

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение  
высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Политехнический институт  
Кафедра Материаловедения и технологии обработки материалов

УТВЕРЖДАЮ  
Заведующий кафедрой  
\_\_\_\_\_ В.И. Темных  
(подпись)

«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 г.

**БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА**

**Направление 22.03.01 «Материаловедение и технология материалов»**

**Моделирование магнитных свойств ферромагнитных наноэлементов**

Научный руководитель \_\_\_\_\_ С.В. Комогорцев  
(Подпись, дата)

Выпускник \_\_\_\_\_ А.А. Мохов  
(Подпись, дата)

Нормоконтроль \_\_\_\_\_ Л.А. Свечникова  
(Подпись, дата)

Красноярск 2019

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение  
высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Политехнический Институт  
Кафедра «Материаловедение и технологии обработки материалов»

УТВЕРЖДАЮ  
Заведующий кафедрой  
\_\_\_\_\_ В.И. Темных  
подпись  
« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2019 г.

**ЗАДАНИЕ**  
**НА ВЫПУСКНУЮ КВАЛИФИКАЦИОННУЮ РАБОТУ**

Студенту Мохову Алексею Александровичу

Группа МТ 15–01Б. Направление (специальность) 22.03.01  
«Материаловедение и технологии обработки материалов»

Тема выпускной квалификационной работы: «Моделирование магнитных свойств ферромагнитных наноэлементов».

Утверждена приказом по университету № 8550/с от 11.06.2019 г.

Руководитель ВКР: С.В. Комогорцев, профессор, д. ф-м. н., кафедры  
МиТОМ.

Исходные данные: научные публикации (список используемых источников), образцы дисков никеля, программный пакет для микромагнитного моделирования ООММФ (открытый код).

Перечень разделов ВКР: аннотация, реферат, введение, обзор литературы по проблеме, методы изготовления образцов и их исследования, экспериментальная часть.

Руководитель ВКР

\_\_\_\_\_

подпись

С.В. Комогорцев

Задание принял к исполнению

\_\_\_\_\_

подпись

А.А. Мохов

« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2019 г.

## АННОТАЦИЯ

Синтез и экспериментальные исследования новых наноэлементов требуют глубокого понимания их свойств. Компьютерное моделирование уже зарекомендовало себя мощным инструментом решения данной проблемы. Для развития знаний о магнитных свойствах особенно важны расчеты в рамках микромагнитного приближения, поскольку возможности аналитических вычислений весьма ограничены. Численное микромагнитное моделирование занимает промежуточное положение между теорией и экспериментом.

В рамках микромагнитной модели решение ряда задач приводит к важной проблеме определения равновесного состояния или равновесной конфигурации распределения магнитных моментов в исследуемом объекте. К числу таких задач относятся задачи исследования статических магнитных характеристик сред, например, изучение доменной структуры или петель гистерезиса при перемагничивании образцов, а также задачи исследования их динамических свойств.

В данной бакалаврской работе будет исследована форма, размеры и структуру никелевых дисков, а также произведено численное моделирование петель гистерезиса поликристаллических дисков с целью выявить возможные эффекты поликристаллического строения.

Ключевые слова: никелевые нанодиски, микромагнитное моделирование, петля гистерезиса, вихревая намагниченность.

## РЕФЕРАТ

Бакалаврская работа по теме «Моделирование магнитных свойств ферромагнитных наноэлементов», содержит 47 страниц, 25 рисунков, 19 формул и 44 использованных источника.

Цель работы:

Численно исследовать влияния поликристаллического строения магнитного нанодиска на особенности петли магнитного гистерезиса на примере нанодисков никеля.

Задачи:

1 Исследовать соответствие экспериментальной петли гистерезиса никелевого диска с петлей, рассчитанной в модели однородного диска.

2 Исследовать форму, размеры и структуру никелевых дисков, полученных методом взрывной литографии.

3 Выполнить численное моделирование петель гистерезиса поликристаллических дисков с целью выявить возможные эффекты поликристаллического строения.

В результате данной работе проведено численное исследование влияния поликристаллического строения магнитного нанодиска на особенности петли магнитного гистерезиса на примере нанодисков никеля

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение .....	7
1 Обзор литературы.....	9
1.1 История микромагнетизма .....	9
1.2 Микромагнитная теория.....	11
1.3 Диполь-дипольное взаимодействие.....	13
1.4 Магнитная анизотропия .....	17
1.5 Вихревое состояние намагниченности ферромагнетиков.....	18
2 Методы изготовления образцов и их исследование .....	25
2.1 Методы изготовления.....	25
2.2 Методы исследования .....	29
3 Экспериментальные исследования и их обсуждение .....	32
3.1 Исследование формы и структуры нанодисков .....	34
3.2 Микромагнитное моделирование .....	36
Заключение .....	42
Список использованных источников .....	43

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время упорядоченные массивы магнитных наноэлементов вызывают большой интерес из-за потенциального применения в информационных технологиях и биомедицине. Для приложений важны магнитные свойства отдельного элемента. Синтез и экспериментальные исследования новых наноэлементов требуют глубокого понимания их свойств. Компьютерное моделирование уже зарекомендовало себя мощным инструментом решения данной проблемы. Для развития знаний о магнитных свойствах особенно важны расчеты в рамках микромагнитного приближения, поскольку возможности аналитических вычислений весьма ограничены. Численное микромагнитное моделирование занимает промежуточное положение между теорией и экспериментом. При этом оно является особенно эффективным, а во многих случаях и единственно возможным инструментом изучения физики реальных объектов, когда практически невозможно получить аналитическое решение задачи и существуют большие технические трудности в реализации эксперимента.

В рамках микромагнитной модели решение ряда задач приводит к важной проблеме определения равновесного состояния или равновесной конфигурации распределения магнитных моментов в исследуемом объекте. К числу таких задач относятся задачи исследования статических магнитных характеристик сред, например, изучение доменной структуры или петель гистерезиса при перемагничивании образцов, а также задачи исследования их динамических свойств, например, определение нормальных мод магнитных колебаний наночастиц, или расчет спектра поглощения спин-волнового резонанса.

Целью данной работы является численное исследование влияния поликристаллического строения магнитного нанодиска на особенности петли магнитного гистерезиса на примере нанодисков никеля.

Задачи:

1 Исследовать соответствие экспериментальной петли гистерезиса никелевого диска с петлей, рассчитанной в модели однородного диска.

2 Исследовать форму, размеры и структуру никелевых дисков, полученных методом взрывной литографии.

3 Выполнить численное моделирование петель гистерезиса поликристаллических дисков с целью выявить возможные эффекты поликристаллического строения.



# 1 Обзор литературы

## 1.1 История микромагнетизма

Микромагнетизм – это теория, которая описывает магнитную подсистему материала на промежуточных пространственных масштабах, больше тех, где нужно принимать во внимание отдельные атомные спины, но мельче макроскопического масштаба (доли миллиметра) [1]. Микромагнетизм является континуальной теорией магнитных материалов справедливой до пикосекундных временных интервалов и масштабов от нанометра до нескольких микрометров. Первый шаг в этой теории сделал Вейсс в 1907 году [2], исследуя, почему некоторые магнитные материалы демонстрируют намагниченность меньше величины спонтанной намагниченности. Он предположил, что ферромагнитный материал состоит из множества, равномерно намагниченных доменов, в которых намагниченность ориентирована в разных направлениях. Кроме того, зная, что магнитостатическое поле недостаточно сильно, чтобы объяснить однородность намагниченности внутри доменов [3], он ввел понятие о новом поле, которое было названо молекулярным полем Вейсса. Позже было показано, что это происхождение этого поля можно объяснить только на основе квантовомеханического обменного взаимодействия Гейзенберга – Дирака [4].

В 1919 году Баркгаузен заметил, что, когда магнит находится в непосредственной близости от другого магнитного материала, его намагниченность изменяется дискретными скачками (так называемый шум Баркгаузена) [5], который он объяснил перемагничиванием отдельных доменов. Баркгаузен связал свои наблюдения с магнитными доменами, которые до этого уже наблюдал Биттер [6]. Однако его объяснение было не совсем правильным: при исследовании перемагничивания магнитных проводов [7], Сикст и Тонкс пришли к выводу, что сама намагниченность доменов не меняет направления, а перемещаются границы доменов и таким образом увеличиваются домены, имеющие энергетически выгодное направление намагниченности.

Блох впервые теоретически исследовал доменные стенки [8] и рассчитал размер и форму границы между доменами, принимая во внимание только магнитную анизотропию и обменное взаимодействие. Эта работа была улучшена Ландау и Лифшицем [9], которые приняли во внимание дополнительные энергетические вклады. Их идеи не только продвинули понимание доменных стенок, но и заложили основы современного микромагнетизма. Было выведено хорошо известное сегодня уравнение Ландау – Лифшица. Это уравнение описывает динамику магнитных моментов при минимизации полной энергии магнитной подсистемы.

Помимо Деринга [10] важный вклад в развитие микромагнетизма был сделан Гилбертом [11]. Он исследовал внутреннее трение в ферромагнетиках, в результате чего дополнил уравнение Ландау – Лифшица, известное теперь как уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта (*LLG*).

Итак, теория микромагнетизма постепенно развивалась и окончательно в шестидесятых годах 20-го века, элементы этой теории были объединены в полном обзоре Брауна [1].

В виду сложности микромагнитных уравнений, только (относительно) простые проблемы могут быть решены аналитически. Самый известный пример расчет структуры доменной стенки Ландау и Лифшицем [9]. Сложные системы можно решать путем тщательного анализа и упрощения микромагнитного уравнения (например, модель для движения доменной стенки Шрайер и Уокер [12]), однако это очень замедляет и усложняет понимание. С появлением быстродействующих компьютеров стало возможным, как решать микромагнитные проблемы численно, так и сравнить их решения с соответствующими аналитическими аналогами. С тех пор начался «взлет» микромагнетизма. Недавно появилась возможность для расчета на видеокартах [13, 14], что еще более увеличило возможности крупномасштабного и сложного микромагнитного моделирования.

## 1.2 Микромагнитная теория

В микромагнитном формализме намагниченность магнитного материала описывается непрерывным векторным полем  $M$ . Обычно, норма вектора намагниченности в каждой точке принимается постоянной и равной намагниченности насыщения  $M_s$  [15]. Поэтому, для описания направления магнитного момента в каждой точке пространства, вводится приведенная намагниченность:

$$m = \frac{M}{M_s}, \quad (1)$$

где  $M$  – намагниченность материала;

$M_s$  – намагниченность насыщения, при том, что  $\|m\| = 1$ .

В основе микромагнетизма лежит уравнение Ландау – Лифшиц – Гильберта, которое описывает пространственную и временную эволюцию намагниченности: прецессию и затухание в эффективном поле. При отсутствии демпфирования, намагниченность будет бесконечно прецессировать вокруг эффективного поля согласно уравнению:

$$\dot{M} = -\gamma M \times \mu_0 H_{eff}, \quad (2)$$

где  $H_{eff}$  – эффективное поле;

$M$  – намагниченность материала.

С частотой прецессии, равной:

$$f = \frac{\gamma_0 H_{eff}}{2\pi} \approx 28 \text{ GHz T}^{-1}, \quad (3)$$

где  $\gamma_0 = 2,21 \times 10^5 \text{ mAs}^{-1}$ ;

$\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;

$H_{eff}$  – эффективное поле.

Из этого следует, что гиромагнитный коэффициент:

$$\gamma = \frac{ge}{2m_e}, \quad (4)$$

где  $e$  – заряд электрона;

$m_e$  – масса электрона;

$g \approx 2$  это фактор *Landé*.

Однако, в действительности энергия не сохраняется. Она поглощается, например, вихревыми токами и фононными возбуждениями через спин-решеточную связь. Ландау и Лифшиц [9] учли это демпфирование добавлением феноменологического члена в уравнение (2).

Итоговое уравнение Ландау – Лифшица гласит:

$$\dot{m} = -\gamma_0 m \times H_{eff} - \lambda m \times (m \times H_{eff}), \quad (5)$$

где  $H_{eff}$  – эффективное поле;

$m$  – масса электрона.

Гилберт представил иной подход к описанию демпфирования. Также феноменологически, но более физически, он предположил, что демпфирование пропорционально к временной производной намагниченности  $m$ , с константой пропорциональности  $\alpha$  (параметр затухания Гилберта) [11]. Обычно  $\alpha$  составляет от 0,01 для пермаллоя, но это значение может достигать 0,3 в материалах с перпендикулярной магнитной анизотропией. Используя этот подход Гилберта, уравнение Ландау-Лифшица может быть записано в форме Гилберта (уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта):

$$\dot{m} = -\gamma_0 m \times H_{eff} + \alpha m \times \dot{m}, \quad (6)$$

где  $H_{eff}$  – эффективное поле;

$m$  – масса электрона.

**Эффективное поле.** Эффективное поле может быть записано как производная плотности магнитной энергии по намагниченности:

$$H_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{d\varepsilon}{dM'} \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  – магнитная энергия;

$\mu_0$  – магнитный момент;

$M$  – намагниченность материала.

Энергия вычисляется как объемный интеграл локальных плотностей энергии  $\varepsilon$  в изучаемом объеме  $V$ :

$$\varepsilon = \frac{dE}{dV} \quad (8)$$

где  $V$  – объем энергии;

$E$  – энергия системы.

При решении статических задач (динамика касается эволюции намагниченности во времени), равновесное состояние намагниченности можно найти минимизацией суммарной энергии системы  $E_{total}$ .

Список наиболее часто рассматриваемых энергетических вкладов, в эффективное поле приведен ниже.

**Энергия Зеемана.** Это энергия, обусловленная внешним магнитным полем  $H_{ext}$ . Она минимальна, когда намагниченность сонаправлена с этим полем. Плотность этой энергии:

$$\varepsilon_{Zeeman} = -\mu_0 M \cdot H_{ext} \quad (9)$$

где  $\mu_0$  – магнитный момент;

$M$  – намагниченность материала;

$H_{ext}$  – эффективное поле.

**Обменная энергия.** Это взаимодействие выравнивает по направлению соседние спины. Оно имеет квантово-механическое происхождение [4]. В микромагнетизме оно может быть выражено в форме Гейзенберга – Гамильтона:

$$H_{exch} = -2J\sigma_i \cdot \sigma_j, \quad (10)$$

где  $\sigma_i$  и  $\sigma_j$  – два соседних спина электрона;

$J$  – сила обменного взаимодействия.

Положительный обмен  $J$  приводит к ферромагнитному упорядочению, а когда  $J$  отрицательный, получается ферромагнитное или антиферромагнитное упорядочение. В континуальном пределе уравнение (10) записывается как:

$$\varepsilon_{exch} = A_{ex}(\nabla m)^2, \quad (11)$$

где  $A_{ex}$  – константа обменной жесткости;

$(\nabla m)^2$  – сумма энергий.

Уравнение 11 физически означает, что существует энергетический проигрыш всякий раз, когда намагниченность неоднородна. Конкуренция обмена с магнитостатической энергией устанавливает нижний предел длины неоднородной намагниченности, т.н. обменная длина:

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{2A_{ex}}{\mu_0 M_s^2}}, \quad (12)$$

где  $\mu_0$  – проницаемость вакуума;

$A_{ex}$  – константа обменной жесткости.

### 1.3 Диполь-дипольное взаимодействие

Диполь-дипольное взаимодействие – взаимодействие между диполями электрическими или диполями магнитными. Каждый магнитный диполь создаёт в окружающем пространстве магнитное поле, воздействующее на другие диполи. Напряжённость поля магнитного диполя:

$$E_d(p, r) = \frac{3r(pr - pr^2)}{r^3}, \quad (13)$$

где  $pr$  – дипольный момент;

$r$  – радиус-вектор диполя.

Энергия диполь-дипольного взаимодействия  $W_{ij}$  двух диполей с моментами  $p_i$  и  $p_j$ , находящихся в точках  $r_i$  и  $r_j$ :

$$\begin{aligned} W_{ij} &= -p_i E_d(p_j r_{ij}) = \frac{[(p_i p_j r_{ij}^2 - 3(r_{ij} p_i)(r_{ij} p_j)]}{r_{ij}^5} = \\ &= \frac{p_i p_j (\cos \theta_{ij} - 3 \cos \theta_i \cos \theta_j)}{r_{ij}^3}, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $r_{ij}$  – разница моментов двух диполей;

$\theta_{ij}$  – угол между векторами  $p_i$  и  $p_j$ .

Полная  $W_{ij}$  энергия диполь-дипольного взаимодействия для системы диполей является суммой энергий всех парных дипольных взаимодействий (в данной теории диполь-дипольное взаимодействие – дальнодействующее, то есть динамика не учитывается).

Энергия диполь-дипольного взаимодействия зависит от взаимного расположения диполей [15, 16]. Например, для пары диполей с одинаковыми ди-

польными моментами  $p$  при "горизонтальной" ориентации дипольных моментов эта энергия минимальна:

$$W = \frac{-2 * p^2}{r^3}, \quad (15)$$

где  $p$  – дипольный момент;

$r$  – радиус-вектор диполя.

Когда дипольные моменты параллельны, при "вертикальной" ориентации дипольных моментов энергия диполь-дипольного взаимодействия минимальна:

$$W = \frac{-p^2}{r^3}, \quad (16)$$

где  $p$  – дипольный момент;

$r$  – радиус-вектор диполя.

Когда дипольные моменты антипараллельны. Диполь-дипольное взаимодействие играет особенно важную роль при возникновении в твёрдых телах некоторых видов магнитной атомной структуры и магнитной доменной структуры.

Магнитное диполь-дипольное взаимодействие относится к классу анизотропных взаимодействий и, наряду с внутрикристаллическим полем и анизотропным обменным взаимодействием, даёт вклад в магнитную анизотропию кристаллов.

Магнитное диполь-дипольное взаимодействие несмотря на относительно небольшую величину (по сравнению, например, с обменным взаимодействием) может существенным образом влиять на низкотемпературные свойства кристаллов с парамагнетики ионами, определяя температуру их магнитного упорядочения и тип возникающей атомной магнитной структуры. Существует целый класс соединений, магнитное упорядочение которых практически полностью обуслов-



лено диполь-дипольным взаимодействием (напр., редкоземельные литиевые фториды и гидроокиси, редкоземельные ортоалюминаты и др.). Диполь-дипольное взаимодействие ответственно за образование в ферро- и ферримагнетиках доменной структуры [17].

С диполь-дипольным взаимодействием тесно связано поле размагничивания, т. е. магнитное поле, создаваемое всеми магнитными моментами внутри магнетика и усреднённое по малому объёму, окружающему точку локализации рассматриваемого магнитного момента [18]. Энергию диполь-дипольного взаимодействия в связи с этим часто наз. энергией размагничивания. Аналогично проявляет себя взаимодействие электрических дипольных моментов в сегнетоэлектриках.

#### 1.4 Магнитная анизотропия

Магнитная анизотропия – зависимость магнитных свойств от выделенного направления в ферромагнетике, которая может иметь различное происхождение: магнитокристаллическая, магнитоупругая, поверхностная.  $\theta$  и  $\varphi$  – два угла, определяющие направление намагниченности. Энергией магнитокристаллической анизотропии называют ту часть энергии кристалла, которая зависит от ориентации вектора намагниченности  $M$  относительно оси легкого намагничивания (ОЛН) и связана с наличием предпочтительных, выделенных направлений в пространстве по отношению к кристаллографическим осям ферромагнетика и зависит от симметрии решетки [19, 20].

Минимум свободной энергии магнитокристаллической анизотропии достигается, когда вектор  $M$  ориентирован вдоль ОЛН. Простейший случай – одноосная анизотропия, когда имеется одна ось легкого намагничивания в некотором направлении  $\vec{u}$ , для одноосной анизотропии:

$$E_{a,u} = -K_u(\vec{u}_k \vec{m})^2, \quad (17)$$

где  $K_u$  – константа одноосной анизотропии;

$u_k$  – единичный вектор вдоль оси анизотропии.

## 1.5 Вихревое состояние намагниченности ферромагнетиков

Из-за наличия размагничивающих полей однодоменное состояние макроскопических ферромагнетиков энергетически невыгодно, и в отсутствие внешнего магнитного поля кристалл разбит на домены. Вид доменной структуры зависит как от магнитных параметров образца, так и от его формы.

Например, вдали от края магнетика в случае одноосной магнитной анизотропии равновесной является доменная структура, в которой ближайшие друг к другу домены намагничены антипараллельно, как можно увидеть на рисунке 1.

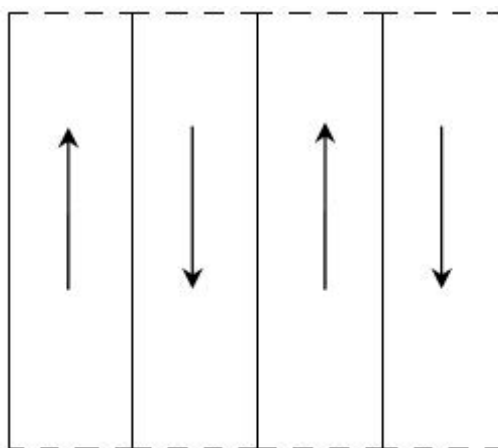


Рисунок 1 – Распределение намагниченности в тонкой пленке

На участках, разделяющих домены, имеет место переходная область или доменная граница, теоретическое описание которой было впервые проведено Ландау и Лифшицем [27]. Они показали, что в доменной границе разворот намагниченности осуществляется не скачком, а плавно шириной  $\delta$  на протяжении участка, содержащего конечное число атомных слоев. В случае 180 градусных доменов намагниченность в центре доменной граница направлена под углом 90 градусов к намагниченности в доменах. В тонких магнитных пленках

указанный разворот при изменении толщины пленки может происходить в разных направлениях относительно плоскости доменной стенки, и в соответствии с этим могут образоваться доменные границы разных типов. В простом приближении обычно рассматриваются границы неелевского и блоховского типов, а также промежуточный между ними тип границ с поперечными связями.

Появление тех или иных границ связано с минимизацией размагничивающего поля, вызванного распределением намагниченности внутри доменной стенки. В области толщин пленки  $d < \delta$  намагниченность в доменной границе лежит в плоскости пленки, что соответствует стенкам Нееля, это показано на рисунке 2, *а*. С ростом толщины энергетически выгодными становятся стенки Блоха, соответствующие рисунку 2, *б*, с выходом намагниченности из плоскости пленки. Такая конфигурация приводит к понижению энергии размагничивающего поля самой границы. Ширина доменной границы определяется из условия энергетического равновесия между обменной энергией, которая уменьшается с ростом  $\delta$ , и кристаллографической увеличивается магнитной анизотропией, которая, наоборот, будет увеличиваться.

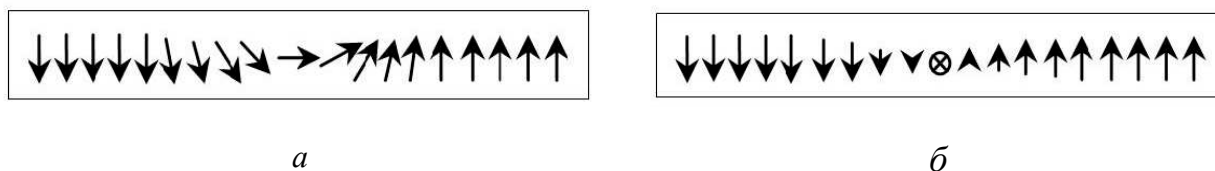


Рисунок 2 – Виды доменных структур: *а* – стенка Нееля; *б* – стенка Блоха

В наноразмерных тонких магнитных пленках, которые принято обозначать как магнитные пятна, нанодиски или просто наноточки, возникает ситуация, где главными факторами, определяющими магнитное состояние, являются обменная  $E_{ex}$  и магнитостатическая  $E_{ms}$  энергии. В зависимости от размеров и формы магнетика могут реализовываться различные состояния от однодоменных до многовихревых структур с выходом намагниченности из плоскости и образованием так называемых коров.

Выбор между такими состояниями обуславливается тем, что магнитостатическая энергия стремится уменьшить энергию на краях образца и тем самым образовывать неоднородное распределение намагниченности, с другой стороны, обменная энергия стремится выстроить спины параллельно. При различном соотношении  $E_{ex}$  и  $E_{ms}$  в нанодисках теоретически возможны три магнитных состояния: два однодоменных с намагниченностью, лежащей в плоскости и перпендикулярно к ней, а также вихревое. В случае однодоменного состояния направление намагниченности относительно плоскости пленки определяется соотношением  $R/L_{ex}$  и  $L/L_{ex}$ , где  $L$  – толщина пленки,  $R$  – радиус диска,  $L_{ex}$  – обменная длина материала. Область существования однодоменной и вихревой фаз можно установить из экспериментально полученной фазовой диаграммы, продемонстрированной на рисунке 3 [22].

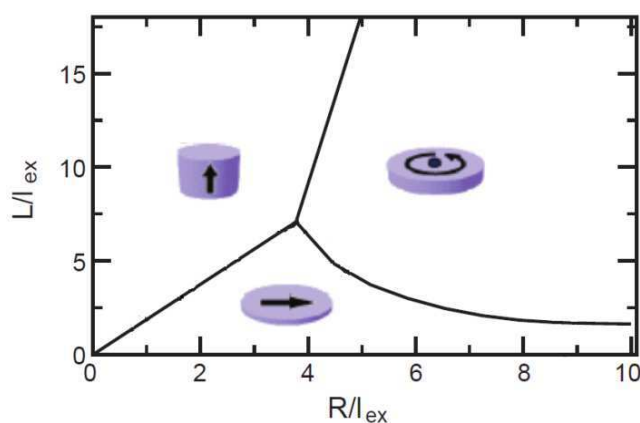


Рисунок 3 – Фазовая диаграмма возникновения одноименного и вихревого состояния

В центре магнитного вихря обменная энергия велика из-за большого угла разворота соседних спинов, и с целью минимизации этой энергии намагниченность в центральной области выходит из плоскости и выстраивается перпендикулярно к ней. Эта область магнитного вихря получила название кора. Магнитный вихрь является трехмерной структурой.

В пленках квадратной формы магнитного вихря появляется при пересечении стенок Нееля (рис. 4, *а*). В пленках в форме диска магнитный вихрь может занимать весь объем пятна с ядром в его центре (рис. 4, *б*).

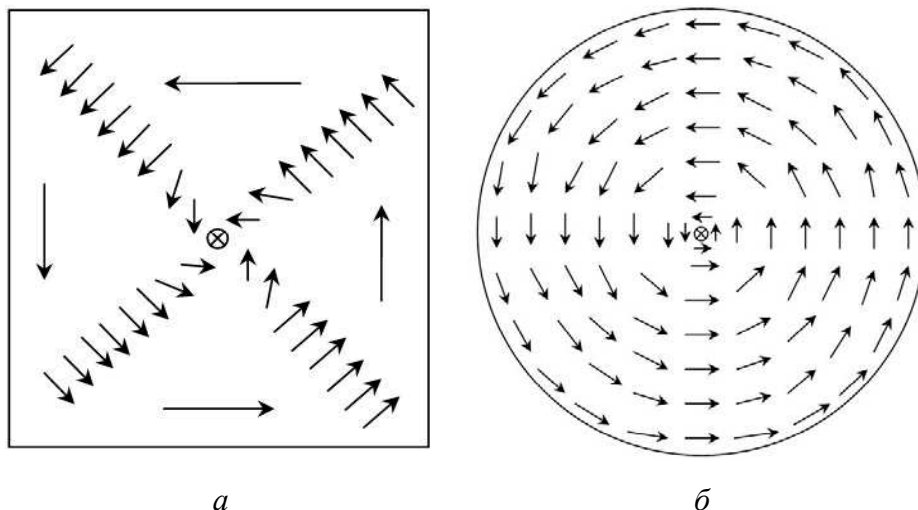


Рисунок 4 – Конфигурация намагниченности: *а* – в квадратной; *б* – круглой наноточки

Магнитный вихрь, соответствующий рисунку 5, характеризуют двумя параметрами: хиральностью вихря  $q = \pm 1$ , показывающей направление намагниченности (по часовой стрелке или против), и полярностью ядра  $p = \pm 1$ , указывающей на направление намагниченности в ядре (вдоль выделенной оси или против). В центре ядра намагниченность перпендикулярна плоскости [21, 22].

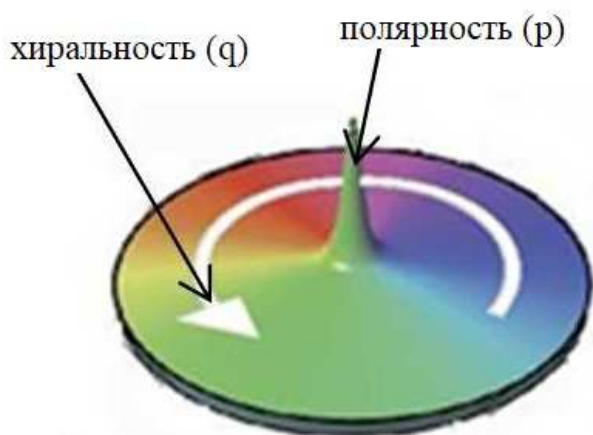


Рисунок 5 – Хиральность вихря и полярность ядра на пленке в форме диска

Состояние бита в устройствах хранения информации можно кодировать с использованием полярности ядра ( $p$ ) или хиральности вихря ( $q$ ). Эта возможность является значительным преимуществом перед устройствами, в которых значение бита данных определяется только “0” и “1”.

Первый экспериментальный опыт по обнаружению полярности вихревого ядра с использованием магнитно-силового микроскопа был выполнен в 2000 году *Shinjo T. Okuno T.* [23] на образцах пермаллоя ( $Ni_{80}Fe_{20}$ ) (рис. 6).

Образцы ферромагнитных дисков размерами от 0,1 до 1 мкм были подготовлены методом электронно-лучевой литографии фоторезиста, нанесенного на кремниевые подложки с последующим напылением пермаллоя в сверхвысоком вакууме с помощью электронно-лучевой пушки.

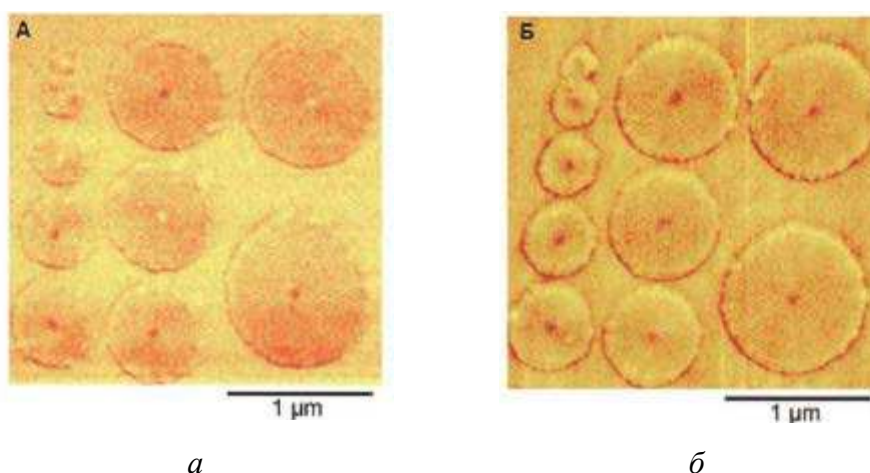


Рисунок 6 – МСМ снимки пермалловых нанодисков: *a* – после изготовления; *б* – после воздействия перпендикулярного магнитного поля

Толщина дисков составляла 50 нм. Полярность ядра авторы меняли магнитным полем 15 кЭ, приложенным перпендикулярно плоскости нанодисков, и регистрировали это изменение при помощи магнитно-силового микроскопа.

Для цилиндрических нанодисков с линейными размерами, при которых возможно образование магнитного вихря, необходимо относительно большое поле, для того чтобы насытить образец в плоскости. На рисунке 7 представлен процесс перемагничивания нанодиска из пермаллоя  $M_s = 8 \cdot 10^5$  А/м диаметром

200 нм и толщиной 30 нм по результатам работы [13]. Перемагничивание начинается с зарождения вихря (рис. 7, б), из однодоменного состояния (рис. 7, а), затем он увеличивается до размеров всего диска (рис. 7, в), при уменьшении внешнего поля до нуля.

Впоследствии при приложении поля противоположного знака он снова уменьшается (рис. 7, г), и происходит аннигиляция (рис. 7, д).

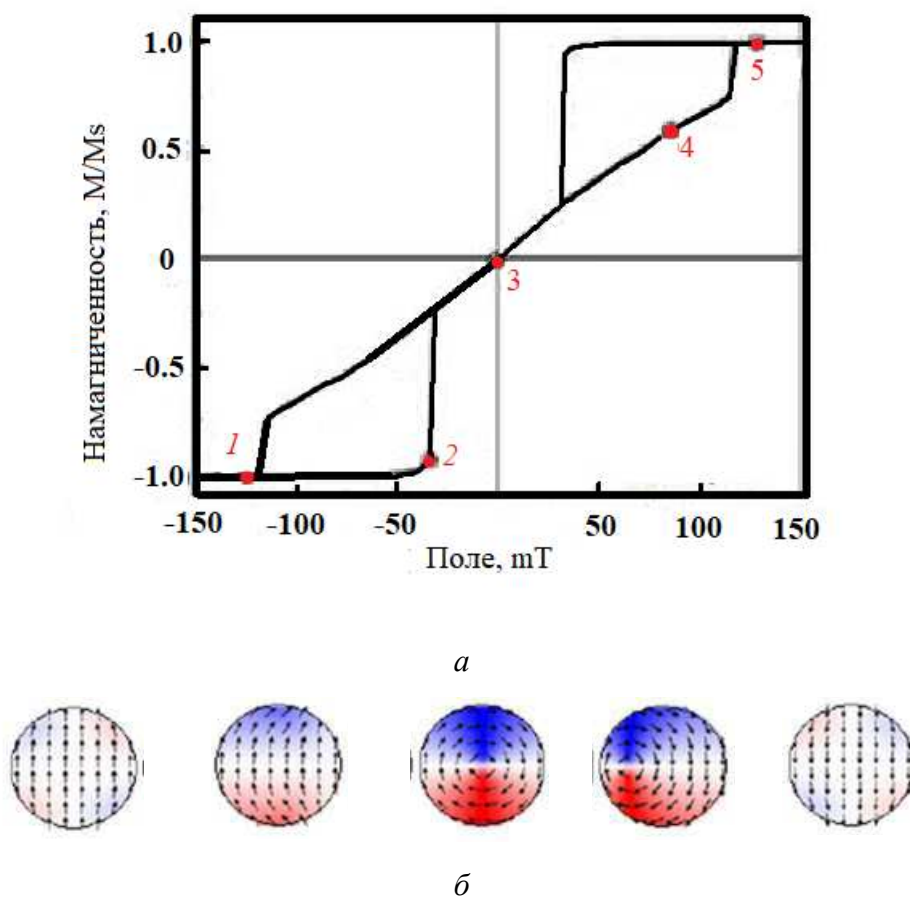


Рисунок 7 – Изображение петли и конфигурации намагниченности вихря:

*а* – петля гистерезиса; *б* – состояние доменной структуры диска

Зависимость поля зарождения вихря  $H_n$  и поля аннигиляции вихря  $H_{an}$  от размера диска была изучена теоретически и экспериментально для  $2D$  массивов магнитомягких наноточек [29, 30]. При этом использовалась так называемая модель жесткого вихря.

В связи с тем, что интерес к ферромагнитным наноточкам с вихревой структурой связан с перспективами применения их в элементах памяти, особый интерес представляют их динамические характеристики [33, 34]. В последние годы массивы ферромагнитных наноточек активно исследовались в магнитных полях высокочастотного и сверхвысокочастотного диапазона [37, 38, 39] как экспериментально, так и теоретически. Исследователями в численных и аналитических расчетах используются разные модельные функции распределения намагниченности внутри вихря. Но в любом случае это хорошо локализованные функции, следовательно, основной характеристикой вихря является его размер, поэтому результаты разных авторов отличаются несущественно.

Одновременно с этим следует заметить, что конкретный вид профиля функции распределения намагниченности может оказаться важным при изучении высокочастотных мод гигагерцового диапазона. В этом случае эволюция намагниченности представляет собой не простое гиротропное движение ядра как квазичастицы (об этом пойдет речь ниже), а спин-волновые колебания сложных конфигураций [36]. Часто используемые в теоретических расчетах профили вихря не совсем точно описывают реальность особенно при наличии внешнего магнитного поля.

Поле, включенное перпендикулярно плоскости магнетика, приводит к изменению распределения намагниченности в ядре и выходу намагниченности из плоскости нанодиска вдали от ядра. Эти явления приводят к изменению эффективных значений энергии магнетика, массы ядра, гироконстанты, что влечет за собой изменение частоты гиротропного движения [30].



## 2 Методы изготовления образцов и их исследование

### 2.1 Методы изготовления

**Метод взрывной литографии.** Технологические этапы взрывной литографии (рис. 8). На подготовленную поверхность полупроводникового образца наносят слой фоторезиста. Однородность толщины и качество покрытия обеспечиваются центрифугированием. Фоторезист сушат при невысоких температурах. В результате получается некоторое подобие фотографической пластинки, чувствительной к определенному диапазону длин волн излучения.

В зависимости от того, какой фоторезист используется: негативный или позитивный – засветка, происходящая через фотошаблон со сформированным заранее рисунком, усиливает инертность фоторезиста либо разрушает его структуру. После этого образец промывают в проявителе, удаляющем разрушенный засветкой фоторезист (позитивная литография) либо фоторезист с неизменной структурой (негативная литография). Далее проводится осаждение многослойного или однослойного металлического покрытия.

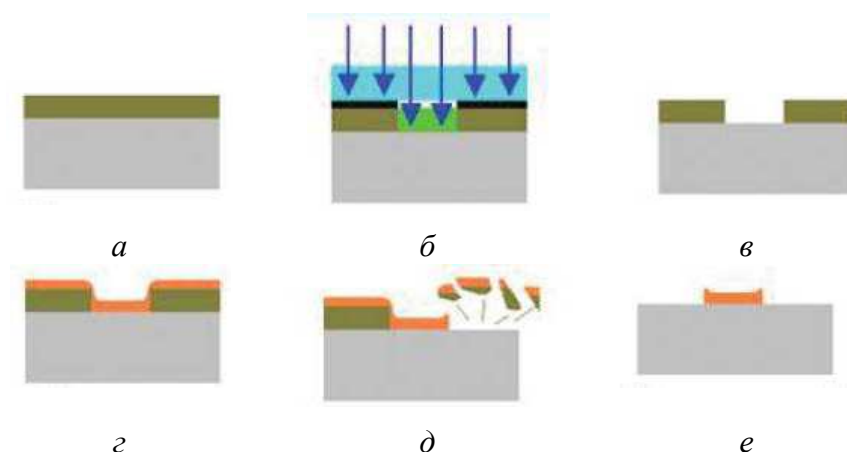


Рисунок 8 – Технологические этапы взрывной литографии: *a* – образец со слоем фоторезиста; *б* – засветка фоторезиста через фотошаблон; *в* – проявление засвеченного фоторезиста; *г* – осаждение металлического покрытия; *д* – удаление фоторезиста с металлом “взрыв”; *е* – сформированный топологический рисунок

Важно отметить, что этот процесс подразумевает образование слоев металла на всей площади образца, обращенной к источнику материала. После осаждения покрытия образец погружается в органический растворитель, растворяющий фоторезист и обеспечивающий его удаление с поверхности полупроводника. При этом вместе с фоторезистом удаляются ненужные слои осажденного металла. В результате на поверхности полупроводника образуется требуемый рисунок контактной морфологии [39].

Массив круглых наноточек изображенный на рисунке 9 был сформирован методом “*Lift-off*” из сплошной пленки, термическим напылением сплава 80НХС на кремниевую подложку, покрытую фоторезистом.

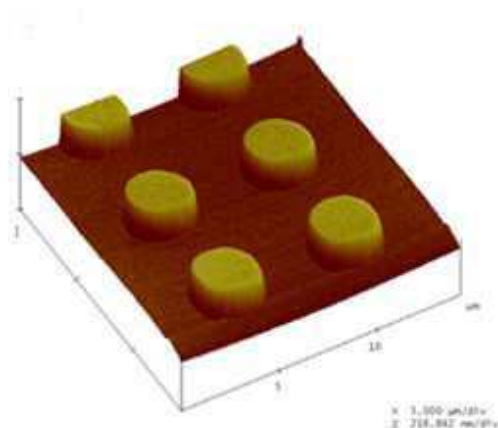


Рисунок 9 – Изображение массива, полученное атомно-силовым микроскопом

Для создания требуемой морфологии на поверхности подложки использовался негативный фоторезист *AZ N10f 2035*, формирующий пленку толщиной порядка 3,5 мкм. Данный фоторезист был выбран из-за высокой термостабильности (до 250°C) и высокой химической стойкости. На этапе экспонирования в качестве источника актиничного электромагнитного излучения использовалась ртутная лампа ДРШ 350, которая характеризуется высокой интенсивностью излучения, параллельностью светового пучка и его равномерностью.

Стадией формирования маски резиста является создание равномерной пленки определенной толщины. Для этой операции использовалось центрифугирование.

гирование, позволяющее получать равномерные пленки (отклонения от средней толщины вдоль поверхности не более  $\pm 10\%$ ). Подложка закрепляется вакуумным присосом на центрифуге и после нанесения нескольких капель резиста раскручивается со скоростью 3000 об/мин. Планаризирующее действие центробежных сил приводит к образованию сверхгладких пленок с однородностью по толщине 1%, которую нельзя получить каким-либо другим способом. Толщина резиста влияет на дефектность, время сушки, время экспонирования и проявления, селективность травления пленки [35, 36].

**Термическое осаждение пленок.** Напыление пленок производится на модифицированной установке, продемонстрированной на рисунке 10, вакуумного термического напыления УВН-2М-2. Методика нанесения покрытий заключалась в следующем.



Рисунок 10 – Модифицированная установка вакуумного термического напыления

Кремневый диск с готовым штампом для взрывной литографии закреплялся над испарителем. Между испарителем и тиглями с распыляемыми материалами расположена заслонка, схематично изображенная на рисунке 11, которая перемещается вдоль мишени, открывая испаряемый материал.

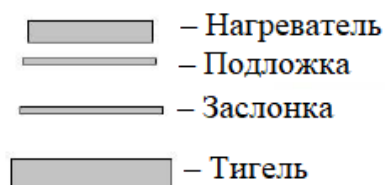


Рисунок 11 – Схема расположения элементов внутри вакуумной камеры

Положение заслонки регулируется специальным устройством, расположенным снаружи вакуумной камеры. Смена испарителей производится вращением «карусели» внутри вакуумной камеры, что позволяет напылять пленки послойно, без напуска воздуха [40].

Над кремниевой пластиной устанавливается печь для предварительного прогрева подложки. Испаритель представляет собой два электрода, между которыми устанавливается вольфрамовый тигель. При подаче напряжения на электроды под действием тока накала тигель разогревается и вещество, находящееся на нем, испаряется.

Сублимация происходит на установленной над испарителем пластине. Процесс напыления заключался в следующем: между электродами в «карусели» устанавливались два тигля – один с навеской титана  $m(Ti) = 50$  мг, второй с навеской пермаллоя  $m(80 \text{ нхс}) = 110$  мг.

Кремневый диск с готовым штампом для взрывной литографии закреплялся над испарителем в специальном держателе на высоте 40 см. После откачки воздуха из рабочей камеры до  $10^{-5}$  тор начинался прогрев подложки. Заслонка при этом оставалась закрытой. При достижении температуры  $120$  °С (ниже температуры задубливания фоторезиста *AZ Nlof 2035*) через 330 секунд начинался процесс напыления пленок. Сначала наносился слой титана следующим образом: подавался ток на вольфрамовый тигель с навеской при закрытой заслонке, что обеспечивало расплав титана и удаление чужеродных загрязнений. После чего заслонка открывалась, и производился процесс напыления. Затем

заслонка закрывалась, “карусель” перемещалась на тигель с пермаллоем, и весь процесс повторялся аналогично напылению титана [41].

## 2.2 Методы исследования

Полученный массив нанодисков исследовали на магнитооптической установке *NanoMOKE2*. Аппарат изображен на рисунке 12. Установка предназначена для измерения локальных параметров тонких пленок с использованием эффекта Керра.



Рисунок 12 – Вид магнитооптическая установки *NanoMOKE2*

Магнитооптический эффект Керра заключается в том, что при отражении падающего на намагниченный магнетик поляризованного света происходит поворот плоскости поляризации. Рисунок 13 поясняет принцип действия установки для наблюдения доменов с помощью магнитооптического эффекта Керра. На рисунке 13, *a* изображена схема установки.

Свет от источника, проходя поляризатор, поляризуется и, отразившись от полупрозрачного зеркала, падает на образец перпендикулярно его поверхности. Отраженный от поверхности образца поляризованный свет, пройдя полупрозрачное зеркало, попадает на анализатор, который пропускает только компоненту, параллельную оси анализатора [43]. Затем поляризованный свет попадет в окуляр, через который производится визуальное наблюдение.

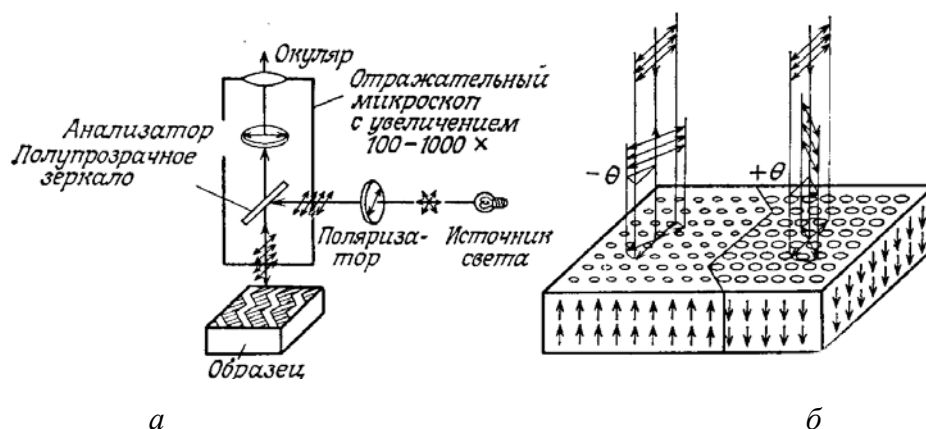


Рисунок 13 – Схема работы установки nanoMOKE2:

- а – установка для наблюдения доменов с помощью магнитооптического эффекта Керра;
- б – поворот плоскости поляризации света, отражённого доменами ферромагнитного образца, ось лёгкого намагничивания которого перпендикулярна поверхности

Если ферромагнитный образец разбит на домены (рис 13, б), в которых направление спонтанной намагниченности перпендикулярно поверхности образца, то благодаря магнитооптическому эффекту Керра в доменах с антипараллельной намагниченностью поворот плоскости поляризации произойдет в противоположных направлениях [42]. Следовательно, изображение домена в отраженном свете будет светлым, если направление поляризации отраженного от него света совпадает с направлением оси пропускания анализатора, и темным в обратном случае.

Если направление намагниченности параллельно поверхности образца, метод не дает результатов. В этом случае для наблюдения доменов с помощью магнитооптического эффекта Керра свет посылают на поверхность образца под углом и используют то обстоятельство, что направление поворота плоскости поляризации зависит от знака проекции вектора намагниченности на направление распространения света (в такой геометрии проявляется меридиональный эффект Керра). Оптическая система, включающая анализатор и окуляр, очевидно, должно быть расположена зеркально-симметрично падающему лучу [44].

При отражении линейного поляризованного света от намагниченной поверхности плоскость поляризации света поворачивается на угол, величина ко-

того зависит от направления намагниченности образца. Вращение плоскости поляризации света при отражении его от поверхности намагниченного ферромагнетика называется магнитооптическим эффектом Керра. В зависимости от взаимного расположения вектора намагничивания в плоскости ферромагнитного образца и плоскости падения света различают полярный, меридиональный и экваториальный эффекты Керра [38, 39, 40].

### 3 Экспериментальные исследования и их обсуждение

Для данного исследования было изготовлено десять серий образцов, в каждой из которых находилось 8 квадратных матриц размером  $4 \times 4$  мм. Пример образца изображен на рисунке 14.

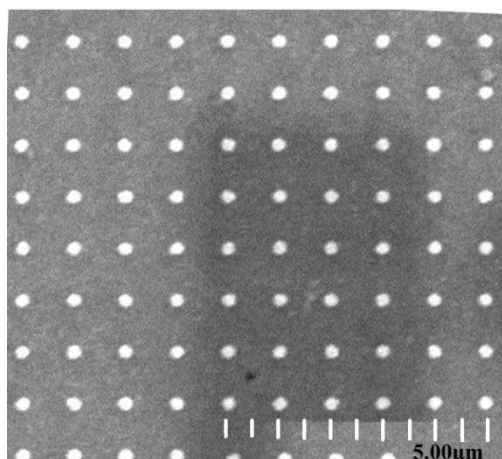


Рисунок 14 – Изображение массива наноточек, полученное с помощью растрового электронного микроскопа

Исследование структуры полученного массива нанодисков проводилось с помощью сканирующей электронной микроскопии. Петли гистерезиса измерялись с помощью магнитооптического эффекта Керра на установке *NanoMOKE2*. Полученные никелевые нанодиски упорядочены в квадратный массив с параметром решетки 1 мкм, диаметром диска 250 нм, толщиной диска 40 нм.

В установке *NanoMOKE2* диаметр светового пятна, значительно превосходит размер диска. Таким образом, измеряемый сигнал представляет собой усредненную петлю гистерезиса массива в соответствии с рисунком 16. Расстояния между дисками недостаточно велико для того, чтобы проявилась магнитная анизотропия массива в плоскости, связанная с диполь-дипольным взаимодействием дисков. Об этом свидетельствуют измерения петель гистерезиса при приложении поля в различных направлениях по отношению к стороне массива. Измеренные петли гистерезиса не показывают достоверных различий. То есть измеряемый массив оказался магнитноизотропным в плоскости.



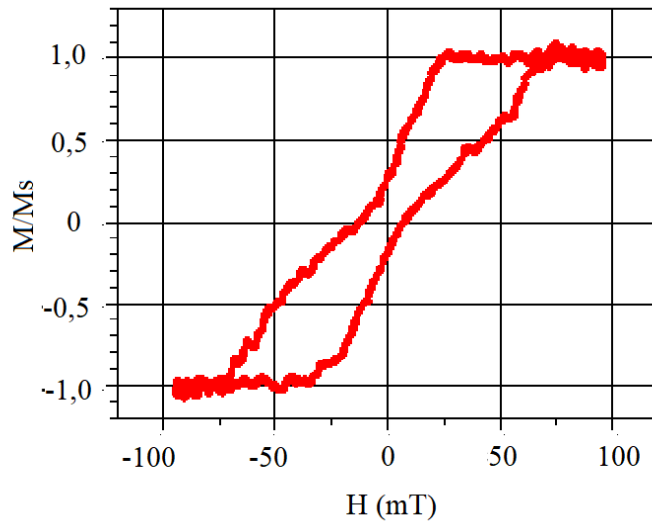


Рисунок 15 – Петля гистерезиса, полученная с помощью магнитооптического эффекта Керра

Таким образом, измеряемую петлю гистерезиса можно рассматривать, как усредненный отклик одного диска.

Экспериментальная петля гистерезиса никелевого диска в поле, приложенном в его плоскости, в соответствии с рисунком 17, характеризуется особенностями, отражающими переходы (1) и (2), продемонстрированные на рисунке 17 между вихревым и однородным состоянием намагниченности.

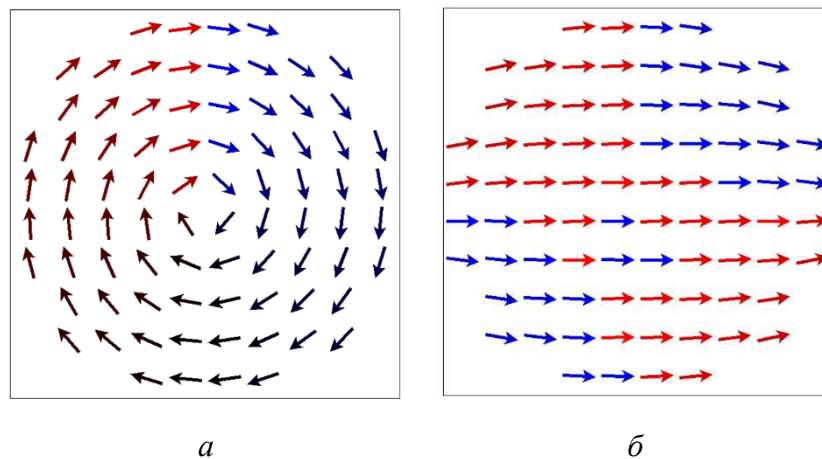


Рисунок 16 – Распределение вектора намагниченности: *a* – вихревое состояние; *б* – однодоменное состояние

На рисунке 17 можно увидеть, что экспериментально наблюдаемый переход на участке (2) резко отличается от перехода, полученного микромагнитным моделированием. Расчет выполнен для модели структурно-однородного диска. Если предположить, что исследуемый напыленный диск структурно однороден, то следует ожидать совпадения расчетной и экспериментальной петли. Однако на рисунке 17 на участке (2) этого не наблюдается. Неоднородность, приводящая к такому расхождению, может быть связана с поликристаллическим строением нанодисков. Далее мы проверим эту гипотезу.

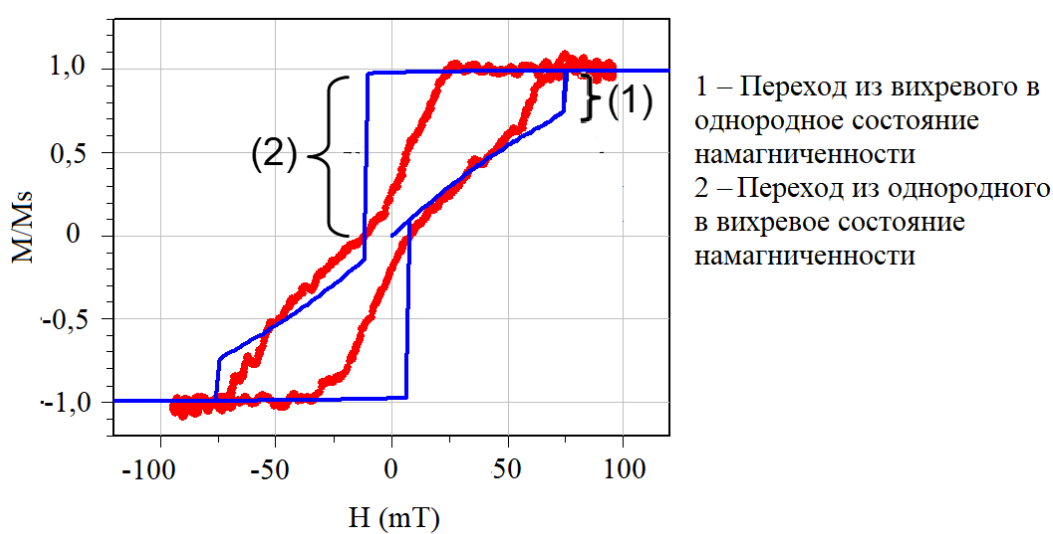


Рисунок 17 – Петли гистерезиса: красная линия – эксперимент (*NanoMOKE2*); синяя линия – микромагнитное моделирование (модель однородного диска)

### 3.1 Исследование формы и структуры нанодиска

Технологически запланированные размеры дисков составляли: диаметр 250 нм, толщина 40 нм. Диск напыляли в виде сэндвича *Au/Ni/Au*, где на под-слой и покрывающий слой *Au* должно приходиться по 5 нм, толщина слоя *Ni* должна составлять 30 нм. Изображение, полученное с помощью растрового электронного микроскопа, подтверждает, что диаметр действительно составляет 250 нм. Для исследования толщины и поликристаллического строения диска были проведены исследования поперечного сечения диска на просвечивающем

электронном микроскопе. На рисунке 18 изображен срез одного из дисков. Толщина *Ni* согласно рисунку 18 также соответствует технологическому регламенту, хотя слои *Au* довольно неоднородные и, по-видимому, не сплошные.

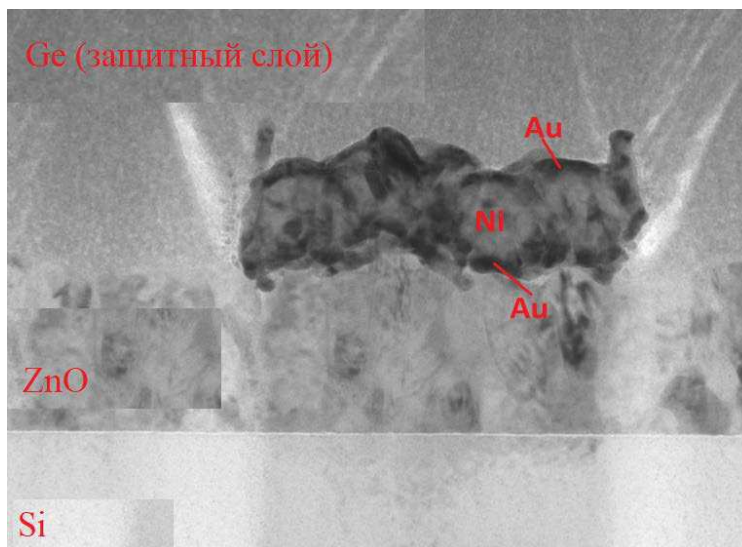


Рисунок 18 – Изображение среза нанодиска полученное с помощью растрового электронного микроскопа

Кроме того, эти срезы показывают, что диск имеет поликристаллическое строение. Для дальнейшего построения микромагнитной модели мы будем принимать, что диск имеет форму цилиндра и содержит определенное количество кристаллитов. Для количественного расчета количества зерен, приходящихся на один нанодиск оценим размер одного кристаллита. Достаточно контрастно кристаллиты различимы на рисунке 20. Высота никелевого слоя здесь приблизительно равна 30 нм, а размер зерен ( $l$ ) находится в интервале от 10 нм до 30 нм. Кроме того, видно, что по толщине диска укладывается примерно один кристаллит.

Исходя из полученных данных, можно оценить количество кристаллов в объеме нанодиска.

$$N = \frac{\pi \cdot D^2}{4 \cdot (l^2)}, \quad (18)$$

где  $N$  – количество зерен в объеме одного нанодиска;

$D$  – диаметр нанодиска;

$l$  – размер одного кристалла.

Оценка по формуле 18, дает количество зерен, приходящихся на один нанодиск в интервале от 45 до 165.

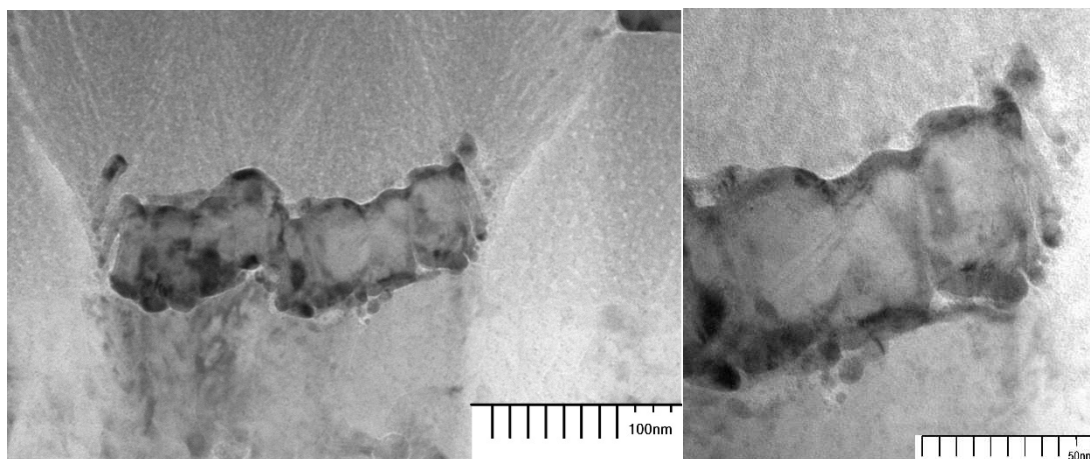


Рисунок 19 – Срез нанодиска произведенный на гильотинной установке

### 3.2 Микромагнитное моделирование

При построении микромагнитной модели диска мы используем полученную информацию о его поликристаллическом строении (размеры кристаллитов, их количество и т.д.). В моделировании диск  $Ni$  имеет форму цилиндра с диаметром 250 нм и толщиной 30 нм. Для постановки микромагнитной проблемы будем считать, что среднее количество зерен во всех нанодисках равняется 100 (середина оцененного доверительного интервала).

Микромагнитное моделирование производится методом конечных разностей в программном пакете *OOMMF*. В программе устанавливали следующие параметры, характерные для поликристаллического никеля: константа обменного взаимодействия  $A = 0.7 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ , намагниченность  $M_s = 0.5 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ , константа магнитной анизотропии  $K = 1 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ . Размер элементарной ячейки устанавливался  $5 \times 5 \times 5 \text{ нм}$ .

Для учета в модели поликристаллической структуры нанодисков генерировались случайные системы полиэдров, примеры которых даны на рисунке 20. Эти изображения далее использовались как маска для микромагнитной проблемы. Различным оттенкам цвета полиэдра в программе сопоставлялась определенная ориентация оси легкого намагничивания. Нормировка оттенков проведена так, чтобы оси легкого намагничивания были в среднем однородно ориентированы по углу. То есть поликристаллическое строение диска предполагается полностью безтекстурным.

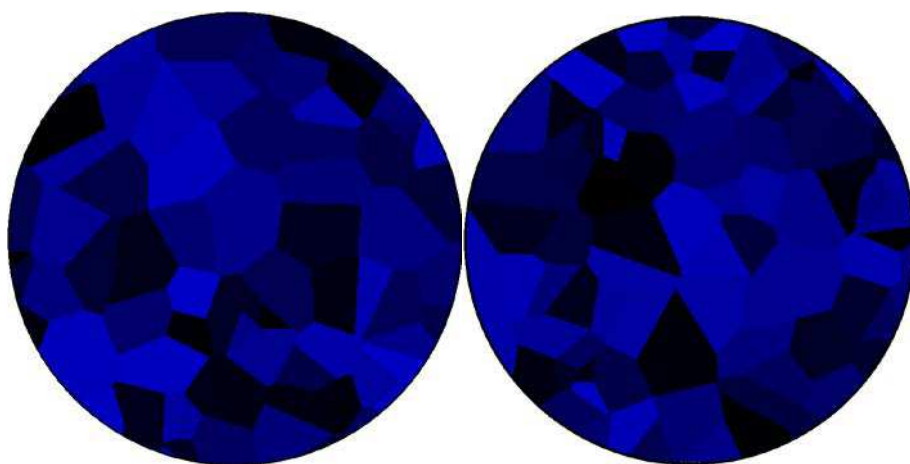


Рисунок 20 – Изображения нанодисков с различными наборами полиэдров

Отметим, некоторые важные особенности, показанные на рисунке 20. В определенной выборке полиэдров (которая всегда содержит 100 многогранников) мы имеем уникальный набор полиэдров различных как по форме, так и по размерам. Количество кристаллитов равное 100 не достаточно для того, чтобы считать эту выборку релевантной.

На рисунке 21 изображена петля гистерезиса полученная микромагнитным моделированием на диске с одной из 30 предварительно сгенерированных поликристаллических структур.

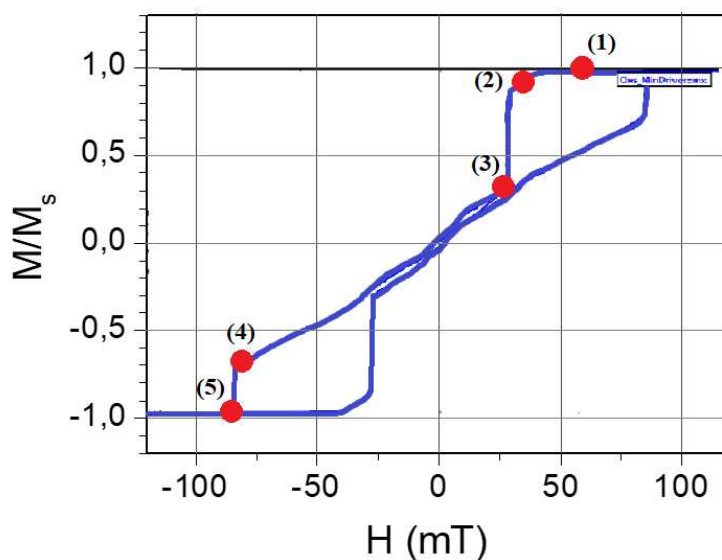


Рисунок 21 – Петля гистерезиса и распределение вектора намагниченности в вихревом состоянии в нанодиске, полученные микромагнитным моделированием

Изначально (расчет начинается от поля  $100 \text{ mT}$ ) диск находится в однодоменном состоянии (точка 1). После уменьшения поля до критического значения наблюдается скачек (точки 2, 3), в результате которого зарождается вихрь намагниченности (точка 3). Далее с уменьшением поля до отрицательных значений ядро магнитного вихря смещается к границе диска. При достижении им края диска (точка 4) вихрь коллапсирует и формируется однодоменное состояние (точка 5).

Исследование магнитной структуры микромагнитным моделированием показало, что во всех нанодисках процесс перемагничивания происходит посредством образования вихря. На рисунке 22 для примера приведены петли магнитного гистерезиса, на которых отчетливо видны участки с резким изменением величины намагниченности, которые возникают вследствие зарождения вихревого состояния.

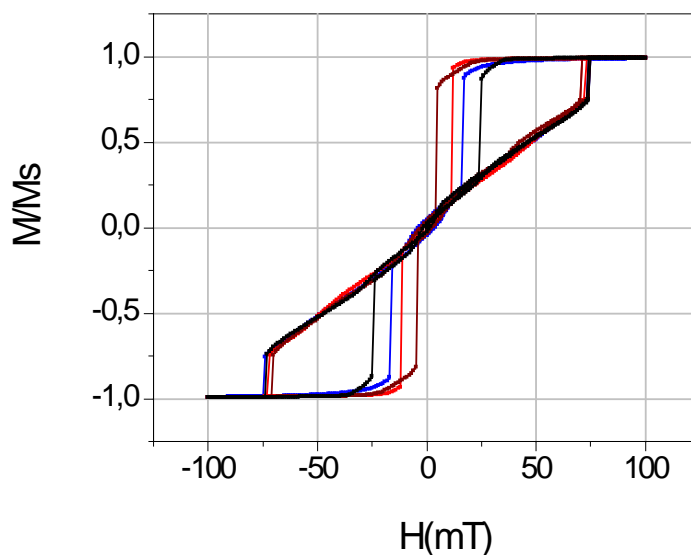


Рисунок 22 – Петли магнитного гистерезиса, полученные микромагнитным моделированием

Из результатов моделирования, виден диапазон полей в котором осуществляется резкое изменение величины намагниченности исследуемых нанодисков. На рисунке 23, показана диаграмма значений полей зарождения магнитного вихря для всех петель гистерезиса.

Анализируя полученные данные, можно сказать, что в диапазоне полей намагниченности от 0 до 25  $mT$  моменты зарождения вихря распределены равномерно.

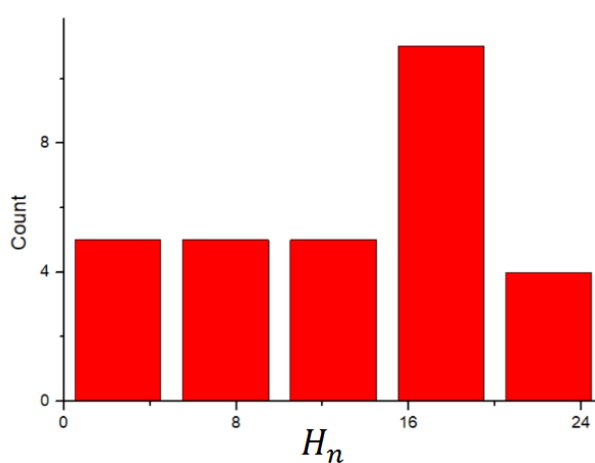


Рисунок 23 – Распределение полей зарождения (в единицах  $mT$ ) вихревых состояний для различных  $Ni$  нанодисков

Расчетная петля магнитного гистерезиса, которую следует сравнивать с экспериментальной петлей, является результатом усреднения частных петель  $m(H, H_n^i)$ , полученных для отдельных выборок кристаллитов. Усреднение таких петель с учетом однородного распределения поля скачка  $f(H_n)$ , соответствующего зарождению вихря намагниченности выполнено как:

$$m_u(H) = \frac{\sum_{i=1}^N m(H, H_n^i) \cdot f(H_n^i)}{\sum_{i=1}^N f(H_n^i)}, \quad (19)$$

где  $m(H, H_n^i)$  – намагниченность частных петель;

$H_n$  – намагниченность в момент скачка поля.

Суммирование производилось по 30 рассчитанным петлям гистерезиса.

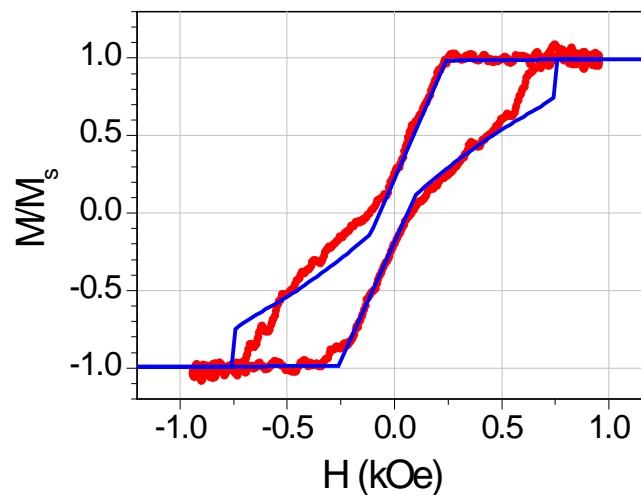


Рисунок 25 – Соответствие петлей гистерезиса: красная линия – эксперимент (*NanoMOKE2*), синяя линия – микромагнитное моделирование с учетом усреднения по дискам различными выборками кристаллитов

Расчетная петля, данная на рисунке 25 хорошо согласуется с экспериментальной петлей на участке (2). Таким образом, модель поликристаллического строения нанодиска позволяет добиться соответствия с экспериментальной петлей. Отметим, что модель однородного диска предсказывает однородное со-



стояние намагниченности вблизи нулевого поля (рис. 18), при котором  $\frac{M}{M_s} \approx 1$ . Экспериментальная петля указывает, что основное состояние диска при данных полях является вихревым ( $\frac{M}{M_s} \ll 1$ ). Таким образом, установленный эффект поликристаллического строения позволяет правильно предсказать состояние намагниченности в малом поле, что критически важно для приложений нанодиска, как магнитного функционального элемента.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено численное исследование влияния поликристаллического строения магнитного нанодиска на особенности петли магнитного гистерезиса на примере нанодисков никеля.

1 Показано, что экспериментальная петля гистерезиса никелевого диска содержит участки, отсутствующие в петле, рассчитанной в модели однородного диска.

2 Установлено, что никелевые диски диаметром 250 нм и толщиной 30 нм, полученные методом взрывной литографии, характеризуются поликристаллическим строением. При этом на один диск приходится приблизительно 100 кристаллитов.

3 Численное моделирование петель гистерезиса поликристаллических дисков выявило, что различные выборки кристаллитов приводят к значительной вариации поля скачка на кривой намагничивания, связанного с переходом от однородного к вихревому состоянию намагниченности.

4 Петля магнитного гистерезиса, полученная усреднением частных петель, хорошо согласуется с экспериментальной петлей. Модель поликристаллического строения нанодиска позволяет не только добиться соответствия с экспериментальной петлей, но и правильно предсказать состояние намагниченности диска в малом магнитном поле.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Fontana R. E., Hetzler S. R. Magnetic memories: Memory hierarchy and processing perspectives // *Journal of Applied Physics*. - 2006. – Vol. 99. - 08N902
- 2 Bussmann K., Prinz G. A., Cheng S.-F., Wang D. Switching of vertical giant magnetoresistance devices by current through the device // *Applied Physics Letters*. – 1999. – Vol. 75. – P. 2476
- 3 Rozhkova E. A., Novosad V., Kim D. H. Ferromagnetic microdisks as carriers for biomedical applications // *Journal of Applied Physics*. – 2009. - Vol. 105. - P. 07B306
- 4 Lift-off processes with photoresists [Электронный ресурс] – 2013. – Режим доступа: [www.microchemicals.com/downloads/application\\_notes.html](http://www.microchemicals.com/downloads/application_notes.html)
- 5 Rai-Choudhury P. Handbook of microlithography, micromachining and microfabrication / SPIE. -1997. - Chapter 2
- 6 Landau L. D., Lifshitz E. M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*.- 1935. –Vol. 8. - P. 153
- 7 Scholz W., Gusliencko K.Yu., Novosad V., Suess D., Schrefl T. Micromagnetic simulation of the pinning and depinning process in permanent magnets // *JMMM*. – 2003. –Vol. 266. –P. 155–163
- 8 Wachowiak A., Wiebe J., Bode M., Pietzsch O., Morgenstern M., Wiesendanger R. Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores // *Science*. – 2002. - Vol. 298. - P. 577
- 9 Raabe J., Pulwey R., Sattler R., Schweinbock T., Zweck J., Weiss D. Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks // *Journal of Applied Physics*. 2000. – Vol. 88. – P. 4437
- 10 Gusliencko K. Y., Lee K.-S., Kim S.-K. Dynamic origin of vortex core switching in soft magnetic nanodots // *Physical Review Letters*. – 2008. –Vol. 100. – 027203

11 Youn-Seok Choi , Myoung -Woo Yoo ,Ki-Suk Lee, Young-Sang Yu, Hyunsung Jung, and Sang-Koog Kim. Out-of-plane current controlled switching of the fourfold degenerate state of a magnetic vortex in soft magnetic nanodots // Applied Physics Letters. – 2010. –Vol. 96. – 072507

12 Shinjo T., Okuno T., Hassdorf R., Shigeto K., and Ono T., Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy //Science. – 2000. – Vol. 289. – P. 930

13 Gusliencko K. Y. Magnetic vortex state stability reversal and dynamics in restricted geometries //Journal of Nanoscience and Nanotechnology. – 2008. – Vol. 8. – P. 2745

14 Gusliencko K. Y., Novosad V., Otani Y., Shima H., and Fukamichi K. Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks //Applied Physics Letters. – 2001. - Vol. 78, - No. 24, - P. 3848

15 Gusliencko K., Novosad V., Otani Y., Shima H., and Fukamichi K., Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays// Physical Review B. - 2001. - Vol. 65. – 024414

16 Pigeau B., De Loubens G., Klein O., Riegler A., Lochner F., Schmidt G., Molenkamp L. W., Tiberkevich V. S., and Slavin A. N. A frequency-controlled magnetic vortex memory // Applied Physics Letters. – 2010. - Vol. 96. –No. 13.

17 Gusliencko K. Y. and Novosad V. Vortex state stability in soft magnetic cylindrical nanodots // Journal of Applied Physics. – 2004. – Vol. 96. – P. 4451

18 Van Waeyenberge B., Puzic A., Stoll H., Chou K. W., Tylliszczak T., Hertel R., Faehnle M., Brueckl H., Rott K., Reiss G., Neudecker I., Weiss D., Back C. H., and Schuetz G., Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field // Nature. – 2006. – Vol. 444. - P. 461

19 Buess M., Hollinger R., Haug T., Perzlmaier K., Krey U., Pescia D., Scheinfein M. R., Weiss D., and Back C. H. Fourier transform imaging of spin vortex eigenmodes // Physical Review Letters. – 2004. - Vol. 93. – 077207.

20 П. Д. Ким, В. А. Орлов, Р. Ю. Руденко, В. С. Прокопенко, И. Н. Орлова, С.С.Замай, Коллективная динамика магнитных вихрей в массивах, взаимо-

действующих наноточек // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. - 2015. - Т. 101. – С. 620.

21 П. Д. Ким, В. С. Прокопенко, В. А. Орлов, Р. Ю. Руденко, Т. В. Руденко, Б. В. Васильев, В.П. Живаев, Т.А.Ким. Магнитные структуры пермаллоевых пленочных микропятен // Доклады академии наук. - 2015. - Т. 463, - С. 28-31.

22 П. Д. Ким, В. А. Орлов, В. С. Прокопенко, С. С. Замай, В. Я. Принц, Р. Ю. Руденко, Т. В. Руденко. О низкочастотном резонансе магнитных вихрей в микро и нанопятнах. // Физика твердого тела. - 2015. - Т. 57. – С. 29.

23 В.И. Корнеев, А.Ф. Попков, М. Ю. Чиненков, Стационарные состояния намагниченности тонкого магнитного слоя наностолбчатой многослойной структуры при действии спин-поляризованного тока и магнитного поля //Физика твердого тела. - 2009 – Vol. 51. - 1. - Р. 118

24 Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии: Учебное пособие для студентов старших курсов /Институт физики микроструктур РАН. - Нижний Новгород, - 2004. - 114 с

25 Б.А. Иванов, Д.Д. Шека. Вихри в конусной фазе классического квазидвумерного ферромагнетика // ФНТ – 1995. – Vol. 21. - 11. - Р. 1148

26 Воронов В.П., Иванов Б.А., Косевич А.М, Двухмерные топологические солитоны в магнетиках // Журнал экспериментальной и теоретической физики – 1983. - Vol. 84. - Р. 148

27 В.П. Кравчук, Д.Д. Шека. Тонкий ферромагнитный нанодиск в поперечном магнитном поле // Физика твердого тела – 2007. – Vol. 49. – 10. – Р. 1834

28 А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. / Мир, М. –1977. 308 с

29 В. С. Прокопенко, Г. Г. Васильев, В. П. Иванов. Доменные структуры плёночных микропятен.//«Магнитные плёнки» (труды VI международного коллоквиума по тонким магнитным плёнкам), Минск, - 1974 - с. 212-216

30 Choe S.-B., Acremann Y., Scholl A., Bauer A., Doran A., Stohr J., Padmore H. A., Vortex core-driven magnetization dynamics // Science – 2004. - Vol. 304. - Р.

31 Ivanov B. A., Avanesyan G. G., Khvalkovskiy A. V., Kulagin N. E., Zaspel C. E., Zvezdin K. A., Non-newtonian dynamics of the fast motion of a magnetic vortex // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, – 2010 - Vol. 91. No. 4. - P. 178

32 Cherepov S. S., Koop B. C., Korenivski V., Worledge D. C., Galkin A. Yu., Khymyn R. S., Ivanov B. A., Core-core dynamics in spin vortex pairs // Physical Review Letters. – 2012. – 109. – 097204

33 Kim P. D., Orlov V. A., Prokopenko V. S., Zamai S. S., Prints V. Ya., Rudenko R. Yu., Rudenko T. V., On the Low-frequency resonance of magnetic vortices in micro- and nanodots // Physics of the Solid State. – 2015. - Vol. 57. - P. 30

34 Ki-Suk Lee and Sang-Koog Kim, Two circular-rotational eigenmodes and their giant resonance asymmetry in vortex gyrotropic motions in soft magnetic nanodots // Physical Review B. – 2008. - Vol. 78. – 014405

35 Denysenkov V. P. Grishin A. M., Reliable low-power control of ultrafast vortex- core switching with the selectivity in an array of vortex states by in-plane circular- rotational magnetic fields and spin-polarized currents // Applied Physics Letters. – 2003. - Vol. 74. - P. 3400

36 Bader S. D., Opportunities in nanomagnetism // Reviews of Modern Physics. – 2006. - Vol. 78. - P. 87

37 Pribiag V. S., Krivorotov I. N., Fuchs G. D., Braganca P. M., Ozatay O., Sankey J. C., Ralph D. C., Buhrman R. A., Magnetic vortex oscillator driven by d.c. spin- polarized current // Nature Physics. – 2007. - Vol. 3. - P. 498

38 Loubens G. de, Riegler A., Pigeau B., Lochner F., Boust F., Gusliencko K. Y., Hurdequint H., Molenkamp L. W., Schmidt G., Slavin A. N., Tiberkevich V. S., Vukadinovic N., Klein O., Bistability of vortex core dynamics in a single perpendicularly magnetized nanodisk // Physical Review Letters – 2009. - Vol. 102. - P. 177602

40 Park J. P., Crowell P. A., Interactions of spin waves with a magnetic vortex // Physical Review Letters. – 2005. - Vol. 95. – 167201

41 Kim S. -K., Lee K. -S., Yu Y. -S., Choi Y. -S., Reliable low-power control of ultrafast vortex-core switching with the selectivity in an array of vortex states by in-plane circular-rotational magnetic fields and spin-polarized currents // Applied Physics Letters. – 2008. - Vol. 92. – 022509

42 Zhu X., Metlushko V., Grutter P. Freeman M. R., Broadband spin dynamics of the magnetic vortex state: Effect of the pulsed field direction, // Physical Review B. – 2005. - Vol. 71. - P. 180408

43 Awad A. A., Guslienko K. Y., Sierra J. F., Kakazei G. N., Metlushko V., Aliev F.

44 G. Precise probing spin wave mode frequencies in the vortex state of circular magnetic dots // Applied Physics Letters. – 2010. - Vol. 96. - P. 012503

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение  
высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Политехнический институт  
Кафедра Материаловедения и технологии обработки материалов

УТВЕРЖДАЮ  
Заведующий кафедрой  
В.И. Темных  
*(подпись)*

« \_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2019 г.

**БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА**

**Направление 22.04.03.01 «Материаловедение и технология материалов»**

**Моделирование магнитных свойств ферромагнитных наноэлементов**

Научный руководитель

*(Подпись, дата)*

С.В. Комогорцев

Выпускник

*(Подпись, дата)*

А.А. Мохов

Нормоконтроль

*(Подпись, дата)*

Л.А. Свечникова

Красноярск 2019