На правах рукописи

Огнев Алексей Вячеславович

АНИЗОТРОПИЯ И МИКРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Специальность 01.04.11 – Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Екатеринбург – 2017

Работа выполнена на кафедре физики низкоразмерных структур в ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет»

Научный консультант:	доктор физико-математических наук, профессор, **Чеботкевич Людмила Алексеевна**
Официальные оппоненты:	**Грановский Александр Борисович**, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова», профессор кафедры магнетизма
	Грузнев Димитрий Вячеславович, доктор физико-математических наук, ФГБУН Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения РАН (г. Владивосток), ведущий научный сотрудник Отдела физики поверхности
	Исхаков Рауф Садыкович, доктор физико-математических наук, профессор, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН (г. Красноярск), заведующий лабораторией физики магнитных плёнок
Ведущая организация:	ФГБУН Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук (г. Екатеринбург)

Защита состоится «23» марта 2017 года в 13:00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.285.24 на базе ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» по адресу: 620000, г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51, комн. 248 (зал заседаний диссертационного совета).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», http://lib.urfu.ru/mod/data/view.php?d=51&rid=263601

Автореферат разослан «___» _____ 2017 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук, доцент _____Овчинников А.С.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования. Интерес к исследованию свойств низкоразмерных ферромагнитных структур не ослабевает вследствие многообразия эффектов, наблюдаемых при понижении размерности от двухмерных плёнок до нульмерных наноточек. Научные результаты, полученные в этом направлении, лежат в основе создания носителей информации с высокой плотностью записи, новых типов магниторезистивной памяти, высокочувствительных сенсоров магнитного поля и т.д., для которых характерны надёжность, стабильность, малое энергопотребление и высокое быстродействие. Характеристики разрабатываемых устройств зависят от магнитной структуры и её отклика на внешнее воздействие, например, магнитное поле или спиновый ток.

Элементами магнитной структуры являются домены, доменные границы, топологические структуры. Максимальную плотность записи можно получить, оперируя магнитным моментом структур атомного масштаба. Но пока это возможно только при криогенных температурах, что существенно ограничивает потенциальную область применения. Топологические структуры, такие как магнитные вихри или антивихри, обладают не только малыми размерами (например, диаметр ядра вихря всего несколько десятков нанометров), но и необходимой стабильностью, позволяющей управлять ими в нормальных условиях. Возможность индуцировать переходы между структурами с разным значением топологического заряда, разделенными энергетическими барьерами (например, переход из вихревых в однодоменные состояния), позволяет создавать новые типы магниторезистивной памяти. Определение условий индуцирования вихревого состояния, разработка способов контроля его параметров и управления им является нетривиальной и актуальной задачей. В вихре магнитный поток замкнут, что позволяет существенно повысить плотность размещения элементов. Но при этом возникает потребность в изучении коллективного поведения массивов наноструктур в магнитном поле, когда индуцируемые магнитные заряды усиливают дипольное взаимодействие.

С целью увеличения плотности записи информации и сохранения высокой скорости чтения/записи в течение последних нескольких лет интенсивно изучаются нанопроволоки и способы управления доменной структурой в них. Помимо магнитной памяти одномерные нанообъекты с устойчивыми однодоменными состояниями (±1) можно использовать как логические элементы. Характеристики таких устройств определяются размером доменов, типом доменных границ и их подвижностью. Поиск путей оптимизации параметров устройств, создаваемых на основе магнитных нанопроволок, актуален в настоящее время.

Всё вышесказанное определило актуальность выбранного направления исследований – изучение магнитных свойств низкоразмерных структур и разработку способов управления ими. Необходимо отметить, что такое исследование преследовало две основные цели: первая – это получение

качественной и количественной связи между размерностью, доменной структурой и магнитными свойствами, вторая – получение конкретных результатов в области магнетизма низкоразмерных структур, которые могут найти практическое применение.

Цель и задачи работы. Цель настоящей работы – установление общих закономерностей влияния магнитной анизотропии на микромагнитную структуру и поиск новых способов управления процессами перемагничивания низкоразмерных объектов.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. установить влияние магнитной анизотропии на коэрцитивную силу и доменную структуру многослойных пленок с косвенным обменным взаимодействием;
2. выявить влияние магнитной анизотропии, индуцированной напряжениями на магнитные свойства и микромагнитную структуру многослойных пленок и нанопроволок;
3. определить зависимость процесса перемагничивания и микромагнитной структуры проволок от анизотропий, наведенных формой и ступенями подложки;
4. выявить способы управления микромагнитной структурой нанодисков и провести оценку возможности их использования для создания магниторезистивной памяти;
5. исследовать влияние дипольного взаимодействия на магнитные свойства нанодисков, упакованных в массивы.

Объекты исследования. В качестве объектов исследования были выбраны низкоразмерные ферромагнитные структуры: поликристаллические пленки Co/Cu/Co и Co/Ru/Co с косвенным обменным взаимодействием и мультислойные пленки Fe/Ge, Fe/Pd; массивы эпитаксиальных нанополосок Co, полученные самоорганизацией и с помощью сфокусированного ионного пучка, нанопроволоки Ni; массивы эпитаксиальных нанодисков Co, поликристаллических нанодисков Co, Fe, пермаллоя ($Fe_{20}Ni_{80}$) и наноструктур, состоящих из дисков и нанополосок Co и/или пермаллоя.

Методы и методология исследований. Для получения образцов использовали методы магнетронного и термического осаждения, реализованные в высоком и сверхвысоком вакууме. Формировали наноструктуры (дисков, полосок и т.д.) электронной литографией и сфокусированным ионным пучком. Изучение кристаллической структуры, морфологии поверхности плёнок и наноструктур производили с помощью электронной и рентгеновской дифракции, электронной микроскопии, сканирующей зондовой микроскопии. Для исследования магнитных свойств образцов использовали метод ферромагнитного резонанса, магнитооптическую и индукционную магнитометрии, Лоренцовую и магнитную силовую микроскопии. Для анализа экспериментальных данных применяли численное моделирование, а также методы подгонки аналитически рассчитанных кривых к экспериментальным результатам.

Научная новизна:

1. экспериментально установлено, что в поликристаллических пленках Co/Cu(Ru)/Co с косвенным антиферромагнитным обменным взаимодействием формируется двухосная магнитная анизотропия, которая определяет вид доменной структуры;
2. в рамках расширенной модели случайной магнитной анизотропии, учитывающей косвенное обменное взаимодействие, описаны осцилляции коэрцитивной силы и радиуса ферромагнитной корреляции;
3. впервые экспериментально обнаружено и подтверждено микромагнитным моделированием образование вихрей и антивихрей в доменных границах в пленках Co/Ru/Co с антиферромагнитным косвенным обменным взаимодействием и двухосной магнитной анизотропией;
4. установлено, что в нанополосках Co с конкурирующими магнитными анизотропиями формируется ламинарная доменная структура с частичным замыканием магнитного потока. Впервые показано, что в процессе перемагничивания переключение полярности доменных границ Нееля происходит через зарождение, смещение и аннигиляцию вихрей в доменных стенках;
5. предложен новый способ управления киральностью вихревого состояния в дисках пермаллоя с помощью асимметрично расположенных на них наноструктур меньшего размера: нанодиска или нанополоски. Теоретически предсказано и подтверждено экспериментально, что в структуре "диск на диске" возможно индуцирование в малом нанодиске или однодоменного состояния, или магнитного вихря. Это позволяет создать ячейку магниторезистивной памяти с тремя устойчивыми состояниями (-1, 0, 1) для систем троичной логики;
6. впервые обнаружены экспериментально и подтверждены теоретическими расчетами осцилляции поля зарождения вихря в нанодисках пермаллоя, вызванные нестабильностью квантованных коллективных мод спиновых волн.

Защищаемые положения:

1. в поликристаллических многослойных пленках Co/Cu(Ru)/Co осцилляции косвенного обменного взаимодействия приводят к осцилляциям случайной магнитной анизотропии, которая определяет параметры микромагнитной структуры и величину коэрцитивной силы. В пленках с косвенной антиферромагнитной связью индуцируется двухосная магнитная анизотропия, формируются домены, с замкнутыми доменными границами, состоящими из участков Неелевского типа и типа "голова к голове", разделенных вихрями и антивихрями;
2. разработанный способ управления процессами перемагничивания эпитаксиальных полосок Co, позволяет контролировать магнитное упорядочение, изменяя отношение конкурирующих анизотропий, наведенных формой и ступенями подложки. Показано, что в процессе перемагничивания полосок Co происходит изменение полярности доменных границ Нееля через зарождение, смещение и аннигиляцию вихрей в границах;

3. разработанный способ управления киральностью вихревого состояния в диске пермаллоя, позволяет задавать направление киральности вихря в зависимости от ориентации однодоменного состояния в малом диске или нанополоске, расположенных на большом диске. Показано, что стабильными состояниями намагниченности в структуре "диск на диске" являются конфигурации с вихрем в большом диске и однодоменным состоянием или вихрем в нанодиске. В нанодиске переключение однодоменного состояния в вихревое происходит под действием коротких импульсов поля или в переменном магнитном поле суб-гигагерцовой частоты;
4. в массивах нанодисков пермаллоя осциллирующее поведение поля зарождения вихрей в зависимости от размера массивов, обусловлено нестабильностью низких квантованных коллективных мод спиновых волн, возникающих при зарождении вихрей.

Научная значимость. Совокупность полученных результатов, обобщений и выводов диссертационной работы можно квалифицировать как научное достижение в области физики магнитных явлений, связанное с установлением закономерностей процессов перемагничивания в наноструктурах с анизотропией наведенной формой, ступенями подложки и деформацией, а также в пленках с косвенным обменным взаимодействием. Результаты исследования механизмов перемагничивания с образованием магнитных вихрей в пленках, нанополосках и нанодисках вносят существенный вклад в понимание причинно-следственной связи магнитных свойств низкоразмерных структур с анизотропией и косвенной обменной связью. Полученные результаты являются базой для разработки научных основ целенаправленного управления магнитными свойствами низкоразмерных структур и создают научные предпосылки для их направленной модификации и расширения функциональных возможностей создаваемых на их основе устройств спинтроники и спинорбитроники.

Теоретическая и практическая значимость:
1. предложен новый способ улучшения характеристик магнитных носителей информации, состоящих из двух или более ферромагнитных слоёв, разделённых немагнитной прослойкой. Показано, что в пленках Co/Cu/Co с косвенной антиферромагнитной обменной связью уменьшается размер доменов, а также увеличивается коэрцитивная сила.
2. разработан способ модификации поверхности Si(111), покрытой фазой 5.55×5.55-Cu, позволяющий получить подложки с упорядоченными ступенями и сформировать на них массивы магнитных нанополосок. Подобные системы могут стать основой для создания магниторезистивной памяти с подвижными доменами (race-track memory).
3. разработана методика манипулирования магнитными нанопроволоками с помощью кантилеверов сканирующего зондового микроскопа, позволяющая локально модифицировать структуру проволок, индуцировать магнитную анизотропию и изменять конфигурацию магнитных моментов.

4. созданы структуры «диск на диске» и разработан новый способ управления параметрами магнитного вихря, который может быть использован для создания магниторезистивной памяти.
5. предложен способ управления конфигурацией намагниченности в системе «диск на диске» с помощью коротких импульсов поля. Показано, что возможно создание быстродействующей ячейки магниторезистивной памяти с тремя устойчивыми состояниями (-1, 0, 1) для систем троичной логики.
6. показано, что магнитостатическое взаимодействие может привести к анизотропии процессов намагничивания массивов с разным типом решетки упаковки нанодисков, а также к осцилляциям поля зарождения вихря в зависимости от размера массива. Обнаруженные зависимости позволяют оптимизировать конфигурации чипов магниторезистивной памяти для повышения плотности размещения магнитных ячеек.

Ценность научных работ соискателя косвенно подтверждается финансовой поддержкой в виде грантов Минобрнауки РФ, РФФИ, ДВФУ и других организаций в рамках проектов, руководителем или исполнителем которых он являлся: Грант Министерства образования и науки Российской Федерации Соглашение № 14.575.21.0039 (RFMEFI57514X0039), НИР №394, Грант Президента РФ № 16.120.11.5181-МК; Грант Научного фонда ДВФУ № 13-09-0621-м_а; Грант РФФИ-08-02-00587-а и др.

Личный вклад автора. В исследованиях, результаты которых представлены в настоящей диссертации, в постановке задач, в анализе, описании и представлении результатов в печати вклад автора определяющий. Исследования, проведенные с помощью сканирующего зондового микроскопа, вибромагнетометра, а также измерения магнитосопротивления выполнены автором лично. Во всех остальных экспериментальных исследованиях автор принимал непосредственное участие. В работах, опубликованных в соавторстве, автору принадлежат результаты, сформулированные в защищаемых положениях и выводах. Исследования магнитной структуры пленок Fe/Ge и Fe/Pd проводились совместно с Ивановым Ю.П., исследование структуры пленок Co/Cu/Co - совместно с Самардак А.С., экспериментальные исследования структуры пленок Co/Ru/Co методами просвечивающей электронной микроскопии - совместно с Пустоваловым Е.В., разработка способа получения эпитаксиальных полосок Co методом самоорганизации - совместно с Ермаковым К.С., исследование процессов перемагничивания полосок с конкурирующими анизотропиями - совместно с Давыденко А.В., исследование процессов перемагничивания структур «диск на диске» - совместно со Стеблием М.Е., разработка модели, описывающей осцилляции поля зарождения вихрей в массивах – совместно с Верба Р., Тиберкевич В.С. и Славиным А.Н.

Научная обоснованность и достоверность. Достоверность представленных в диссертационной работе результатов определяется корректностью постановки решаемых задач и их физической обоснованностью, применением различных

взаимодополняющих современных методов исследования свойств магнитных пленок и наноструктур, микромагнитными расчетами, а также соответствием полученных результатов с известными экспериментальными и теоретическими данными.

Результаты исследований, изложенные в диссертации и сформулированные в защищаемых положениях, докладывались и обсуждались в ходе выступлений с устными и стендовыми докладами на всероссийских и международных научных конференциях и симпозиумах, в том числе: XVIII, XIX, XX, XXI международная школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники». (г. Москва, 2002, 2004, 2006, 2009); II, IV, V EASTMAG- Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (Россия, 2004, 2010, 2013); XI, XIV, XV, XX Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника, (г. Н.-Новгород, 2007, 2010, 2011, 2016); Moscow International Symposium on Magnetism - MISM 2011, 2014 (Moscow, 2011, 2014); V, VI, VII, VIII, IX Russia – Japan Seminar on Semiconductor Surfaces. (Vladivostok, Sendai, Tokyo, Japan 2002, 2004, 2006, 2008, 2010); I, II, III Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials ASCO-NANOMAT (Vladivostok, 2011, 2013, 2015); III - Байкальская международная конференция «Магнитные материалы. Новые технологии» (г. Иркутск, 2008); РЭМ-2013 (г. Черноголовка, 2013); International Conference on Nanoscale Magnetism ICNM 2010 (Istanbul, TURKEY, 2010); ISAMMA 2010 (Sendai, Japan 2010); ICAUMS - 2012, (Nara, Japan, 2012); 4th International conference on NANO-structures Self-assembly NanoSea – 2012 (Italy, 2012); JEMS (Italy 2012, Greece 2013); The 19th International conference on magnetism, ICM 2012 (Korea, 2012); INTERMAG (2011, 2012, 2013, 2014, 2015); 12, 13 Joint MMM- Intermag conference (USA, 2013, 2016); 56th, 58th, 59th Conference on Magnetism and Magnetic Materials, (USA, 2011, 2013, 2014); 20th International conference on magnetism (Barcelona, Spain, 2015); Recent Trends in Nanomagnetism, Spintronics and their Applications (Ordizia, Spain, 2011, 2015); Advanced in Magnetics - AIM 2016 (Italy, 2016). По материалам выступлений на указанных конференциях опубликовано 45 тезисов.

Публикации. По теме диссертации опубликованы 35 статей, из них 34 статьи в ведущих российских и зарубежных журналах, входящих в БД Scopus, Web of Science и Перечень ВАК, а также 3 патента на изобретение и 2 свидетельства о регистрации программ для ЭВМ. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения, в которых приведены основные результаты и выводы, а также списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 276 страниц и включает 81 рисунок, 5 таблиц и 276 библиографических ссылок

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность исследования, сформулированы цели и задачи диссертационной работы, указаны пути решения поставленных задач, дана общая характеристика проведенных исследований, отражена научная новизна полученных результатов и практическая значимость работы.

В главе 1 описаны методы и методики, использованные при проведении исследований по теме диссертации. Описаны методы осаждения тонких плёнок, формирования магнитных наноструктур и исследования свойств полученных объектов. Осаждение материалов осуществлялось методами термического и магнетронного распыления, реализованных в условиях высокого и сверхвысокого вакуума. Магнитные наноструктуры получали с помощью методов электронной литографии, сфокусированного пучка ионов Ga+ и осаждением в упорядоченные пористые матрицы Al_2O_3.

Структуру и морфологию поверхности изучали с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ), сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), атомной силовой микроскопии (АСМ), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгеновской дифракции. Магнитные свойства плёнок и наноструктур исследовали с помощью индукционной магнитометрии, магнитооптического эффекта Керра, Лоренцовой микроскопии, магнитной силовой микроскопии (МСМ), ферромагнитного резонанса (ФМР). Описана методика измерения магнитосопротивления. Для интерпретации результатов экспериментальных исследований использовали микромагнитное моделирование.

В главе 2 представлены результаты исследования влияния магнитной анизотропии на микромагнитную структуру многослойных пленок в зависимости от косвенной обменной связи между ферромагнитными слоями, а также напряжений и диффузии, возникающих на интерфейсах.

В разделе 2.1 показано влияние магнитной анизотропии, индуцированной напряжениями, а также эффект взаимодиффузии на намагниченность, коэрцитивную силу и тонкую магнитную структуру пленок $[Fe/Pd]_{10}$ и $[Fe/Ge]_{10}$. Результаты измерения ФМР константы наведенной магнитной анизотропии K_{ma} представлены на рис. 1. Значение наведенной анизотропии пленок $[Fe/Pd]_{10}$ не изменяется до толщин t_{Pd} =2 нм, и только при t_{Pd} > 2 нм K_a резко уменьшается. В пленках $[Fe/Ge]_{10}$ наблюдается иная картина. С увеличением толщины прослойки Ge K_a резко падает, и при t_{Ge} > 2 нм значение наведенной анизотропии стабилизируется. Установлено, что эффективная намагниченность (M_{eff}) пленок обоих типов уменьшается с увеличением толщины прослойки. Однако скорость падения M_{eff} в пленках с прослойками Pd меньше, чем в пленках с прослойками Ge. В диссертации показано, что причиной такого поведения K_{ma} и M_{eff} в пленках $[Fe/Ge]_{10}$ является взаимодиффузия атомов Fe и Ge. В пленках $[Fe/Pd]_{10}$ атомы Pd проникают в Fe всего на 1-2 атомных слоя Fe(≈ 0,4 нм) [1], но несоответствие параметров решетки Fe и Pd большое ~ 26,3%. Несоответствие параметров решеток Pd и Fe компенсируется упругими деформациями и дислокациями несоответствия. Образование дислокаций несоответствия приводит к

уменьшению размеров зерен. В результате в $[Fe/Pd]_{10}$ индуцируется дополнительная магнитоупругая анизотропия $K_\sigma < 0$. Согласно теории [2] конкуренция двух анизотропий приводит к выделению эффективной анизотропии под углом θ_{ma} к плоскости пленки и намагниченность ориентируется вдоль о.л.н. Это должно увеличить контраст ряби намагниченности в пленках $[Fe/Pd]_{10}$, что и было подтверждено МСМ. В тоже время, для пленки $[Fe/Ge]_{10}$ с t_{Ge} = 2 нм тонкая магнитная структура дисперсная и визуально выделить период ряби очень сложно, а в пленках с t_{Ge} = 2,5 нм рябь намагниченности вообще отсутствует. Методом интегрально пространственной характеристики Фурье-спектров определены длинноволновая λ_{LR} и коротковолновая λ_{SR} компоненты ряби намагниченности.

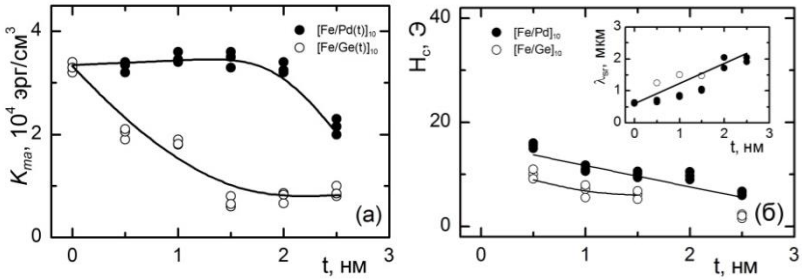

Рисунок 1 - Зависимость наведенной анизотропии K_{ma} (а), коэрцитивной силы H_c (б) и коротковолновой ряби λ_{SR} (на вставке) от толщины прослойки пленок $[Fe/Pd]_{10}$ и $[Fe/Ge]_{10}$. На рис. (б): символы – экспериментальные данные, линии – рассчитанные значения H_c

На рис. 1 (б) приведена зависимость коэрцитивной силы H_c от толщины прослойки многослойных пленок $[Fe/Pd]_{10}$ и $[Fe/Ge]_{10}$. В обеих сериях плёнок H_c уменьшается с увеличением толщины прослойки. Поведение H_c рассмотрено в рамках модели случайной анизотропии [3, 4]. На вставке рис. 1 (б) приведена зависимость коротковолновой компоненты ряби намагниченности от толщины прослоек Pd и Ge $\lambda_{SR} = f(t)$, которая соизмерима с радиусом ферромагнитной корреляции R_f. На этом же рисунке приведены рассчитанные значения H_c (линии). Видно хорошее согласие рассчитанных значений с экспериментальными данными для пленок.

В разделе 2.2 показано влияние косвенного обменного взаимодействия на магнитную анизотропию и коэрцитивную силу Co/Cu(t_{Cu})/Co (t_{Cu} = от 0 до 2,4 нм). Анизотропию оценивали по петлям магнитного гистерезиса и кривым намагничивания, а также методом ФМР. Обнаруженные осцилляции случайной магнитной анизотропии, позволили объяснить увеличение коэрцитивной силы в плёнках с косвенной антиферромагнитной связью (АФМ).

Анализ процессов намагничивания пленок с АФМ связью свидетельствует об индуцировании двухосной анизотропии, рисунок 2 (а, в). Максимумы M/M_s на полярных диаграммах соответствуют H||о.л.н., а минимумы – H||о.т.н. Многоосная анизотропия в пленках с АФМ связью была выявлена также методом ФМР.

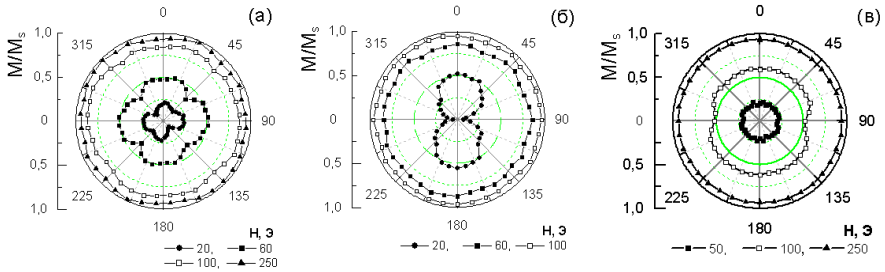

Рисунок 2 - Полярные диаграммы относительной намагниченности $M/M_s = f(\varphi, H)$ пленок Co/Cu(t_{Cu})/Co: (*а*) - t_{Cu} = 1,0 нм; (*б*) - t_{Cu} = 1,6 нм; (*в*) - t_{Cu} = 2,1 нм

В работе проанализированы причины, приводящие к формированию многоосной анизотропии, представлена модель, учитывающая косвенное обменное взаимодействие (билинейный (J_1) и биквадратичный (J_2) члены), а также одноосную анизотропию (H_{u1}), наведенную структурными неоднородностями, и двухосную магнитную анизотропию (H_{u2}), обнаруженную в пленках с АФМ связью. В рамках данной модели описаны акустическая и оптическая моды на резонансных кривых, а также рассчитаны кривые намагничивания, что позволило определить значения J_1, J_2, H_{u1} и H_{u2}.

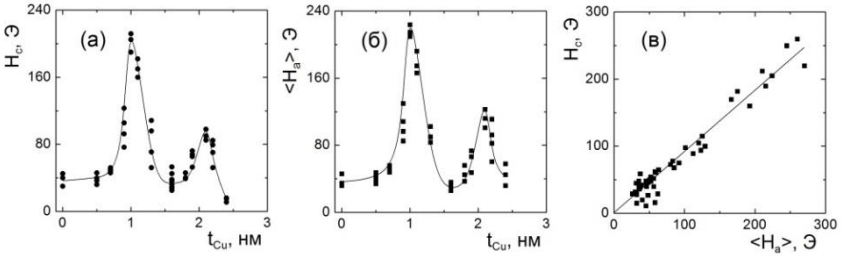

Рисунок 3 - Зависимость поля коэрцитивной силы H_c (а) и поля средней анизотропии магнитного блока $\langle H_a \rangle$ (б) пленок Co/Cu(t_{Cu})/Co от толщины прослойки t_{Cu}, зависимость коэрцитивной силы пленок Co/Cu/Co от поля средней анизотропии магнитного блока (в)

Для описания обнаруженных осцилляций коэрцитивной силы и случайной магнитной анизотропии в пленках Co/Cu(t_{Cu})/Co с АФМ связью (см. рис. 3 (а) и (б)) использована расширенная модель случайной магнитной анизотропии, учитывающая косвенное обменное взаимодействие и наведенную магнитную анизотропию. В работе показано, что величину коэрцитивной силы поликристаллических многослойных пленок с косвенным обменным взаимодействием можно найти как:

$$H_c = p_c \frac{\left(\langle K_1 \rangle^2 + K_u^2 \pm E_{iec}^2\right)^{1/2}}{M_s}, \qquad (1)$$

где $\langle K_1 \rangle$ - средняя магнитокристаллическая анизотропия с учетом размеров зерна и радиуса ферромагнитной корреляции, K_u - наведенная магнитная анизотропия,

$E_{iec} = J_{iec}/t_{Co}$ – энергия косвенной обменной связи, $J_{iec} = J_1 + 2J_2$ знак +(–) соответствует случаю АФМ (ФМ) связи. Коэффициент пропорциональности (p_c = 1.84) определяется из графика $H_c = f(\langle H_a \rangle)$, рис. 3 (в), из которого видно, что коэрцитивная сила пропорциональна полю случайной магнитной анизотропии.

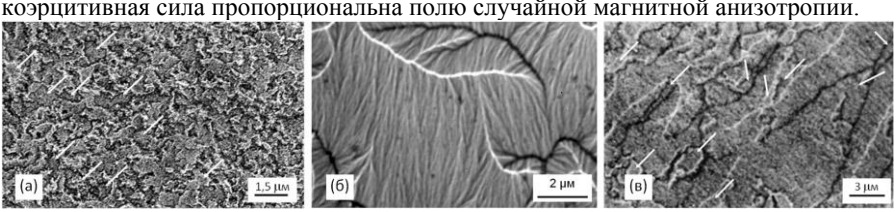

Рисунок 4 - Доменная структура пленок Co/ Cu(t_{Cu})//Co с t_{Cu} = 1,0 нм (а), 1,6 нм (б) и 2,1 нм (в). Изображения получены методом Лоренцовой микроскопии

В разделе 2.3 представлены результаты исследования доменной структуры пленок с косвенной обменной связью. Рассмотрено два случая: слабой и сильной АФМ связи.

В первом случае исследована магнитная структура пленок Co/Cu(t_{Cu})/Co. Результаты представлены на рис. 4. Видно, что в пленках Co/(1,0 нм)Cu/Co имеются области как с антиферромагнитным, так и ферромагнитным упорядочением, рис. 4 (а). На фотографиях АФМ области, образованные доменными границами одного контраста, показаны стрелками. Доменная структура сложная: в расположении доменных стенок трудно выделить какое-либо направление, размеры доменов малы (размеры доменов ~ 0,43 μм). Стенки Нееля в верхнем и нижнем слоях Co смещены друг относительно друга. Изотропность доменной структуры в пленке обусловлена двухосной анизотропией. Флуктуации локальной магнитной анизотропии и косвенной обменной связи приводят к сложной форме доменных границ.

В пленке с ферромагнитной связью Co/Cu/Co с t_{Cu}= 1,6 нм (рис. 4 (б)) доменная структура образована границами Нееля разной полярности, размер доменов значительно больше, чем в пленках с антиферромагнитной связью (см. рис. 4 (а)). В направлении доменных границ можно выделить преимущественное направление, что указывает на одноосную анизотропию.

В пленке Co/Cu/Co с t_{Cu}= 2,1 нм (см. рис. 4 (в) средний размер доменов увеличился по сравнению с Co/(1,0 нм)Cu/Co до ~3 μм. Домены с АФМ упорядочением отмечены стрелками.

Представлены результаты исследования эффекта билинейной и биквадратичной компонент косвенной обменной связи на магнитную анизотропию и доменную структуру. Обменную связь изменяли с помощью отжига образцов. Показано, что возрастание J_2 после отжига в пленках во втором АФМ максимуме приводит к улучшению двухосной анизотропии процессов намагничивания и изменению доменной структуры: доменные стенки теряют направленную геометрическую ориентацию, становятся более «закрученными», а средний размер доменов уменьшается до 1,8 μм

Во втором случае эффект сильной АФМ связи на доменную структуру был изучен в пленках Co/Ru/Co. На рисунке 5 представлены петли магнитного гистерезиса пленок Co/Ru/Co с t_{Ru} соответствующей АФМ максимумам - 0,9 и 2, 0 нм и ФМ минимуму – 1,3 нм.

Видно, что форма петель гистерезиса пленок с сильной АФМ связью (рис. 5 (а) и (в)) существенно отличается от пленок с ФМ связью. В первом АФМ максимуме (t_{Ru} = 0,9 нм) перемагничивание осуществляется преимущественно за счет процессов вращения вектора намагниченности. В малых полях наблюдается незначительный гистерезис. В поле H_c^* = 60 Э намагниченность образца равна 0. Приведенная остаточная намагниченность M_r/M_s = 0,05. Обнаружено, что в диапазоне полей от ±0,3 до ±0,9 кЭ петля раскрывается. Величину критического поля, в котором наблюдается максимальное раскрытие петли гистерезиса, обозначим как $H_{кр}$. Величина поля $H^1_{кр}$ = 0,72÷0,75 кЭ. Далее мы покажем, что именно в этом поле происходит смещение доменных границ.

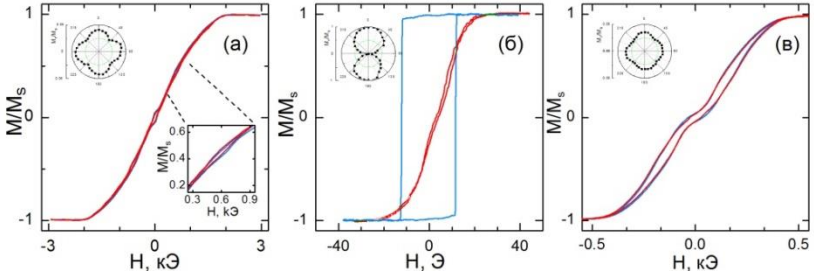

Рисунок 5 - Петли магнитного гистерезиса плёнок Co/Ru(t_{Ru})/Co: (а) – t_{Ru} = 0,9 нм; (б) - t_{Ru} = 1,3 нм; (в) - t_{Ru} = 2,0 нм. На графиках: синяя линия – H вдоль о.л.н., красная линия - H вдоль о.т.н. На верхних вставках представлены полярные диаграммы остаточной намагниченности $M_r/M_s = f(\varphi_H)$. На нижней вставке рисунка (а) - увеличенный фрагмент петли гистерезиса

В пленке с t_{Ru} = 2,0 нм, соответствующей второму АФМ максимуму, петля раскрыта, в поле H_c^* = 40 Э намагниченность образца равна 0. В полях от 100 до 300 Э наблюдается незначительное уширение петли, максимальное раскрытие приходится на критическое поле $H^2_{кр}$ ≈ 200 Э. В пленках с косвенной АФМ связью в малых полях индуцируется двухосная анизотропия, о.л.н. которой направлены вдоль 0 и 90° (см. полярные диаграммы на вставках).

Петли гистерезиса пленки с t_{Ru} = 1,3 нм с косвенной ФМ связью аналогичны петлям однослойных пленок Co. Поле насыщения равно H_s ≈ 20 Э, коэрцитивная сила H_c = 11 Э, анизотропия одноосная.

Величину косвенной обменной связи оценивали аппроксимацией кривой намагничивания и из полей насыщения: $J_{iec}^{1\,max}$ = 1,4 эрг/см², $J_{iec}^{2\,max}$ = 0,33 эрг/см², что почти на порядок больше чем в пленках Co/Cu/Co.

На рисунке 6 представлены изображения магнитной структуры пленки Co/(0,9 нм)Ru/Co в магнитном поле, изменяющемся от 0 до 1100 Э. В поле H = 0 контраст от доменной структуры отсутствует. С возрастанием магнитного поля

проявляются контуры доменных границ. Виден слабый контраст от ряби намагниченности, которая закручена. В поле H = 500 Э доменные границы видны отчетливо. Доменные границы извилистые, и образуют замкнутые домены разного размера.

Для Co слоев толщиной 10 нм мы ожидаем границы типа Нееля. На рис. 6 (в) видно, что доменные границы формируют два типа контраста: границы, формирующие только светлый или темный контраст (обозначены «1») и доменные стенки, имеющие темный и светлый контраст (обозначены «2»). Некоторые доменные стенки разного контраста разделены светлыми и темными точками, а также участками без контраста (отмечены окружностью на рис. 6 (в)). В поле H = 750 Э (рис. 6 (г)) светлые и темные точки практически исчезли, и положение доменных границ изменилось. В поле H = 900 Э малые замкнутые домены схлопнулись. Большая часть границ имеет темный и светлый контраст. В магнитном поле H = 1100 Э контраст от доменных границ исчезает (рис. 6 (е)).

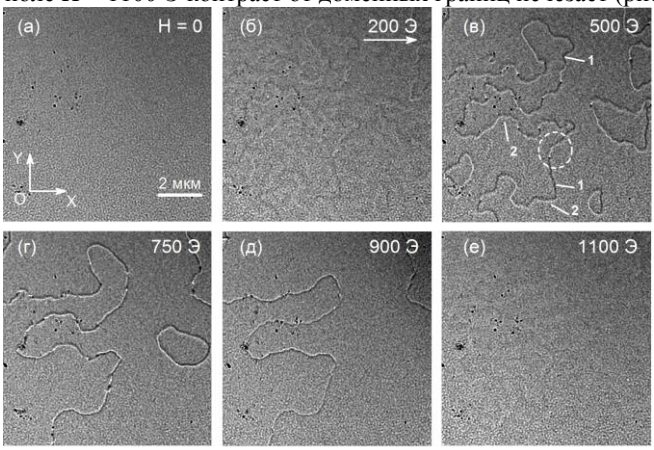

Рисунок 6 - Изображение доменной структуры пленки Co/(0,9 нм)Ru/Co, полученные методом Лоренцовой микроскопии в полях H от 0 до 1100 Э

Таким образом, образование, смещение и исчезновение доменных границ происходит в диапазоне полей от 200 до 900 Э. В полях от 300 до 900 Э на петле перемагничивания виден гистерезис (см. вставка на рис. 5 (а)), а значение поля $H^1_{кр}$ = 750 Э соответствует полю смещения доменных границ. После исчезновения доменных границ, состояние насыщения еще не достигнуто ($M/M_s \approx 0{,}65$) и дальнейшее намагничивание происходит за счет процессов вращения намагниченности в слоях.

Мы провели оценку величины критического поля в рамках модели случайной магнитной анизотропии согласно выражению (1). Для пленок Co/Ru/Co расчет дает значения $H_{кр}$ = 790 и 194 Э для первого и второго АФМ максимумов, соответственно. Полученные значения хорошо согласуются с

полями $H_{кр}$, в которых наблюдается максимальное раскрытие петель гистерезиса в высоких полях.

Для правильной расшифровки изображения доменной структуры и типа доменных границ проводили микромагнитное моделирование с помощью программного пакета MuMax[3] [5]. Рассматриваемый при моделировании фрагмент пленки имел размер 4×4 мкм^2, при этом использовали периодические граничные условия. Для сравнения с результатами эксперимента нами были рассчитаны контрасты МСМ и Лоренцевой микроскопии [6]. Результаты моделирования представлены на рис. 7. Видно, что результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

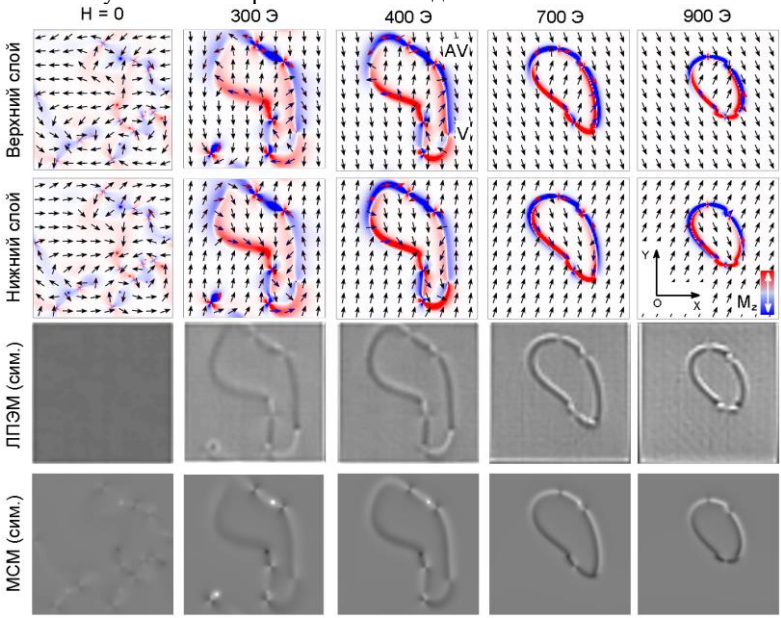

Рисунок 7 - Конфигурации спинов в верхнем и нижнем слоях пленки Co/Ru/Co с АФМ связью, полученные микромагнитным моделированием, и рассчитанные контрасты Лоренцевой и магнитной силовой микроскопий

В отсутствие поля, контраста от доменных границ практически нет. В поле H = 300 Э начинает формироваться доменная структура – образуется домен с границами разного типа. Доменные границы параллельные намагниченности, являются стенками Нееля (NW). Полярность доменных границ Нееля в смежных слоях различна. Доменные стенки ориентированные перпендикулярно намагниченности относятся к типу «голова к голове» (head-to-head или head-on walls, далее HoW). В смежных слоях намагниченность в доменных границах HoW направлена антипараллельно. Из смоделированных изображений Лоренцевой микрсокопии сделать однозначный вывод о типе доменной границы сложно. На

МСМ изображениях видно, что границам Нееля соответствует биполярный контраст (светлый – темный), а HoW генерируют только однополярный контраст. Для определения типа доменных границ необходимо было провести исследование с помощью МСМ.

Стенки разного контраста разделены вихрями (V) или антивихрями (AV). Микромагнитное моделирование показало, что в доменных стенках, проходящих в смежных слоях, могут образовываться вихри как с одинаковой, так и с разной полярностью. Киральность магнитных моментов в смежных слоях в V и AV всегда разная. Из рассчитанных изображений Лоренцовой микроскопии следует, что в магнитном поле вихри видны как светлые и темные точки, расположенные рядом, а от антивихрей контраст отсутствует.

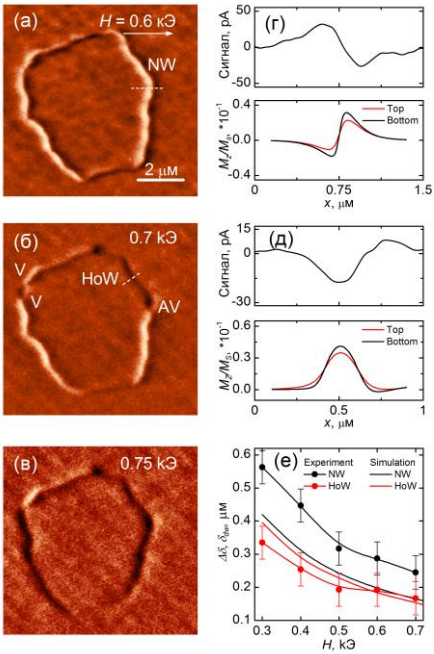

Рисунок 8 - Изображения МСМ доменной структуры пленки Co/Ru(0,9 нм)/Co (а)- (в), полученные в полях H = 0,6; 0,7; 0,75 кЭ; экспериментальные (вверху) и рассчитанные (внизу) профили доменных границ Нееля (г) и HoW (д); ширина доменных границ (δ_{dw}) и профиля доменных границ ($\Delta\delta$) в зависимости от величины внешнего магнитного поля (е). Профили границ NW и HoW построены вдоль пунктирных линий на (а) и (б)

На рисунке 8 (а-в) представлены МСМ изображения замкнутого домена, образованного границами двух типов: Неелевские доменные границы (NW) и границы «голова к голове» (head-on walls, HoW). HoW образовалась в нижней части домена и ей соответствует темный контраст. В поле H = 700 Э происходит образование HoW в верхней части домена и она распространяется до середины NW. Доменные стенки разделены вихрями (V) или антивихрями (AV). В поле H = 750 Э антивихрь и вихрь аннигилируют, а доменная граница HoW продвигается до второго вихря. С дальнейшим повышением поля до 800 Э вихри исчезают и домен будет полностью сформирован из границы HoW.

Из МСМ изображений была определена ширина профилей полей рассеяния доменных границ Нееля и HoW - $\Delta\delta$, а из рассчитанных изображений – ширина доменных границ δ_{dw} в зависимости от величины внешнего магнитного поля H (см. рис. 8 г, д). Из рассчитанных профилей границ Нееля и HoW мы определили ширину доменных границ δ_{dw}.

Зависимость $\Delta\delta$ и δ_{dw} от величины магнитного поля представлена на рис. 8 (е). Видно, что с возрастанием поля ширина доменных границ уменьшается, т.к. намагниченность в доменах подворачивается (см. рис. 7).

В доменной стенке, находящейся в магнитном поле, разворот намагниченности происходит не на $\varphi = 180^o$ (для $H = 0$), а на меньший угол, например, $\varphi \approx 140^o$ (для $H = 700$ Э), что приводит к уменьшению ее ширины.

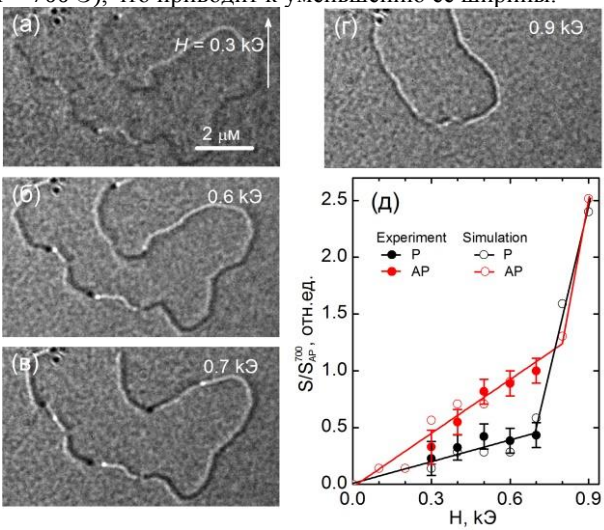

Рисунок 9 - Изображения доменных границ, полученные в полях от 0 до 0,9 кЭ для одного участка пленки Co/Ru(0,9 нм)/Co (а-г); зависимость расстояния между вихрями S в доменной границе от величины внешнего магнитного поля (д)

Проанализируем поведение вихрей и антивихрей в магнитном поле (см. рис. 9). Экспериментально обнаружено, что с увеличением поля расстояние между вихрями возрастает. Нами было выделено две группы вихрей в зависимости от расстояния S, на которое смещаются друг от друга вихри в магнитном поле. Моделирование показало, что меньшее смещение у вихрей, имеющих разную полярность - АР , а вихри, имеющие одинаковую полярность Р, смещаются на большее расстояние. В обоих случаях максимальное смещение достигается в поле $H = 700$ Э и составляет в первой группе $S_{AP}^{700} = 268\pm30$ нм, и во второй группе $S_P^{700} = 116\pm30$ нм. На рис. 9 (д) представлены экспериментальные и рассчитанные нормированные значения S. Видно, что с увеличением поля до 700 Э расстояние между вихрями в обоих случаях линейно возрастает. В полях больше $H = 700$ Э вихри удаляются друг от друга так, что магнитостатическое взаимодействие между ними пренебрежимо мало, и они продвигаются вдоль доменной границы. При этом изменяется тип доменной границы, ее полярность и положение.

В главе 3 представлены результаты исследования магнитных свойств одномерных наноструктур – нанопроволок, в зависимости от геометрических параметров и кристаллической структуры, показано влияние магнитной анизотропии на процессы перемагничивания и конфигурацию спинов.

В разделе 3.1 представлены результаты исследования процесса перемагничивания эпитаксиальных нанополосок Co с магнитокристаллической анизотропией направленной вдоль длинной стороны проволок. Проволоки были получены наклонным осаждением под углами от 10 до 30 градусов на упорядоченную вицинальную поверхность Si(111). Для формирования упорядоченной поверхности Si(111) мы разработали оригинальную методику с использованием поверхностной фазы Si(111)5.55×5.55-Cu. Это позволило получить упорядоченную поверхность с периодом ступеней ~170÷220 нм. Исследования поверхности образца методами АФМ, СТМ и СЭМ показали, что боковые грани нанополосок Co ориентированы вдоль одного из кристаллографических направлений подложки <110>Si. Расшифровка дифракционной картины показала, что Co имеет ГПУ решетку и ориентирован плоскостью (-12-10): (-12-10)[0001]Co || (111)<110>Si). Протяженность нанополосок соответствует ширине подложки Si(111) и в нашем случае равна L ≈ 3 мм. Период расположения нанополосок повторяет ступенчатую структуру поверхности Si(111)5.55×5.55-Cu/Cu. Высота нанополосок одинаковая и равна 10 нм, средняя ширина нанополосок (ω) зависит от угла осаждения: при θ = 10° ω = 35 нм, при θ = 20° - ω = 45 нм, при θ = 30° - ω = 65 нм. Из снимков СЭМ установлено, что нанополоски с ω = 35 нм являются структурно несплошными, а нанополоски большей ширины – структурно сплошные.

Для анализа процессов перемагничивания были получены кривые магнитного гистерезиса и проведены измерения FORC [7-9]. Результаты представлены на рис. 10.

Показано, что разница экспериментально определенных значений коэрцитивной силы ΔH из петли гистерезиса (H_c) и FORC диаграмм H_c^{FORC} обусловлена магнитостатическим взаимодействием ΔH_u . Установлено, что при перемагничивании вдоль длинной стороны узких структурно-несплошных нанопроволок поля переключения индивидуальных сегментов будут малы (H_c^{FORC} = 210 Э, см. рис. 10 (а, II)), но, вследствие магнитостатического взаимодействия линейно расположенных диполей, поле коэрцитивной силы H_c для массива в целом возрастет. При перемагничивании перпендикулярно длинной стороне нанополосок (см. рис. 10 (а,III)) расстояние между фрагментами нанополосок большое и вклад от магнитостатического взаимодействия мал.

Широкие нанополоски ω = 65 нм являются структурно сплошными, поэтому $\Delta H_u^{90} > \Delta H_u^0$ (см. рис. 10 (в)). Слабое магнитостатическое взаимодействие ΔH_u^0 между параллельными нанополосками приводит к незначительному уменьшению H_c в массивах по сравнению с H_c^{FORC}.

Используя экспериментально измеренные значения $H_c = f(\varphi)$ для нанополосок шириной ω = 35, 45, 65 нм и результаты аналитических расчётов с

учётом различных режимов перемагничивания: когерентное вращение (coherent rotational mode), образование поперечных доменных границ (transverse reversal mode) или закручивание намагниченности и образования вихревых границ (curling reversal mode) [10] было установлено, что процесс перемагничивания исследуемых нанополосок осуществляется посредством зарождения и смещения поперечных доменных стенок.

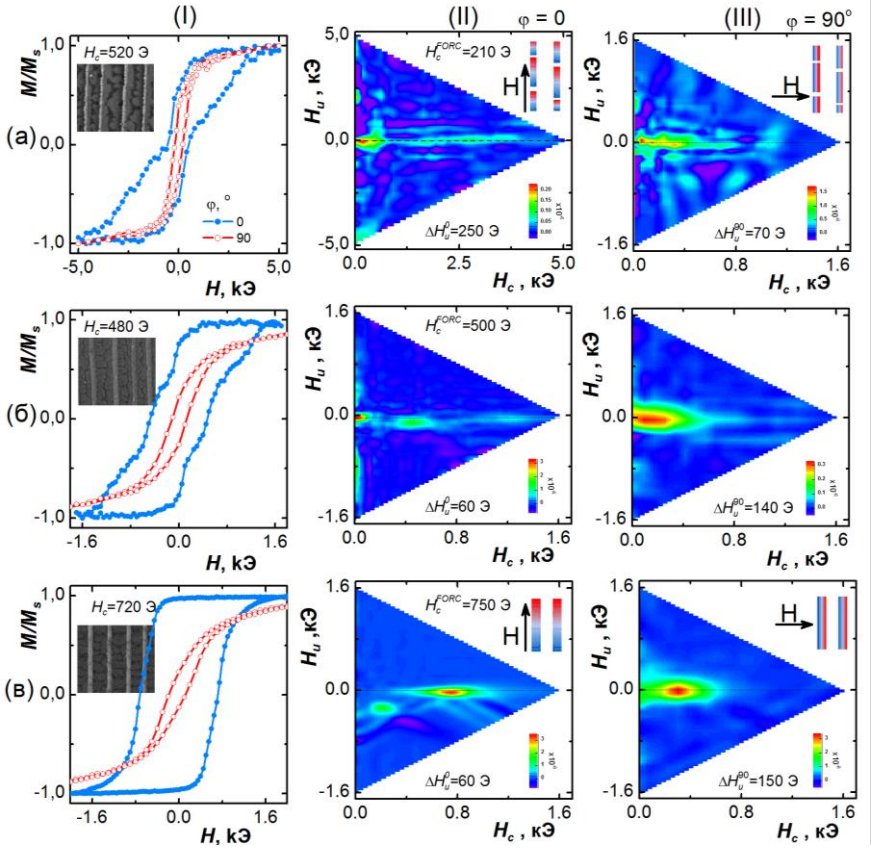

Рисунок 10 - Результаты исследования магнитных свойств массивов нанополосок ω = 35 нм (ряд (а)), 45 нм (ряд (б)), 65 нм (ряд (в)): семейство кривых перемагничивания, полученных в поле, приложенном вдоль длинной стороны нанополосок Co (колонка (I)); FORC диаграммы, измеренные в магнитном поле, направленном параллельно и перпендикулярно длинной стороне нанополосок (колонка (II) и (III), соответственно)

В разделе 3.2 показан эффект магнитной анизотропии, наведенной деформацией, на микромагнитную структуру нанопроволок. Массивы магнитных нанопроволок Ni были получены методом электролитического осаждения в

матрицу Al_2O_3 [11]. Для получения индивидуальных нанопроволок матрицу Al_2O_3 удаляли химическим травлением в NaOH. Нанопроволоки деформировали кантилеверами в сканирующем зондовом микроскопе.

Анализ изображений с деформированными проволоками показал, что существует два типа деформированных проволок: проволоки с изломом, имеющие малый радиус кривизны, и изогнутые проволоки с деформированными участками большого радиуса кривизны. В первом случае в месте изгиба наблюдается разлом. Линия разлома проходит по межзеренной границе. Кристаллическая структура до и после места разлома проволоки не изменяется.

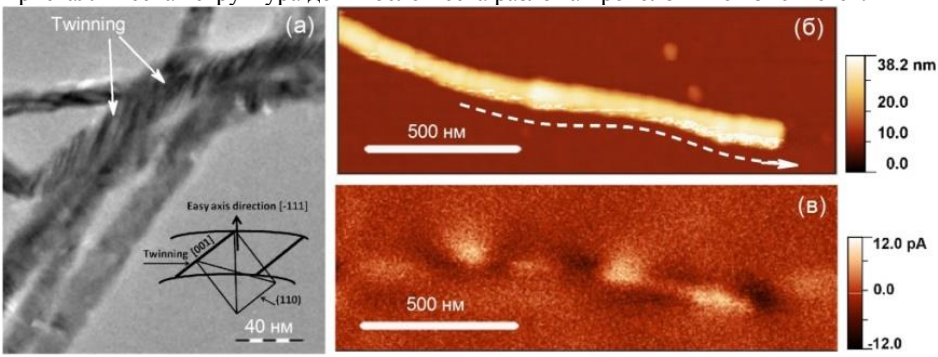

Рисунок 11 - (а) Изображение ПЭМ деформированных с большим радиусом кривизны и недеформированных проволок; (б) изображение АСМ участка нанопроволоки после деформации; (в) изображение магнитной структуры деформированного участка нанопроволоки в H = 0

В случае деформаций с большим радиусом кривизны данные ПЭМ и микродифракции свидетельствуют об укрупнении кристаллитов вследствие их разворота и коалесценции [12] и образовании двойников в зонах деформации (рис. 11 (а)). Оценки показали, что для образования двойников в поликристаллических мелкозернистых нанопроволоках требуются меньшие касательные напряжения и, следовательно, их образование энергетически более выгодно. Расшифровка экспериментальных данных ПЭМ позволила установить, что после перестройки кристаллитов направление кристаллографической оси легкого намагничивания [-111] совпадает с направлением анизотропии, наведенной деформациями E_σ, см. вставку на рис. 11 (а). Поэтому в направлении [-111] необходимо учитывать и энергию кристаллографической анизотропии E_{mc} и наведенную E_σ: $E_{ma} = E_{mc} + E_\sigma$.

На рисунке 11 (б) приведено изображение АСМ деформированного участка нанопроволоки. Сканирование участка в режиме МСМ с высоким разрешением показало, что вследствие деформации в проволоке образуется магнитная структура с периодично изменяющимся магнитным контрастом (рис. 11 (в)). Для расшифровки магнитной структуры было проведено микромагнитное моделирование. Для оценки E_σ мы рассчитали локальные напряжения σ,

возникающие в изогнутом стержне [13]. Учитывая E_{mc} получили профиль E_{ma} в деформированной проволоке, который использовали в микромагнитных расчетах. Установлено, что индуцируемая деформациями магнитная анизотропия, приводит к развороту спинов перпендикулярно оси проволоки.

В разделе 3.3 представлены результаты модификации доменной структуры нанопроволок Co(111) с помощью магнитных анизотропий, наведенных формой и ступеньками. Образцы нанополосок получены из пленок, выращенных на вицинальной поверхности Si(111). Пленки обладали одноосной анизотропией, наведенной ступенями подложки, с энергией E_{st} = 4,2x10^5 эрг/см^3. Анизотропию формы E_{sh} контролировали варьируя ширину полосок ω от 140 нм до 1800 нм, при неизменной длине L = 30 мкм.

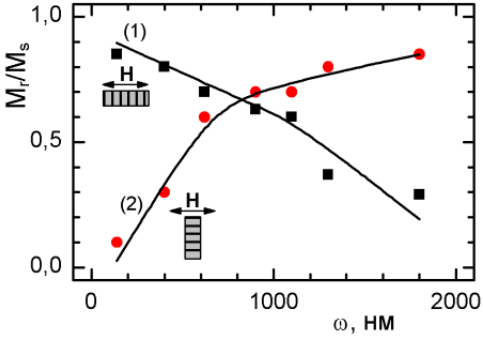

Рисунок 12 - Зависимость M_r/M_s от ширины нанополосок Co, когда магнитное поле направлено под углами φ = 0 (кривая 1) и φ = 90° (кривая 2)

Полоски вырезали так, чтобы длинная сторона была параллельна или перпендикулярна ступеням подложки. В случае, когда оси анизотропии совпадали – для полосок было характерно однодоменное состояние и перемагничивание в поле $H \| L$ происходило одним большим скачком Баргаузена. При этом коэрцитивная сила обратно пропорциональна ширине полосок.

Когда направления о.л.н. взаимно перпендикулярны, процессы перемагничивания будут зависеть от соотношения Q = E_{st}/E_{sh}. На рис. 12 приведены результаты измерения $M_r/M_s = f(\omega)$ когда магнитное поле направлено вдоль и перпендикулярно длинной стороне полосок. Видно, что критическая ширина полосок, при которой происходит изменение направления о.л.н., равна ~800 нм.

Процессы перемагничивания исследовались на полосках с разным значением Q. В полях $H \approx H_C$ в узких полосках (ω = 400 нм) наблюдаются периодические колебания вектора намагниченности. В полосках ω = 900 нм формируется ламинарная доменная структура с частичным замыканием магнитного потока. В широких полосках (ω = 1800 нм) реализуется ламинарная доменная структура с замыканием магнитного потока. Нами обнаружено, что в процессе переключения намагниченности в полосках в доменных границах происходит образование

вихрей, смещение которых сопровождается изменением полярности доменных границ Нееля (см. рис. 13).

В состоянии остаточной намагниченности в полоске образуются доменные стенки одинаковой полярности. На рис. 13 (а) показан участок с четырьмя границами. Аналогичная структура получена микромагнитным моделированием. С уменьшением поля до H = -90 Э в доменной границе 3 возникает структура с чередующимся контрастом (отмечена белой стрелкой) - вихрь (рис. 13 (б)). Согласно микромагнитному моделированию вихрь из верхней точки границы 3 перемещается по стенке вниз и образуется замыкающий домен. Верхняя часть доменной границы изменяет контраст. Переключение контраста доменной стенки обусловлено разворотом намагниченности в верхней части доменов, разделенных границей 3.

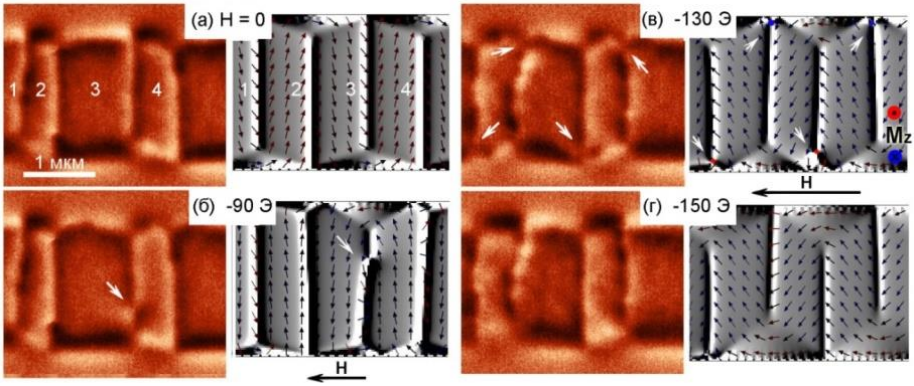

Рисунок 13 - Высокоразрешающие изображения МСМ и рассчитанные конфигурации спинов участка полоски ω = 1800 нм в различных полях: (а) состояние остаточной намагниченности, H = 0; (б) зарождение вихря в центральной доменной стенке, H = – 90 Э; (в) вихри в каждой доменной стенке, H = –130 Э; (г) исчезновение вихрей, перемагничивание доменных границ завершено, H = –150 Э. Вихри отмечены белыми стрелками. Изображения рассчитанной спиновой структуры представлены в палитре div***M***, на изображении (в) цветом обозначена полярность вихрей

Увеличение поля до H = -130 Э (см. рис. 13 (в)) приводит к образованию вихрей в оставшихся доменных стенках. Вихри смещаются к концам границ. При этом образуются замыкающие домены, в которых намагниченность направлена по полю. В поле H = -150 Э (см. рис. 13 (г)) вихри исчезают, доменные границы становятся одной полярности. Увеличение поля приводит к развороту вектора намагниченности в доменах и постепенному исчезновению доменных границ. Таким образом, мы показали, что в нанополосках с конкурирующими магнитными анизотропиями образуются вихри в доменных границах, которые перемещаются вдоль доменных границ в процессе перемагничивания.

В главе 4 представлены результаты исследования магнитных свойств наноструктур, ограниченных с трёх сторон или имеющих квази-нулевую размерность (0D), т.е. наноточек. В качестве объекта исследований были выбраны

объекты в форме диска, а также наноструктуры «диск на диске» или «полоска на диске».

В разделе 4.1 обоснована актуальность проводимых исследований с целью разработки способа контроля параметров вихревого состояния в нанодисках. В рамках модели «жесткого» вихря [14] рассмотрен эффект магнитной анизотропии и магнитостатического взаимодействия на критические поля зарождения (H_n) и аннигиляции (H_a) вихря.

В разделе 4.2 приведены результаты экспериментальных исследований влияния геометрических размеров нанодисков на процессы перемагничивания для нанодисков Co, пермаллоя Py ($Fe_{20}Ni_{80}$) и Fe с поликристаллической структурой. Показано, что в нанодисках Co толщиной 20 нм при уменьшении диаметра D от 800 до 200 нм, критические поля возрастают: H_n до 600 Э, а H_a до 1200 Э. Изменение толщины диска Py при неизменном диаметре также оказывает влияние на процесс перемагничивания. В нанодисках толщиной 5 нм переключение намагниченности происходит через однодоменное состояние. С ростом толщины диска (t) в нем может сформироваться вихревое состояние, что подтверждается данными МСМ, а также наличием характерных ступенек на петле гистерезиса, связанных с зарождением и аннигиляцией вихревых состояний. При этом поле аннигиляции вихря (H_a) линейно возрастает с толщиной нанодисков.

В разделе 4.3 показано влияние магнитной анизотропии на процессы перемагничивания эпитаксиальных дисков Co. Было рассмотрено два случая: (i) нанодиски с трехосной магнитокристаллической анизотропией; (ii) нанодиски с одноосной анизотропией, наведенной ступенями подложки. Массивы нанодисков диаметром D = 500 и 600 нм были получены из эпитаксиальных пленок Co(111)/Cu(111)R30^{O}/Si(111) толщиной 10 нм. С целью уменьшения эффекта магнитостатического взаимодействия расстояние между центрами дисков сделали $p \geq 2D$.

В первом случае подложки Si(111) были атомарно-гладкие. Измерения методами ФМР и индукционной магнитометрии показали, о.л.н. соответствуют кристаллографическим направлениям типа <110> (φ = 30, 90 и 150°), а о.т.н - <112> (φ = 0, 60, 120°).

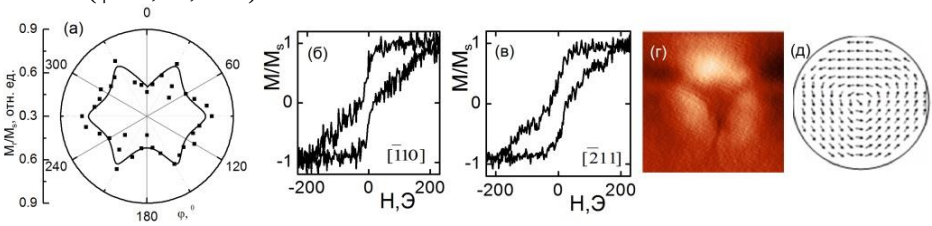

Рисунок 14 – Результаты исследования магнитных свойств массивов нанодисков Co(111) диаметром D = 500 нм, полученных на атомарно-гладкой поверхности Si(111): зависимость остаточной намагниченности $M_r/M_s = f(\varphi)$ (а); петли магнитного гистерезиса вдоль направления [$\bar{1}$10] φ = 0 (б) и [$\bar{2}$11] - 30° (в); изображения МСМ (г) и рассчитанные конфигурации спинов (д) в поле $H = H_c$ направленном вдоль [$\bar{2}$11]

На полярной диаграмме $M_r/M_s = f(\varphi)$ массива нанодисков Co (см. рис. 14 (а)) также присутствуют максимумы, отвечающие направлениям о.л.н. и совпадающие с кристаллографическими направлениями типа <110>. На петлях магнитного гистерезиса имеются ступеньки, соответствующие зарождению и аннигиляции вихревого состояния. Величина H_n = 5 Э, а H_a = 150 Э. Показано, что в процессе перемагничивания вдоль о.л.н. зарождается вихревое состояние. При приложении поля вдоль направления о.т.н. (<210>), на петле гистерезиса также есть характерные ступеньки, но в $H = H_c$, было обнаружено формирование вихреподобного состояния с тремя областями, в которых намагниченность выстроена вдоль кристаллографических направлений типа <110> (см. рис. 14 в-д).

Во втором случае осаждение пленок велось на вицинальную поверхность Si(111). Для изучения влияния анизотропии, обусловленной ступенями подложки (E_{st}), на процессы перемагничивания, нами были получены массивы нанодисков D = 600 и 500 нм. Т.к. E_{st} имеет магнитостатическую природу, то при уменьшении диаметра нанодиска, уменьшается длина ступеней, а, следовательно, и величина наведенной ими анизотропии. Согласно проведенным оценкам, анизотропия наведенная ступеньками станет сравнимой с магнитокристаллической анизотропией в нанодисках диаметром менее 600 нм. Действительно, направление о.л.н. одноосной анизотропии в нанодисках D = 600 нм и пленках совпадает. Это свидетельствует о том, что E_{st} еще больше E_{mc}. Исследование методом МСМ показало, что в этом случае процесс перемагничивания осуществляется посредством переключения однодоменного состояния. В H = 0 направление спинов совпадает с направление о.л.н. В нанодисках D = 500 нм на петлях магнитного гистерезиса вдоль направления о.л.н. $[1\bar{1}0]$ проявляются ступеньки, которые могут возникать вследствие зарождения вихревых конфигураций намагниченности в дисках. На петлях, полученных вдоль направления о.т.н. $[11\bar{2}]$, аналогичных особенностей не наблюдается. Таким образом, в нанодисках с магнитокристаллической анизотропией или анизотропией наведенной ступенями подложки формируется многодоменная или однодоменная конфигурации намагниченности. Для получения стабильного вихря мы использовали магнитомягкий материал – пермаллой Py, со слабой магнитной анизотропией.

В разделе 4.4 представлены результаты разработки способа контроля вихревого состояния в нанодисках с помощью асимметричного магнитостатического взаимодействия. Для этого мы создали и исследовали наноструктуры, состоящие из нанодиска и расположенных на нём нанополоске или нанодиске, меньшего размера. Наноструктуры из Py были разделены прослойкой меди толщиной t_{Cu} = 3 нм для предотвращения прямого и косвенного обменного взаимодействий.

Вначале мы показали возможность контроля киральности вихря в нанодиске (D) диаметром 1000 нм и толщиной 35 нм и полоске (S) из пермаллоя размером 80 x 220 x 35 нм^3 (см. вставка на рис.15 (а)).

Результаты измерений МОКЭ массивов наноструктур D+S, нанодисков D и полосок S представлены на рис. 15 (а). При ориентации поля φ = 90° петля

магнитного гистерезиса D+S соответствует петле для массива нанодисков D. В диапазоне полей (1) – (2), см. обозначения на рис. 15 (а), наблюдается резкое уменьшение M/M_s обусловленное зарождением вихря в диске D и замыканием магнитного потока. Плавное изменение намагниченности в диапазоне полей (2) – (3) обусловлено смещением центра вихря вдоль оси Y. В поле, которое соответствует точке (4), центр вихря достигает края диска и аннигилирует. Образование вихревого состояния в наноструктуре подтверждено микромагнитным моделированием и данными МСМ. При ориентации поля под углом φ = 45° в диапазоне полей (4) – (5) на петле появляется ступенька, обусловленная вкладом от полоски S, которая увеличивается для φ = 0. Интересно отметить, что нанополоска практически не влияет на величину полей зарождения и аннигиляции вихря. Однако вклад нанополоски S в суммарную намагниченность наноструктуры D+S приводит к тому, что при φ = 0 в поле H= 0 имеется остаточная намагниченность M_r/M_s = 0,1 и появляется гистерезис (величина коэрцитивной силы H_c = 30 Э).

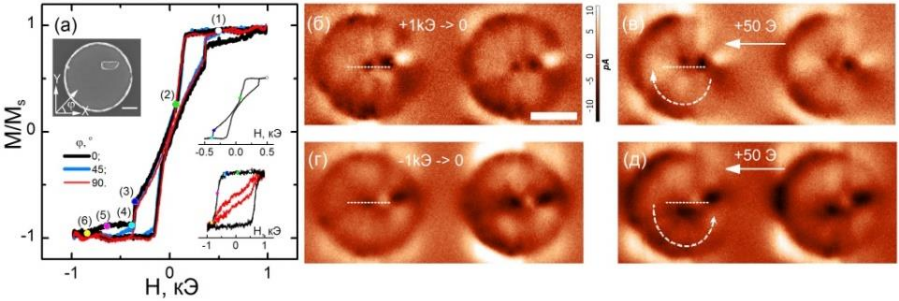

Рисунок 15 - Результаты исследования наноструктур D+S. (а) Петли магнитного гистерезиса массива наноструктуры D+S, полученные при ориентации поля H под разными углами φ относительно оси X. На вставках: слева - изображение СЭМ исследуемой наноструктуры, величина масштабной линейки – 200 нм; справа - петля магнитного гистерезиса массива нанодисков D (вверху) и нанополосок S (внизу) Изображения МСМ микромагнитной структуры наноструктур D+S в состоянии остаточной намагниченности, полученные после приложения полей +1 кЭ (б) и -1 кЭ (г), а также в поле H = +50 Э (в) и (д), величина масштабной линейки 500 нм

Для проверки возможности контроля киральности вихря мы провели экспериментальное исследование с помощью МСМ (рис. 15 б-д). В начале, вдоль направления X (φ=0), было приложено поле насыщения H_s = +1 кЭ. После отключения поля (H = 0) в нанодисках сформировались вихревые состояния с темным контрастом от ядра вихря в центре. Затем было приложено поле H = +50 Э. Видно, что ядра вихрей сместились вверх, т.е. киральность вихрей в обоих дисках одинаковая и намагниченность закручена по часовой стрелке. После приложения отрицательного поля насыщения (H_s = - 1 кЭ) в поле H = +50 Э ядра вихрей смещаются вниз, что свидетельствует о смене киральности на противоположную т.е. против часовой стрелки.

Дальнейшим шагом в развитии метода контроля параметров вихря было создание структуры «диск на диске». Наноструктура состоит из нанодиска пермаллоя большого диаметра (D = 600 нм), в котором зарождался вихрь и нанодиска пермаллоя меньшего диаметра (d = 200 нм). В отличие от нанополоски, в малом нанодиске d возможно образование, как однодоменного состояния, так и вихря. Это позволяет получить наноструктуру «диск на диске» с несколькими устойчивыми состояниями, что открывает перспективы использования их в троичной логике. Толщина дисков t =35 нм. Расстояние между центрами нанодисков s варьировали от 0 до 230 нм. Магнитное поле прикладывали под углом φ относительно оси, соединяющей центры дисков. Установлено, что в симметричной наноструктуре с s = 0 петля перемагничивания безгистерезисная. Вид петли не зависит от ориентации внешнего поля.

В асимметричных наноструктурах (s ≠ 0) в поле, направленном под углом φ = 0 и 180°, петля гистерезиса инвертирована, т.е. $M_r/M_s < 0$, а при φ равном ± 90°: $M_r/M_s > 0$. Максимальное значение изменения M_r/M_s наблюдается в наноструктурах с s = 170 нм. Именно такие наноструктуры мы исследовали далее.

Из данных МСМ, микромагнитного моделирования и МОКЭ следует, что при перемагничивании в поле направленном под углом φ = 0 в малом диске формируется однодоменное состояние, в котором намагниченность направлена против поля. В большом диске зарождается вихрь, ядро которого в поле H_x = 0 смещается в центр диска, поэтому суммарный магнитный момент большого диска будет равен 0. С учетом однодоменного состояния в малом диске в системе «диск на диске» остаточная намагниченность будет инвертированна.

Когда магнитное поле ориентировано перпендикулярно оси s т.е. φ равном 90° с уменьшением поля в малом диске формируется однодоменное состояние. В большом диске также образуется вихрь, который зарождается под малым диском. Вследствие взаимодействия между дисками, в H_y = 0 ядро вихря смещено относительно центра диска, поэтому остаточная намагниченность положительная, а не инверсная как в предыдущем случае.

Нами обнаружено, что киральность вихря в большом диске в состоянии остаточной намагниченности зависит от направления поля насыщения. С помощью магнитооптического эффекта Керра была разработана методика контроля киральности вихря. На основе полученных данных был запатентован «Магнитный элемент и способ контроля параметров магнитного вихря в ферромагнитных дисках» [15].

Для измерения магниторезистивных свойств к массиву наноструктур «диск на диске» размером 10x10 шт. подвели контакты. Мы провели измерение поперечного магнитосопротивления в конфигурации, когда ток протекает через структуру перпендикулярно плоскости образца. Измерения транспортных свойств проводили на зондовой станции, используя стандартную методику с синхронным усилителем с помощью собственного программного обеспечения «AutoMagTrans» [16]. Исследования зависимости $\Delta R/R = f(H)$ показали, что в обоих случаях максимум магнитосопротивления соответствует антипараллельной ориентации векторов намагниченности в дисках, которая формируется в поле $H \approx H_c$ = 210 Э.

Из конфигурации спинов, полученных микромагнитным моделированием, были рассчитаны кривые магнитосопротивления. Оценки распределения токов и напряжения для системы «диск на диске» показали, что основной вклад в магнитосопротивление в большом диске вносит область, находящаяся под малым диском. Поэтому в расчетах мы учитывали рассеивание на спинах в малом диске и находящейся под ним частью большого диска. Рассчитанные кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Далее мы провели исследование динамических свойств наноструктур «диск на диске» для оценки параметров быстродействующей магнитной памяти. С помощью микромагнитного моделирования обнаружено, что в случае, когда в большом диске образуется вихрь (V), то в зависимости от конфигурации спинов в малом диске (вихревая или однодоменная (SD)) в наноструктуре «диск на диске» могут существовать три устойчивых состояния: V+SD_left, V+SD_right и V+V.

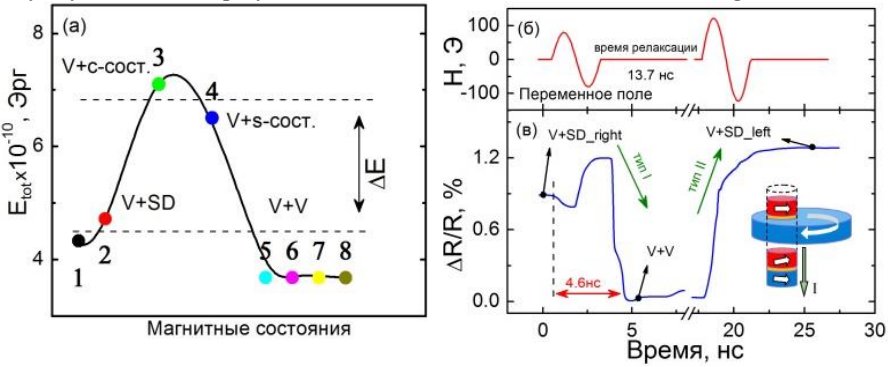

Рисунок 16 - Полная энергия наноструктуры «диск на диске» в зависимости от конфигураций намагниченности в малом диске (а); форма импульса внешнего магнитного поля, индуцирующего переключение намагниченности в наноструктуре (б); зависимость магнитосопротивления от конфигурации намагниченности в наноструктуре (в). На вставке представлено направление тока и область наноструктуры, для которой было рассчитано магнитосопротивление

В процессе переключения из SD в V состояние образуются промежуточные неустойчивые конфигурации намагниченности: c-, s- или w- состояния [17]. Расчет полной энергия E_{tot} наноструктуры «диск на диске» для различных конфигураций намагниченности в малом диске показал, что между энергетически выгодными конфигурациями SD+V и V+V существует барьер, см. рис. 16 (а). Высокий уровень энергии неустойчивых конфигураций связан с увеличением магнитостатического взаимодействия между дисками, т.к. неоднородности магнитной структуры малого диска индуцируют магнитные заряды на его поверхности. Было установлено, что переключение между устойчивыми состояниями возможно, если прикладывать к наноструктуре импульсы магнитного поля $H_o\sin(\omega t)$. Было показано, что в зависимости от амплитуды импульса ядро вихря в большом диске, проходя под малым диском с

однодоменным состоянием, взаимодействует с полюсами на его краях и переключает его в вихревое состояние. Возможен и обратный процесс, когда проходя под малым диском, ядро вихря большого диска вытягивает за собой ядро вихря малого диска. В малом диске формируется однодоменное состояние. В зависимости от параметров возбуждающего поля можно задавать различное направление намагниченности в малом диске: ориентированное к центру (конфигурация SD_left) или от центра (конфигурация SD_right). Нами была построена фазовая диаграмма, из которой следует, что переключение различных конфигураций намагниченности в наноструктуре «диск на диске» может быть осуществлено, как с помощью импульсов магнитного поля разной амплитуды на одной частоте, так и с фиксированной амплитудой, но с разными частотами.

Из результатов расчёта $\Delta R/R$ видно, что время переключения из однодоменного в вихревое состояние около 4,6 нс (тип I, см. рис. 16 (в)). После этого вихрь в большом диске продолжает прецессировать в течение 13 нс. Затем, прикладывая импульс с большей амплитудой, было получено однодоменное состояние (тип II, см. рис. 16 (в)). Видно, что удельное сопротивление всех трех состояний различное и может быть четко определено. Это позволяет использовать наноструктуры «диск на диске» как ячейки для хранения информации в системах троичной логики.

Для экспериментальной проверки возможности зарождения конфигурации типа V+V на копланарных волноводах были сформированы массивы нанодисков и наноструктур. Спектры поглощения в микроволновом диапазоне были получены в режиме отражения с использованием векторного анализатора цепей в качестве источника переменного электрического тока. Частота индуцированного переменного поля H_{rf} изменялась в диапазоне f = 50 МГц ÷ 1 ГГц. Помимо переменного магнитного поля на образец действовало постоянное магнитное поле H_{dc} изменяющееся в диапазоне ±1,5 kЭ и ориентированное под углом φ относительно поля H_{rf} . Результаты измерений представлены на рисунке 17 (а-в).

Для интерпретации полученных экспериментальных данных нами было проведено микромагнитное моделирование динамической магнитной восприимчивости (см. рис. 17 (г – е)).

Расчеты проводили в два этапа с использованием подходов, описанных в [18]. В отличие от представленных ранее результатов [19, 20] мы рассчитали спектры поглащения не только в отсутствие внешнего магнитного поля, но и в поле H_{dc} изменяющемся в диапазоне H_{dc} = ±1,5 кЭ.

Из экспериментальных диаграмм видно, что спектры нанодисков и наноструктур «диск на диске» отличаются. На частотных диаграммах для наноструктуры присутствует обширная область слабого поглощения на уровне 0,6 ГГц, форма которой зависит от ориентации внешнего магнитного поля. Ширина линии поглощения значительно больше, чем в случае нанодиска. Анализ пространственного распределения восприимчивости для возможных конфигураций намагниченности (V+V, V+SD), а также траекторий гиротропного движения ядер вихрей показал, что обширные области слабого поглощения на диаграммах, обусловлены гиротропным движением ядра вихря в малом диске.

Установлено, что полярность ядер вихрей в дисках не оказывает существенного влияния на спектры магнитной восприимчивости. Возникающее между дисками динамическое дипольное взаимодействие влияет на частоты резонансных пиков гиротропного движения ядер вихрей в большом и малом нанодисках. В случае, когда в малом диске образуется однодоменное состояние, дополнительного пика нет. Для наноструктур с двумя вихрями получено хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных спектров, см. рис. 17. Это свидетельствует о том, что в процессе перемагничивания с возбуждающим переменным полем в малом диске однодоменное состояние переключается в вихревое.

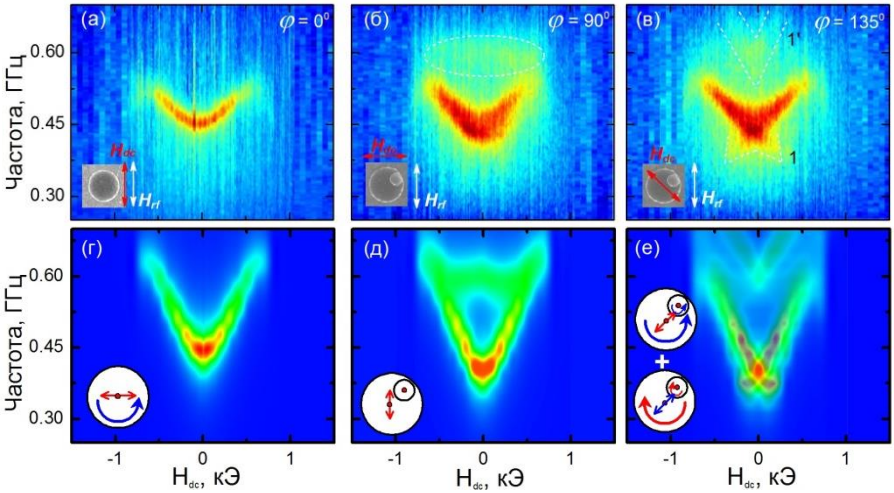

Рисунок 17 – Экспериментальные (верхний ряд) и рассчитанные (нижний ряд) диаграммы поглощения в зависимости от частоты поля H_{rf} и величины H_{dc} для случая единичного диска (а, г) и структур «диск на диске» при ориентации поля H_{dc} под углами 90° (б, д) и 135° (в, е) относительно поля H_{rf}

В разделе 4.5 представлены результаты исследований магнитных свойств массивов наноструктур. Исследование магнитных свойств связанных магнитостатическим взаимодействием нанодисков важно в связи с возможностью их применения в системах для обработки СВЧ сигнала, магнитной записи информации, в медицине [21, 22]. Полученные данные могут быть востребованы при проектировании чипов магнитной памяти с высокой плотностью размещения элементов, а также массивов сенсоров магнитного поля.

Установлено, что в массивах нанодисков с квадратной решеткой наблюдается двухосная анизотропия процессов намагничивания: максимумы поля H_a расположены через 90 градусов и совпадают с направлениями [10] и [01] массива. Для случая гексагональной решетки наблюдается трехосная анизотропия процессов намагничивания. Массивы с прямоугольной или косоугольной решеткой, в которых расстояние между нанодисками отличается по направлениям, можно рассматривать как набор параллельных цепочек дисков,

при этом максимум H_a соответствует направлению с бо́льшим расстоянием между дисками (меньшей величиной диполь-дипольного взаимодействия).

Далее представлены результаты исследования зависимости поля зарождения вихрей в нанодисках, упакованных в одно- и двумерные конечные массивы, от общего числа дисков в массиве. Используя МОКЭ мы провели измерения H_n от числа нанодисков пермаллоя в квадратных массивах NxN (см. рис. 18 а, г). Процесс перемагничивания изучали для различных ориентаций магнитного поля в плоскости относительно массива, которые характеризовали углом φ между направлением внешнего поля и стороной массива (см вставки на рис. 18). Наши эксперименты показали, что вращение внешнего поля приводит к качественным изменениям зависимости поля зарождения H_n от числа дисков NxN. В случае внешнего магнитного поля ориентированного вдоль диагонали массива (т.е. φ = 45°), поле зарождения вихря монотонно уменьшается с увеличением размера массива N, как можно было бы ожидать из статических соображений. Тем не менее, изменение направления поля приводит к появлению немонотонного поведения в зависимости $H_n(N)$ – на кривой видны осцилляции при общем убывающем тренде. Амплитуда осцилляций возрастает, когда угол φ изменяется от φ = 45° до 0 и достигает максимума, когда магнитное поле параллельно стороне массива (рис. 18 (а)). Эти осцилляции присутствуют на кривых $H_n(N)$, измеренных для серий образцов толщиной 22 и 30 нм.

Для объяснения наблюдаемых зависимостей $H_n(N)$ было применено две модели: статическая модель и модель квантования мягкой моды. Расчеты петель гистерезиса конечных массивов, с учетом только статического взаимодействия между точками, показывают, что для обеих ориентаций поля величина H_n должна монотонно убывать. Однако экспериментальные данные демонстрируют нам осциллирующее поведение H_n.

Рассмотрим процесс перемагничивания дисков в массиве с точки зрения динамических процессов. Как и во многих других переходах между различными статическими состояниями, переход из состояния насыщения в вихревое состояние сопровождается коллективными возбуждениями в нанодиске. При состояниях системы близких к перестройке магнитных конфигураций происходит «размягчение» частной моды. При сдвиге этой моды почти до нулевой частоты, она превращается в, так называемую, «мягкую моду». При этом происходит образование новой конфигурации намагниченности, в нашем случае, вихря. Для тонких пермаллоевых точек с субмикронными размерами это, обычно, краевая мода [23], которая в точке близкой к зарождению вихря может быть гибридизирована с основной модой [24].

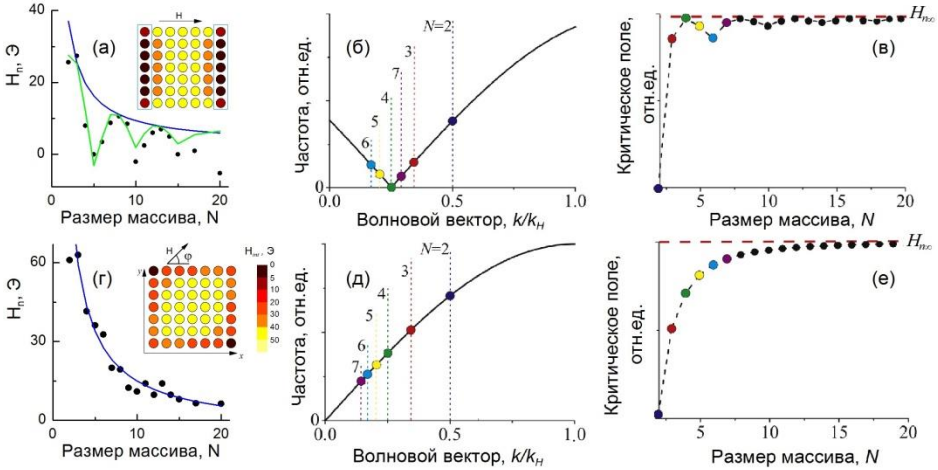

Рисунок 18 - Зависимость поля зарождения вихря H_n от числа наноструктур в массиве NxN для разных ориентаций внешнего магнитного поля: φ = 0 (а), φ = 45° (г). Синяя линия - зависимость $H_n = f(1/N)$. Зеленая линия – аппроксимация согласно выражению (2). Точки - экспериментальные данные для нанодисков t = 22 нм. На вставках - профили статического внутреннего магнитного поля для нанодисков в насыщенном состоянии в H направленном под углом φ = 0 и 45°. Величина H взята близкой к границе стабильности в насыщенном состоянии. Квантование волнового вектора коллективных мягких мод СВ в массиве: примеры законов дисперсии СВ, имеющих минимум не в центре первой зоны Бриллюэна (б) и в ее центре (д) и соответствующие кривые $H_n = f(N)$, описывающие изменение поля зарождения вихрей от размера массива (в) и (г). Цветные точки на (б) и (д) показывают, разрешенные волновые векторы СВ k_j, которые лежат около минимума закона дисперсии СВ для различных массивов с разным N. Красные пунктирные линии на (в) и (е) соответствует, полю зарождения вихря бесконечного массива $H_{n,\infty}$

Когда нанодиски упакованы в бесконечные массивы, магнитостатическое взаимодействие между точками приводит к появлению коллективных спиновых волн (СВ), которые распространяются в массиве. В конечном массиве из-за накладываемых граничных условий коллективные спиновые волны с произвольным волновым вектором k не могут существовать, поэтому спектр СВ конечного массива дискретный. Во время перемагничивания некоторые из этих квантованных коллективных мягких мод первыми становятся неустойчивыми, что приводит к зарождению вихря в некоторых (или всех) дисках в массиве. Так как число и структура квантованных коллективных мод отличаются для массивов различных размеров, то частота низшей моды среди этого множества может немонотонно зависеть от N, что приведет к немонотонной зависимости $H_n(N)$.

Однако структура и частота квантованных коллективных мод СВ определяются не только геометрией конечного массива точек, но и распределением статического внутреннего магнитного поля в нанодисках, образующих массив. Известно, что неоднородность внутреннего поля H_{int}

приводит к локализации коллективных мод СВ, которые образуются в основном в точках, имеющих близкие значения H_{int}. Расчетные профили H_{int} в квадратных NxN массивах магнитных дисков в насыщенном состоянии, показаны на вставках рис. 18 (а) и (г). Если магнитное поле приложено вдоль стороны массива (φ = 0), значения внутреннего магнитного поля в точках, локализованных на сторонах массива, примерно равны и значительно ниже, чем в других точках. Естественно, что мягкие коллективные моды СВ массива локализуются на этих сторонах, формируя краевые моды массива, структура которых будет зависеть от размеров массива (см. рис. 18 (б)). Это свойство приводит к сложной зависимости $H_n(N)$ для массивов точек конечного размера:

$$H_n(N) = H_{n,\infty} + \frac{C}{N} - \frac{v^2}{\xi} \min_{j\in[1,N]} \left[\left(\frac{\pi j}{(N+\alpha_p)P} - k_{y,o} \right)^2 \right] \qquad (2)$$

где - C постоянная, зависящая от размера диска и расстояния между дисками; v - групповая скорость коллективной моды СВ, P - постоянная решетки массива; α_p характеризует закрепление спиновых волн на концах граней k_0 - точка минимума дисперсионного соотношения. Параметры мягкой коллективной моды, найденные из подгонки экспериментальных результатов, следующие: $H_{n\infty}$ = 2,5 Э, C = 60 Э, $v^2/(\xi P^2)$ = 980 Э, k_{yo} = 0.206k_H, α_p = 2 для образцов толщиной 22 нм. Здесь P = 800 нм постоянная решетки массива и $k_H = \pi/P$ - это граница первой зоны Бриллюэна решетки массива. Результаты подгонки приведены на рис. 18 (а).

Мы должны обратить особое внимание на положение k_0 при минимальных значениях дисперсионного соотношения для мягкой моды СВ, внутри, но не в центре или на границе первой зоны Бриллюэна массива дисков, т.е. $k_0 \neq 0$. Тогда k_0 может изменяться немонотонно с увеличением размера массива, см. рис. 18 (б, в). Это приводит к немонотонной зависимости поля зарождения вихрей от N. Если минимум мягкой моды СВ закона дисперсии расположен в центре первой зоны Бриллюэна (k_0 = 0), то расстояние между этой точкой и самым близким квантованным волновым вектором будет монотонно убывать с N, приводя к монотонной зависимости $H_n(N)$ (см. рис. 18 (д и е)).

Немонотонное поведение критического поля возможно, когда коллективные мягкие моды СВ массива не являются взаимными. Невзаимность коллективных мягких мод СВ в конечном 2D массиве магнитных дисков вызвана локализацией этой мягкой моды на границах массива. Эта локализация происходит из-за неоднородного распределения статического внутреннего магнитного поля внутри массива. Локализация нарушает симметрию профиля моды СВ относительно направления распространения для коллективной моды СВ, которая необходима для частотной невзаимности. В случае, если коллективные моды СВ массива дисков полностью симметричны и обратимы, то поле зарождения вихря демонстрирует монотонную зависимость от размера массива.

В заключении диссертационной работы сформулировано научное достижение в области физики магнитных явлений, а также приведены основные результаты и выводы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В результате экспериментальных и теоретических исследований, проведенных в настоящей диссертационной работе, установлены общие закономерности влияния магнитной анизотропии на магнитную структуру и процессы перемагничивания низкоразмерных структур из Co, Ni, Fe и пермаллоя. Совокупность полученных результатов, обобщений и выводов диссертационной работы можно квалифицировать как научное достижение в области физики магнитных явлений, связанное с установлением закономерностей процессов перемагничивания в низкоразмерных структурах с анизотропией наведенной формой, кристаллической структурой, ступенями подложки и деформацией, а также с косвенным обменным взаимодействием.

Представленные расширенная модель случайной магнитной анизотропии, учитывающая косвенное обменное взаимодействие, а также модель квантования мягкой моды позволили описать осцилляции критических полей в низкоразмерных структурах. Результаты исследования механизмов перемагничивания с образованием магнитных вихрей в пленках, нанополосках и нанодисках вносят существенный вклад в понимание причинно-следственной связи магнитных свойств низкоразмерных структур с анизотропией и косвенной обменной связью.

Полученные результаты являются базой для разработки научных основ целенаправленного управления магнитными свойствами низкоразмерных структур и создают научные предпосылки для их направленной модификации и расширения функциональных возможностей устройств спинтроники и спинорбитроники.

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Для многослойных поликристаллических ферромагнитных пленок с немагнитной прослойкой представлена расширенная модель случайной магнитной анизотропии, в рамках которой объяснены осцилляции величины средней анизотропии магнитного блока $\langle K_a \rangle$, коэрцитивной силы и радиуса ферромагнитной корреляции R_f, индуцированные косвенной обменной связью.

2. В пленках Co/Cu(Ru)/Co с косвенной антиферромагнитной связью индуцируется двухосная магнитная анизотропия и реализуется сложная доменная структура. В расположении доменных стенок отсутствует какая-либо геометрическая регулярность, доменные границы замкнуты. В пленках с сильной АФМ связью формируются доменные границы двух типов: «голова к голове» и Нееля. В точках изменения полярности или типа доменной границы возникают вихри или антивихри, которые смещаются вдоль доменных границ в магнитном поле и аннигилируют.

3. Изменяя соотношение конкурирующих анизотропий (например, анизотропии формы и анизотропии, наведённой ступенями подложки) в нанополосках Co, возможен контроль типа магнитного упорядочения и процессов перемагничивания. В случае, когда анизотропия, наведённая ступенями подложки, сравнима или больше анизотропии формы, в нанополосках

реализуется ламинарная доменная структура с частичным или полным замыканием магнитного потока. В процессе перемагничивания в доменных стенках формируются вихри, которые смещаются вдоль границ. При этом изменяется полярность доменных границ Нееля и зарождаются замыкающие домены с намагниченностью параллельной полю.

4. Предложен способ управления киральностью вихревого состояния в системах из пермаллоя, состоящих из диска и асимметрично расположенных на нем наноструктур меньшего размера: нанодиска или нанополоски. Установлено, что с помощью магнитного поля, можно задавать киральность вихря и направление намагниченности в нанополоске или нанодиске, находящихся в однодоменных состояниях. Это позволяет получить четыре устойчивые конфигурации намагниченности и использовать созданные структуры в качестве запоминающих элементов в устройствах магнитной логики.

5. Теоретически предсказано и подтверждено экспериментально, что в динамическом режиме в малом нанодиске структуры «диск на диске» из пермаллоя возможно индуцирование не только однодоменного состояния, но и магнитного вихря. Это позволяет создать ячейку магниторезистивной памяти с тремя устойчивыми состояниями (-1, 0, 1) для систем троичной логики.

6. Экспериментально и теоретически показано, что статические характеристики массива магнитных нанодисков из пермаллоя, связанных магнитостатическим взаимодействием, могут зависеть от структуры коллективных спиновых волн массива. Это проявляется в ограниченных массивах нанодисков, где волновые векторы коллективных мод спиновых волн квантованы.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи, опубликованные в рецензируемых научных журналах и изданиях, определенных ВАК:

1. Kozlov AG, Stebliy ME, Ognev AV, Samardak AS, Chebotkevich LA. Micromagnetic structure of Co stripe arrays with tuned anisotropy. *IEEE Trans Magn* 2015; 51(11).
2. Stebliy M, Ognev A, Samardak A, Chebotkevich L, Verba R, Melkov G, Tiberkevich V, Slavin A. Influence of the properties of soft collective spin wave modes on the magnetization reversal in finite arrays of dipolarly coupled magnetic dots. *J Magn Magn Mater* 2015; 384:166-74.
3. Samardak AS, Nasirpouri F, Nadi M, Sukovatitsina EV, Ognev AV, Chebotkevich LA, Komogortsev SV. Conversion of magnetic anisotropy in electrodeposited Co-Ni alloy nanowires. *J Magn Magn Mater* 2015; 383:94-9.
4. Stebliy ME, Ognev AV, Samardak AS, Kolesnikov AG, Chebotkevich LA, Han X. Vortex manipulation and chirality control in asymmetric bilayer nanomagnets. *J Appl Phys* 2015; 117(17).
5. Stebliy ME, Kolesnikov AG, Davydenko AV, Ognev AV, Samardak AS, Chebotkevich LA. Experimental evidence of skyrmion-like configurations in bilayer nanodisks with perpendicular magnetic anisotropy. *J Appl Phys* 2015; 117(17).

6. Davydenko AV, Pustovalov EV, Ognev AV, Kozlov AG, Chebotkevich LA, Han XF. Néel coupling in Co/Cu/Co stripes with unidirectional interface roughness. *J Magn Magn Mater* 2015; 377:334-42.
7. Stebliy ME, Kolesnikov AG, Ognev AV, Samardak AS, Chebotkevich LA. Manipulation of magnetic vortex parameters in disk-on-disk nanostructures with various geometry. *Beilstein J Nanotechnology* 2015; 6(1):697-703.
8. Nasirpouri F, Peighambari SM, Samardak AS, Ognev AV, Sukovatitsina EV, Modin EB, Chebotkevich LA, Komogortsev SV, Bending SJ. Electrodeposited Co93.2P6.8 nanowire arrays with core-shell microstructure and perpendicular magnetic anisotropy. *J Appl Phys* 2015; 117(17).
9. Stebliy ME, Ognev AV, Samardak AS, Kolesnikov AG, Chebotkevich LA, Han X. High-frequency switching of magnetic bistability in an asymmetric double disk nanostructure. *Appl Phys Lett* 2014; 104 (11).
10. Ермаков К.С., Огнев А.В., Чеботкевич Л.А. Исследование магнитных свойств пленок Co, выращенных на модифицированной поверхности Si(111) // *ФТТ*, 2014, Т. 56, № 10, с. 1924-1929.
11. Суковатицина Е.В., Самардак А.С., Огнев А.В., Чеботкевич Л.А. Зависимость магнитных свойств нанокристаллических пленок никеля от размера зерна и морфологии поверхности // *Российские нанотехнологии*, 2014, Т. 9, № 11-12, с. 95-98.
12. Стеблий М.Е., Огнев А.В., Самардак А.С., Чеботкевич Л.А. Особенности измерения магнитной анизотропии тонких пленок и наноструктур с помощью магнитооптического эффекта Керра // *Российские нанотехнологии,* 2014, Т. 9, № 7-8, с. 96-98.
13. Nasirpouri F, Samardak A, Sukovatitsina E, Ognev A, Stebliy M, Davydenko A, Chebotkevich L, Keun Kim Y, Nasirpouri F, Janjan S. Magnetic vortex state and multi-domain pattern in electrodeposited hemispherical nanogranular nickel films. *J Magn Magn Mater* 2014; 371:149-56.
14. Stebliy ME, Ognev AV, Samardak AS, Chebotkevich LA. Magnetoresistive properties of the small disk on a big disk nanostructure. *J Appl Phys* 2013; 113(17).
15. Ognev AV, Samardak AS, Chebotkevich LA, Sukovatitsina EV, Stebliy ME, Modin EB, Pustovalov EV, Plotnikov VS, Nasirpouri F. An influence of mechanical deformations on crystal structure and spin configuration in magnetic nanowires. *J Appl Phys* 2013; 113(17).
16. Stebliy ME, Kolesnikov AG, Ognev AV, Samardak AS, Chebotkevich LA. Effect of the number of nanodisks in two-dimensional arrays on magnetization reversal processes. *Phys Solid State* 2013; 55(4):768-72.
17. Davydenko AV, Ognev AV, Pustovalov EV, Chebotkevich LA. Mechanism of reversing the Neel domain walls in the co nanostripes with transverse magnetic anisotropy. *Appl Phys Lett* 2012; 101(25).
18. Ognev A, Stebliy M, Samardak A, Chebotkevich L. An influence of boundary effects and spatial symmetry on magnetization reversal of nanodisk arrays. *IEEE Trans Magn* 2012; 48(11):3651-3.

19. Stebliy ME, Ognev AV, Samardak AS, Diga KS, Chebotkevich LA. 3-D architectural approach for manipulation of the micromagnetic configuration in nanodisks. *IEEE Trans Magn* 2012; 48(11):4406-8.
20. Davydenko AV, Pustovalov EV, Ognev AV, Chebotkevich LA. Magnetization reversal in the single epitaxial Co(111) nanowires with step-induced anisotropy. *IEEE Trans Magn* 2012; 48(11):3128-31.
21. Чеботкевич Л.А., Ермаков К.С., Огнев А.В., Пустовалов Е.В. Магнитные свойства массивов эпитаксиальных нанодисков Co, упакованных на атомарно-гладких и вицинальных подложках Si // *ФТТ,* 2011, Т. 53, вып. 11, С. 2152-2156.
22. Ulrichs H, Demidov VE, Demokritov SO, Ognev AV, Stebliy ME, Chebotkevich LA, Samardak AS. Linear and nonlinear collective modes in magnetic microstructures formed by coupled disks. *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys* 2011; 83(18).
23. Стеблий М.Е., Огнев А.В. Самардак А.С., Nogaret A., Чеботкевич Л.А. Магнитная структура нанодисков с короной // *Известия Российской Академии наук: Серия физическая*, Т.75 (2011) 212-213.
24. Стеблий М. Е., Огнев А.В., Иванов Ю.П., Пустовалов Е.В., Плотников В.С., Чеботкевич Л.А. Особенности магнитных свойств пленок и наноточек Pd/Fe/Pd // *Известия Российской Академии наук: Серия физическая,* 2010, том 74, № 10, с. 1468–1470.
25. Чеботкевич Л.А., Ермаков К.С., Балашов В.В., Давыденко А.В., Иванов Ю.П., Огнев А.В. Структура и магнитные свойства пленок кобальта на Si (111) и Si (100) // *ФММ*, 2010, т. 109, № 6, с.644-650.
26. Иванов Ю.П., Пустовалов Е.В., Огнев А.В., Чеботкевич Л.А. Процессы перемагничивания упорядоченного ансамбля ферромагнитных наноточек // *ФТТ*, 2009. Т. 51 (11), С. 2300.
27. Чеботкевич Л.А., А.В. Огнев, Иванов Ю.П, Lenz K., Ильин А.И., Ермаков К.С. Влияние диффузии и напряжений на магнитные свойства многослойных пленок Fe/Pd и Fe/Ge(статья) // *ФТТ*, 2009, Т. 51, вып. 9. С.1761-1765.
28. Чеботкевич Л.А., Иванов Ю.П., Огнев А.В. Коэрцитивная сила и наведенная анизотропия многослойных пленок // *ФТТ*, 2007, т. 49, вып. 11. С. 2039.
29. Иванов Ю.П., Огнев А.В., Чеботкевич Л.А. Влияние структуры и толщины слоев на магнитные и магниторезистивные свойства нанокристаллических пленок Py/Co/Cu/Co // *ФММ*, 2007, т.104, № 1, с.32.
30. Иванов Ю.П., Огнев А.В., Чеботкевич Л.А. Поведение магнитной анизотропии нанокристаллических пленок Co/Cu/Co при термомагнитной обработке // *ФММ*, том 101, №5, 2006, с. 490.
31. Чеботкевич Л.А., Огнев А.В., Иванов Ю.П., Грудин Б.Н. Доменная структура многослойных, нанокристаллических пленок с косвенной обменной связью // ФММ, том 100, №6, 2005, с. 42.
32. Огнев А.В., Воробьев Ю.Д., Чеботкевич Л.А. Магнитная анизотропия нанокристаллических Co/Cu/Co пленок // *ФММ*, 2004, т. 97, № 6, с. 47.

33. Чеботкевич Л.А., Огнев А.В., Грудин Б.Н. Структура и магнитная анизотропия пленок Co/Cu/Co // *ФТТ*, 2004, т. 46. в. 8, с. 1449.
34. Чеботкевич Л.А., Воробьев Ю.Д., Огнев А.В., Самардак А.С. Магнитная анизотропия Co/Cu/Co пленок с косвенной обменной связью // *ФТТ*, 2004, Т.46, Вып.6, с.1054-1057.

Патенты и программы:

35. Патент на изобретение №. 2323485, опубликован 27.04.2008, Улучшение характеристик магнитных носителей информации, состоящих из двух или более ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой, Огнев А.В., Воробьев Ю.Д., Чеботкевич Л.А.
36. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ, № 2011611831 от 28.02.2011 «Анализ петель магнитного гистерезиса – AutoHysteresis», Огнев А.В. Стеблий М.Е.
37. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ Программно-аппаратный комплекс AutoMagTrans № 2011617029 от 09.09.2011, Огнев А.В., Стеблий М.Е., Самардак А.С.
38. Патент на изобретение RU 2522844 C1 опубликован 20.07.2014, Способ формирования эпитаксиальных наноструктур меди на поверхности полупроводниковых подложек, Огнев А.В, Ермаков К.С., Чеботкевич Л.А., Самардак А.С.
39. Патент на изобретение RU 2528124 C2 опубликован 10.09.2014, Магнитный элемент и способ контроля параметров магнитного вихря в ферромагнитных дисках, Огнев А.В., Стеблий М.Е., Самардак А.С, Чеботкевич Л.А.

Другие публикации:

40. Самардак А.С., Огнев А.В., Чеботкевич Л.А., Лифшиц В.Г. Особенности нанокристаллических многослойных пленок с косвенной антиферромагнитной связью // Вестник ДВО РАН, 2005, № 6, с. 16-22.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cheng, L. Pd polarization and interfacial moments in Pd-Fe multilayers / L. Cheng, Z. Altounian, D. H. Ryan, J. O. Strom-Olsen, M. Sutton //Phys. rev. B. – 2004. –V. 69. – P. 144403-1-144403-5.
2. Афремов, Л.Л. Остаточная намагниченность ультрадисперсных магнетиков / Л.Л. Афремов, А.В. Панов. - Владивосток, Из-во Дальневосточного университета, 2004.
3. Herzer, G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets / G. Herzer // IEEE Trans. Magn. – 1990. - V. 26. – I. 5. – P. 1397 - 1402.
4. Исхаков, Р.С. Характеристики магнитной микроструктуры аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков со случайной анизотропией: теоретические оценки и эксперимент / Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, Ж.М. Мороз, Е.Е. Шалыгина // Письма в ЖЭТФ. – 2000. - Т.72. - В. 12. - С. 872-878.
5. Vansteenkiste, A. The design and verification of MuMax3 / A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge // AIP Advances. – 2014. – V. 4. – art. no. 107133.
6. Walton, S. K. MALTS: A Tool to Simulate Lorentz Transmission Electron Microscopy From Micromagnetic Simulations / S. K. Walton, K. Zeissler, W. R. Branford, S. Felton // IEEE Transactions on Magnetics. – 2013. – V. 49. – I. 8. – P. 4795-4800.
7. Roberts, A.P. First-order reversal curve diagrams: A new tool for characterizing the magnetic properties of natural samples / A.P. Roberts, C.R. Pike, K.L. Verosub // J. Geophys. Res. – 2000. – V. 105. – P. 28461-28475.
8. A.R. Muxworthy, A.P. Roberts, First order reversal curve (FORC) diagrams in Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism, Springer, Netherlands (2007) 266.
9. Proenca, M.P. Co nanostructures in ordered templates: Comparative FORC analysis / M.P. Proenca, K. Merazzo, L. Vivas, D. Leitao, C. Sousa, J. Ventura, J. Araujo, M. Vazquez // Nanotechnology. – 2013. – V. 24. –P. 475703.
10. Proenca, M.P. Angular first-order reversal curves: An advanced method to extract magnetization reversal mechanisms and quantify magnetostatic interactions / M.P. Proenca, J. Ventura, C.T. Sousa, M. Vazquez, J.P. Araujo // J.Phys.: Condens. Matter. – 2014. – V. 26. – P. 116004.
11. Samardak, A. S. High-density nickel nanowire arrays for data storage applications / A. S. Samardak, E. V. Sukovatitsina, A. V. Ognev, L. A. Chebotkevich, R. Mahmoodi, S. M. Peighambari, M. G. Hosseini, F. Nasirpouri, J. Phys.: Conf. Ser. – 2012. – V. 345. – P. 012011.
12. Meyers, M.A. Mechanical properties of nanocrystalline materials / M.A. Meyers, A. Mishra, D.J. Benson // Progress in Materials Science. – 2006. – V. 51. – P 427 – 556.
13. Stan, G. Ultimate bending strength of Si nanowires / G. Stan, S. Krylyuk, A. V. Davydov, I. Levin, R. F. Cook // Nano Letters. – 2012. – V. 12. – P. 2599 – 2604.

14. Guslienko, K. Yu. Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement and annihilation in submicron ferromagnetic dots arrays / K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 65. – P. 024414.
15. М.Е. Стеблий, Огнев А.В., Самардак А.С, Чеботкевич Л.А. Магнитный элемент и способ контроля параметров магнитного вихря в ферромагнитных дисках // Патент на изобретение, RU 2528124 C2 от 10.09.2014
16. Стеблий М.Е., Огнев А.В., Самардак А.С. Программно-аппаратный комплекс AutoMagTrans. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № 2011617029 от 09.09.2011
17. Kin Ha, J. Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks / J. Kin Ha, R. Hertel, J. Kirschner // Phys. Rev. B. – 2003. - V.67. – P.224432.
18. Kaya, A. High frequency susceptibility of closure domain structures calculated using micromagnetic modeling / A. Kaya, J.A. Bain // J. Appl. Phys. – 2006. – V. 99. – P. 08B708.
19. Zhang, B. Calculations of three-dimensional magnetic excitations in permalloy nanostructures with vortex state / B. Zhang, W. Wang, C. Mu, Q. Liu, J. Wang // J. Magn. Magn. Mat. – 2010. – V. 322. – I. 17. – P. 2480-2484.
20. Vukadinovic, N. High-frequency response of nanostructured magnetic materials / N. Vukadinovic // J. Magn. Magn. Mat. – 2009. – V. 321. – I. 14. – P. 2074-2081.
21. Sellmyer, D.J. Advanced Magnetic Nanostructures / Edited by D.J. Sellmyer & R. Skomski.- Springer.- New York.- 2006.
22. Kim, D.-H. Biofunctionalized magnetic-vortex microdiscs for targeted cancer-cell destruction / D.-H. Kim, E. A. Rozhkova,I. V. Ulasov, S. D. Bader, T. Rajh, M. S. Lesniak, V. Novosad // Nature Mater. – 2010. – V. – 9. – P. 165-171.
23. Carlotti, G. From micro- to nanomagnetic dots: evolution of the eigenmode spectrum on reducing the lateral size / G. Carlotti, G. Gubbiotti, M. Madami, S. Tacchi, F. Hartmann, M. Emmerling, M. Kamp, L. Worschech // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2014. – V. 47. – P. 265001.
24. Semenova, E.K. Magnetodynamical response of large-area close-packed arrays of circular dots fabricated by nanosphere lithography / E. K. Semenova, F. Montoncello, S. Tacchi, G. Dürr, E. Sirotkin, E. Ahmad, M. Madami, G. Gubbiotti, S. Neusser, D. Grundler, F. Y. Ogrin, R. J. Hicken, V. V. Kruglyak, D. V. Berkov, N. L. Gorn, L. Giovannini // Phys. Rev. B. – 2013. – V. 87. – P. 174432.

Огнев Алексей Вячеславович

Анизотропия и микромагнитная структура низкоразмерных ферромагнетиков

АВТОРЕФЕРАТ

Подписано в печать _____2017.
Формат 60×84 1/16. Усл. печ. л. 2,2. Уч. изд. л. 2.2.

Тираж 110. Заказ

Издательство ДВФУ

Отпечатано в типографии ДВФУ