦИАЛЬНОСТИ СТАНДАРТИЗАЦИЯ И МЕТРОЛОГИЯ В УРАЛЬСКОМ ФЕДЕРАЛЬНОМ УНИВЕРСИТЕТЕ**

**Курляндская Г.В.**

д.ф.-м.н., профессор-исследователь, Уральский федеральный университет

*Аннотация.* Работа посвящена некоторым аспектам преподавания дисциплины «Представление научных результатов на иностранном языке».

*Ключевые слова:* учебный курс, стандартизация и метрология, наукометрические показатели, интернет-технологии, иностранный язык

## **COURSE "PRESENTATION OF SCIENTIFIC RESULTS IN A FOREIGN LANGUAGE" FOR MASTERS OF SPECIALTY STANDARDIZATION AND METROLOGY AT THE URAL FEDERAL UNIVERSITY**

**Kurlyandskaya G.V.**

Dr. of Science, Research professor, Ural Federal University

*Annotation.* The work is devoted to some aspects of teaching the discipline "Presentation of scientific results in a foreign language."

*Keywords:* training course, standardization and metrology, science indicators, Internet technologies, foreign language

Кафедра магнетизма и магнитных наноматериалов Уральского федерального университета предлагает обучение по двум специальностям: физике магнитных явлений и стандартизации и метрологии. Профессия метролога-исследователя широко востребована в современном обществе, позволяя совместить решение конкретных научно-технических задач и возможность творческой самореализации. Статистика говорит о том, что доля выпускников, работающих по данной специальности составляет 83%, а доля студентов, закончивших обучение, от числа поступивших превышает 92% [1]. Особое внимание привлекает образовательная программа «Метрологическое обеспечение научных исследований и производства наукоемкой продукции», которой 2015 году в результате независимой профессионально-общественной аккредитации был присвоен «Европейский знак качества». Среди других специализированных дисциплин магистры, обучающиеся по специальности «Стандартизация и метрология», получают возможность совершенствовать навыки профессионального использования иностранного языка (английского) в процессе обучения в рамках дисциплины «Представление научных результатов на иностранном языке». Настоящая работа посвящена некоторым аспектам преподавания

данной дисциплины.

К образованию магистров метрологов предъявляются особые требования. Метрология составляет основу производственных и бытовых технологических процессов и вырабатывает способы и методики описания и использования фундаментальных законов природы, обеспечивает единство этого описания, формируя основы для законодательной регламентации технической деятельности.

В современном мире знание иностранных языков необходимо представителям всех специальностей, и предъявляемые требования быстро возрастают в связи с процессами цифровизации и широким внедрением интернет-технологий. Особенно заметной эта тенденция стала в условиях пандемии, при которых «он-лайн» режим долгое время был единственным возможным активным образовательным ресурсом. Тем не менее, многие его элементы были созданы и отработаны заранее. Так в Уральском государственном университете им. А.М. Горького (Екатеринбург, Россия) существовала методика ведения учебного процесса на уровне магистратуры, условно называемая «Взгляд со стороны», в рамках которой активно использовались и подробно анализировались видеоматериалы практических и семинарских занятий [2]. В Университете Овиедо элементы данного подхода были использованы при проведении официальных летних курсов [3].

Основные задачи учебного курса «Представление научных результатов на иностранном языке» значительно отличаются от задач, которые ставятся перед стандартными языковыми университетскими курсами. Технологическая карта дисциплины включает упражнения по улучшению произношения и упражнения, улучшающие навыки понимания «на слух»; представление научной части биографии на английском языке (варианты: поступление на работу, знакомство с участником конференции, конкурс для получения гранта); составление краткого CV на английском языке (письменно) и представление краткого CV на английском языке в форме видеоролика; тезисы и регистрация на международной конференции; стендовый и устный доклад на международной конференции; подготовка учебного короткометражного фильма и видеофильма для журнальной статьи или представления стендового доклада. Практические навыки отрабатываются в работе со статьями по теме магистерской диссертации как в режиме обычного перевода, так и устного реферирования. Особая роль уделяется пониманию того, как и почему формируются наукометрические показатели. Также рассматриваются особенности оформления графических материалов для статей в различных издательствах и журналах, обсуждается отличие требований в русско- и англоязычных журналах. Отличительной особенностью нашего курса является то, что в его проведении всегда участвует ассистент. Студенты имеют возможность постоянно слышать, различное произношение, диалоги и участвовать в активной многоуровневой дискуссии.

Особенно эффективно показали себя комплементарные учебные видеоматериалы, подготовленные на русском и английском языках. Данные материалы не являются прямым повторением друг друга, но делают работу значительно более эффективной для тех студентов, чей уровень языка отличается от среднего уровня группы. Следует отметить, что это особенно важно в условиях, когда в одной группе для обучения по данной дисциплине оказываются магистры не только с различным уровнем иностранного языка, но и имеющие разные родные языки. В частности, в качестве таких комплементарных материалов нами используются лекции подготовленные в рамках выполнения задач гранта РФФИ 18-19-00090.

#### **Список использованных источников:**

1. [https://km.insma.urfu.ru/entrant/info\\_metrology.html](https://km.insma.urfu.ru/entrant/info_metrology.html).
2. Svalov, E.A. (2007) Internet-page as Didactical Resource, pp. 1-52. Master thesis, Ural State University, Ekaterinburg.

3. Kurlyandskaya, G., Svalov, E. The art of magnetism - An interdisciplinary summer course // Proceedings of IMSCI 2009 - 3rd International Multi-Conference on Society, Cybernetics and Informatics. – 2009. – V. 1, - P. 52-57.
4. <https://km.insma.urfu.ru/science/lectures.html>.

## САМОСТОЯТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТУДЕНТОВ «ИЗМЕРЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЕРДЕЧНИКОВ» В УСЛОВИЯХ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ

**Александрова Н.В.**

к.т.н., доцент кафедры общей физики, Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

**Шутов А.В.**

тьютор кафедры общей физики, Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

***Аннотация.** Обсуждается проведение лабораторного практикума по физике по электромагнетизму для студентов технических вузов в условиях дистанционного обучения. Представлен опыт выполнения студентами самостоятельного домашнего исследования на тему «Измерение начальной магнитной проницаемости ферромагнитных сердечников» с помощью виртуальных приборов.*

***Ключевые слова:** лабораторный практикум, дистанционное обучение, магнитная проницаемость, ферромагнитные материалы.*

## STUDENTS' INDEPENDENT STUDY "MEASURING OF INITIAL MAGNETIC PERMEABILITY OF FERROMAGNETIC CORES"

**Alexandrova N.V.**

Candidate of Sciences (PhD) in Technology, Associate Professor of the General Physics Department  
of the National Research Nuclear University (MEPhI)

**Shutov A.V.**

Tutor of the General Physics Department of the National Research Nuclear University (MEPhI)

***Annotation:** The discussion concerns the physics laboratory workshop on electromagnetism for technology students of institutions of higher education being on distance learning. Hereby is presented an experiment of conduct by the students of independent home study with the subject "Measuring of initial magnetic permeability of ferromagnetic cores" using virtual instruments.*

***Key words:** laboratory workshop, distance learning, magnetic permeability, ferromagnetic materials.*

Сложившая неблагоприятная эпидемиологическая ситуация внесла значительные коррективы в обучение физики студентов инженерных вузов. В третьем семестре учебными планами НИЯУ МИФИ предусмотрено проведение лабораторного практикума по электромагнетизму. Из-за перехода на дистанционное обучение пришлось отказаться от занятий в лабораториях университета. Использование виртуальных измерительных приборов является современной тенденцией в силу дешевизны, расширения возможностей и сферы применения.



Однако целесообразно даже в непростых сегодняшних условиях осуществлять экспериментальное изучение реальных объектов и образцов.

Для получения навыков проведения физического эксперимента и использования электроизмерительного оборудования в курсе «Электричество и магнетизм», группе студентов, находящихся на дистанционном обучении, в том числе предлагалось реализовать в домашних условиях экспериментальное исследование по определению начальной магнитной проницаемости различных ферромагнитных материалов в слабых магнитных полях. Студентами был выбран метод изменения индуктивности соленоида при помещении в него сердечника с ферромагнитными свойствами. В качестве образцов для измерения использовались сердечники из феррита и железа.

Суть метода состоит в том, чтобы найти величину начальной магнитной проницаемости ферромагнитного материала по отношению измеренных индуктивностей соленоида с сердечником и без него, так как величина индуктивности бесконечно длинного соленоида прямо пропорциональна магнитной проницаемости сердечника [1, 2].

Полноценные установки для получения этой характеристики в технических вузах предусматривают снятие начальной кривой намагничивания и получения зависимости проницаемости ферромагнитного образца от напряженности магнитного поля [3]. Необходимость изменять величину переменного тока в цепи обмотки соленоида в больших пределах не позволяет рекомендовать этот метод для домашнего использования.

В качестве необходимого измерительного оборудования, были рекомендованы виртуальный осциллограф и генератор на основе персонального компьютера [4] (рис. 1). Так как оцифровка и генерация сигнала компьютера происходит с помощью звуковой карты, частотные характеристики и выходная мощность были ограничены. Чувствительность осциллографа определяется входным уровнем микрофонного входа. Также особенностью применения звуковой карты является единый «общий» провод генератора и осциллографа.

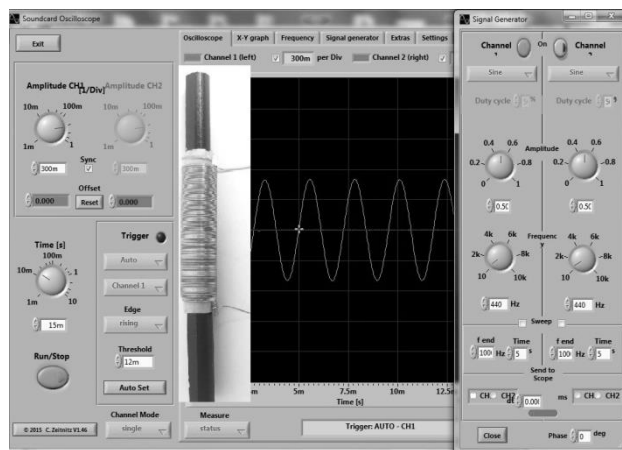


Рис.1. Общий вид экрана виртуального оборудования и образца

Как приоритетный, выбирался метод исследования, доступный для реализации в домашних условиях. Для измерения индуктивности могли быть использованы: метод амперметра - вольтметра - частотомера и резонансный метод. Первый метод подразумевает определение реактивного сопротивления соленоида и расчет индуктивности при известной частоте. Второй метод позволяет определить индуктивность при известной емкости, применяя формулу Томсона, с учетом активного сопротивления и построения векторных диаграмм.

При изменении частоты генератора, определяется собственная частота колебательного контура по максимуму тока в цепи. При этом используется схема последовательного колебательного контура. Выбор значения резистора как датчика тока, был ограничен

необходимостью сохранения высокой добротности катушки соленоида. Это также необходимо было учитывать при выборе диаметра медной проволоки обмотки соленоида. Низкая добротность контура не позволила бы студенту однозначно определить момент максимума тока при перестройке частоты. Конденсатор выбирался исходя из необходимости попадания в частотный диапазон полосы пропускания осциллографа-звуковой карты (20-20000 Гц). Это требование сохраняется и для первого метода, где частота измерения уже самостоятельно выбирается студентом.

При использовании резонансного метода, помимо регистрации максимума тока, можно находить максимальное значение напряжения отдельно на реактивных элементах при перестройке частоты, переставляя элементы схемы, по очереди подключая их к входу осциллографа. Отклонение найденных частот от частоты резонанса будет незначительно при данной точности эксперимента. «Паразитная» емкость катушки не учитывается по тем же причинам.

Ферритовые стержни для эксперимента были вынуты из старых радиоприемников ДВ-СВ диапазона. Вещание в этих диапазонах прекращено, а приемники еще хранятся в семьях студентов. Временное изъятие стержней не повреждает конструкцию приемника, т.к. сама катушка производилась на бумажно-пластмассовые «гильзы». Другие ферромагнитные материалы, если их размеры не соответствовали размерам «гильзы», получались путем заполнения бумажных цилиндров мелкоизмельченными опилками различных сталей и сплавов с последующим уплотнением. Не исключалось изготовление сердечников необходимого диаметра и длины на токарном станке при наличии данной возможности. Качественная оценка магнитной проницаемости диамагнетиков и парамагнетиков может быть продемонстрирована при изготовлении сердечников из меди или алюминия соответственно.

Из-за особенности катушки проволоки соленоида для максимального приближения к теоретической формуле, необходимо было равномерно распределить обмотку в центральной части «гильзы». Тонкая «гильза» из диэлектрического материала необходима для смены исследуемого образца и сохранения для всех измерений одинаковых условий. Если ферромагнетик по своему диаметру отличался от диаметра гильзы, нарушалась достоверность величины индуктивности, полученная по теоретической формуле для ферромагнетика с известной начальной проницаемостью. В таком случае, студенту предлагалось наматывать проволоку непосредственно на исследуемый материал с максимально возможным сохранением намоточных данных.

По опыту организации и проведения домашнего лабораторного исследования «Измерение начальной магнитной проницаемости ферромагнитных сердечников» можно отметить эффективность данного вида учебной деятельности. Его отличают развитие познавательной активности студентов, научный поиск, получение практических навыков работы с оборудованием, что особенно актуально при дистанционном обучении. Предложенное самостоятельное исследование является предпочтительным по сравнению с выполнением полностью виртуальных лабораторных работ. Ознакомление с таким опытом будет, несомненно, полезно для преподавателей технических вузов.

#### **Список использованных источников**

1. Кухлинг Х. Справочник по физике. - М.: Мир, 1982. - 520 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. - М.: Лань, 2019. - 500 с.
3. Лабораторный практикум «Электромагнетизм»: Учебное пособие / Под ред. В.Ф. Федорова. - М.: МИФИ, 2008. - 220 с.
4. Soundcard Oscilloscope - [Электронный ресурс] - URL: [https://www.zeitnitz.eu/Scope\\_en](https://www.zeitnitz.eu/Scope_en) (дата обращения 1.04.21).

## К ВОПРОСУ О ПРЕПОДАВАНИИ ТЕОРИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ ВЕЙССА

**Мироненко Ю.И.**

студент, Донецкий национальный университет

**Головчан А.В.**

к.ф.-м.н., доцент, заместитель директора, Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

**Аннотация.** Работа посвящена изложению основных моментов построения теории молекулярного поля Вейсса.

**Ключевые слова:** магнитные фазовые переходы, теория молекулярного поля.

## TO THE QUESTION OF TEACHING THE WEISS MEAN FIELD THEORY

**Mironenko Yu.I.**

student, Donetsk National University

**Golovchan A.V.**

Ph.D., docent, deputy director, Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A. Galkin

**Abstract.** The work is devoted to the presentation of the main points of the construction of the Weiss molecular field theory.

**Keywords:** magnetic phase transitions, molecular field theory.

Магнитные фазовые переходы привлекают внимание исследователей, так как на стыке двух фаз можно полнее сопоставить свойства различных состояний и получить сведения о причинах перехода. Основными причинами, вызывающими магнитный фазовый переход являются тепловые магнитные флуктуации, изменения знака обменного взаимодействия или конкуренция обменных взаимодействий.

Для интерпретации магнитных свойств твердого тела широко используют метод молекулярного поля (среднего поля). Исторически такая теория впервые была выдвинута в 1907г. П.Вейссом [1], и несколько ранее, в менее разработанном виде Б. Розингом (см. [2], стр.388). Для объяснения существования спонтанной намагниченности ферромагнетиков Вейсс ввел предположение о существовании в них «внутреннего» эффективного молекулярного поля ( $\vec{H}_e$ ), которое, подобно внешнему магнитному полю в парамагнетиках создает в ферромагнетиках параллельную ориентацию магнитных моментов при отсутствии внешнего магнитного поля. В соответствии с этим, в теории Вейсса, ферромагнетик всегда намагничен до технического насыщения. Отсутствие суммарного магнитного момента в размагниченном состоянии объясняется разбиением тела на отдельные микроскопические области – домены. Внутри каждой такой области магнитные моменты атомов параллельны, но магнитные моменты различных областей направлены так, что суммарный магнитный момент тела равен нулю. Тогда в процессе намагничивания тела внешнее поле лишь ориентирует магнитные моменты доменов.

Мы воспроизведем здесь вычисления Вейсса с двумя модификациями. Во-первых, будем рассматривать атомный магнитный момент как квантовомеханический оператор вида  $\vec{M} = g\mu_B\vec{S}$ , а во-вторых, будем учитывать дискретный характер кристаллической структуры, принимая во внимание взаимодействия с рядом ближайших соседей данного атома. При изложении теории Вейсса, следует акцентировать внимание на том, что она была выдвинута за несколько лет до теории атома Бора и открытия Лауэ дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, так что представления Вейсса об атомной и кристаллической структурах были в зачаточном состоянии.

За основу возьмем магнитную систему, описываемую гамильтонианом Гейзенберга

$$H = -\sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j - g\mu_B \vec{H}_0 \sum_i \vec{S}_i \quad (1)$$

Микроскопический гамильтониан Гейзенберга описывает магнетик, в котором спины  $\vec{S}_i$  отдельных атомов, расположенные в узлах кристаллической решетки взаимодействуют друг с другом посредством квантовомеханического обменного взаимодействия  $J_{ij}$  [2], которое зависит только от межатомного расстояния и не зависит от взаимной ориентации спинов.  $\mu_B$  - магнетон Бора,  $g$ - фактор Ланде. Взаимодействие спинов со внешним магнитным полем  $\vec{H}_0$  описывается вторым слагаемым в (1). Дополнительно, будем рассматривать только системы в которых все магнитные атомы тождественны, а все узлы магнитной решетки кристаллографически эквивалентны. Обменное взаимодействие быстро спадает с расстоянием и мы можем ограничиться только рассмотрением взаимодействия между ближайшими соседями( $J$ ).

Выделим из (1) гамильтониан одного атома

$$H_i = -2J\vec{S}_i \sum_{j \neq i} \vec{S}_j \quad (2)$$

Наша цель состоит в замене межатомного взаимодействия (2) взаимодействием с эффективным молекулярным полем  $\vec{H}_e$ , т.е.

$$H_i = -g\mu_B \vec{H}_e \vec{S}_i \quad (3)$$

Приравнявая (2) и (3) находим

$$\vec{H}_e = \frac{2J \sum_j \vec{S}_j}{g\mu_B}$$

В духе приближения Вейсса примем, что каждый  $\vec{S}_i$  можно заменить его средним значением  $\langle \vec{S}_i \rangle$ . Если все магнитные атомы в кристалле эквивалентны, то  $\langle \vec{S}_i \rangle$  связано с магнитным моментом кристалла соотношением

$$\vec{M} = Ng\mu_B \langle \vec{S}_i \rangle \quad (4)$$

Тогда для эффективного молекулярного поля имеем

$$\vec{H}_e = \frac{2zJ}{g\mu_B} \langle \vec{S}_i \rangle = \frac{2zJ}{Ng^2\mu_B^2} \vec{M} = \gamma \vec{M} \quad (5)$$

Выбирая ось  $z$  в направлении внешнего магнитного поля  $\vec{H}_0$ , получим одноатомный гамильтониан эквивалентный гамильтониану для простого парамагнетика

$$H_i = -g\mu_B S_i (H_0 + H_e)$$

Его собственные значения  $E = -g\mu_B (H_0 + H_e)m$ ,  $m = -S, -S + 1, \dots, S - 1, S$ . Намагниченность простого парамагнетика с таким гамильтонианом имеет вид:

$$M = Ng\mu_B \frac{\sum_{m=-S}^S m \exp(g\mu_B m (H_0 + H_e)/kT)}{\sum_{m=-S}^S \exp(g\mu_B m (H_0 + H_e)/kT)} = Ng\mu_B S B_S \left( \frac{g\mu_B S (H_0 + H_e)}{kT} \right) \quad (6)$$

Тут  $S$  – величина спина атома,  $B_S(x) = \frac{2S+1}{2S} \text{cth} \left( \frac{2S+1}{2S} x \right) - \frac{1}{2S} \text{cth} \frac{x}{2S}$  – функция Бриллюэна [2]. Полученное уравнение (6) есть уравнение состояния ферромагнетика в теории молекулярного поля. Рассмотрим его решение в предельном случае высоких температур  $x = \frac{g\mu_B S (H_0 + H_e)}{kT} \ll 1$ . При малых  $x$   $B_S(x) \approx \frac{S+1}{3S} x$  и мы имеем

$$M = Ng^2\mu_B^2 S(S+1) \frac{(H_0 + \frac{2zJ}{Ng^2\mu_B^2} M)}{3kT}, \quad (7)$$

$$M = \frac{CH_0}{T-\theta} \quad (8)$$

Уравнение (8) представляет закон Кюри-Вейсса, а его параметры константа Кюри  $C = \frac{Ng^2\mu_B^2S(S+1)}{3k}$  и температура Кюри  $\theta = \frac{2zJS(S+1)}{3k}$  выражаются через микроскопические характеристики системы. Для нахождения намагниченности при произвольной температуре необходимо решить нелинейное уравнение (6). Для решения Вейсс предложил графический метод (рис.1), в котором решение находилось как точка пересечения

$$y = M \text{ и линии } y = Ng^2\mu_B^2S(S+1) \frac{(H_0 + \frac{2zJ}{Ng^2\mu_B^2}M)}{3kT}.$$

Наиболее важным результатом, полученным является то, что в отсутствии внешнего магнитного уравнение (6) допускает существование ненулевого для  $M$ , т.е. предсказывает существование спонтанной намагниченности.

Рассмотренная модель является минимально необходимой для описания ферромагнетизма или простого антиферромагнетизма. Для решения вопроса о молекулярного поля в 1927 г. Я.Г. Дорфман[3] поставил опыт (рис.2), в котором через тонкую никелевую фольгу, толщиной 20мкм, помещенную между полюсами электромагнита, нормально к её поверхности пропускался узкий пучок быстрых электронов( $\beta$ -частиц). После прохождения через фольгу пучок попадал на фотопластинку, на которой отмечался его след. При постановке опыта предполагалось, что в намагниченной до насыщения фольге, молекулярное поле будет сонаправлено внешнему магнитному полю и перпендикулярно скорости электронов в пучке. Если молекулярное поле имеет магнитную природу, то электроны будут его «чувствовать» и отклоняться под действием поля  $H_0 + H_e$ . Ожидаемое отклонение  $\sim 10$ мм. Однако, обнаруженное на опыте отклонение в  $\sim 0.3$ мм соответствовало действию поля 1Тл, т.е. величине магнитной индукции в образце. На основании этого был сделан вывод о немагнитной природе молекулярного поля.

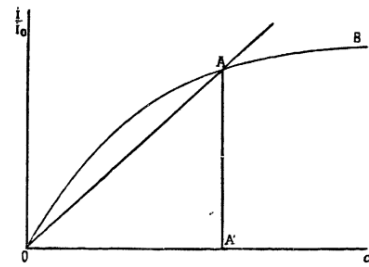


Рис.1. Графический способ

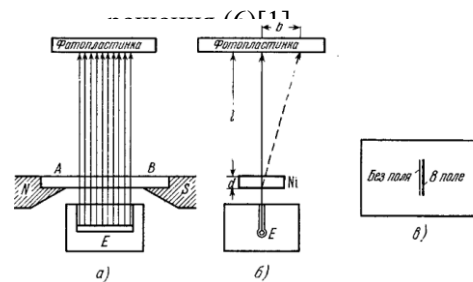


Рис.2. Схема опыта Дорфмана[2,3].

#### Список использованных источников:

1. Weiss P. L'hypothese du champ moleculaire et la propriete ferromagnetique / J. Phys. Theor. Appl. – V.6. – 1907. – P.661-690.
2. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.:Наука. – 1971. – 1032с.
3. Dorfman J. The intrinsic fields in ferromagnetic substances / Nature. – V.119. – 1927. – P.353.

## МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ ПО КУРСУ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ПЕДАГОГИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ

**Мироненко Ю.И.**

студент, Донецкий национальный университет

***Аннотация.** Проблема методического обеспечения курса «Физика конденсированного состояния» связана, с одной стороны, с необходимостью дать слушателям представление о текущем состоянии разнородных дисциплин, изучающих свойства кристаллических и аморфных веществ, квантовых жидкостей, природу магнитных свойств материи, и изменение их свойств при различных внешних воздействиях, с другой стороны – ограниченным количеством часов, отводимых для изучения дисциплины и недостаточным для глубокого изучения отдельных разделов уровнем подготовки магистров-педагогов. Возникает необходимость разработки различных подходов к процессу преподавания курса и адаптации программы под потребности и возможности слушателей.*

***Ключевые слова:** физика конденсированного состояния, методика преподавания физики*

## METHODOLOGICAL GUIDE ON THE COURSE OF CONDENSED MATTER PHYSICS FOR STUDENTS OF PEDAGOGICAL SPECIALTIES

**Mironenko Y.I.**

student, Donetsk National University

***Annotation.** The problem of methodological support of the course of «Condensed Matter Physics» is connected, on the one hand, with the need to give students an idea of the current state of various disciplines that study the properties of crystalline and amorphous substances, quantum liquids, the nature of the magnetic properties of matter, and the change in their properties under various external influences, on the other hand, with a limited number of hours allotted for study discipline and insufficient for a deep study of individual sections of the level of training of master-teachers. There is a need to develop various approaches to the process of teaching the course and adapting the program to the needs and capabilities of students.*

***Keywords:** condensed matter physics, teaching methodology in physics.*

Необходимость массовой подготовки инженеров и исследователей требует широкой популяризации науки и техники и, в частности, физики как языка техники, среди современных школьников. Для достижения высоких показателей в обучении студентов от преподавателей требуется тщательная всесторонняя подготовка. Поддержание познавательного интереса студентов на высоком уровне является одной из основных задач, которая обеспечивает условия для качественного усвоения учебного материала. Учитель физики, как единственный физик,

доступный для пытливого ученика должен обладать широким кругозором и уметь понятно (в идеале на пальцах) ответить на возникающие у него вопросы. Также все возрастающую роль в школе приобретает проектное обучение. Для руководства которым от учителя требуется широкий кругозор, знания и навыки в своей области, значительно выходящие за рамки школьной программы [1].

Одним из курсов, направленных на расширение кругозора будущих учителей физики (в программе подготовки в ДонНУ магистров по направлению 44.04.01 Педагогическое образование (профиль: Информатика в физическом образовании)) является курс «Избранные главы физики конденсированного состояния».

Целью дисциплины «Избранные главы физики конденсированного состояния» является углубление у будущих преподавателей физики знаний по основам физики твердого тела, знакомство с достижениями и современными проблемами физики конденсированного состояния, физики полупроводников, физического материаловедения, физики магнитных явлений.

Курс состоит из трех, разбитых по семестрам, тематических разделов – физика конденсированного состояния, физика магнитных явлений и избранные главы механики сплошной среды.

Основной задачей курса является способствовать освоению студентами основных разделов курса «Избранные главы физики конденсированного состояния», необходимых для дальнейшей успешной педагогической и научной деятельности.

В рамках изучения тематического раздела «Физика конденсированного состояния» студенты изучают следующие темы:

- Строение кристаллических и аморфных тел. Симметрия кристаллов. Особенности распространения волн в периодических структурах. Закон Вульфа-Брэгга. Обратная решетка. Зоны Бриллюэна.

- Структура реальных кристаллов. Точечные дефекты в кристаллах. Дислокации. Механизмы образования дислокаций в кристаллах.

- Межатомные взаимодействия и энергия связи в кристаллах. Структурные и физические особенности ионных, ковалентных, металлических и молекулярных кристаллов. Аморфные тела – методы получения и дифракционного исследования структуры. Жидкие кристаллы. Наноматериалы.

- Описание энергетического состояния кристаллов с помощью газа квазичастиц. Электроны в металле как квазичастицы. Статистика газа квазичастиц.

- Динамика кристаллической решетки. Фононы, закон дисперсии. Теплоемкость решетки. Модели Эйнштейна и Дебая. Ангармонизм и тепловое расширение.

- Основы теории энергетических зон кристаллов. Приближение сильно- и слабосвязанных электронов. Поверхность Ферми. Электронная теплоемкость. Тензор эффективных масс. Электроны и дырки. Циклотронный резонанс.

- Проводимость и теплопроводность. Кинетическое уравнение. Механизмы рассеяния электронов. Гальваномагнитные свойства металлов. Термоэлектрические и термомагнитные явления.

В рамках изучения тематического раздела «Физика магнитных явлений» изучаются следующие темы:

- Магнитные свойства слабомагнитных веществ. Природа магнитного момента. Пара- и диамагнетизм свободных ионов. Магнитные свойства ионов в кристаллах. Теория кристаллического поля.

- Ферромагнетизм и антиферромагнетизм. Природа обменного взаимодействия. Теория молекулярного поля Вейсса. Модель Френкеля-Гейзенберга. Спиновые волны. Зонный ферромагнетизм. Критерий Стонера. Косвенный обмен.

- Доменная структура и процессы намагничивания. Образование доменов. Уравнение Ландау-Лифшица. Движение доменных границ. Доменная структура тонких пленок.

- Антиферромагнетизм и ферримагнетизм. Многоподрешеточные магнетики. Теория Нееля. Ферриты-гранаты. Сложные магнитные структуры.

- Поведение магнитных веществ в переменных магнитных полях. Ферромагнитный и ферримагнитный резонанс. Магнитооптические эффекты. Исследование магнитных кристаллов магнитооптическими методами.

- Основные свойства сверхпроводников. Электродинамика сверхпроводников. Уравнение Лондонов. Квантование магнитного потока.

- Распределение магнитного поля в сверхпроводниках. Комплексная проводимость сверхпроводника. Скин-эффект и поверхностный импеданс.

Теория сверхпроводимости Гинзбурга-Ландау.

- Сверхпроводники второго рода. Вихри Абрикосова. Высокотемпературные сверхпроводники.

- Микроскопическая теория сверхпроводимости.

- Туннельный эффект в сверхпроводниках. Эффект Джозефсона.

Освоение курса предполагает изучение студентом большого объема разнородного и сложного материала с большим количеством межпредметных связей, а также разнородность учебной литературы по широкому кругу проблем физики конденсированного состояния. Поэтому весьма актуальной задачей является разработка учебного пособия для использования в системе подготовки будущих учителей, аспирантов и специалистов в области физики конденсированного состояния [2].

#### **Список использованных источников:**

1. Безус А.В., Головчан А.В., Шерстюк Ю.В. Рабочая программа «Избранные главы физики конденсированного состояния». – Д.: ДонНУ, 2019. – 29 с.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 789 с.



## **ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ КАК ИНДИВИДУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ**

**Клячин Н.А.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики, ИОПП НИЯУ МИФИ

**Муравьев-Смирнов С.С.**

старший преподаватель кафедры общей физики, ИОПП НИЯУ МИФИ

**Панкратов М.А.**

Студент группы Б19-103, НИЯУ МИФИ

***Аннотация.** Работа посвящена развитию лабораторного физического практикума в условиях минимума лабораторного оборудования, который получает в последнее время все большее распространение в российских вузах во время режима самоизоляции. Используя готовые пакеты программ, осваивается техника моделирования магнитных систем.*

***Ключевые слова:** физический практикум, магнитное поле, магнитный диполь, моделирование, дистанционное образование*

## **STUDYING MAGNETIC FIELDS AS INDIVIDUAL PROJECT IN THE LABORATORY PRACTICAL COURSE OF GENERAL PHYSICS**

**Klyachin N.A.**

Ph.D., associate professor,

Department of General Physics, Institute of General Professional Training, National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute)

**Muravyev-Smirnov S.S.**

Senior lecturer,

Department of General Physics, Institute of General Professional Training, National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute)

**Pankratov M.A.**

Student, B19-103,

National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute)

***Annotation.** The work is devoted to the development of laboratory physical practice in conditions of a minimum of laboratory equipment, which has recently become increasingly common in Russian universities during lockdown. Using ready-made software packages, the technique of modeling*

magnetic systems is mastered.

**Keywords:** physical workshop, magnetic field, magnetic dipole, modeling, distance education

На кафедре общей физики Института общей профессиональной подготовки Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» в осеннем семестре 2020-2021 учебного года для завершения лабораторного практикума в условиях локдауна студентам были предложены темы самостоятельной исследовательской работы вне стен университета. Были сформулированы основные требования к отчету по исследовательской работе, который оформлялся в текстовом редакторе MS Word: цель, введение, описание установки и методики измерений, таблицы результатов, графики, заключение, список контрольных вопросов. Защита самостоятельного домашнего исследования проходила дистанционно. К защите каждый студент должен был представить также видеотчет о подготовке установки и процессе измерений.

Целью первой части домашнего научного исследования было экспериментальное изучение зависимости силы взаимодействия магнитов от расстояния и определение коэффициента трения между магнитом и плоскостью. Целью второй части настоящего исследования было моделирование магнитных полей системы двух соосно расположенных постоянных магнитов цилиндрической формы и других распределений источников магнитного поля, допускающих расчеты вектора  $\vec{B}$  с помощью теоремы о циркуляции или с помощью закона Био-Саварра-Лапласа.

При реализации первой части исследования возникли трудности, связанные с недостатком оборудования и материалов в домашних условиях [1-3]. Для исследования экспериментальной зависимости была собрана установка простейшей конструкции, состоящая из динамометра и набора магнитов. Динамометр был сконструирован из деревянной линейки и пружины, жестко связанных между собой. Имеющийся в наличии набор содержал ферритовые магниты и магниты на основе редкоземельных металлов (NdFeB) в форме шара и прямоугольного параллелепипеда.

Сила взаимодействия между магнитами определяется градиентом осевой составляющей поля  $\frac{dB_z}{dz}$ . Подставляя выражение для радиальной составляющей поля [4], получим формулу для вычисления силы взаимодействия двух магнитов:

$$F_m = \frac{3\mu_0 P_{m1} P_{m2}}{2\pi z^4} \quad (1)$$

В полученной зависимости (1) в качестве характеристик магнитов входят только их магнитные моменты  $P_{m1}$  и  $P_{m2}$  поэтому она может применяться для магнитов любой формы, при условии, что расстояние между ними превышает их размеры, а их магнитные моменты параллельны (рис. 1).

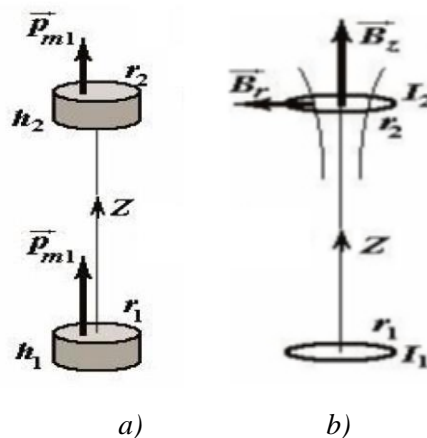


Рис. 1. Взаимодействие двух постоянных магнитов, расположенных на одной оси (а), и их замена эквивалентной системой круговых токов (б)

Сила, действующая на магнит со стороны неоднородного магнитного поля второго магнита, может быть также определена суммированием всех сил, действующих на элементарные диполи, составляющие магнит. Знание формы и намагниченности постоянного магнита позволяет для расчетов заменить его эквивалентной системой электрических токов намагничивания [5, 6]. Такая замена возможна как при расчете характеристик магнитного поля, так и при расчетах сил, действующих на магнит со стороны внешнего поля.

Моделирование силы взаимодействия проводилось с помощью сервиса Wolfram Demonstrations Project (рис. 2). В программе задавались линейные размеры (длины, внешние и внутренние радиусы) магнитов, намагниченность материала магнита  $4.3 \cdot 10^5$  А/м, а также остаточная индукция 0,54 Тл. Результаты проведенного экспериментального исследования согласуются с результатами моделирования и с теоретической зависимостью (1).

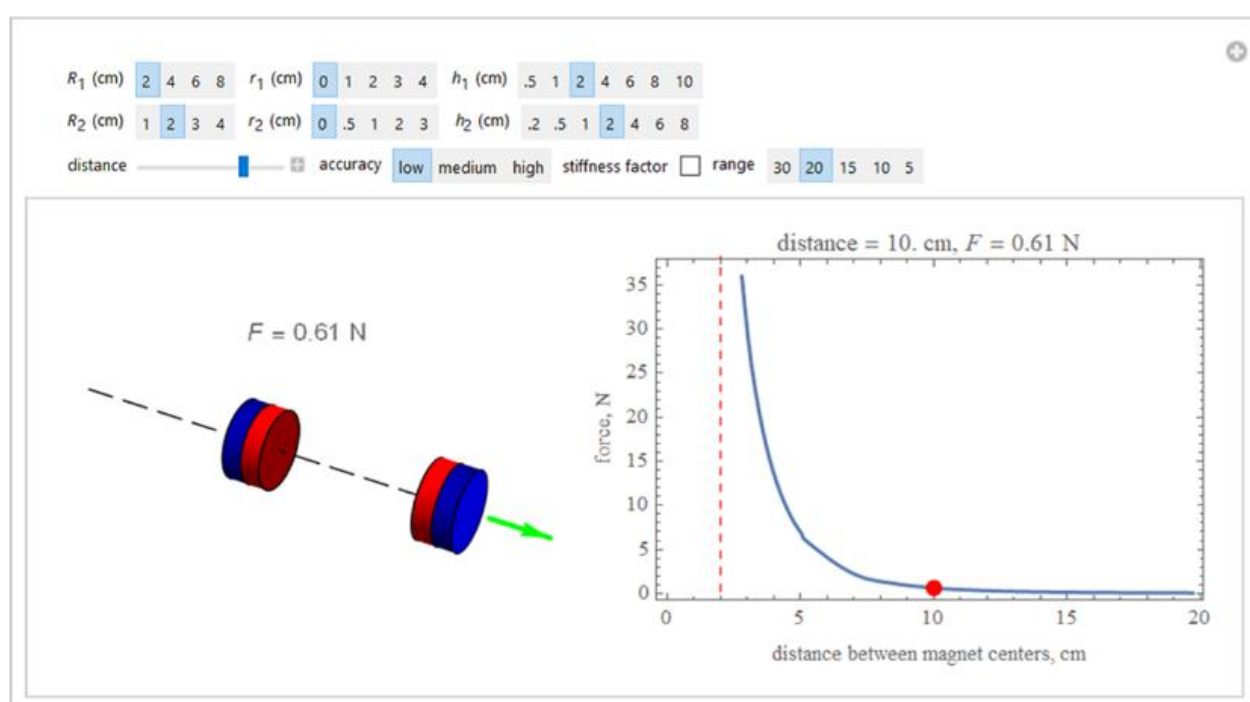


Рис. 2. Скриншот программы Wolfram Player 12.2. Зависимость силы взаимодействия двух соосно расположенных цилиндрических магнитов от расстояния между ними. Заданы длины магнитов  $h_1$  и  $h_2$ , внешние радиусы магнитов  $R_1$ ,  $R_2$ . Точка на графике показывает текущее расстояние между их центрами 10 см, соответствующее силе 0,61 Н, направление которой показано стрелкой.

Можно сделать вывод, что перспективы развития лабораторного физического практикума на базе самостоятельных домашних научных исследований огромны: это возможность создания новых лабораторных работ [7], которые обогатят знания студентов младших курсов и будут способствовать развитию интереса к инженерному творчеству, а также возможность проведения теоретических исследований, численного моделирования. Наличие выбора формы и материала магнита позволяют реализовать различные образовательные траектории для студентов.

#### Список использованных источников:

1. Ланге В.Н. Физические опыты и наблюдения в домашней обстановке. — М.: «Либриком», 2010. — 232 с.
2. Стасенко А.Л. Как Студент магнитное поле измерял // Квант. — 2007. — № 5. — С. 37-39.
3. Веселова С.В., Штейн Б.М. Дистанционное обучение: лабораторный практикум по физике. Дома и на природе // Мир науки, культуры, образования. — 2017. — № 1 (62) С. 187-190.
4. Ячиков И.М., Ширяев В.И. Определение динамических параметров постоянного магнита при его удержании в импульсном магнитном поле // Вестник ЮУрГУ. Серия «Компьютерные технологии, управление, радиоэлектроника». — 2020. — Т. 20, № 3. — С. 111-122.
5. Derby and S. Olbert, "Cylindrical Magnets and Ideal Solenoids," American Journal of Physics, 78(3), 2010 pp. 229–235.
6. Q. L. Peng, S. M. McMurry and J. M. D. Coey, "Axial Magnetic Field Produced by Axially and Radially Magnetized Permanent Rings," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 268(1–2), 2004 pp. 165–169.
7. Майер В.В. Демонстрация действия магнитного поля на магнитный диполь // Физическое образование в ВУЗах. — 2018. — Т. 24, № 3. — С. 56-62.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ МАГНИТОУПРУГОЙ ДИНАМИКИ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКИ

**Дианов М.Ю.**

Ст. преподаватель кафедры радиоп физики и электроники (КРЭ), институт точных наук и информационных технологий (ИТНИТ), СГУ им. Питирима Сорокина

**Котов Л.Н.**

д. ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой КРЭ, ИТНИТ, СГУ им. Питирима Сорокина

**Власов В.С.**

к.ф.-м.н., доцент КРЭ, ИТНИТ, СГУ им. Питирима Сорокина

**Щеглов В.И.**

к.ф.-м.н., лаборатория магнитных явлений в микроэлектронике, Институт Радиотехники и Электроники РАН, Россия

***Аннотация.** В данной работе было смоделировано поведение магнитной и упругой подсистем в трехслойной пленке, при возбуждении ее высокочастотным электромагнитным излучением круговой поляризации. Было проведено сравнения между различными режимами колебаний в однослойной, двухслойной и трехслойной пленках толщиной 0.6865 мкм. Так же были проведены сравнения амплитудно-частотных характеристик при тех же режимах. Был выявлен наиболее эффективный режим переноса энергии колебаний вектора намагниченности в энергию акустических колебаний.*

***Ключевые слова:** магнитоакустика, многослойные магнитные структуры, нелинейные колебания*

## SIMULATION OF NONLINEAR MAGNETOELASTIC DYNAMICS OF A THREE-LAYER FILM

**Dianov M.Yu.**

Senior Lecturer of the department of radiophysics and electronics, Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

**Kotov L.N.**

Dr.Sc., professor, head of department of radiophysics and electronics, Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

**Vlasov V.S.**

PhD, associate professor at the department of radiophysics and electronics, Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

**Sheglov V.I.**

**Annotation.** In this paper, the behavior of the magnetic and elastic subsystems in a three-layer film was modeled when it was excited with high-frequency electromagnetic radiation of circular polarization. Comparisons were made between different vibration modes in single-layer, two-layer and three-layer films with a thickness of  $0.6865 \mu\text{m}$ . The amplitude-frequency characteristics in the same modes were also compared. The most efficient mode of transfer of magnetization vector energy into the energy of acoustic vibrations was revealed.

**Keywords:** magnetoacoustics, multilayer magnetic structures, nonlinear oscillations

Задача по управлению динамикой намагниченности и связанных с ней упругих колебаний при сильном взаимодействии упругой и магнитной подсистем является актуальной задачей с точки зрения развития современной магнитоакустики и нелинейной теории колебаний и волн [1].

На рис.1 представлена геометрия задачи. Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ , которая перпендикулярна плоскости плёнки. Переменное, циркулярно поляризованное магнитное поле, направлено перпендикулярно оси  $z$ . В данной работе была рассмотрена плёнка, состоящая из трех слоев, в общем случае с различными магнитными и одинаковыми упругими свойствами. Как частные случаи, были рассмотрены также однослойные и двухслойные плёнки. Суммарная толщина пленки была выбрана так, чтобы наблюдался упругий и ферромагнитный резонансы. Все слои были монокристаллическими и имеют кубическую симметрию, плоскость (100), которая совпадает с плоскостью плёнки.

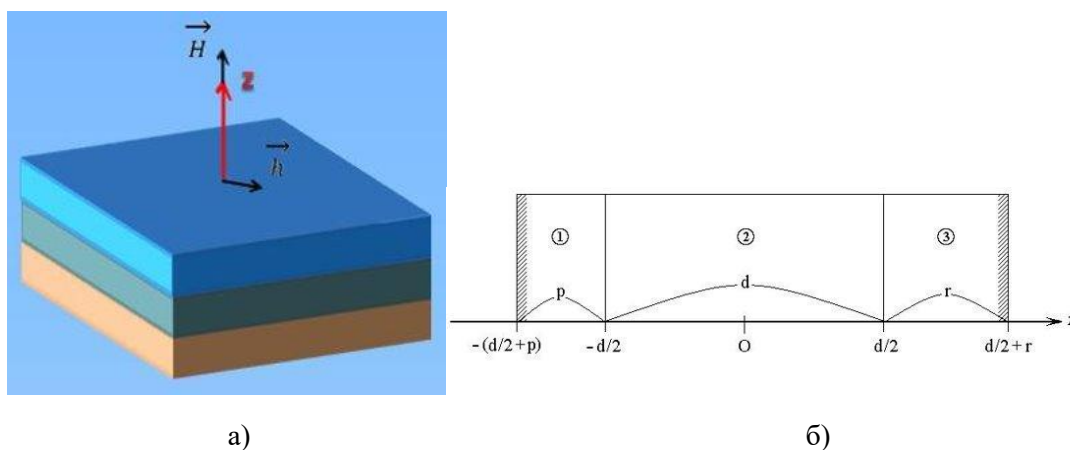


Рис. 1. геометрия задачи

Для решения задачи о нелинейных магнитоупругих колебаниях, были составлены уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта и уравнения для упругих смещений для каждого слоя. Слои связаны между собой граничными условиями для намагниченности и упругих смещений. Центр системы координат был выбран в центре трехслойной структуры (рис.1 (б)), что позволило упростить уравнения для упругих колебаний. В результате система

дифференциальных уравнений магнитоупругости решалась методом Рунге-Кутта-Фильберга 4-5 порядка. Были проведены сравнения колебаний магнитной и упругой подсистемы и их амплитудно-частотных характеристик для однослойной, двухслойной и трехслойных пленок при линейном и нелинейном режимах возбуждения [2-3]. В результате анализа были выявлены характеристики плёнки и параметры внешних полей, которые позволяют наиболее эффективно переводить электромагнитную энергию в энергию упругих колебаний при данных условиях.

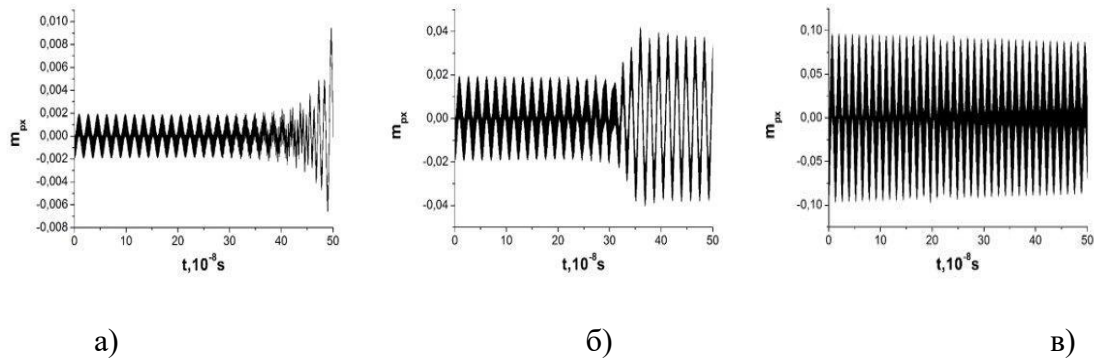


Рис 2. Колебания магнитной подсистемы для различных амплитуд внешнего переменного поля: (а)  $h=1$  Э, (б)  $h=10$  Э, (в)  $h=50$  Э.

Например, на рис. 2 представлены колебания магнитной компоненты пленки в первом слое (слой р на рис. 1 б) при следующих параметрах системы: постоянное магнитное поле  $H_0=1800$  Э, поле размагничивания  $4\pi M_s = 1750$  Гс, магнитоупругие константы для всех трех слоев были равны  $B_2=13.92 \cdot 10$  эрг/см<sup>3</sup>, постоянная затухания магнитной подсистемы  $\alpha=0.01$ , и упругой подсистемы  $\beta=2 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>, коэффициент тензора упругости  $C_{44}=7.64 \cdot 10^{11}$  эрг/см<sup>3</sup>, плотность материала  $\rho=5.17$  г/см<sup>3</sup>. Из рис. 2 видно, что при малых значениях амплитуды переменного поля время установки режима, при котором происходит увеличение амплитуды колебаний составляет порядка 0.5 мкс причем амплитуда колебаний увеличивается примерно в 5 раз. При увеличении переменного поля в 10 раз это время сокращается до порядка 0.3 мкс. А при увеличении амплитуды поля еще в 5 раз (до 50 Э), такой режим устанавливается почти мгновенно, при этом амплитуда не меняется и сразу же становится большой. Таким образом, изменение амплитуды переменного поля можно использовать для задержки во времени сигнала в магнитоупругих устройствах.

Исследование выполнено при поддержке Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ и Правительства Республики Коми, № 20-42-110004, р\_а).

#### Список использованных источников:

1. J. Janusonis, C.-L. Chang, T. Jansma, A. Gatilova, V. Vlasov, A. Lomonosov, V. Temnov, and R. Tobey. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients // Phys. Rev. B. – 2016. – V.94. 024415.
2. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И., Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. // Радиотехника и электроника. – 2009. – Т.54. – № 7. – С. 863-874.



3. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе. // Радиотехника и электроника. – 2014. – Т. 59. – № 5. – С. 482-497.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ И НАНОПОЛОСОК ФЕРРОМАГНЕТИКА СВЕРХКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН**

**Власов В.С.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,  
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

**Гуров О.Е.**

студент кафедры радиофизики и электроники,  
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

**Голов А.В.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,  
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

**Котов Л.Н.**

д. ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,  
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

**Темнов В.В.**

Dr.Sc., professor, Institut des Molécules et Matériaux du Mans, UMR CNRS 6283,  
Le Mans Université, 72085 Le Mans, France

***Аннотация.** В работе проведено моделирование и анализ перемагничивания ферромагнитных наночастиц и нанополосок сверхкороткими импульсами поверхностных акустических волн. Были рассмотрены частицы с различной длиной, которая менялась от 200 нм до 1 мкм и при увеличении размера переходящие в нанополоски. На основе уравнения Ландау-Лифшица смоделировано перемагничивание частицы в приближении макроспина и получены пороговые амплитуды деформации, при которых возможна переориентация в частице. Также было проведено микромагнитное моделирование перемагничивания частицы в пакете MuMax3. В работе осуществлялось сравнение результатов моделирования в приближении макроспина и микромагнитного моделирования.*

***Ключевые слова:** магнитоакустика, ферромагнитные наночастицы, перемагничивание.*

## **INVESTIGATION OF MAGNETIZATION SWITCHING IN FERROMAGNETIC NANOPARTICLES AND NANOWIRES BY ULTRASHORT PULSES OF SURFACE ACOUSTIC WAVES**

**Vlasov V.S.**

PhD, associate professor at the department of radiophysics and electronics,  
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

**Gurov O.E.**

Student of the department of radiophysics and electronics,  
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

**Golov A.V.**

PhD, associate professor at the department of radiophysics and electronics,  
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

**Kotov L.N.**

Dr.Sc., professor, head of department of radiophysics and electronics,  
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

**Temnov V.V.**

Dr.Sc., professor, Institut des Molécules et Matériaux du Mans, UMR CNRS 6283,  
Le Mans Université, 72085 Le Mans, France

**Annotation.** *The paper simulates and analyzes the magnetization switching in ferromagnetic nanoparticles and nanowires by ultrashort pulses of surface acoustic waves. We considered particles with different lengths, which varied from 200 nm to 1  $\mu$ m, and with increasing size, they turned into nanowires. On the basis of the Landau-Lifshitz equation, simulation of the magnetization switching of the particle in the macrospin approximation is modeled and the threshold amplitudes of deformation at which reorientation in the particle is possible are obtained. A micromagnetic simulation of the magnetization switching in the particle in the MuMax3 package was also performed. The results of modeling in the macrospin approximation and micromagnetic modeling were compared.*

**Keywords:** *magnetoacoustics, ferromagnetic nanoparticles, magnetization switching.*

Эффекты взаимодействия поверхностных акустических волн (ПАВ) с колебаниями намагниченности в ферромагнитных наноструктурах интересны в связи возможностью разработки миниатюрных устройств обработки информации и магнитной записи [1]. Ранее в работе Дэвиса и др. [2] было выявлено магнитострикционное переключение вектора намагниченности в полосках микрометровых размеров с использованием ВЧ акустических импульсов. Также в одной из предыдущих работ было предсказано перемагничивание в тонких пленках Терфенола с помощью сверхкоротких акустических импульсов [3]. При этом упругие импульсы имели большую амплитуду деформации – 1 % [3]. В работе [4] было показано, что сверхкороткие упругие импульсы с такой амплитудой можно генерировать с помощью мощных фемтосекундных лазерных импульсов. Но, не смотря на этот факт, перемагничивание пластины Терфенола является энергетически затратным, и к тому же, нелегко регулировать высоту барьера между метастабильными состояниями в Терфеноле.

В данной работе моделируется магнитоупругое перемагничивание в никелевых наночастицах и нанополосках, вызванное действием сверхкоротких импульсов ПАВ на них. Исследуемая структура состоит из двух основных элементов, находящихся на диэлектрической подложке: тонкопленочного термоупругого преобразователя и никелевой наночастицы или нанополоски (рис. 1). Наночастицы и нанополоски могут быть созданы с помощью технологии электронной литографии из поликристаллической ферромагнитной пленки, нанесенной на диэлектрическую подложку [5]. Поглощение преобразователем фемтосекундного лазерного импульса, генерирует Релеевскую волну (SAW) и вытекающую волну (SSLW) [5]. Расстояние между наночастицей и преобразователем такое, что амплитуда рэлеевской волны, уменьшается незначительно при достижении волной частицы (рис. 1). Вытекающая волна сильно затухает из-за излучения энергии в подложку и не доходит до частицы.

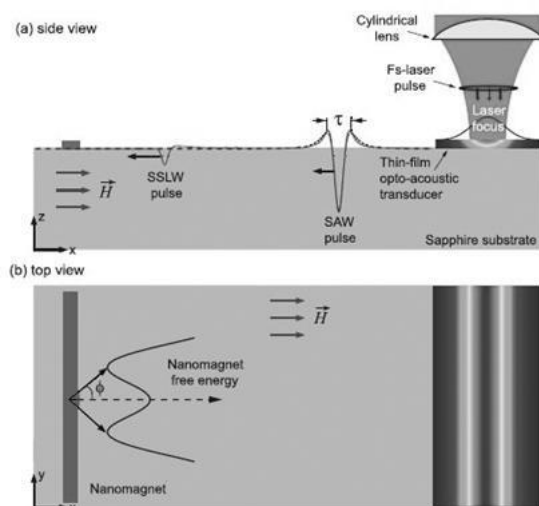


Рис. 1. Геометрия задачи.

Форму частицы берём в виде неправильного вытянутого диска с толщиной  $c$ . Сечением, параллельным поверхности диска, является эллипс с осями  $a$ ,  $b$ . При значительном увеличении длинной оси  $a$ , частица переходит в нанополоску. Направляем ось  $y$  декартовой системы по длинной оси (рис. 1). Частица или полоска помещена в постоянное магнитное поле  $H$ , направленное вдоль оси  $x$ . Акустические волны распространяются вдоль оси  $x$ . Плотность свободной энергии наночастицы состоит из энергии Зеемановского взаимодействия, размагничивающего и магнитоупругого членов. Мы можем изменять плотность свободной энергии частицы различными способами. Например, за счёт изменения размагничивающих факторов частицы, путем варьирования размеров по осям  $y$  и  $x$  наночастицы ( $a/b$ ). При моделировании мы используем следующие размеры частиц:  $a=150$  нм – 1 мм,  $b=100$  нм,  $c=20$  нм. Меняя внешнее магнитное поле, мы также можем регулировать плотность свободной энергии. В отсутствие внешнего магнитного поля или при малых  $H$  свободная энергия имеет два минимума. Эти минимумы соответствуют двум равновесным состояниям определенного направления намагниченности. Для этого случая, как раз, можно осуществить перемагничивание частицы из одного минимума в другой. При увеличении  $H$  эти минимумы превращаются в один минимум, который совпадает с ориентацией намагниченности по направлению внешнего магнитного поля.

Моделирование перемагничивания частицы в приближении макроспина осуществлялось с помощью численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Были получены диаграммы перемагничивания частицы, т.е. зависимости времени перемагничивания (в пс) от амплитуды деформации  $\eta$  и длительности импульса  $\tau$ , для нескольких значений  $a$ . На рис. 2 показана диаграмма перемагничивания для  $a=10$  мкм. Незакрашенные области на диаграмме соответствуют случаю, когда перемагничивание не происходит. Из рис. 2 видно, что минимальные амплитуды деформации  $\eta$ , необходимые для перемагничивания частицы составляют  $\approx 10^{-4}$ .

В работе также проводилось микромагнитное моделирование перемагничивания наночастиц и нанополосок с помощью программы MuMax3. Линейный размер ячейки разбиения в программе MuMax3 был задан величиной 2.5 нм. Было проведено сравнение порогов перемагничивания и магнитной динамики при перемагничивании частиц, получаемых с помощью микромагнитного моделирования и моделирования с использованием модели макроспина.

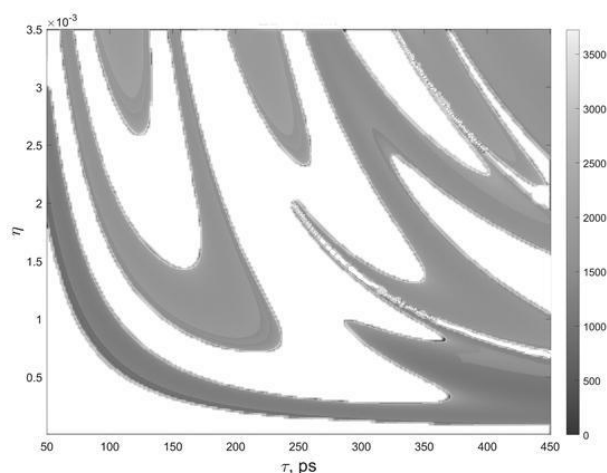


Рис. 2. Диаграмма перемагничивания частицы.  $\eta$  - амплитуда деформации,  $\tau$  - длительность импульса ПАВ. Разные оттенки серого соответствуют разным временам перемагничивания частицы. Шкала времён (в пс) показана справа от графика.

Таким образом, в работе получено, что пороговые амплитуды перемагничивания для наночастиц и нанополосок никеля значительно меньше, чем при перемагничивании пленок из Терфенола с гигантской магнитострикцией. В работе [3] были получены амплитуды деформации  $10^{-2}$  для случая Терфенола и акустических импульсов двигающихся в направлении, перпендикулярном поверхности. Это очень необычно из-за 10-ти-кратного различия магнитоупругости никеля и Терфенола. Однако, в случае частицы никеля используется значительно большие длительности импульсов ПАВ (300 пс) по сравнению со случаем в работе [3]. Также, в данной работе, используется уменьшение высоты энергетического барьера между стабильными ориентациями магнитных моментов частицы с помощью изменения внешнего постоянного поля. Всё это компенсируют более низкую магнитоупругость никеля.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048) и при поддержке Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ и Правительства Республики Коми, № 20-42-110004, p\_a).

#### Список использованных источников:

1. J. Janusonis, C.-L. Chang, T. Jansma, A. Gatilova, V. Vlasov, A. Lomonosov, V. Temnov, and R. Tobey. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients // Phys. Rev. B. – 2016. – V.94. 024415.
2. S. Davis, J.A. Borchers, B.B. Maranville, and S. Adenwalla. Fast strain wave induced magnetization changes in long cobalt bars: Domain motion versus coherent rotation. // J. Appl. Phys. – 2015 – V.117. 063904.
3. O. Kovalenko, T. Pezeril, and V. V. Temnov. New concept for magnetization switching by ultrafast acoustic pulses // Phys. Rev. Lett. – 2013. – V. 110. 266602.
4. V.V. Temnov et al. Femtosecond nonlinear ultrasonics in gold probed with ultrashort surface plasmons. // Nature Comm. – 2013 – V.4. 1468.
5. V.S. Vlasov, A.M. Lomonosov, A.V. Golov, L.N. Kotov, V. Besse, A. Alekhin, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.V. Temnov. Magnetization switching in bistable nanomagnets by picosecond pulses of surface acoustic waves // Phys. Rev. B. – 2020. – V.101. 024425.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА И СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ КОМПОНЕНТ НАМАГНИЧЕННОСТИ И УПРУГОГО СМЕЩЕНИЯ ПРИ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ**

**Плешев Д. А.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина,  
доцент кафедры ФиАТПиП СЛИ (филиал) СПбГЛТУ

**Власов В. С.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

**Котов Л. Н.**

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

**Асадуллин Ф. Ф.**

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой ФиАТПиП СЛИ (филиал) СПбГЛТУ

**Щеглов В. И.**

к.ф.-м.н., с.н.с., институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН

***Аннотация.** В работе рассматриваются колебания магнитоупругой подсистемы ферритовой пленки возбужденные амплитудно-модулированным переменным магнитным полем. Выявлена возможность детектирования колебаний на частоте модуляции за счет магнитострикционных свойств магнитной пленки. Определена зависимость возбуждения магнитной и упругой динамики от материальных параметров и параметров возбуждения.*

***Ключевые слова:** детектирование колебаний, магнитные пленки, магнитоакустика, композитные пленки, магнитострикция, нелинейные колебания*

## **RESEARCH OF THE CHARACTER AND STRUCTURE OF MAGNETIZATION AND ELASTIC DISPLACEMENT COMPONENTS EXCITATION UNDER AMPLITUDE-MODULATED EXCITATION OF MAGNETIC FILM**

**Pleshev D. A.**

Ph.D., Professor assistant of the Radiophysics and Electronics Department, SSU named after Pitirim Sorokin, Professor assistant of the FiATPiP Department, SFI branch campus SPbSFTU

**Vlasov V. S.**

Ph.D., Professor assistant of the Radiophysics and Electronics Department,  
SSU named after Pitirim Sorokin

**Kotov L. N.**

Dr.Sc., Professor, Head of Radiophysics and Electronics Department,  
SSU named after Pitirim Sorokin

**Asadullin F. F.**

Dr.Sc., Professor, Head of FiATPiP Department, SFI branch campus SPbSFTU

**Shcheglov V. I.**

Ph.D., Senior researcher, Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS

**Annotation.** *The paper considers the magnetoelastic subsystem oscillations of a ferrite film excited by an amplitude-modulated alternating magnetic field. The possibility of detecting oscillations on a frequency of modulation due to the magnetostrictive properties of the magnetic film has been revealed. The dependences of the oscillation excitation of the magnetization and elastic displacement components on the material parameters and parameters of excitation are revealed.*

**Keywords:** *oscillation detection, magnetic films, magneto acoustics, composite films, magnetostriction, nonlinear oscillations*

### **Введение**

Применение тонких магнитных периодических структур, композитных и однокомпонентных пленок с минимальными массогабаритными параметрами находят применение в широком спектре радиотехнических устройств. Одним из перспективных материалов для изучения возможностей подобных устройств является железоиттриевый гранат (ЖИГ). Для приема и регистрации высокочастотных сигналов в традиционной радиотехнике используется метод детектирования на нелинейном элементе, но в СВЧ диапазоне их применение имеет низкую эффективность вследствие их высокой межэлектродной емкости. Использование магнитоупругих детекторов сигналов позволяет обойти данное ограничение, а использование геометрии тонкой нормально намагниченной пленки позволяет избежать влияния обменных спиновых волн при их параметрическом возбуждении [1].

Общая схема эффекта детектирования в рамках описанной задачи подробно описана в работе [2]. Однако, зависимость динамики магнитной и упругой подсистемы от типа поляризации возмущающего переменного магнитного поля, характер параметрических портретов намагниченности и упругого смещения описаны лишь частично.

Настоящая работа посвящена рассмотрению характера возбуждения колебаний компонент намагниченности и упругого смещения, а также структуры их параметрических портретов в различных режимах возбуждения.

### **Постановка задачи**

Задача решается в декартовой системе координат, центр которой совпадает с центром пленки. Магнитная пленка толщиной  $d$  с магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами обладает кубической кристаллографической симметрией (рис. 1). Пленка помещена в постоянное магнитное поле  $H_0$  ориентированного вдоль положительного направления оси  $Oz$ . Магнитная и упругая подсистемы возбуждаются приложенным в плоскости пленки переменным магнитным полем  $h_0$ .

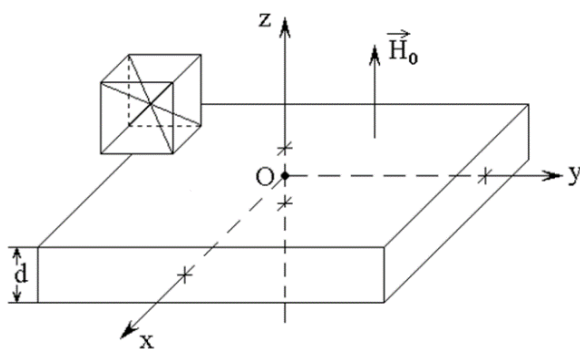


Рис. 1. Геометрия задачи

Система уравнений для намагниченности и упругих смещений имеет вид (1)-(2) и решается численно методом Рунге-Кутты 7-8 порядка с контролем точности на каждом шаге [3, 4].

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -|\gamma| [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M} \left[ \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 u_{xy}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{xy}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_{xy}}{\partial z^2} \quad (2)$$

Материальные параметры пленки выбраны характерными для железиттриевого граната (ЖИГ):  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $H_0 = 2750$  Э, параметр диссипации магнитной и упругой подсистемы равны  $\alpha = 0.02$  и  $\beta = 2 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>, напряженность переменного магнитного поля составила  $h_{0x} = h_{0y} = (0 \div 2) \cdot 10^3$  Э. Частота ФМР составляет 2800 Гц, а частота модуляции равна частоте акустического резонанса при толщине пленки 6,865 мкм, что соответствует 280 Гц.

### Результаты

Как показано в работе [3], необходимым условием реализации эффекта детектирования является возбуждение магнитной подсистемы пленки линейно поляризованным магнитным полем. При малых амплитудах напряженности переменного поля параметрический портрет при круговой и линейной поляризации представляет собой окружность (рис. 2а, 2d). С ростом напряженности поля портрет при круговой поляризации сохраняет форму правильной окружности (рис. 2b), а при линейной – приобретает форму эллипса, ориентированного вдоль оси  $Ox$ , то есть вдоль направления поляризации поля (рис. 2е). Увеличение амплитуды переменного поля вызывает растягивание эллипса вдоль оси поляризации с образованием перемычки, а спектр колебаний намагниченности и упругого смещения обогащается низкочастотными и высокочастотными гармониками (рис. 2f).



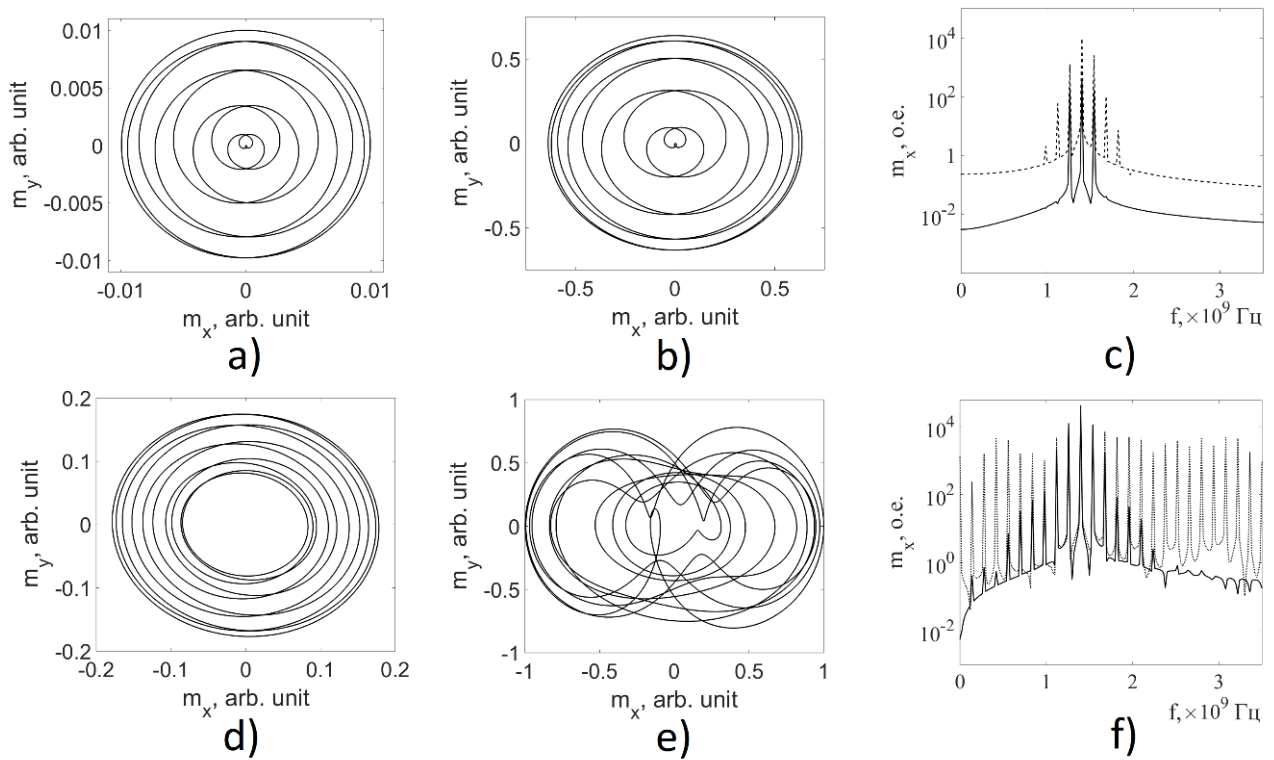


Рис. 2. Параметрические портреты и спектры колебаний намагниченности и упругого смещения при  $h_0 = 10$  Э – а, d, c, и при  $h_0 = 1000$  Э – б, е, f. Круговая поляризация – а, б, сплошные линии на c, f; линейная поляризация – д, е, пунктирные линии на c, f.

Из рис. 3 видно, что колебания компоненты вектора намагниченности  $m_z$  происходят на частоте модуляции, что позволяет предположить наличие вклада продольных колебаний намагниченности в поперечные упругие смещения. Расчеты, проведенные в работе [5], подтверждают, что колебания продольной компоненты намагниченности значительно влияют на поперечные колебания упругой подсистемы за счет ее прямого возбуждения на частоте модуляции.

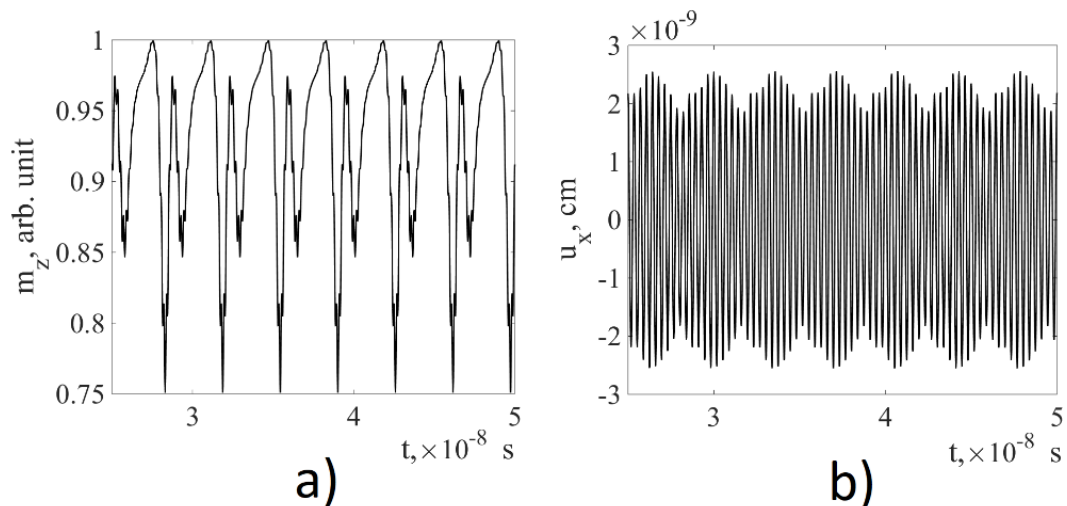


Рис. 3. Колебания намагниченности  $m_x$  (а) и упругого смещения  $u_x$  (б) при амплитуде переменного поля  $h_0 = 500$  Э

### Выводы

Рассмотрено детектирование амплитудно-модулированного сигнала, основанное на резонансных магнитоакустических свойствах магнитных пленок.

Выявлена роль поляризации возмущающего магнитного поля при детектировании.

Механизм нестационарного отклонения вектора намагниченности при больших амплитудах напряженности поляризованного возмущающего магнитного поля оказывает значительное влияние на генерацию гармоник, в том числе на частоте модуляции.

Показано, что значительное влияние на процесс детектирования оказывает эффективное возбуждение продольной компоненты намагниченности  $m_z$ , частота биений которой совпадает с частотой модуляции и частотой акустического резонанса пленки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048) и при поддержке Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ и Правительства Республики Коми, № 20-42-110004, р\_а).

#### Список использованных источников

1. Sementsov D.I., Shuty A.M. Nonlinear regular and stochastic dynamics of magnetization in thin-film structures // *Physics Uspekhi*. – 2007. – vol. 50, № 8. – P. 793.
2. Нелинейное детектирование магнитоупругих колебаний в режиме амплитудной модуляции / Власов В.С., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // *Журнал радиоэлектроники*. – 2019. – № 3. – С.1–68.
3. Investigation of nonlinear dynamics of magnetoelastic oscillations in normal magnetized ferrite plate / Pleshev D.A., Asadullin F.F., Poleshikov S.M., Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G., Shcheglov V.I. // *Solid State Phenomena*. – 2015. – Т. 233–234. – P. 471–475.
4. Conditions for division and multiplication of frequencies in ferrite / Pleshev D., Asadullin F., Poleshchikov S., Vlasov V., Kotov L., Shavrov V., Shcheglov V. // *EPJ Web of Conferences. Moscow International Symposium on Magnetism, MISM*. – 2017, 2018. – С. 02004.
5. Nonlinear excitation of hypersound in a ferrite plate under the ferromagnetic-resonance conditions / Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G., Shcheglov V.I. // *Journal of Communications Technology and Electronics*. – 2009. – V.54, №7. – P.821.

## ВЛИЯНИЕ ГИГАНТСКОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА ДИНАМИКУ ДИСЛОКАЦИЙ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ

**Малашенко В.В.**

д.ф.-м.н, профессор,

главный научный сотрудник Донецкого физико-технического института им. А.А.Галкина

***Аннотация.** Теоретически проанализирована динамика краевых дислокаций в кристаллах с гигантской магнитострикцией, содержащих неподвижные дислокационные петли. Показано, что дислокационные петли оказывают существенное влияние на механические свойства кристаллов с гигантской магнитострикцией.*

***Ключевые слова:** высокоскоростная деформация, дислокационные петли, точечные дефекты, дислокации, пластичность, динамическое торможение.*

## INFLUENCE OF GIANT MAGNETOSTRICTION ON DISLOCATION DYNAMICS IN IRRADIATED MATERIALS

**Malashenko V.V.**

Dr.Sc., professor,

chief researcher of Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

***Annotation.** The dynamics of edge dislocations in crystals with giant magnetostriction containing immobile dislocation loops is theoretically analyzed. It is shown that dislocation loops have a significant effect on the mechanical properties of crystals with giant magnetostriction.*

***Key words:** high strain rate deformation, dislocation loops, point defects, dislocations, plasticity, dynamic drag.*

Высокоскоростная деформация на протяжении последних лет привлекает все большее внимание исследователей, поскольку развитие науки и техники существенно расширяет перечень процессов, в ходе которых она реализуется. В частности, она имеет место при ковке, штамповке, резке, создании ударопрочных материалов, при высокоскоростной обработке, при обработке и сварке взрывом, при воздействии мощных корпускулярных потоков и лазерных импульсов, при пробивании оболочек летательных аппаратов, при использовании динамического канально-углового прессования [1–4]. Дислокации, являющиеся основными носителями пластической деформации, совершают при этом надбарьерное скольжение, а их скорость достигает от нескольких десятков до тысяч метров в секунду. Весьма эффективным

инструментом исследования процессов, происходящих при высокоскоростной деформации, является развитая нами теория динамического взаимодействия структурных дефектов, позволяющая в рамках единого подхода решить аналитически широкий круг задач динамики дислокаций, объяснить ряд имеющихся экспериментальных данных, предсказать новые динамические эффекты, а также выявить общие черты протекания процессов в совершенно разных физических системах [5–8]. Механизм диссипации при высокоскоростной деформации заключается в необратимом переходе кинетической энергии дислокации, совершающей надбарьерное скольжение, в энергию ее поперечных колебаний в плоскости скольжения. Этот механизм весьма чувствителен условиям возникновения этих колебаний, т.е. зависит от спектра дислокационных колебаний, в первую очередь от наличия в нем щели. Наличие такой щели означает, что дислокация совершает колебания в потенциальной параболической яме, которая перемещается по кристаллу вместе с дислокацией. Такая яма может быть создана коллективным взаимодействием точечных дефектов, коллективным междислокационным взаимодействием, силами изображения в приповерхностном слое, магнитоупругим взаимодействием. В материалах с гигантской магнитострикцией именно магнитоупругое взаимодействие вносит главный вклад в формирование спектральной щели. Наличие щели оказывает существенное влияние на характер и величину динамического торможения дислокации различными структурными дефектами, а, следовательно, и на формирование их механических свойств. Гигантскую магнитострикцию в области низких температур демонстрируют Tb, Dy, Ho, Er и ферриты-гранаты этих металлов (например, Tb<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) – на два-три порядка выше, чем магнитострикция в сплавах и ферритах группы Fe. При комнатных температурах такие значения магнитострикции можно получить, используя ферримагнитные соединения DyFe<sub>2</sub>, HoFe<sub>2</sub>, DyFe<sub>3</sub>. Важным типом структурных дефектов, влияющих на свойства материалов, являются дислокационные петли, которые могут возникать при ковке, штамповке, в результате релаксации напряжений вблизи нановключений, но наиболее высоких значений концентрация петель достигает при радиационном облучении.

Целью данной работы является теоретический анализ динамики дислокаций в кристаллах с гигантской магнитострикцией, содержащих дислокационные петли.

Пусть бесконечная краевая дислокация движется под действием постоянного внешнего напряжения  $\sigma_0$  в положительном направлении оси  $OX$  с постоянной скоростью  $V$  в ферромагнитном кристалле с магнитной анизотропией типа “легкая ось”. Ось легкого намагничения параллельна оси  $OY$ , направление намагниченности и магнитного поля совпадает с положительным направлением этой оси. Линия дислокации параллельна оси  $OZ$ , вектор Бюргера дислокации параллелен оси  $OX$ . Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью  $XOZ$ , а ее положение определяется функцией

$$X(y=0, z, t) = vt + w(y=0, z, t) \quad (1)$$

Плоскости неподвижных дислокационных петель параллельны плоскости скольжения дислокации, а их центры распределены в кристалле случайным образом. Все дислокационные петли являются призматическими. Будем считать их одинаковыми (обозначим их радиус  $a$ ) и имеющими одинаковые векторы Бюргера  $\mathbf{b}_0 = (0, -b_0, 0)$  параллельные оси  $OY$ . Уравнение движения дислокации имеет вид

$$m \left\{ \frac{\partial X^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \right\} = b \left[ \sigma_0 + \sigma_{xy}^L \right] - B \frac{\partial X}{\partial t} \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения:  $m$  – масса единицы длины дислокации,  $\sigma_{xy}^L$  – компонента тензора напряжений, создаваемых на линии дислокации неподвижными дислокационными петлями,  $B$  – константа фононного торможения,  $m$  – масса единицы длины дислокации,  $c$  – скорость звука в кристалле,  $b$  – модуль вектора Бюргера движущейся дислокации.

В рассматриваемом нами случае спектр дислокационных колебаний имеет вид

$$\omega(p_z) = \sqrt{c^2 p_z^2 + \Delta^2} \quad (3)$$

Щель формируется в основном благодаря магнитоупругому взаимодействию и, согласно [7], определяется выражением

$$\Delta_M = \frac{B_M b}{4c_s} \sqrt{\frac{\omega_M}{\pi m} \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0}} \quad (4)$$

Здесь  $B_M = \lambda M_0$ ,  $M_0$  – намагниченность насыщения,  $\lambda$  – константа магнитоупругого взаимодействия,  $\omega_M = g M_0$ ,  $g$  – гиромагнитное отношение,  $\theta_c$  – температура Кюри. Параметры  $\varepsilon_0$  и  $c_s$  определяют спектр магнонов в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось, когда магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии:  $\varepsilon_k = \varepsilon_0 + c_s^2 k^2$  ( $k$  – волновой вектор). В случае кристаллов с гигантской магнитострикцией вклад магнитоупругого взаимодействия в формирование спектральной щели оказывается самым существенным, т.е.  $\Delta = \Delta_M$ , поэтому на формирование механических свойств таких материалов существенное влияние оказывают их магнитные характеристики.

Воспользовавшись результатами теории динамического взаимодействия структурных дефектов, мы можем вычислить вклад дислокационных петель в величину динамического предела текучести кристалла по формуле

$$\sigma_L = \frac{n_L b_0}{8\pi^2 m} \int d^3 p |p_x| |\sigma_{xy}(\mathbf{p})|^2 \delta\{p_x^2 v^2 - \Delta^2 - c^2 p_z^2\} \quad (5)$$

где  $n_L$  – объемная концентрация дислокационных петель, а интегрирование выполняется по всему импульсному пространству.

В области скоростей  $v < v_L$ , где  $v_L = a\Delta$ , сила динамического торможения движущейся краевой дислокации дислокационными петлями имеет характер сухого трения, т.е. не зависит от скорости дислокационного скольжения. В этой области скоростей вклад динамического торможения дислокации петлями равен

$$\sigma_L = \frac{4n_L \mu c_s}{(1-\gamma)^2 B_M \sqrt{\frac{\omega_M}{\pi m} \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0}}} \quad (6)$$

Здесь  $\mu$  – модуль сдвига,  $\gamma$  – коэффициент Пуассона.

Оценим вклад петель при деформировании гадолиния. Для значений  $c = 3 \cdot 10^3$  м/с,  $\mu = 2,2 \cdot 10^{10}$  Па,  $\gamma = 0,25$ ,  $n_L = 1,7 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>,  $a = 5 \cdot 10^{-9}$  м получим  $\sigma_L = 40$  МПа, что составляет примерно 20 % предела текучести гадолиния, не содержащего дислокационных петель. Таким образом, исследуемый механизм диссипации может существенно влиять на механические свойства кристаллов, обладающих гигантской магнитострикцией.

#### Список использованных источников:

1. Batani D. Matter in extreme conditions produced by lasers / *Europhysics Letters*. – V. 114. – 2016 – P. 65001(1–7).
2. Yanilkin A.V., Krasnikov V.S., Kuksin A.Yu., Mayer A. E. Dynamics and kinetics of dislocations in Al and Al-Cu alloy under dynamic loading / *International Journal of Plasticity*. – V. 55. – 2014. –P. 94-107.
3. Lee J., Veysset D., Singer J., Retsch M., Saini G., Pezeril T., Nelson K., Thomas E. High strain rate deformation of layered nanocomposites / *Nature Communications*. – № 3. –2012. – P.1164.
4. Smith R. F., J. H. Eggert, Rudd R. E., Swift D. C., Bolme C. A. High strain-rate plastic flow in Al and Fe Collins / *Journal of Applied Physics*.– V. 110. – 2011– P. 123515(1–11).
5. Malashenko V.V. Dynamic drag of dislocation by point defects in near-surface crystal layer / *Modern Phys. Lett. B*. – 2009. – V. 23, № 16. – P. 2041–2047.
6. Malashenko V.V. Dynamic drag of edge dislocation by circular prismatic loops and point defects // *Physica B: Phys. Cond. Mat.* – № 2, V. 404. – 2009. – P. 3890–3892.
7. Малашенко В. В., Соболев В. Л., Худик Б. И. Торможение дислокации с дефектами в магнетике / *Металлофизика*. – № 5, т. 29. – 1986. – С. 1614–1616.
8. Малашенко В.В. Зависимость динамического предела текучести бинарных сплавов от плотности дислокаций при высокоэнергетических воздействиях / *ФТТ*.– № 10, т. 62. – 2020. – С. 1683-1685.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТОУПРУГОЙ ДИНАМИКИ ПЛЕНКИ ЖИГ ОТ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Чупров И. А.**

аспирант СГУ им. Питирима Сорокина

**Асадуллин Ф. Ф.**

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой ФиАТПиП СЛИ (филиал) СПбГЛТУ

**Котов Л. Н.**

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

**Плешев Д. А.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

**Власов В. С.**

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

**Щеглов В. И.**

к.ф.-м.н., с.н.с., институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН

*Аннотация.* В работе рассматривается зависимость колебаний намагниченности и упругих смещений магнитной пленки от глубины амплитудной модуляции возмущающего внешнего амплитудно-модулированного магнитного поля.

*Ключевые слова:* магнитные пленки, магнитоакустика, нелинейные колебания

## RESEARCH OF MAGNETOELASTIC DYNAMICS DEPENDENCE OF THE YIH FILM ON AMPLITUDE-MODULATED OSCILLATIONS OF THE MAGNETIC FIELD

**Chuprov I. A.**

Post-graduate student of SSU named after Pitirim Sorokin

**Asadullin F. F.**

Dr.Sc., Professor, head of FiATPiP Department, SFI branch campus SPbSFTU

**Kotov L. N.**

Dr.Sc., Professor, head of Radiophysics and Electronics Department, SSU named after Pitirim Sorokin

**Pleshev D. A.**

Ph.D., Professor assistant of the Radiophysics and Electronics Department, SSU named after Pitirim Sorokin

**Vlasov V. S.**

Ph.D., Professor assistant of the Radiophysics and Electronics Department,

**Shcheglov V. I.**

Ph.D., Senior researcher, Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS

**Annotation.** *The paper considers dependence of magnetization and elastic displacements oscillations of the magnetic film on the amplitude modulation coefficient of the disturbing external amplitude-modulated magnetic field*

**Keywords:** *magnetic composite films, magneto acoustics, nonlinear oscillations*

**Введение**

В связи с широким применением магнестрикционных преобразователей на основе однокомпонентных и композитных тонкопленочных ферритовых структур, особое внимание привлекают материалы на основе железоиттриевого граната (ЖИГ), обладающие высокой добротностью [1]. Использование геометрии нормально намагниченной тонкой пластины позволяет избежать параметрического возбуждения обменных волн и увеличить мощность возбуждаемых гиперзвуковых колебаний более чем на два порядка [1-2].

В работе [2] показана возможность реализации детектирования амплитудно-модулированного переменного магнитного поля второго порядка, а именно за счет поперечных колебаний упругого смещения. Однако несмотря на глубокую проработку темы, ряд вопросов остался вне поля рассмотрения.

Настоящая работа посвящена исследованию зависимости характера колебаний компонент намагниченности и упругого смещения от коэффициента амплитудной модуляции при возбуждении магнитной пленки переменным амплитудно-модулированным магнитным полем.

**Формулировка задачи и основные уравнения**

Рассмотрим магнитную пленку толщиной  $d$  из материала, обладающего кубической кристаллографической симметрией, имеющую магнитоупругие свойства. Оси  $Ox$ ,  $Oy$  и  $Oz$  параллельны ребрам куба кристаллографической ячейки. Пленка находится во внешних постоянном и переменном магнитных полях. Постоянное подмагничивающее поле  $H_0 = 2750$  Э направлено по нормали к плоскости пленки, а возбуждающее систему переменное магнитное поле  $h_0$  поляризовано в плоскости пленки вдоль оси  $Ox$  (рис. 1).

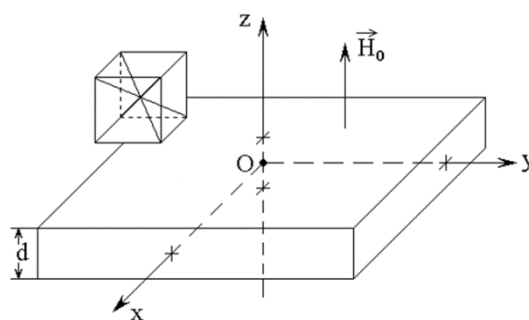


Рис. 1. Геометрия задачи

Полная плотность энергии магнитной пленки  $U$  в поле  $H = \{h_x; h_y; H_0\}$  равна сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергий. Система уравнений для намагниченности и упругих смещений имеет вид (1)-(2) и решается численно методом Рунге-Кутты 7-8 порядка с контролем точности на каждом шаге.



$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -|\gamma|[\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M} \left[ \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{x,y}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2} \quad (2)$$

При численном моделировании использовались параметры пленок ЖИГ [2, 3]. Параметры диссипации магнитной и упругой подсистемы взяты несколько больше реальных для обеспечения более эффективной релаксации колебаний –  $\alpha = 0.02$  и  $\beta = 2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Напряженность переменного магнитного поля с линейной поляризацией составила  $h_{0x} = (0 \div 2) \cdot 10^3 \text{ Э}$ . Частота ФМР равна 2800 Гц, а частота модуляции – 280 Гц, что соответствует частоте акустического резонанса при толщине пленки  $d = 6.865 \text{ мкм}$ .

### Результаты

При малой напряженности переменного магнитного поля  $h_{0x} \leq 10 \text{ Э}$  глубина модуляции практически не влияет на характер колебаний намагниченности и упругого смещения, т.к. возбуждение происходит в линейном режиме (рис. 2).

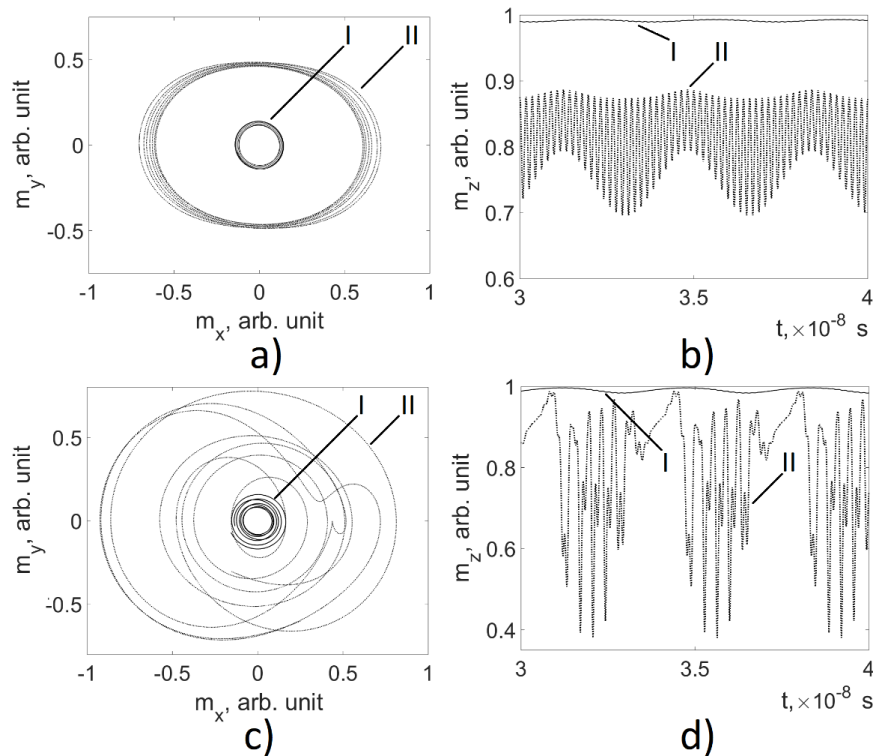


Рис. 2. Параметрические портреты (а, с) и развертки во времени (b, d) колебаний компоненты вектора намагниченности  $m_z$  при глубине амплитудной модуляции  $m = 0.25$  (а, b), и при  $m = 1$  (с, d); напряженность переменного поля  $h_0 = 10 \text{ Э}$  (линии I) и  $h_0 = 500 \text{ Э}$  (линии II)

При напряженности переменного магнитного поля  $h_{0x} > 10 \text{ Э}$  и коэффициенте амплитудной модуляции не превышающего значения  $m \approx 0.8$  параметрический портрет колебаний вектора намагниченности приобретает эллипсоидальную форму с образующимися на оси  $Oy$  искажением – горловиной (рис. 2а), а колебания компоненты вектора намагниченности  $m_z$  модулированы на частоте акустического резонанса (рис. 2b). Увеличение коэффициента амплитудной модуляции до единицы при больших значениях напряженности переменного поля приводит к значительным искажениям колебаний намагниченности (рис. 2с, d).

Рост напряженности переменного магнитного поля до  $h_{0x} = 2000 \text{ Э}$  при коэффициенте

амплитудной модуляции  $m < 0.8$  приводит к сближению краев горловины, которые образуют перетяжку при  $h_0 \approx 1100$  Э, смыкающуюся при достижении полем значения  $h_0 \approx 1900$  Э (рис. 3а). Увеличение коэффициента амплитудной модуляции до  $m = 1$  при сохранении параметров переменного поля кардинально меняет характер динамики намагниченности. В диапазоне напряженности поля  $h_0 \approx 1000 \div 1700$  Э колебания намагниченности приобретают квазихаотический характер (рис. 3б), а к  $h_0 \approx 2000$  колебания намагниченности притягиваются к замкнутой периодической траектории (рис. 3с).

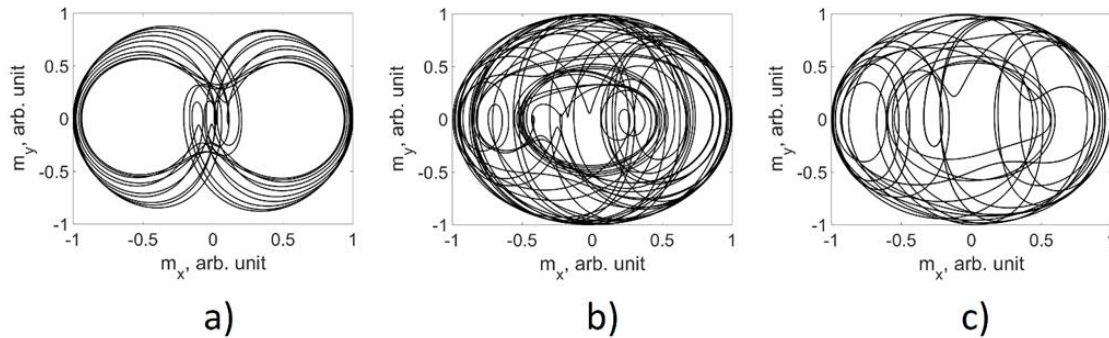


Рис. 3. Параметрические портреты колебаний намагниченности при коэффициенте амплитудной модуляции  $m = 0.25$  (а), и при  $m = 1$  (б, с) при  $h_0 = 1500$  Э (б) и  $h_0 = 2000$  Э (а, с)

Амплитуда напряженности поля  $h_0$  оказывает влияние на общую динамику магнитоупругой подсистемы. При  $h_0 \approx 80 \div 250$  Э система переходит в нелинейный режим возбуждения, что вызывает повышение эффективности модуляции. При  $h_0 \approx 1000$  Э конус прецессии разворачивается на  $90^\circ$ , что приводит к снижению глубины модуляции для намагниченности и росту для упругих смещений, за счет эффективной накачки упругой подсистемы (рис. 4).

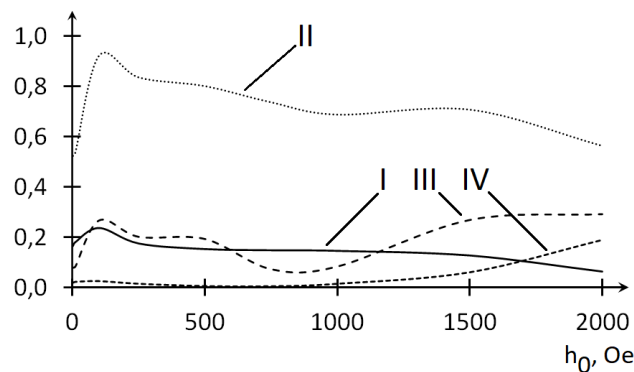


Рис. 4. Зависимость глубины модуляции намагниченности (I, II) и компоненты упругого смещения  $u_x$  (III, IV) от коэффициента амплитудной модуляции переменного поля  $m = 0.25$  (I, IV) и  $m = 1$  (II, III).

### Выводы

Рассмотрено влияние амплитудно-модулированного магнитного поля на динамику намагниченности и упругого смещения. Выявлено взаимное влияние коэффициента амплитудной модуляции и напряженности переменного амплитудно-модулированного поля на характер динамики намагниченности. Показано, что низкий коэффициент амплитудной модуляции обеспечивает более стабильный процесс детектирования, а высокий  $m \approx 1$  эффективнее модулирует колебания магнитной и упругой подсистем, но при определенных условиях приводит к генерации квазихаотических колебаний.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048) и при поддержке Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ и Правительства Республики Коми, № 20-42-110004, p\_a).

### Список использованных источников

1. Sementsov D.I., Shuty A.M. Nonlinear regular and stochastic dynamics of magnetization in thin–film structures // *Physics Uspekhi*. – 2007. – vol. 50, № 8. – P. 793.
2. Нелинейное детектирование магнитоупругих колебаний в режиме амплитудной модуляции / Власов В.С., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // *Журнал радиоэлектроники*. – 2019. – № 3. – С.1–68.
3. Hypersound excitation of magnetization and elastic displacement in case of magnetization reversal / Asadullin F., Pleshev D., Vlasov V., Kotov L., Poleshchikov S., Shavrov V., Shcheglov V. // *EPJ Web of Conferences. Moscow International Symposium on Magnetism, MISM*. – 2017, 2018. – С. 02017.



## УПРАВЛЕНИЕ КЛЕТОЧНОЙ ДИНАМИКОЙ И АГЛОМЕРАЦИЕЙ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ МАТРИЦАМИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРО-ПРОВОДОВ

(Обзор-обобщение\*)

**Беклемишева А.В.**

ассистент, Национальный исследовательский технический университет НИТУ МИСиС

**Панина Л.А.**

Д.ф.-м.н., профессор, Национальный исследовательский технический университет НИТУ МИСиС

**Аннотация:** Методы клеточных манипуляций (сортировки, управления суспензией, внутриклеточными процессами), как и методы контроля движения магнитных наночастиц, активно используются и изучаются в биофизике. Как показано в различных работах диамагнитные клетки (например, мезенхимальные стволовые клетки) чувствительны к сильным магнитным полям. Разработаны различные системы сортировки и захвата клеток. Предлагается альтернативная периодическая система аморфных ферромагнитных микро-проводов на основе Co, в биосовместимой оболочке, которые обладают магнитомягкими свойствами и могут быть легко намагничены вдоль диаметра, создающие сильные градиентные магнитные поля порядка  $10^3$ - $10^5$  Тл/м. Такие матрицы могут внедряться в ткани тела, кровотоки, клеточные суспензии и использоваться для поддержания функционирования и движения магнитных наночастиц в тканях крови и тела, организации клеточной суспензии магнитомаркированных клеток. Например, ускоренной диффузии магнитных наночастиц, находящихся в жидкости-носителе.

**Ключевые слова:** диамагнитный захват, парамагнитный захват, микро-провода.

## CONTROL OF CELLULAR DYNAMICS AND AGGLOMERATION OF MAGNETIC NANOPARTICLES BY MATRICES OF FERROMAGNETIC MICROWIRES

**Beklemisheva A.V.**

Assistant professor, National Research Technical University (NUST MISIS)

**Panina L.A.**

Dr.Sc., Professor, National Research Technical University (NUST MISIS)

**Abstract:** Methods of cellular manipulations (sorting, suspension control, intracellular processes), as well as methods of controlling the movement of magnetic nanoparticles, are actively used and studied in biophysics. As shown in various studies, diamagnetic cells (for example, mesenchymal stem cells) are sensitive to strong magnetic fields. Various systems for sorting and capturing cells have been developed. An alternative periodic system of amorphous ferromagnetic micro-wires based on Co, in a biocompatible sheath, which have soft magnetic properties and can be easily magnetized along the diameter, creating strong gradient magnetic fields, of the order of  $10^3$ - $10^5$  T / m, is proposed. Such matrices can be embedded in body tissues, blood flows, and cell suspensions and used to maintain the functioning and movement of magnetic nanoparticles in blood and body tissues, and to organize a cell suspension of magnetically marked cells. For example, accelerated diffusion of magnetic nanoparticles in a carrier liquid.

**Key words:** diamagnetic capture, paramagnetic capture, microwires.

Методы клеточных манипуляций (сортировки, управления суспензией, внутриклеточными процессами), как и методы контроля движения магнитных наночастиц, активно используются и изучаются в биофизике [1-2]. Как показано в различных работах диамагнитные клетки (например, мезенхимальные стволовые клетки [3]) чувствительны к сильным магнитным полям. Разработаны различные системы сортировки и захвата клеток [4].

Предлагается альтернативная периодическая система аморфных ферромагнитных микропроводов на основе  $Co$ , в биосовместимой оболочке, которые обладают магнитомягкими свойствами и могут быть легко намагничены вдоль диаметра, создающие сильные градиентные магнитные поля, порядка  $10^3$ - $10^5$  Тл/м.

Такие матрицы могут внедряться в ткани тела, кровотоки, клеточные суспензии и использоваться для поддержания функционирования и движения магнитных наночастиц в тканях крови и тела, организации клеточной суспензии магнитомаркированных клеток. Например, ускоренной диффузии магнитных наночастиц, находящихся в жидкости-носителе. Рисунок 1-2 показывает квазистационарное распределение МНЧ вблизи диаметрально намагниченных микро-проводов. Для коэффициента диффузии порядка  $3 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$ , радиуса провода 10 микрон, намагиченности провода 500 Гс и относительной магнитной восприимчивости МНЧ порядка  $10^{-2}$  характерное время выхода на стационарный режим составляет порядка 30 секунд. Можно продемонстрировать, при парамагнитной восприимчивости порядка  $10^{-4}$  и характерных параметров диффузии в жидкости концентрация частиц локализуется вблизи системы из пары микро-проводов (Рис. 2) в течение 30 секунд.

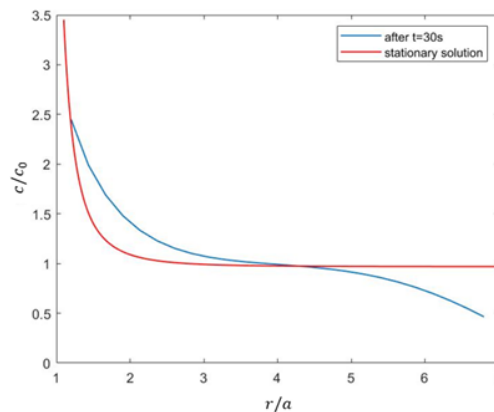


Рис.1. Распределение концентрации парамагнитных частиц  $c/c_0$  (нормированной на начальную концентрацию  $c_0 = 10^{-2}$ ) через 30 с включения намагиченности проволоки по диаметру,  $r/a$  - нормированная полярная координата. Расчет ведется по параметрам  $D = 3 \times 10^{-12} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ ,  $\chi = 10^{-4}$ ,  $V = 10^{-21} \text{ м}^3$ ,  $a = 15 \text{ мкм}$ ,  $M = 0.5 \text{ МА/с}$ .

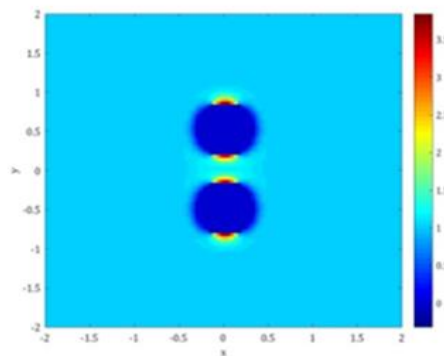


Рис.2. Перераспределение потока МНЧ (8) под влиянием магнитного поля пары диаметрально намагниченных микро-проводов,  $D = 3 \cdot 10^{-12} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ ,  $T=300 \text{ К}$ ,  $\rho = 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ ,  $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ ,  $V = 5 \cdot 10^{-18} \text{ м}^3$ ,  $\chi = 10^{-2}$ .

Также диаметрально намагниченность позволяет реализовать минимум магнитной потенциальной энергии (как показано на Рис. 2, где представлены эквипотенциальные кривые плотности магнитной энергии), и создать уникальный профиль распределения магнитного поля с седловидным минимумом, что позволяет реализовать левитацию диамагнитных клеток с относительной восприимчивостью порядка  $10^{-5}$ . Соответственно, такие поля могут быть востребованы для бесконтактного удержания диамагнитных клеток, левитации диамагнитных клеток, диамагнитного захвата, сортировки суспензии клеток.

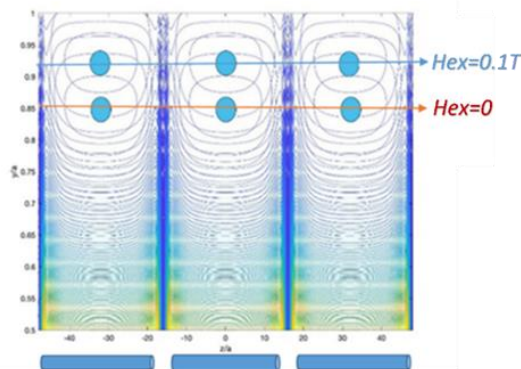


Рис. 3. Кривые эквипотенциальной плотности энергии  $U + U_g$  в координатах  $(y, z)$  при  $x = 0$  для периодической системы микропроводов. Плотность гравитации  $= 10^4 \text{ Н/м}^3$ ,  $\chi = -10^{-5}$ . Высота парения несколько увеличивается при наличии намагничивающего поля 0,1 Тл.

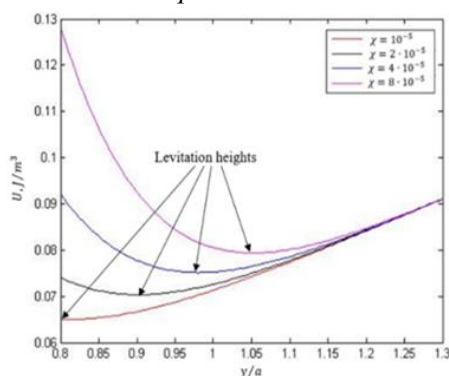


Рис. 4: Зависимость плотности энергии  $U$  ( $y/a$ ) от высоты  $y$  над микропроводочной системой для различных значений диамагнитной восприимчивости.

Предлагаемая система представляет интерес для применения в клеточной терапии и представляет оригинальный метод бесконтактного магнитного захвата, контроля движения клеток и точечной доставки лекарств.

### Список использованных источников

1. Nguyen H. P., Vy T. H. Pham et al The effect of a high frequency electromagnetic field in the microwave range on red blood cells// British Journal of Applied Science & Technology –2017. –7. – № 10798
2. Kunze A., Murray C. T. et al Modulating motility of intracellular vesicles in cortical neurons with nanomagnetic forces//Lab on chip – 2017. –№ 17. – 842
3. Zablotskii V., Dejneka A., Dempsey N. M. et al Life on Magnets: Stem Cell Networking on Micro-Magnet Arrays // PLoS ONE. –2013. – № 8 –e70416.

4. Kauffmann P., Dempsey N. M. et al, Diamagnetically trapped arrays of living cells above micromagnets// Lab Chip. – 2011. – № 11– 3153



## **РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ДИАГНОСТИРОВАНИЯ БОЛЕЗНИ КРОНА С ПОМОЩЬЮ ГИБРИДНЫХ НАНОЧАСТИЦ $Fe_3O_4-Au$**

**Григорьева З.А.**

Научно-Образовательный Центр «Умные материалы и биомедицинские приложения»  
Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

**Гриценко К.А.**

Научный сотрудник с ученой степенью кандидата наук Научно-Образовательного Центра  
«Умные материалы и биомедицинские приложения»  
Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

**Левада Е.В.**

Старший научный сотрудник, Заведующая лабораторией биомедицинских приложений  
Научно-Образовательного Центра «Умные материалы и биомедицинские приложения»  
Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

**Родионова В.В.**

Директор Научно-Образовательного Центра «Умные материалы и биомедицинские  
приложения»  
Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

***Аннотация.** Работа посвящена разработке новой методики диагностирования болезни Крона. В эксперименте использовались ферромагнитные наночастицы различных размеров, введенные перорально мышам двух групп: здоровым и с имитацией болезни Крона. Были исследованы магнитные свойства образцов кала мышей с помощью метода вибрационной магнитометрии. В результате было установлено время взятия образцов кала мышей, при котором обнаруживается наибольший магнитный момент на единицу массы образца. Также был проведен сравнительный анализ результатов исследования магнитных свойств наночастиц в образцах, полученных от здоровых и больных мышей, на основе чего был сделан вывод о возможности проникновения наночастиц в стенки кишечника больных мышей. В результате было показано, как использования предложенного метода может служить для диагностики болезни Крона.*

***Ключевые слова:** ферромагнитные наночастицы, болезнь Крона*

## **DEVELOPMENT OF A METHOD FOR DIAGNOSING CROHN'S DISEASE USING HYBRID NANOPARTICLES $Fe_3O_4-Au$**

**Grigoreva Z.A.**

Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant  
Baltic Federal University

**Gritsenko Ch.A.**

Research Associate, Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

**Levada E.V.**

Senior Research Associate «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

**Rodionova V.V.**

Head of the Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

**Annotation.** *The work is devoted to a new method of diagnosing Crohn's disease. In the experiment it was used ferromagnetic nanoparticles of various sizes injected orally to mice of two groups: healthy and with imitation of Crohn's disease. Magnetic properties of the samples were studied using the method of vibration sample magnetometry. The sampling time was established, at which the largest magnetic moment per unit mass of a sample was detected. A comparative analysis of the results for the healthy and sick mice was done. The possibility of a nanoparticle penetration into the intestinal tissue of sick mice was supposed. As a result, it was shown how the use of the proposed method can serve for the diagnosis of the Crohn's disease.*

**Keywords:** *ferromagnetic nanoparticles, Crohn's disease*

Болезнь Крона – это аутоиммунное заболевание, при котором воспаляется желудочно-кишечный тракт, при этом увеличивается межклеточное расстояние в эпителиальном слое конечного фрагмента тонкого и толстого кишечника [1]. В настоящее время современными диагностическими методами для выявления Болезни Крона являются: эндоскопия, магнитно-резонансная томография, анализы крови и кала, и др [2]. Однако, данные методы довольно общие, а симптоматика болезни Крона сходна с язвенным колитом кишечника, что затрудняет постановку правильного диагноза, а, следовательно, снижает эффективность лечения. В данной работе предложен метод диагностики болезни Крона с помощью ферромагнитных наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-Au}$  с формой типа «гантель», основанный на особенностях проницаемости стенок кишечника при острой стадии болезни Крона.

В эксперименте использовались лабораторные животные (мыши дикого типа), разделенные на две группы: контрольная (группа здоровых мышей) и экспериментальная группа мышей с воспалением кишечника, имитирующим симптомы болезни Крона, вызванным использованием раствора DSS (Dextran Sodium Sulfat Sigma Aldrich). На начальном этапе эксперимента контрольной и экспериментальной группам был введен раствор наночастиц перорально в концентрации 200 мкг/мл. Экспериментальная группа была предварительно разделена на три подгруппы, в зависимости от диаметра ферромагнитной составляющей наночастиц ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ )  $d= 5$  нм, 15 нм, 25 нм. На втором этапе эксперимента у обеих групп были взяты образцы кала в различное время после получения дозы наночастиц: через 0 часов, 8 часов и 24 часа.

Магнитные свойства образцов были исследованы с помощью метода вибрационной магнитометрии. Образцы кала мышей, не получивших дозу наночастиц, в присутствии магнитного поля демонстрируют диамагнитное поведение, что типично для биологических образцов. Для каждого образца был установлен магнитный момент единицы массы образца, при этом наибольшее значение обнаружено в образцах кала мышей, получавших наночастицы с диаметром  $d= 5$  нм. Было установлено, что для группы здоровых мышей наибольший магнитный момент на единицу массы, и, возможно, объемной концентрации наночастиц с диаметром  $d= 5$

нм в кале наблюдается спустя 8 часов после их введения, а наночастиц с диаметром  $d=15$  нм - спустя 24 часа. Для образцов с диаметром ферромагнитной составляющей  $d=25$  нм наибольший момент на единицу массы наблюдается спустя 24 ч после взятия образца. Также установлено, что ферромагнитные наночастицы обнаружены и в кале больных мышей, при этом наибольший магнитный момент обнаружен в образцах мышей, получавших наночастицы с диаметром  $d=25$  нм. Магнитный момент на единицу массы у здоровых мышей в среднем выше в 2-5 раз, чем у больных, что, таким образом, может свидетельствовать о прохождении наночастиц в межклеточное расстояние стенок кишечника. На основе этих результатов был сделан вывод о возможности дальнейшего использования предложенного экспериментального метода для диагностики болезни Крона с помощью ферромагнитных наночастиц  $Fe_3O_4-Au$ .

#### **Список использованных источников:**

1. [1] Baumgart D. C., Sandborn W. J. Crohn's disease //The Lancet. – 2012. – Т. 380. – №. 9853. – С. 1590-1605.
2. [2] Beaugerie L. et al. Predictors of Crohn's disease //Gastroenterology. – 2006. – Т. 130. – №. 3. – С. 650-656.

## **К ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТРОМБА В СОСУДЕ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТОИМПЕДАСНОГО ПЛЕНОЧНОГО СЕНСОРА: МОДЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ**

**Мельников Г.Ю.**

аспирант, Уральский федеральный университет

**Лепаловский В.Н.**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Уральский федеральный университет

**Сафронов А.П.**

д.ф.-м.н., профессор, Уральский федеральный университет

**Свалов А.В.**

д.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Уральский федеральный университет

**Курляндская Г.В.**

д.ф.-м.н., профессор-исследователь, Уральский федеральный университет

***Аннотация.** В работе проводится модельный эксперимент по оценке возможности детектирования тромба с помощью магнитоимпедансного сенсора на основе пленочной структуры  $(\text{FeNi/Cu})_5/\text{Cu}/(\text{FeNi/Cu})_5$ . Основу функционирования прототипа составляет детектирование полей рассеяния, создаваемых магнитными частицами композиционного образца. Предложенная геометрия может быть использована как модельная при отработке условий локализации тромбов в кровеносных сосудах. Модельный образец представлял собой цилиндр из магнитного композита (эпоксидная смола + частицы оксида железа). Особенности геометрии полей рассеяния определялись с помощью моделирования в программном обеспечении Comsol.*

***Ключевые слова:** гигантский магнитоимпедансный эффект, многослойные пленочные структуры, пермаллой, магнитные композиты, детектирование полей рассеяния*

## **TO THE POSSIBILITY OF DETECTING A THROMBE IN A VESSEL WITH THE HELP OF A MAGNETIC IMPEDESSED FILM SENSORA: A MODEL EXPERIMENT**

**Melnikov G.Yu.**

PhD student, Ural Federal University

**Lepalovskij V.N.**

PhD, Senior researcher, Ural Federal University

**Safronov A.P.**

Dr.Sc., professor, Ural Federal University

**Svalov A.V.**

Dr.Sc., Senior researcher, Ural Federal University

**Kurlyanskaya G.V.**

Dr.Sc., Research professor, Ural Federal University

**Annotation.** *In this work, a model experiment is carried out to assess the possibility of detecting a thrombus using a magnetic impedance sensor based on the (FeNi/Cu)<sub>5</sub>/Cu/(FeNi/Cu)<sub>5</sub> film structure. The basis for the functioning of the prototype is the detection of stray fields created by the magnetic particles of the composite sample. The proposed geometry can be used as a model for the development of conditions for localization of thrombus in blood vessels. The model sample was a magnetic composite cylinder (epoxy resin + iron oxide particles). The features of the geometry of the stray fields were determined using computer simulation with the Comsol software.*

**Keywords:** *giant magnetoimpedance effect, multilayered nanostructures, permalloy, magnetic composite, stray magnetic field*

Гигантский магнитоимпедансный эффект (ГМИ) – это изменение полного электрического сопротивления (импеданса) ферромагнитного проводника во внешнем магнитном поле при протекании по нему тока высокой частоты [1,2]. Многослойные пленочные структуры на основе пермаллоя привлекают к себе внимания, поскольку они обладают всеми свойствами необходимыми для получения чувствительных элементов с высоким ГМИ эффектом [3,4]. Разделение слоев пермаллоя немагнитными прослойками (наноструктурирование) в данном случае обусловлено тем, что при его толщинах порядка 200 нм происходит переход в «закритическое» состояние и ухудшение его магнитных свойств [4]. ГМИ эффект обладает высокой чувствительностью по отношению к внешнему магнитному полю. Это позволяет создавать на его основе высокочувствительные сенсоры малых магнитных полей и биосенсоры [5]. Одним из заболеваний, при диагностике и лечении которых могут быть использованы магнитные частицы и детекторы слабых магнитных полей, является тромбоз. Тромб - это патологический сгусток крови, образующийся при жизни пациента в просвете сосуда. Лечение тромбоза осуществляется хирургическим или медикаментозным путем, с использованием тромболитиков, которые часто вызывают много побочных эффектов. Одним из способов снижения побочных эффектов, является адресная доставка лекарства к тромбу с помощью магнитных частиц (МЧ) [5]. При этом, важно бывает определить локальную концентрацию МЧ в области проведения терапии. Последняя задача может быть решена с использованием ГМИ сенсора путем детектирования полей рассеяния магнитных частиц [3,6]. В данной работе проводится модельный эксперимент по оценке возможности детектирования тромба с помощью ГМИ сенсора на основе пленочной структуры (FeNi/Cu)<sub>5</sub>/Cu/(FeNi/Cu)<sub>5</sub>. Основу функционирования прототипа составляет детектирование полей рассеяния, создаваемых магнитными частицами оксида железа композита в виде цилиндра. Особенности геометрии его полей рассеяния, определялись путем моделирования в программе Comsol.

Многослойные пленочные структуры были приготовлены методом ионно-плазменного распыления на подложки из стекла с использованием металлических масок для формирования пленочных прямоугольных элементов (10,0 мм × 0,5 мм). Напыления проводили в технологическом магнитном поле 100 Э для формирования поперечной одноосной магнитной анизотропии: внешнее поле прикладывалось вдоль короткой стороны элемента в его плоскости. Измерения высокочастотного импеданса проводились с помощью анализатора импеданса Agilent HP E 4991 А во внешнем магнитном поле, прикладываемом вдоль длинной стороны прямоугольных образцов (вдоль оси ОУ) соосно с направлением протекания переменного тока в диапазоне полей ±150 Э, при частоте тока 85 МГц (ГМИ эффект в продольной геометрии).

Магнитный цилиндр моделировал участок кровеносного сосуда с тромбом внутри, имел диаметр 5 мм и общую длину 50 мм. Оба конца цилиндра были немагнитными, а центральная часть («тромб») представляла собой «шайбу» толщиной 4 мм и массой 0,1 г из магнитного эпоксидного композита с 30 % массовым содержанием коммерческих микрочастиц магнетита (Alfa Aesar). Средний диаметр микрочастиц составлял примерно 200 нм. Контрольный образец («Контроль») представлял собой цилиндр из эпоксидной смолы без добавления микрочастиц. Намагниченность магнитного композита была измерена с помощью вибрационного магнитометра: намагниченность насыщения  $M_s = 29$  Гс и остаточная намагниченность  $M_r = 2,3$  Гс (Рис. 1а). По данным Керр – микроскопии, при приложении внешнего магнитного поля вдоль длинной стороны элемента перемагничивание происходит путем безгистерезисного вращения, поле анизотропии составляет 5 Э, т.е. в процессе напыления создается одноосная магнитная анизотропия в плоскости пленочной структуры с осью легкого намагничивания, ориентированной вдоль короткой стороны элемента (Рис. 1б).

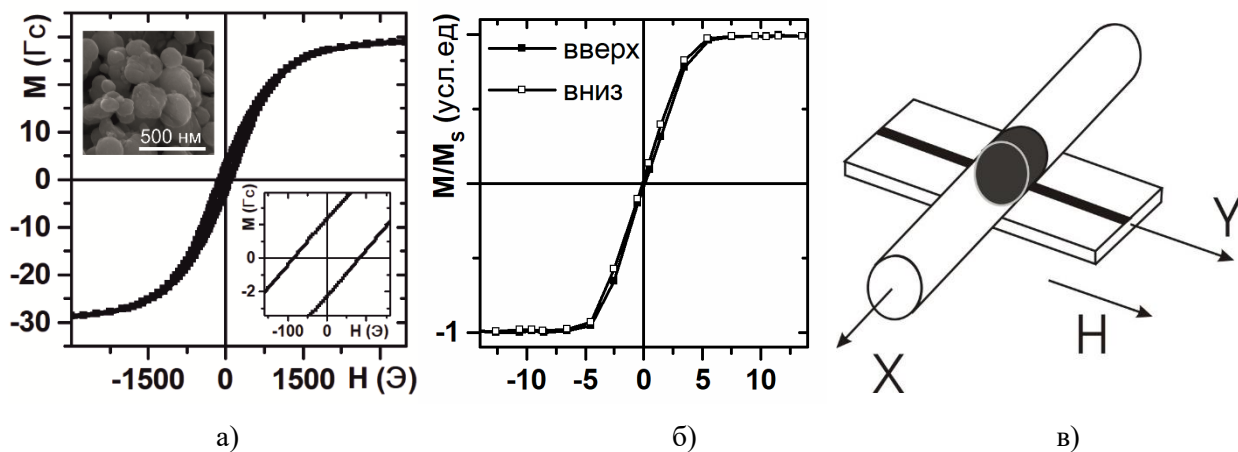


Рис. 1. Намагниченность магнитного композита: в верхнем левом углу фотография магнитных микрочастиц (сканирующая электронная микроскопия), в правом нижнем углу поведение намагниченности вблизи нулевого поля (а); петля магнитного гистерезиса прямоугольного пленочного элемента (магнито-оптическая Керр-микроскопия): внешнее магнитное поле  $H$  прикладывалось вдоль длинной стороны элемента (б); схема детектирования магнитного цилиндра с помощью пленочного ГМИ элемента (в).

Магнитный цилиндр находился на расстоянии порядка  $(1,1 \pm 0,2)$  мм от поверхности пленочной структуры. ГМИ отклик исследовался при изменении положения центра магнитного цилиндра (смещения вдоль оси  $OX$  с шагом 1 мм) (Рис. 1в). Для описания результатов ГМИ исследований использовалась полевая зависимость ГМИ соотношения для полного импеданса  $\Delta Z/Z(H) = 100 \% \cdot (Z(H) - Z(H_{max}))/Z(H_{max})$ , где  $H_{max} = 100$  Э – поле, в котором происходит магнитное насыщение элемента. Кривые ГМИ соотношения пленочного элемента с контрольным образцом и без него совпадали. Сближение цилиндра с пленкой сопровождается увеличением напряженности полей рассеяния, при этом наблюдается смещение максимума кривой ГМИ соотношения в сторону больших полей, а также уменьшение максимального значения  $\Delta Z/Z$  (Рис. 2а). По результатам моделирования направление усредненных полей рассеяния – против приложения внешнего магнитного поля. При приближении цилиндра к элементу (из положения  $X = 4$  см в положение  $X = 0$  см) данный параметр увеличивается с 1 Э до 3 Э. ГМИ отклик при изменении положения цилиндра был рассчитан как разность между максимальным ГМИ соотношением при измерении цилиндра без частиц и с частицами во всех анализируемых положениях. Видно, что максимальный отклик соответствует центральному положению цилиндра (когда центр цилиндра находится точно над центром элемента), подтверждая возможность детектирования положения композита (Рис. 2б). Несовпадение ГМИ откликов при симметричных положениях цилиндра относительно нуля по оси  $OX$  в пределах погрешности (относительная систематическая погрешность не превышала 1 %) можно связать с

неоднородностью цилиндра. Следующим шагом будет получение композитов с меньшими размерами и концентрациями магнитных частиц, а также феррогелей и оценка возможности их детектирования с помощью пленочного ГМИ элемента.

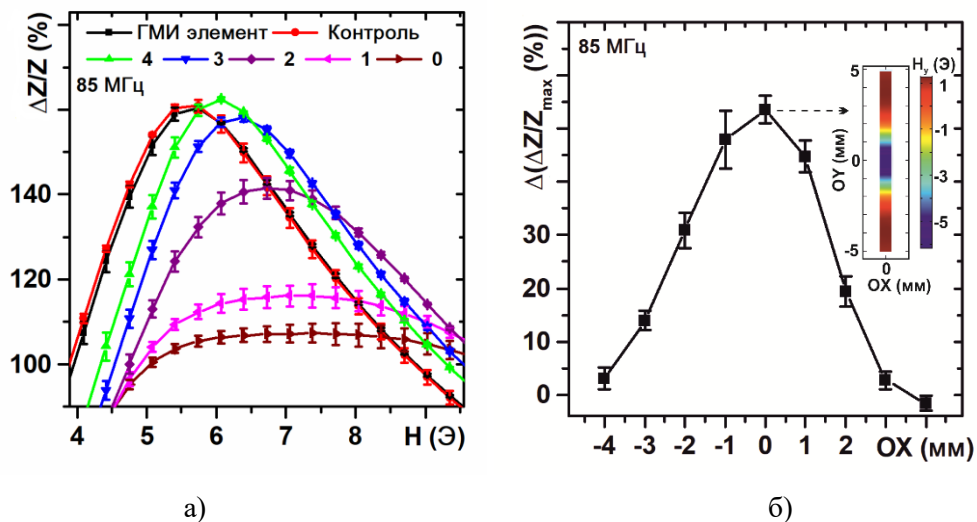


Рис. 2. Полевая зависимость ГМИ соотношения при частоте тока 85 МГц и разных положениях цилиндра по оси OX (номера соответствуют расстоянию от центра цилиндра до элемента в мм) (а); ГМИ отклик пленочного элемента в зависимости от положения цилиндра. Пунктирная стрелка указывает распределение «у» компоненты магнитных полей рассеяния вдоль элемента для положения 0 мм (б).

В работе были получены пленочные элементы  $(\text{FeNi}/\text{Cu})_5/\text{Cu}/(\text{FeNi}/\text{Cu})_5$ . Их магнитные свойства и магнитный импеданс исследованы в исходном состоянии и в присутствии полей рассеяния магнитного цилиндра, имитирующего тромб в кровеносном сосуде. Показана возможность, детектирования положения цилиндра с магнитными частицами оксида железа с помощью ГМИ в модельной геометрии локализации тромбов в кровеносных сосудах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 18-19-00090.

#### Список использованных источников:

1. Курляндская Г.В., Волчков С.О., де Кос Д. Магниточувствительные преобразователи для неразрушающего контроля, работающие на основе гигантского магнитоимпедансного эффекта (Обзор) // Дефектоскопия. – 2009. – №. 6. – С. 13-42.
2. Антонов А. С., Гадецкий С. Н., Грановский А. Б., Дьячков А. Л., Парамонов В. П., Перов Н. С., Прокошин А. Ф., Усов Н. А., Лагарьков А. Н. Гигантский магнитоимпеданс в аморфных и нанокристаллических мультислоях // ФММ. – 1997. – Т. 83, № 6. – С. 61-71.
3. Членова А.А., Бузников Н.А., Сафронов А.П., Голубева Е.В., Лепаловский В.Н., Мельников Г.Ю., Курляндская Г.В. Детектирование совокупных полей рассеяния наночастиц феррогелей с помощью прототипа магнитоимпедансного датчика: модельные представления и эксперимент // Известия РАН. Серия физическая. – 2019. – Т. 83, №. 7. – С. 993-995
4. Svalov A.V., Aseguinolaza I.R., Garcia-Arribas A., Orue I., Barandiaran J.M., Alonso J., Fernández-Gubieda M.L., Kurlyandskaya G.V. Structure and magnetic properties of thin permalloy films near the “transcritical” state // IEEE transactions on magnetics. – 2010. – V. 46, №. 2. – P. 333-336.
5. Prilepskii A.Y., Fakhardo A.F., Drozdov A.S., Vinogradov V.V., Dudanov I.P., Shtil A.A., Bel'tyukov P.P., Shibeko A.M., Koltsova E.M., Nechipurenko D.Y., Vinogradov V.V. Urokinase-conjugated magnetite nanoparticles as a promising drug delivery system for targeted thrombolysis: synthesis and preclinical evaluation // ACS Appl. Mater. Interfaces. – 2018. – V.10, № 43. – P. 36764-36775

6. Blyakhman F.A., Buznikov N.A., Sklyar T.F., Safronov A.P., Golubeva E.V., Svalov A.V., Sokolov S.Yu., Melnikov G.Yu., Orue I., Kurlyandskaya G.V. Mechanical, electrical and magnetic properties of ferrogels with embedded iron oxide nanoparticles obtained by laser target evaporation: focus on multifunctional biosensor applications // *Sensors*. – 2018. – V. 18. – P. 872.

---

1. Li J., Yuan Zh., Liu H., Feng J., Chen Zh. Size-dependent tissue-specific biological effects of core-shell structured  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-NH}_2$  nanoparticles // *J Nanobiotechnol*. – 2019. – 17:124. – P.1–14.
2. Aslania E., Abria A., Pazhang M. Immobilization of trypsin onto  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-NH}_2$  and study of its activity and stability // *Colloids and Surfaces B: Biointerfaces*. – 2018. – 170. – P.553–562.
3. Izgi M.S., Ece M.S, Kazici H.C., Sahin O., Onat E. Hydrogen production by using Ru nanoparticle decorated with  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{eNH}_2$  core-shell microsphere // *International journal of hydrogen energy*. – 2020. – 45. – P.30415–30430.
4. Xie H., Wu Zh., Wang Zh., Lu J., Li Y., Cao Y., Cheng H. Facile fabrication of acid-resistant and hydrophobic  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2@\text{C}$  magnetic particles for valid oil-water separation application // *Surfaces and Interfaces*. – 2020. – 21. – P.100651.
5. Ghorbani F., Kamari S. Core-shell magnetic nanocomposite of  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2@\text{NH}_2$  as an efficient and highly recyclable adsorbent of methyl red dye from aqueous environments // *Environmental Technology & Innovation*. – 2019. – 14. – P.100333.
6. Kamari S., Shahbazi A. Biocompatible  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-NH}_2$  nanocomposite as a green nanofiller embedded in PES nanofiltration membrane matrix for salts, heavy metal ion and dye removal: Long-term operation and reusability tests // *Chemosphere*. – 2020. – 243. – P.125282.
7. Alizadeha A., Fakhari M., Safaei Z., Khodeai M.M., Repo E., Asadi A. Ionic liquid-decorated  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2$  nanocomposite coated on talc sheets: An efficient adsorbent for methylene blue in aqueous solution // *Inorganic Chemistry Communications*. – 2020. – 121. – P.108204.
8. Erdem B., Avşar S.B., Erdem S., Tekin N. Adsorption of light green and brilliant yellow anionic dyes using amino functionalized magnetic silica ( $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2@\text{NH}_2$ ) nanocomposite // *Journal of Dispersion Science and Technology*. – 2018. – 40:9. – P.1227–1235.
9. Dong Sh., Wang Sh., Wang X., Zhai L. Superparamagnetic nanocomposite  $\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{SiO}_2\text{-NH}_2/\text{CQDs}$  as fluorescent probe for copper (II) detection // *Materials Letters*. – 2020. – 278. – P. 128404.