

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.611.3:539.216.2

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ
НА СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР НАМАГНИЧЕННОСТИ

© 2021 г. Л. Г. Корзунин^{а, *}, И. М. Изможеров^{а, б}

^аИнститут физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

^бУральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

*e-mail: KorzuninLG@mail.ru

Поступила в редакцию 02.07.2020 г.

После доработки 12.09.2020 г.

Принята к публикации 31.10.2020 г.

В работе содержится обзор существующих микромагнитных моделей взаимодействия структур намагниченности с неоднородностями, обладающими различными магнитными свойствами и геометрией. Основное внимание уделяется моделям взаимодействия доменных границ с дефектами в тонких магнитных пленках. Также дается краткий обзор исследований магнитных структур, связанных с неоднородностями систем, интенсивно изучаемых в настоящее время. В число таких систем входят массивы антиточек в пленках пермаллоя, кобальта и композитных пленках, скирмионы и скирмионные решетки, материалы с зернистой и пористой структурой.

Ключевые слова: микромагнитное моделирование, дефекты, доменные границы, скирмионы, анти-точки

DOI: 10.31857/S0015323021030098

ВВЕДЕНИЕ	183
1. Моделирование взаимодействия доменных границ с дефектами	185
1.1. Поля отрыва и асимметричный пиннинг	185
1.2. Экспериментальное подтверждение асимметричного пиннинга	189
1.3. Смещенные петли гистерезиса и коэрцитивная сила	189
2. Микромагнитное моделирование образцов, содержащих массивы антиточек	193
3. Взаимодействие скирмионных состояний с дефектами	198
4. Моделирование композитных и пористых материалов	200
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	207
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	209

ВВЕДЕНИЕ

Одним из крупных направлений исследований магнитной подсистемы ферромагнитных материалов является изучение влияния неоднородностей на статические и динамические свойства доменных границ (далее ДГ). Помимо ДГ рассматриваются и другие устойчивые топологические структуры распределения намагниченности (например, блоховские линии и сингулярные (блоховские) точки [1, 2]). Открытие эффекта Баркгаузена [3] стало одним из начальных стимулов

к изучению природы взаимодействия доменной структуры с дефектами кристаллической решетки.

Феноменологическая теория намагниченности ферромагнетика сформулирована Ландау и Лифшицем [4]. Она опирается на квазиклассический подход, когда характерный масштаб изменения намагниченности значительно больше атомного (ввиду доминирования на масштабах постоянной решетки обменного взаимодействия), но в то же время мал с макроскопической точки зрения. Это позволяет рассматривать намагниченность как континуальное векторное поле. Статическое распределение этого поля определяется уравнением Эйлера для функционала энергии:

$$E = \iiint_V (w_a + w_m + w_e + w_z) dV; \quad (1)$$

$$w_m = -\frac{1}{2} M_s (\mathbf{mH}^{(m)}); \quad (2)$$

$$w_e = A \left\{ \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} \right)^2 \right\}; \quad (3)$$

$$w_a = -K (\mathbf{km})^2, \quad (4)$$

$$w_z = -M_s (\mathbf{mH}), \quad (5)$$

где \mathbf{M} – векторное поле распределения магнитного момента (намагниченности); $|\mathbf{M}| = M_s$ – намагниченность насыщения; $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$ – нормированный вектор намагниченности; K – константа од-

ноосной анизотропии; A – обменный параметр; $\mathbf{H}^{(m)}$ – поле рассеяния, рассчитываемое как решение уравнений магнитостатики с обычными граничными условиями; \mathbf{H} – внешнее магнитное поле.

В той же работе были сформулированы уравнения динамики магнитного момента во внешнем поле. С одной стороны, они опираются на подход классической аналитической механики: левая часть и первое слагаемое правой части могут быть получены из уравнения Пуассона для магнитного момента. С другой стороны, вводится дополнительное слагаемое, определяющее диссипацию с сохранением модуля вектора намагниченности:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -|\gamma| [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right]. \quad (6)$$

Здесь второе слагаемое с постоянной диссипации α записано в форме, введенной Гильбертом; γ – гиромагнитное отношение; $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta E}{\delta \mathbf{m}}$ – эффективное поле. Данное уравнение в общем случае является интегро-дифференциальным и его аналитическое решение возможно лишь в отдельных частных случаях. В ряде случаев хорошим приближением является решение модельной задачи о равномерном движении в среде неизменной во времени (недеформируемой) структуры намагниченности. Математически такое приближение выражается в том, что намагниченность зависит только от координат в реальном трехмерном пространстве, а сама координата, в свою очередь, – от времени:

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)). \quad (7)$$

Здесь $\mathbf{R}(t)$ – координата центра масс рассматриваемой структуры (например, центр вихревого распределения). Тогда производная по времени выражается следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{r}} \frac{d\mathbf{R}}{dt} = -\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{V}, \quad (8)$$

где $\mathbf{V} = \frac{d\mathbf{R}}{dt}$ – скорость движения структуры. Выражая из (6) \mathbf{H}_{eff} и подставляя (8) в (6), получим уравнение Тила [2, 5], определяющее баланс сил, действующих на рассматриваемую структуру намагниченности:

$$[\mathbf{G} \times \mathbf{V}] + \hat{\mathbf{D}}\mathbf{V} + \mathbf{F}_{\text{ext}} = 0; \quad (9)$$

$$G_i = -\frac{M_s}{2|\gamma|} \varepsilon_{ijk} \int dV \left[\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial r_j} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial r_k} \right] \mathbf{m}; \quad (10)$$

$$D_{ij} = -\frac{\alpha M_s}{|\gamma|} \int dV \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial r_i} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial r_j}, \quad (11)$$

где G_i – компоненты гиротропного вектора \mathbf{G} ; D_{ij} – компоненты тензора диссипации $\hat{\mathbf{D}}$; \mathbf{F}_{ext} – внешняя сила, действующая на структуру намагниченности; ε_{ijk} – символ Леви–Чивиты.

Данный подход к описанию магнитной подсистемы получил название микромагнетизма [6]. Он позволил в рамках теоретических исследований трактовать понятие “дефекта” в модельном виде как области образца (объемной или поверхностной), которая отличается значениями феноменологических материальных параметров: констант обмена и анизотропии, намагниченности насыщения. При этом в рамках модели причину возникновения дефекта на уровне кристаллической структуры можно не конкретизировать.

Одной из первых в ряду таких исследований является работа Нееля [7]. Гуденаф [8] исследовал модель поликристаллического ферромагнетика и влияние границ зерен на гистерезисные кривые. Ахарони и коллеги [9] предложили теоретический подход к изучению асимметричных петель гистерезиса, открытых Майкельджоном и Бином [10] в сэндвич-структурах ферромагнетик-антиферромагнетик. После открытия аморфных сплавов была построена их микромагнитная теория с учетом магнитострикционных членов в полной энергии магнетика [11]. Была построена теория коэрцитивной силы, возникающей благодаря закреплению ДГ на дефекте, для простейшего случая одномерной 180° ДГ [12, 13].

Во второй половине 20-го века увеличение вычислительной мощности ЭВМ позволило привлечь их к численному решению уравнений микромагнетизма. Микромагнитное моделирование позволило существенно уточнить представления о возможных типах доменных структур ферромагнетика. С другой стороны, стали широко применять тонкие пленки с цилиндрическими магнитными доменами (ЦМД), нанодиски с вихревой структурой намагниченности, доменные структуры нанополос (нанострайпов) и другие образцы ограниченной геометрии. Это вызвало интерес к изучению новых типов топологических структур поля намагниченности и существенно расширило круг постановок задач, связанных с наличием дефектов. Особый интерес представляет возможность управления движением ДГ, скирмионов и других топологических объектов при помощи искусственно созданных “дефектов”. В первую очередь эта возможность связана с явлением “пиннинга” (закрепления) таких структур на дефектах, а также с генерацией и аннигиляцией магнитных структур.

На сегодняшний день возможности микромагнитного моделирования расширяются. В частности, наличие общедоступных программных пакетов [14, 15], предназначенных для трехмерных статических и динамических расчетов, позволяет решать

широкий спектр задач, связанных с описанием влияния дефектов различных типов на структуру и динамику намагниченности.

К такого рода задачам относятся:

1. Моделирование взаимодействия доменных границ с дефектами.
2. Моделирование структуры распределений намагниченности и процесса перемагничивания образцов, содержащих так называемые антиточки (antidots) — искусственно созданные цилиндрические полости внутри ферромагнитного образца, например, тонкой магнитной пленки.
3. Моделирование устойчивости, магнитной структуры и динамики скирмионов и скирмионных решеток в присутствии дефектов различного типа.
4. Моделирование процесса перемагничивания зернистых, пористых и композитных материалов.

Данная статья предлагает обзор разработанных к настоящему времени микромагнитных моделей для систем с неоднородностями (“дефектами” различного типа), влияющими на статические свойства и динамику устойчивых структур поля намагниченности.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДОМЕННЫХ СТЕНОК С ДЕФЕКТАМИ

1.1. Поля отрыва и асимметричный пиннинг

Актуальность изучения взаимодействия ДГ с пространственными неоднородностями магнитной среды несомненна из-за связи этого взаимодействия с реально наблюдаемыми в ферромагнетиках явлениями (например, гистерезисными). Задача о влиянии указанного взаимодействия на магнитные характеристики ферромагнитных материалов была поставлена достаточно давно, и на этом пути были достигнуты существенные успехи (см., например, работу Л. Нееля [7] о влиянии дефектов на коэрцитивную силу, а также работу Дж. Гудинафа [8] по теории возникновения доменов и коэрцитивной силы).

Однако во всех существовавших теориях фактически не учитывали роль внутренней структуры доменных границ в изучаемых явлениях. Такое приближение можно считать достаточно хорошим, если речь идет о массивных образцах. Но в настоящее время активно изучают и используют на практике тонкие магнитные пленки. В пленках, как и в других образцах ограниченных размеров, влияние поверхности на структуру ДГ, а следовательно, и на гистерезисные свойства ферромагнетиков становится очень важным. Игнорирование конкретного распределения намагниченности в доменных стенках может приводить к недопонима-

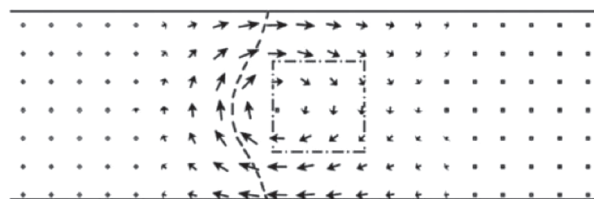


Рис. 1. Фрагмент распределения намагниченности, соответствующего закреплению вихревой доменной границы возле дефекта с $M_{s1} = 1200$ Гс. Стрелки соответствуют проекции поля \mathbf{m} (распределения намагниченности) на плоскость $xу$. Штриховой линией показана линия уровня $m_z = 0$, штрихпунктирной — область дефекта.

нию физической картины их взаимодействия с дефектами.

Заметим, что учет реальной структуры ДГ при рассмотрении гистерезисных свойств магнитных пленок стал возможным совсем недавно. Большую роль здесь сыграло появление и быстрое развитие методов численного микромагнитного моделирования. Следовательно, появилась возможность получения новых данных о свойствах ДГ в условиях пространственной неоднородности магнитных параметров вещества.

Некоторые результаты удается получить аналитическими методами [17]. Еще в классической работе [7] было выделено два случая: размер неоднородности намного превышает ширину ДГ или это величины одного порядка. Во втором случае особенно важным становится учет внутреннего распределения намагниченности \mathbf{M} в ДГ. Учет лишь одномерной модели распределения \mathbf{M} является хорошим приближением для образцов большого объема, когда можно не учитывать поверхностные эффекты [7, 8]. В случае же, когда влияние поверхности ферромагнетика надлежит учитывать (тонкие пленки, нанострайпы), зачастую требуется использовать двух- и трехмерные модели распределения \mathbf{M} . Ясно, что применение этих моделей распределения намагниченности может дать существенно новые результаты. Таких исследований в данной области пока проведено мало.

В [16] для случая магнитной пленки с плоскостной анизотропией было исследовано динамическое взаимодействие вихревых доменных границ с трехмерной цепочкой локальных кубических объемов с повышенными константой анизотропии K и намагниченностью насыщения M_s .

Геометрию рассматриваемой в [16] задачи иллюстрируют рис. 1, 2. Расчетная область в форме прямоугольника соответствует сечению магнитной пленки плоскостью, перпендикулярной оси легкого намагничивания (направлению оси z). В центральной части расчетной области существует

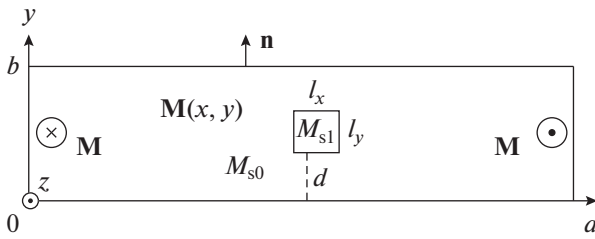


Рис. 2. Геометрия задачи, заданная в работе [16]. Расчетная область в форме прямоугольника соответствует сечению магнитной пленки плоскостью, перпендикулярной оси легкого намагничивания. В центральной части расчетной области существует “дефект” прямоугольного сечения $l_x \times l_y$ с повышенным значением намагниченности насыщения.

“дефект” прямоугольного сечения $l_x \times l_y$ с повышенным значением намагниченности насыщения. Ось y направлена вдоль нормали \mathbf{n} к поверхности пленки. Обозначим размеры расчетной области вдоль осей x и y соответственно a и b (b – толщина пленки).

В работе [16] изучается закрепление вихревых ДГ в ферромагнитных пленках с плоскостной анизотропией, содержащих область с повышенным значением M_s . Установлена анизотропия величины поля отрыва ДГ при включении внешнего поля в разных направлениях. Выбор параметров задачи был связан с ориентацией исследований на реально существующую ситуацию [18] в магнитно-мягких нанокристаллических лентах на основе Fe и Co.

В [16] было установлено, в частности, что на процесс прохождения движущейся границей цепочки дефектов или отражения от нее большое влияние оказывают инерционные свойства доменной границы. Кроме того, было обнаружено новое явление: закрепление (“пиннинг”) доменной границы возле области с повышенными M_s и K . При этом была предсказана анизотропия полей отрыва границы при включении внешнего магнитного поля в противоположных направлениях.

Это говорит о возможности существования сдвига петель гистерезиса, не связанного с обычно рассматриваемой однонаправленной анизотропией, которая обусловлена механизмом ферро-антиферромагнитного взаимодействия в пленках или дисперсных средах. Не исключена связь полученных в [16] закономерностей со смещением петель гистерезиса относительно нулевого поля. Такое смещение наблюдалось в магнитно-мягких лентах [18], в аморфной матрице которых имеются магнитно-твердые образования.

Стала очевидной необходимость более подробного исследования пиннинга вихревой границы, в частности, установление роли в нем не-

однородности различных магнитных параметров в отдельности.

В работе [20] исследовано закрепление (“пиннинг”) вихревых ДГ, существующих в ферромагнитных пленках с плоскостной анизотропией, на области с *повышенным* значением намагниченности насыщения. Исследованы также зависимости структуры границы и полей отрыва в разных направлениях от размеров области с пониженной намагниченностью насыщения, а также от толщины пленки. Установлены физические причины полученных закономерностей.

Еще раз акцентируем, что “дефект” трактуется в данных работах как область неоднородности магнитных параметров – намагниченности насыщения M_s и константы одноосной анизотропии K . Эти параметры могут иметь повышенное или пониженное значение по сравнению с материалом пленки. Область дефекта – как правило, прямоугольный параллелепипед или совокупность параллелепипедов.

Методом исследования было численное микромагнитное моделирование в двухмерной модели распределения намагниченности. Двухмерные расчеты, как правило, быстрее, чем трехмерные, приводят к окончательному результату. Кроме того, целесообразным являлось упрощение постановки задачи с целью получения ключевых закономерностей при рассмотрении нового явления.

Обнаружено явление *асимметричности* пиннинга ДГ. Величины полей отрыва закрепленной ДГ оказались различными при включении внешнего поля в противоположных направлениях вдоль оси легкого намагничивания. Причины обнаруженного явления оказались связанными с асимметричной структурой распределения \mathbf{M} внутри ДГ.

Было установлено, что абсолютные значения полей отрыва растут с увеличением размеров дефектов с повышенной намагниченностью насыщения. При этом разница величин полей отрыва в разных направлениях максимальна при линейных размерах дефектов, приблизительно соответствующих ширине ДГ [20]. Это оправдывает выводы о величине коэрцитивной силы, установленные на основе более примитивных моделей ДГ [7].

Кроме того, в [16, 20] была впервые теоретически установлена зависимость результата взаимодействия движущейся границы с дефектом (*прохождение* границей дефекта или *отражение* от него) от расстояния между ДГ и дефектом в момент включения внешнего поля. В совокупности данные, найденные в [16, 20], позволяют по-новому взглянуть на природу коэрцитивной силы при учете реальной структуры ДГ и ее нелинейного динамического поведения.

Важно выяснить, сохраняются ли наиболее общие закономерности, полученные в [16, 20], при наличии дефектов других типов, и какие дополнительные особенности в поведении ДГ с многомерным характером распределения \mathbf{M} можно ожидать в таких случаях. В этом смысле представляется интересной ситуация, когда дефектная область образца характеризуется пониженным значением намагниченности насыщения. Работа [21] является продолжением публикаций [16, 20], и, в отличие от этих работ, в [21] величина M_s понижена.

При размерах дефекта, сопоставимых с шириной ДГ, может происходить, очевидно, не только прохождение или отражение, но и захват движущейся границы неоднородностью.

Методом исследования в работах [19–21] было численное микромагнитное моделирование в рамках двумерной модели распределения намагниченности. Использован программный пакет DOMEN, разработанный в лаборатории микромагнетизма ИФМ в течение ряда лет авторами указанных работ. Для обсуждаемой темы пакет дополнен модулем автоматического поиска полей отрыва ДГ от дефекта. Перед началом работы модуля задается конфигурация задачи (совокупность размеров и расположения дефекта, начального расстояния от него до ДГ, толщины пленки и параметров материала пленки и дефекта). После запуска модуля есть возможность не подбирать поле отрыва для данной конфигурации методом проб и ошибок, а в одном расчете получить искомое поле с точностью до 5–6 десятичных знаков.

В [21] показано, что для ДГ с асимметричной структурой имеет место анизотропия величин полей отрыва, как и в ранее исследованном случае пиннинга на области с повышенным значением M_s [16, 20]. Установлено уменьшение величин полей отрыва H^+ и H^- и их разности dH при увеличении толщины пленки. Существенно новой является полученная зависимость величин полей отрыва от размеров дефекта. В частности, когда ширина дефекта становится сопоставимой с шириной ДГ, наблюдается уменьшение до нуля и даже смена знака этой разности. При уменьшении толщины пленки вихревая ДГ вблизи дефекта становится метастабильной и появляется стабильная симметричная неелевская ДГ.

К рассмотренным исследованиям примыкает [19]. В качестве центров закрепления ДГ выступали области как с пониженным, так и с повышенным значением намагниченности насыщения. Установлена связь асимметричного пиннинга с асимметричной структурой вихревой ДГ. Расчеты были проведены при следующих параметрах материала: $A = 1.3 \times 10^{-6}$ эрг/см, $K = 10^3$ эрг/см³, $M_{s0} = 800$ Гс, близких к таковым для пленок перм-

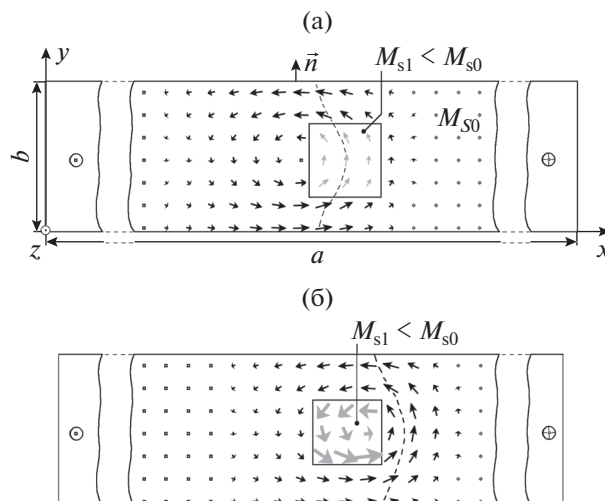


Рис. 3. Геометрия задачи в работе [19]. Расчетная область в форме прямоугольника соответствует сечению магнитной пленки плоскостью, перпендикулярной оси легкого намагничивания. Показаны фрагменты распределения намагниченности, соответствующие закреплению вихревой ДГ на дефекте с $l_x = l_y = 50$ нм с $M_{s1} = 600$ Гс (а) и $M_{s1} = 1200$ Гс (б). Стрелки соответствуют проекции поля \mathbf{m} на плоскость xy . Штриховой линией показана линия уровня $m_z = 0$.

аллоя безмагнитострикционного состава. Параметр затухания α принимали равным 0.01. Намагниченность насыщения в дефекте M_{s1} принимала значения как большие, так и меньшие M_{s0} . Перед включением поля выбирается положение вихревой ДГ относительно дефекта, характеризующееся при отсутствии внешнего поля наименьшим значением энергии ϵ , как показано на рис. 3. В случае $M_{s1} < M_{s0}$ центральная линия границы (линия уровня $m_z = 0$) располагается в области дефекта (рис. 3а). В случае $M_{s1} > M_{s0}$ линия расположена рядом с дефектом, на расстоянии меньше ширины ДГ (рис. 3б). Центральная линия ДГ и точка, соответствующая центру вихря намагниченности ($m_x = m_y = 0$), разнесены в пространстве. Вихрь имеет асимметричную структуру в плоскости xy . Выделим на распределении намагниченности две области А и В (см. схематическую иллюстрацию на рис. 4а). Если двигаться по линии $y = b/2$ от центра вихря в сторону центра ДГ (к области А), то m_y будет принимать большие значения, чем если двигаться в противоположную сторону (к области В). Во избежание недоразумений отметим, что области А и В соответствуют именно распределению намагниченности, а не параметрам пленки, так что при смещении границы каждая из этих областей может попасть в место локализации дефекта. Равновесная структура ДГ определяется балансом магнитостатической и обменной энергий (магнитная анизотропия играет здесь меньшую роль

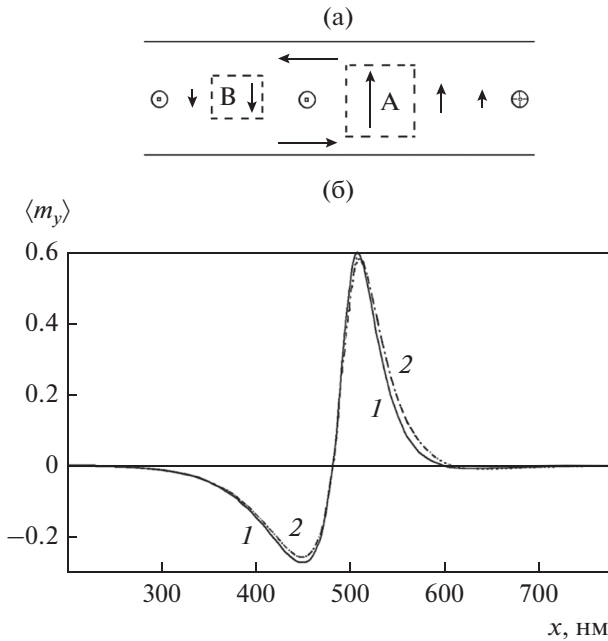


Рис. 4. Схематичная иллюстрация распределения \mathbf{M} в вихревой границе в пленке с плоскостной анизотропией (а). Зависимость усредненной по толщине пленки y -компоненты вектора \mathbf{m} от координаты x (б). Кривая (1) соответствует вихревой доменной границе в однородной пленке, кривая (2) – границе, закрепленной на дефекте с $M_{s1} = 600$ Гс (рисунок взят из [19]).

виду малости K). Пусть теперь в область А (см. рис. 4а) попадает дефект с пониженной намагниченностью насыщения, как в случае, изображенном на рис. 3а. При этом естественно уменьшается результирующая величина M_y в области А, что вызывает перестройку структуры границы по сравнению с таковой в однородной пленке. Как показывают расчеты, эта перестройка заключается в уменьшении выхода \mathbf{m} из плоскости xz в области В, где M_s больше. Сказанное подтверждает рис. 4б, где изображены зависимости $\langle m_y \rangle(x)$ для ДГ в однородной пленке и ДГ, закрепленной на дефекте (y -компонента намагниченности усредняется по толщине пленки). Видно, что зависимость $\langle m_y \rangle(x)$ закрепленной на дефекте вихревой ДГ также являются асимметричной. Этот результат важен, так как именно усредненные по толщине пленки характеристики измеряются экспериментально. Таким образом, энергетически выгодным является положение доменной границы, при котором намагниченность насыщения в области А меньше, чем в области В (по крайней мере, в рассмотренном диапазоне значений M_{s1}/M_{s0} и других параметров материала пленки). Поля отрыва вихревой ДГ от области с $M_{s1} \neq M_{s0}$ оказались различными при разных направлениях \mathbf{H} . Обозначим H_1 минимальную абсолютную величину H ,

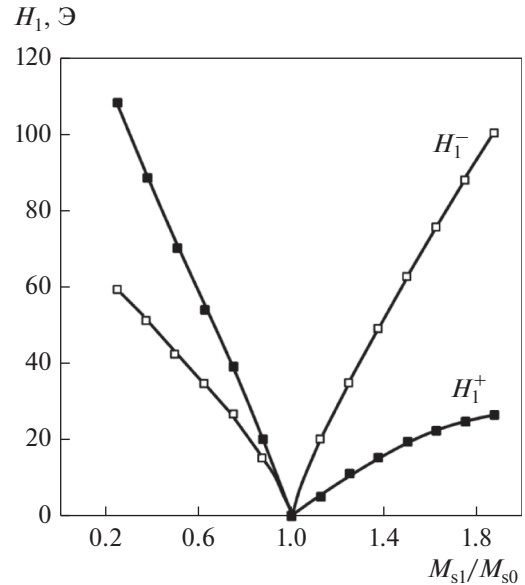


Рис. 5. Зависимость полей отрыва H_1^- и H_1^+ от M_{s1}/M_{s0} . Точки соответствуют результатам численных экспериментов, кривые проведены для удобства восприятия. При $M_{s1}/M_{s0} < 1$ ДГ исходно закреплена в положении рис. 3а, при $M_{s1}/M_{s0} > 1$ – в положении рис. 3б. (Рисунок взят из [19]).

необходимую для отрыва ДГ от дефекта. В используемой геометрии задачи включение поля в положительном (отрицательном) направлении оси z соответствует движению ДГ в отрицательном (положительном) направлении оси x . Движению вдоль $-x$ ($+x$) соответствует поле отрыва H_1^- (H_1^+).

Зависимость H_1^- и H_1^+ от M_{s1}/M_{s0} показана на рис. 5. Разность между полями отрыва в противоположных направлениях связана с асимметричной структурой ДГ. Проанализируем вначале случай $M_{s1} < M_{s0}$. Ненулевая величина поля отрыва при движении в направлении $-x$ объясняется необходимостью выхода ДГ из потенциальной ямы, связанной с описанным выше закреплением на дефекте. Отличие движения ДГ в направлении $+x$ заключается в том, что в этом случае в какой-то момент дефект попадет в область В (см. рис. 4а), т.е. теперь M_s в области А будет больше, чем в области В. Такое изменение поля \mathbf{M} в доменной границе приводит к повышению магнитостатической энергии. Это повышение частично компенсируется за счет увеличения выхода \mathbf{m} из плоскости xu в области В, что, однако, приводит к повышению обменной энергии. В результате ϵ_{int} при таком положении границы выше, чем в случае, когда ДГ закреплена на дефекте (рис. 3а) или находится в однородной пленке, или расположена на расстоянии от дефекта, превышающем шири-

ну ДГ. Таким образом, потенциальный барьер, который должна преодолеть ДГ при движении вдоль $+x$ (см. рис. 3а), выше, чем для случая движения границы вдоль $-x$. В этом причина полученного $H_1^+ > H_1^-$. Природа разности полей отрыва для случая $M_{s1} > M_{s0}$ (см. рис. 3б) с учетом сказанного также ясна, в этом случае $H_1^+ < H_1^-$. Следует иметь в виду, что для асимметричной вихревой ДГ возможно положение центра вихря с разных сторон относительно линии уровня $m_z = 0$ (левосторонняя и правосторонняя вихревая ДГ). Если на дефекте будет закреплена не левосторонняя, как на рис. 3а, а правосторонняя ДГ, значения H_1^- и H_1^+ , естественно, поменяются местами. При этом к асимметричному пиннингу приводят как повышенные, так и пониженные значения намагниченности насыщения в дефектной области.

1.2. Экспериментальное подтверждение асимметричного пиннинга

Полученные выводы относительно асимметрии полей отрыва подтверждаются экспериментальными исследованиями. В работе [22] исследован механизм депиннинга (отрыва от дефекта) доменной границы с использованием фокусированного магнитометра на основе магнито-оптического эффекта Керра (magneto-optical Kerr effect МОКЕ). Также использовано микромагнитное моделирование. В измерениях с помощью МОКЕ прямо наблюдали два различных поля депиннинга. Микромагнитное моделирование позволило детально изучить развитие физического процесса депиннинга и показало, что разница полей депиннинга объясняется различной киральностью (направлением закручивания) вихревых ДГ.

В работе [23] тема поля отрыва изучается в несколько иной постановке: вместо плоскостной анизотропии рассматривается перпендикулярная, плюс учитывается взаимодействие Дзялошинского–Мория. Методика расчета основана на применении программного пакета MuMax (как и в некоторых работах из рассмотренных выше) для решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта. Вопреки ожиданиям авторов, обнаружена зависимость поля отрыва от коэффициента затухания Гильберта. Эта зависимость изучена, и для ее объяснения предложена простая одномерная модель. Авторы показывают, что уменьшение поля отрыва почти в два раза при малом коэффициенте Гильберта вызвано конечным размером дефекта, а также внутренней динамикой ДГ, связанной с взаимодействием Дзялошинского–Мория и анизотропией формы.

В работе [24] наличие асимметрии полей отрыва подтверждается средствами магнитооптической микроскопии и магнитометрии. Рассмотрена маг-

нитно-мягкая ультратонкая пленка $(Pt/Co)_2$, включающая массив наноточек из более магнитно-жесткого материала $(Co/Pt)_4$. Асимметричные поля отрыва означают, что гистерезис в пленке характеризуется большим полем смещения, которое связано с асимметрией скорости ДГ. Эта асимметрия, однако, высока при малых полях, но исчезает при больших полях, когда домены становятся круглыми и компактными.

1.3. Смещенные петли гистерезиса и коэрцитивная сила

В работе [25] на основе трехмерного микромагнитного моделирования построена сдвинутая относительно нулевого поля петля гистерезиса в фрагменте пленки с плоскостной анизотропией толщиной 100 нм. Причиной полученного эффекта является асимметричный пиннинг вихревой доменной границы на областях с повышенными значениями намагниченности насыщения и константы анизотропии.

В работе [16] с помощью микромагнитного моделирования было рассмотрено взаимодействие асимметричной вихревой ДГ в пленке с одноосной плоскостной анизотропией с периодической цепочкой магнитных неоднородностей. Неоднородности задавали в виде областей с повышенными значениями намагниченности насыщения M_s и константы анизотропии K . Было установлено, что такие области могут не только препятствовать движению ДГ, но и выступать в роли областей ее закрепления, когда ДГ находится в потенциальной яме вблизи неоднородности. Такой необычный результат (казалось бы, повышение M_s и K должно приводить лишь к увеличению энергии ДГ в соответствующей области) был связан с асимметричной структурой самой ДГ. Обнаруженный пиннинг оказался асимметричным – величина внешнего поля, при которой происходил отрыв ДГ от неоднородности, менялась при включении поля в противоположном направлении. Далее полученный эффект был подробно изучен в [20], и показано, что увеличение M_s является одним из факторов, приводящих в совокупности с асимметричностью ДГ к асимметричному пиннингу.

Было высказано предположение, что полученные в [16] результаты могут иметь отношение к сдвинутому относительно нулевого поля петлям гистерезиса, наблюдаемым в лентах из нанокристаллических материалов на основе Fe и Co, подвергнутых отжигу в постоянном магнитном поле [18]. Однако ввиду особенностей геометрии задачи, построить корректную гистерезисную кривую намагничивания на основе результатов [16] было невозможно (в частности, из-за использования в [16] периодических граничных условий). Целью работы [25] было показать, что пиннинг асимметрич-

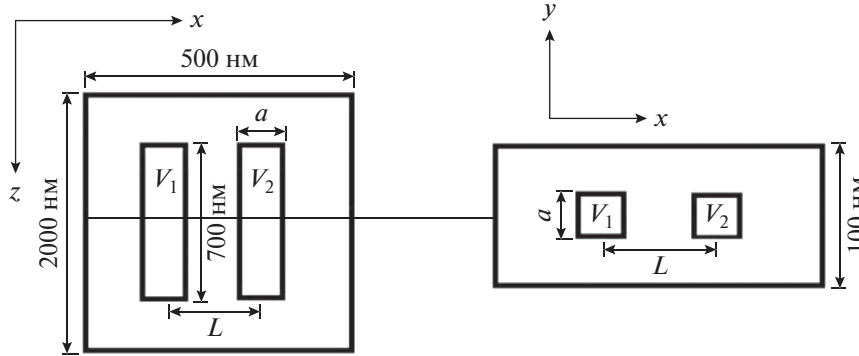


Рис. 6. Геометрия задачи для работ [25, 26] В работе [25] принято $L = 150$ нм, $a = 60$ нм (для работы [26] параметры L и a являются переменными). Для удобства восприятия масштаб не соблюден. (с согласия издательства Pleiades Publishing рисунок взят из [26]).

ной доменной границы на областях с повышенными значениями M_s и K действительно может приводить к сдвигу петли гистерезиса при отсутствии какой-либо дополнительной однонаправленной анизотропии.

Геометрия задачи показана на рис. 6. Для построения кривой намагничивания в поле \mathbf{H} (0, 0, H) для каждого нового значения H проводили расчет с начальным распределением, полученным для предыдущего значения, в течение расчетного времени 50 нс. Такой временной интервал оказался достаточным для того, чтобы установилось значение $\langle m_z \rangle$. Был рассмотрен диапазон значений H от -20 до $+20$ Э, с шагом 1 Э. Предварительно был проведен аналогичный расчет для однородной пленки, который показал, что смещение ДГ в однородной пленке в данном диапазоне H является обратимым, ДГ сохраняет вихревую структуру.

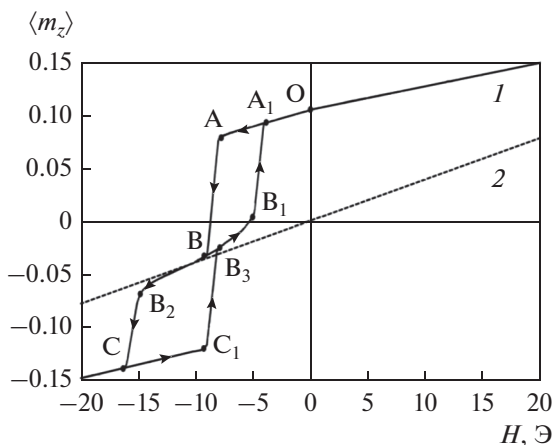


Рис. 7. Зависимости усредненной по расчетной области компоненты $\langle m_z \rangle$ от H для неоднородной (1) и однородной (2) пленок (с согласия издательства Pleiades Publishing рисунок взят из [25]).

Полученная зависимость $\langle m_z \rangle$ (H) показана на рис. 7. При увеличении внешнего поля, приложенного в отрицательном направлении оси z , от 0 до 8 Э перемагничивание происходит путем обратимых смещений вихревой ДГ (участок ОА на рис. 7). При этом при каждом приращении H на 1 Э ДГ смещается в сторону домена, намагниченного противоположно внешнему полю, на расстояние порядка 10 нм (оценка производится в сечении $z = L_z/2$). Далее происходит необратимый скачок АВ, когда ДГ отрывается от области V_1 и занимает положение, которое при том же значении H занимала ДГ в однородной пленке. При этом ДГ смещается на расстояние порядка 100 нм за время порядка 1 нс. Если теперь уменьшать поле, то обратный скачок B_1A_1 происходит при $H = -4$ Э, когда ДГ вновь оказывается закрепленной на области V_1 . Полученная частная петля гистерезиса $OABV_1A_1O$ смещена относительно нулевого поля.

Если, находясь в точке В (см. рис. 7), продолжать увеличивать абсолютное значение H , доменная граница продолжает обратимо смещаться по направлению к области V_2 до $H = -16$ Э, когда происходит еще один скачок B_2C . Данный скачок $\langle m_z \rangle$ несколько меньше, чем АВ, и связан с тем, что центральная поверхность ДГ и ядро внутрискрученной вихря входят в область V_2 . Обратный скачок C_1V_3 возвращает ДГ в прежнее положение. Далее, двигаясь по пути $V_3V_1A_1$, как было описано выше, получаем петлю $OABV_2CC_1V_3V_1A_1O$, также сдвинутую относительно нулевого поля. При приложении внешнего поля в положительном направлении оси z вплоть до $H = 20$ Э наблюдали только обратимые смещения ДГ.

Полученный сдвиг петли гистерезиса связан с элементарным актом движения изолированной ДГ в кристалле с двумя неоднородностями, вытянутыми вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН), что представляет собой реально создаваемую

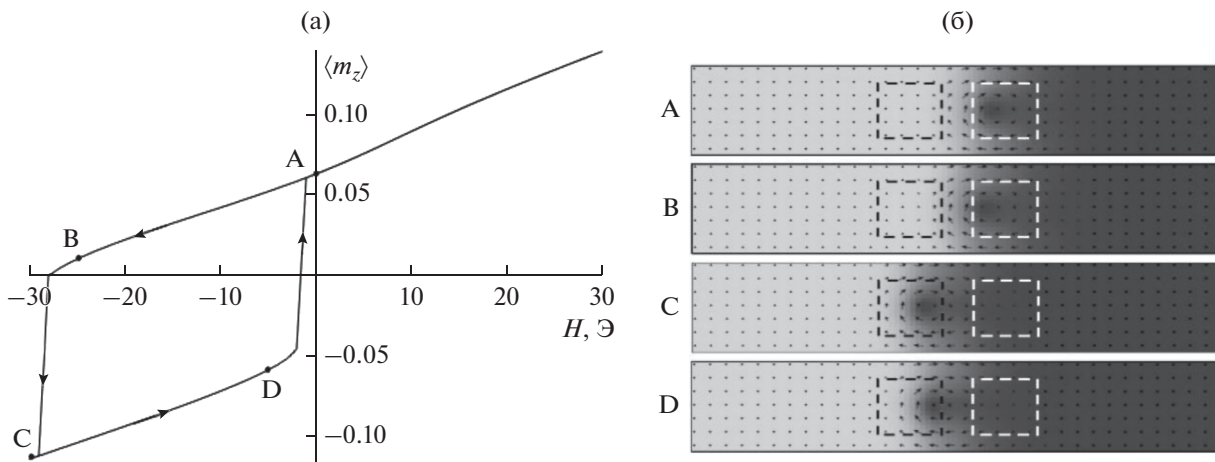


Рис. 8. Зависимость усредненной по расчетной области компоненты $\langle m_z \rangle$ от H для двух дефектов, $L = 90$ нм, $a = 60$ нм (а); соответствующие распределения намагниченности в плоскости $z = L_z/2$ (б). Штриховыми линиями показаны проекции областей дефектов (с согласия издательства Pleiades Publishing рисунок взят из [26]).

мую ситуацию при исследовании динамического поведения доменной границы. При этом распределение неоднородностей в кристалле может быть произвольным, что, как следует из сказанного выше, не может повлиять на качественную картину поведения ДГ в магнитном поле, направленном вдоль ОЛН. Следует, однако, заметить, что искусственно можно создать и рассматривать поведение не только левосторонней границы с центром вихря слева от центральной поверхности, но и правосторонней. В этом случае элементарный акт взаимодействия ДГ с теми же неоднородностями и при том же направлении внешнего поля также должен приводить к сдвигу петли гистерезиса, но в сторону положительных значений H . Данные элементарные акты могут быть наблюдаемы экспериментально в обычной схеме исследования динамики ДГ.

Таким образом, показано, что из-за асимметричного пиннинга ДГ на неоднородностях в такой системе могут быть получены сдвинутые относительно нулевого поля частные петли гистерезиса при отсутствии какой-либо дополнительной однонаправленной анизотропии. При этом очевидно, что конкретный вид петель, их ширина и величина смещения может существенно зависеть от физических и геометрических параметров поставленной в [25] задачи.

Работа [26] является продолжением исследований, начатых в [25]. Ее основная цель — изучение влияния на вид кривых намагничивания относительного расположения и размеров неоднородностей, имеющих форму параллелепипедов. С помощью трехмерного микромагнитного моделирования исследовано влияние геометрического размера и взаимного расположения неоднородности магнитных параметров на форму частных пе-

тель гистерезиса при перемагничивании пленочного элемента с плоскостной одноосной анизотропией, содержащего асимметричную вихревую ДГ. Были рассмотрены две неоднородности в виде областей с повышенными значениями намагниченности насыщения и константы анизотропии (см. рис. 6), аналогичными взятым в работе [25]. Получены следующие качественные закономерности, связанные с изменением параметров: L — расстояние между дефектами, a — размера дефекта. Для различных значений этих параметров были построены петли гистерезиса, при этом отслеживали положение вихревой ДГ относительно дефектов путем визуализации намагниченности в проекции $z = L_z/2$. При увеличении расстояния L (начиная с $L = 100$ нм) между неоднородностями и неизменном размере дефекта a ширина петли гистерезиса уменьшается при уменьшении величины смещения петли (сравним рис. 8 и 9).

Это связано с тем, что увеличивается область, предоставленная для обратимого движения между дефектами. При этом влияние потенциала дефекта, на котором в данный момент не локализован стеночный вихрь, ослабевает. При увеличении расстояния между дефектами выше критического (размер дефекта a по-прежнему неизменен), возникает новое положение равновесия доменной границы (между дефектами) и происходит переход от одной сдвинутой относительно нулевого поля петли гистерезиса к двум петлям (рис. 10). Случай на рис. 7 из работы [25] является переходным. Ширины возникающей пары петель несколько различаются по причинам, описанным ранее при обсуждении [25].

Изменение размера дефекта a при неизменном расстоянии L приводит к схожим закономерностям с некоторыми дополнительными особенностями

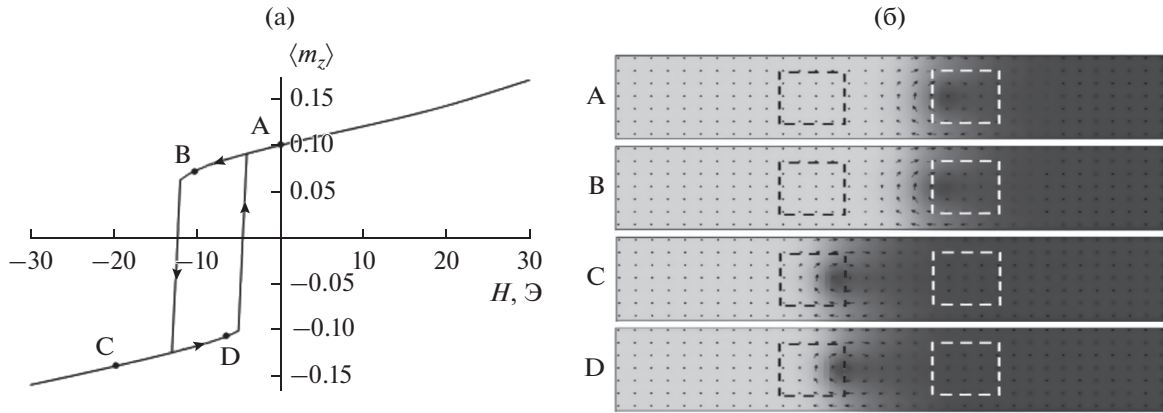


Рис. 9. Зависимость усредненной по расчетной области компоненты $\langle m_z \rangle$ от H для двух дефектов, $L = 140$ нм, $a = 60$ нм (а); соответствующие распределения намагниченности в плоскости $z = L_z/2$ (б). Штриховыми линиями показаны проекции областей дефектов (с согласия издательства Pleiades Publishing рисунок взят из [26]).

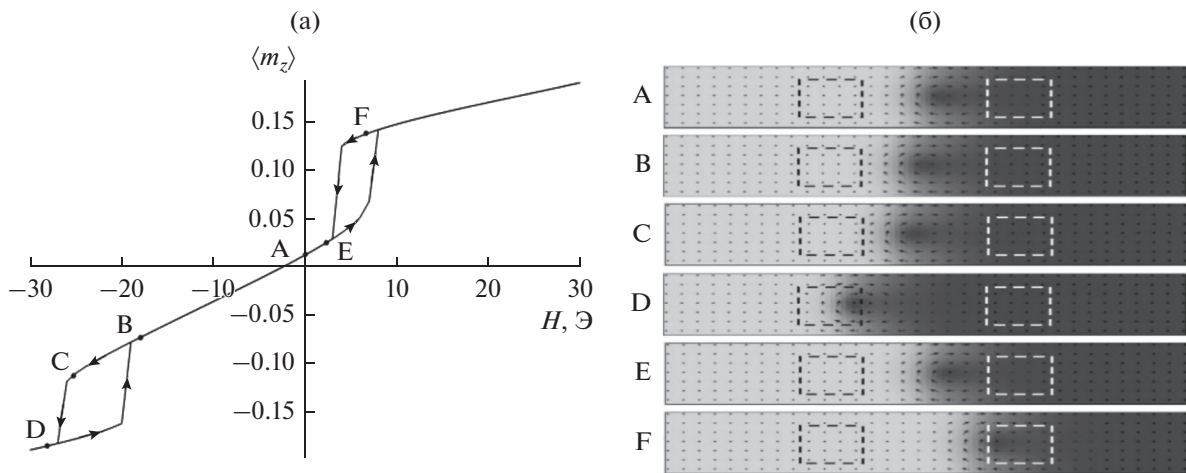


Рис. 10. Зависимость усредненной по расчетной области компоненты $\langle m_z \rangle$ от H для двух дефектов $L = 180$ нм, $a = 60$ нм (а); соответствующие распределения намагниченности в плоскости $z = L_z/2$ (б). Штриховыми линиями показаны проекции областей дефектов (с согласия издательства Pleiades Publishing рисунок взят из [26]).

стями. Эта схожесть частично связана с тем, что неизменность положения центров дефектов при изменении их линейного размера фактически ведет к изменению расстояния между границами дефектных областей. При уменьшении размера дефекта (начиная с $a = 60$ нм) ширина петель уменьшается, и если a становится ниже критического размера, петля вновь распадается на две частных (см. рис. 11). Особенность этого случая заключается в том, что одна из частных петель гистерезиса (на дефекте, создающем притягивающий потенциал) имеет ширину, близкую к нулевой. Отсюда следует обратимость движения вихря в области этого дефекта, связанная с тем, что теперь в область дефекта попадает лишь центральная, практически симметричная часть вихря. При увеличении размера дефектов (начиная с $a = 60$ нм) на-

блюдается уменьшение ширины петли и увеличение смещения (рис. 12). Это вновь связано с увеличением области обратимого движения, но теперь в областях дефектов. Максимальное увеличение размера соответствует ситуации, когда оба дефекта соединяются в один. Соответствующие зависимости смещения петель гистерезиса и их ширины в зависимости от параметров L и a , построенные на основании результатов работы [26], приведены на рис. 13. Оба графика демонстрируют нелинейную зависимость.

В дальнейшем также необходимо изучение вопроса о конкретном виде притягивающего и отталкивающего потенциала для асимметричной вихревой ДГ, зависимости смещения и вида петель гистерезиса от формы дефектов, а также конкретного соотношения между намагниченностью

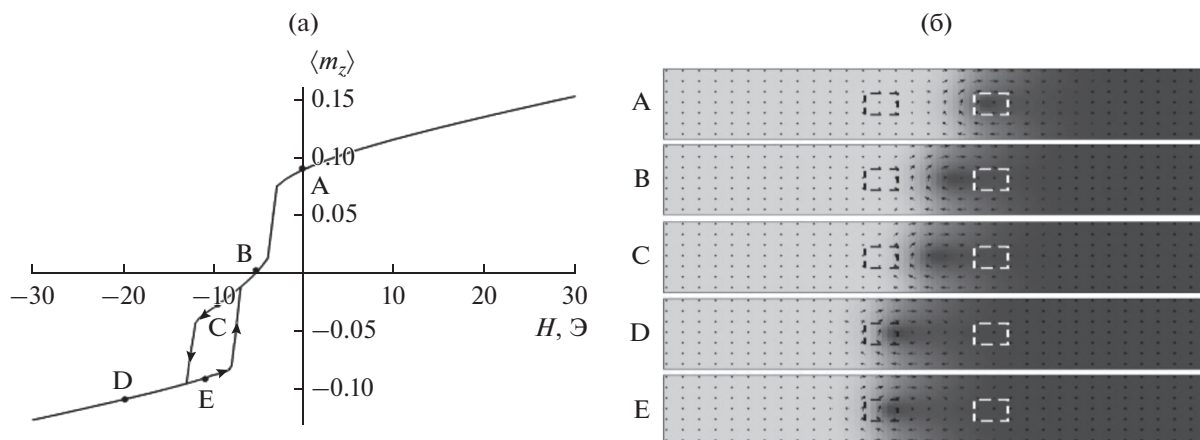


Рис. 11. Зависимость усредненной по расчетной области компоненты $\langle m_z \rangle$ от H для двух дефектов $L = 100$ нм, $a = 30$ нм (а); соответствующие распределения намагниченности в плоскости $z = L_z/2$ (б). Штриховыми линиями показаны проекции областей дефектов (с согласия издательства Pleiades Publishing рисунок взят из [26]).

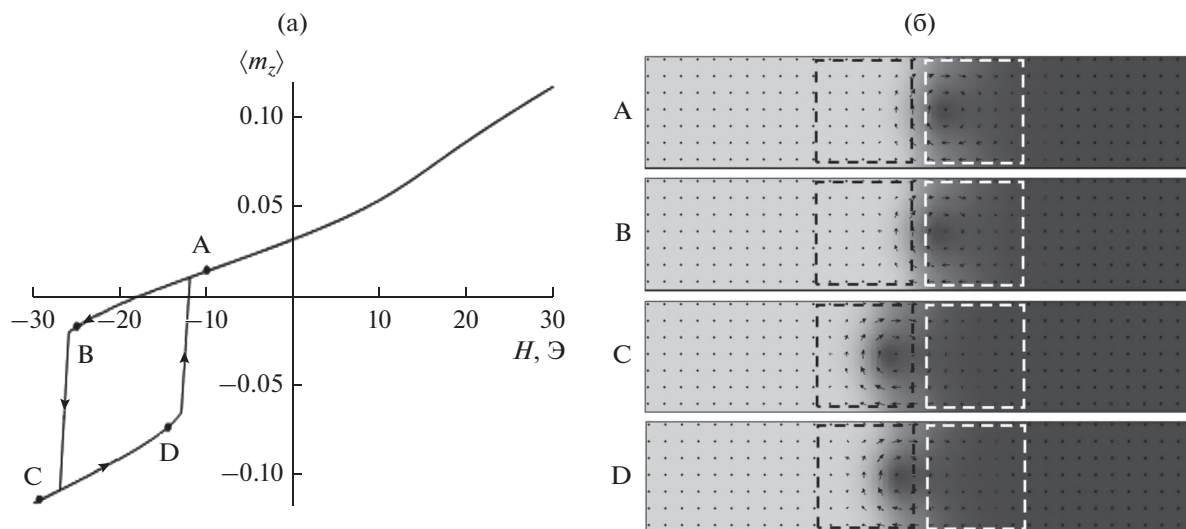


Рис. 12. Зависимость усредненной по расчетной области компоненты $\langle m_z \rangle$ от H для двух дефектов $L = 100$ нм, $a = 90$ нм (а); соответствующие распределения намагниченности в плоскости $z = L_z/2$ (б). Штриховыми линиями показаны проекции областей дефектов (с согласия издательства Pleiades Publishing рисунок взят из [26]).

насыщения и константой анизотропии в области дефектов и остальной расчетной области. Интерес представляет и изучение вопроса о влиянии на взаимодействие с дефектами характера их распределения в объеме образца. Кроме того, необходимо изучение рассмотренных в работах [27, 28] переходных структур асимметричных вихревых ДГ: блоховских линий X- и Y-типов, а также сингулярных (блоховских) точек.

2. МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗЦОВ, СОДЕРЖАЩИХ МАССИВЫ АНТИТОЧЕК

Тема массивов решеток магнитных антиточек привлекает внимание как с фундаментальной

точки зрения, так и с точки зрения практических приложений. Пленки с такими массивами являются метаматериалами со свойствами, существенно отличными от свойств исходных непрерывных пленок. Активные экспериментальные исследования магнитной структуры и особенностей перемагничивания показали, что в массиве антиточек магнитные характеристики, такие как коэрцитивная сила, направления осей анизотропии и механизмы перемагничивания могут быть управляемы геометрическими параметрами [29–32]. Так для пленок NiFe (пермаллой, Ru) [33–40] и Ni [41, 42] широко изучен эффект повышенной коэрцитивности по сравнению с цельными пленками. Помимо этого изучали антиточки Co, в которых кроме того наблюдали эффект повыше-

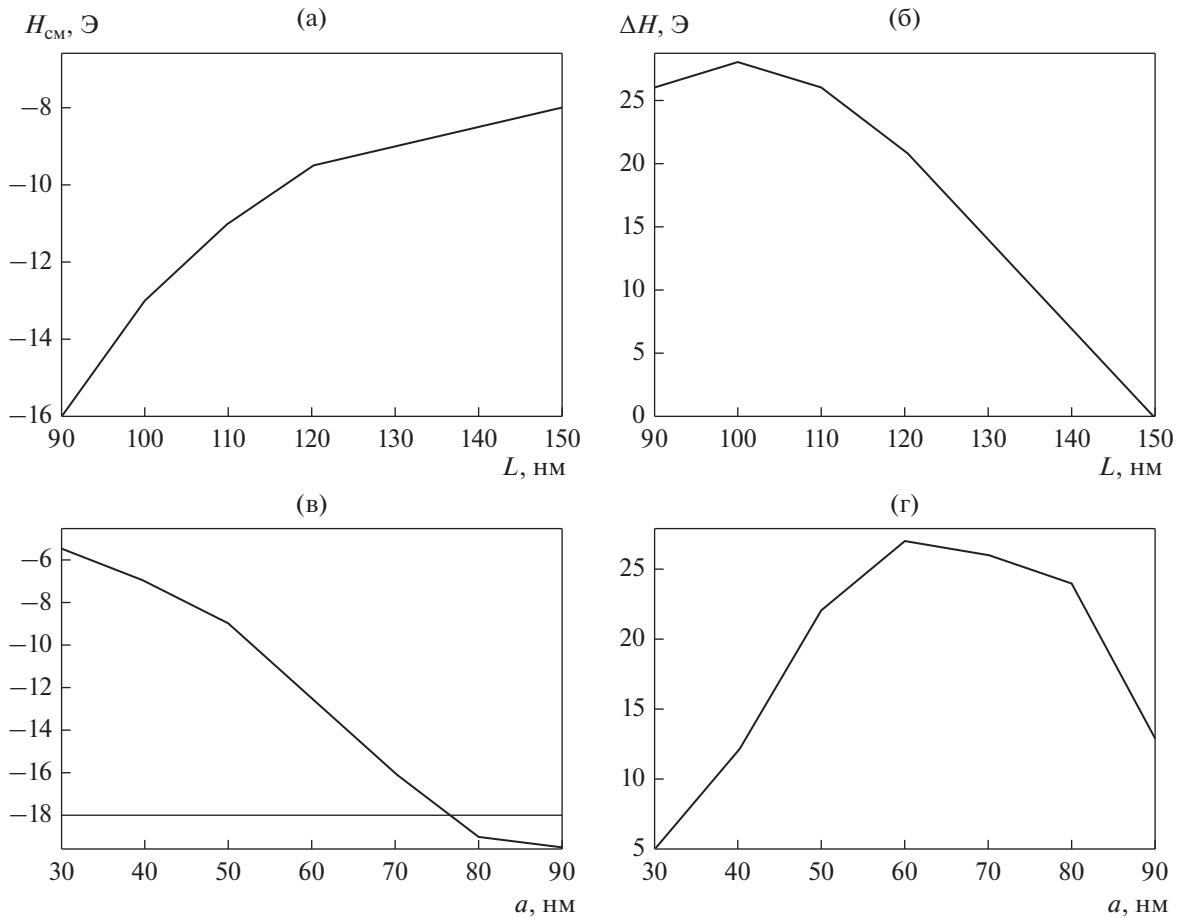


Рис. 13. Зависимость смещения (а, в)) и ширины (б, г) одиночной петли гистерезиса от расстояния между дефектами L и их размеров a .

ния коэрцитивной силы по сравнению с цельной пленкой [30, 31, 43–46]. Ряд работ посвящен изучению массивов многослойных антиоточек Co/Cu/NiFe, CoFe/Cu/NiFe и [Co/Cu]_N [47–49]. В сечении, параллельном плоскости пленки, антиоточки могут иметь форму круга, квадрата, прямоугольника. Рассматриваются как прямоугольные, так и гексагональные решетки антиоточек.

Для использования таких пленок в приложениях необходимо понимание механизмов разворота намагниченности под действием внешних полей, а также закономерности ее релаксационной динамики. Существующие на сегодня методы микромагнитного моделирования позволяют детально изучать структуру намагниченности таких пленок с учетом всех основных взаимодействий, включая магнитостатическое. Приведем ряд примеров задач, решаемых методами микромагнитного моделирования для массивов антиоточек.

В работе [50] изучены остаточные доменные конфигурации прямоугольных решеток антиоточек пермаллоя в пленке толщиной 30 нм в широ-

ком диапазоне параметров решетки. Влияние диаметра антиоточек, расстояния между ними и соотношения сторон решетки на структуру намагниченности исследованы с помощью магнитно-силовой микроскопии и подтверждается микромагнитным моделированием. Участки ячеек с одинаковой ориентацией средней намагниченности образуют так называемые магнитные супердомены – совокупности ячеек массива антиоточек с одинаковой средней намагниченностью (см. рис. 14а, 14б). Супердомены, в свою очередь, разделены супердоменными границами (СДГ). Идентифицированы два типа СДГ (рис. 14). Первый тип характеризуется низкой энергией поля размагничивания, имеет линейную структуру, при этом ее длина составляет множество постоянных решетки (низкоэнергетическая СДГ, рис. 14г). Второй тип имеет высокую энергию размагничивания и расположен на изломах низкоэнергетических СДГ (высокоэнергетическая СДГ, рис. 14в). Ширина СДГ второго типа может составлять две и более постоянных решетки, в зависимости от параметров. Показано, что появле-

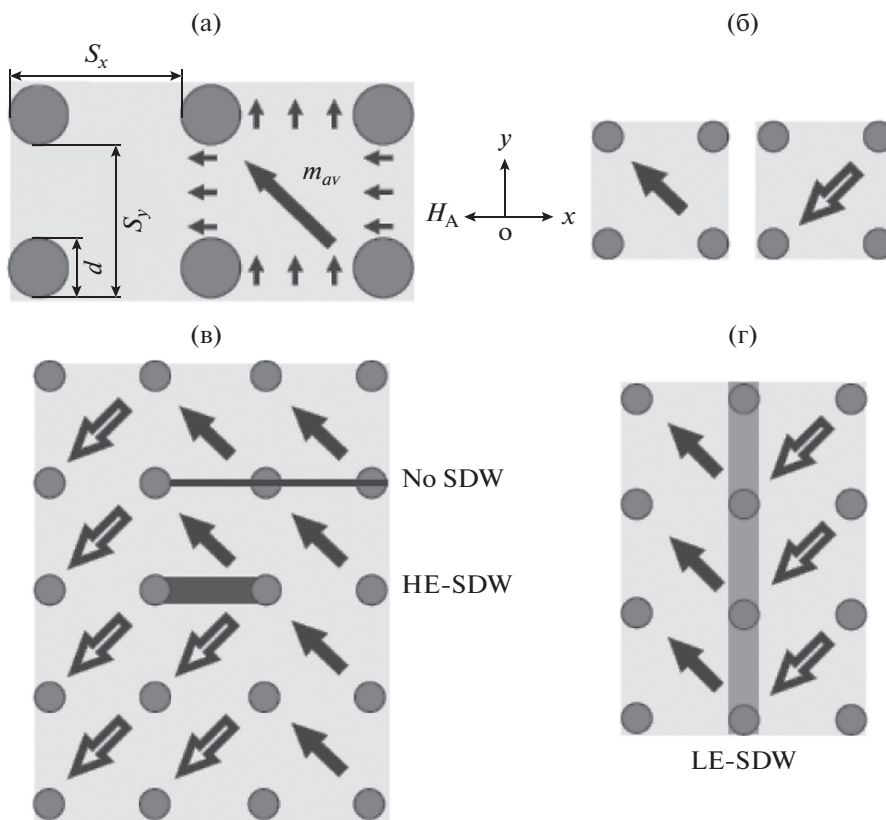


Рис. 14. Схематическая диаграмма распределений намагниченности в ячейке массива пермаллоевых антиоточек (а). Возможные ориентации усредненного по ячейке вектора намагниченности (б). Высокоэнергетическая супердоменная граница, вытянутая в направлении оси x (в). Низкоэнергетическая супердоменная граница (г) (с согласия APS Physics рисунок взят из [50]).

ние и структура этих двух типов СДГ в зависимости от параметров решетки определяется конкуренцией обменного и размагничивающего полей. Распределения намагниченностей, содержащие вышеописанные типы СДГ, наблюдали в рамках микромагнитных симуляций и методом магнитосилового микроскопии (рис. 15).

Продолжением исследований, начатых в [50], является работа [51], которая посвящена изучению влияния на доменную структуру “дефектов” массива антиоточек. Численно и экспериментально исследуется влияние отдельных “дефектов”, состоящих в отсутствии одной из антиоточек решетки. Введение таких “дефектов” в решетку приводит к зарождению сложных доменных структур после уменьшения магнитного поля от величины насыщения. Микромагнитное моделирование дает четыре типичные конфигурации намагниченности вокруг “дефекта”, имеющего различные плотности энергии (рис. 16а–16г). Существование четырех спиновых конфигураций подтверждено методом магнитно-силового микроскопии (рис. 16д–16ж).

В работе [52] изучено перемагничивание тонких пленок Co/Pt , с перпендикулярной анизотро-

пией, изготовленных с помощью комбинации фотолитографии и напыления, для случаев сплошной пленки и содержащей антиоточки. Экспериментальная визуализация доменной структуры при помощи эффекта Керра для непрерывной тонкой пленки выявляет образование цилиндрических доменов, характерных для пленок с высоким фактором качества (рис. 17). Однако наличие массива антиоточек приводит к зарождению локализованных более мелких цилиндров. Моделирование с использованием микромагнитного пакета (OOMMF) воспроизводит экспериментальные результаты (рис. 18).

Исследование переключения магнитных состояний при перемагничивании в поле, лежащем в плоскости пленки, для решеток антиоточек кобальта проведено в работе [53]. На рис. 19 приведены микромагнитные симуляции процесса перемагничивания для случая пленки толщиной 10 нм, осуществляемого магнитным полем, направленным под углом 5 градусов к оси OY . Расстояние между антиоточками было во всех случаях равно их размеру. Показано, что в таком случае перемагничивание можно рассматривать как процесс переключения изолированных элементов, которые последовательно составляют “нити”

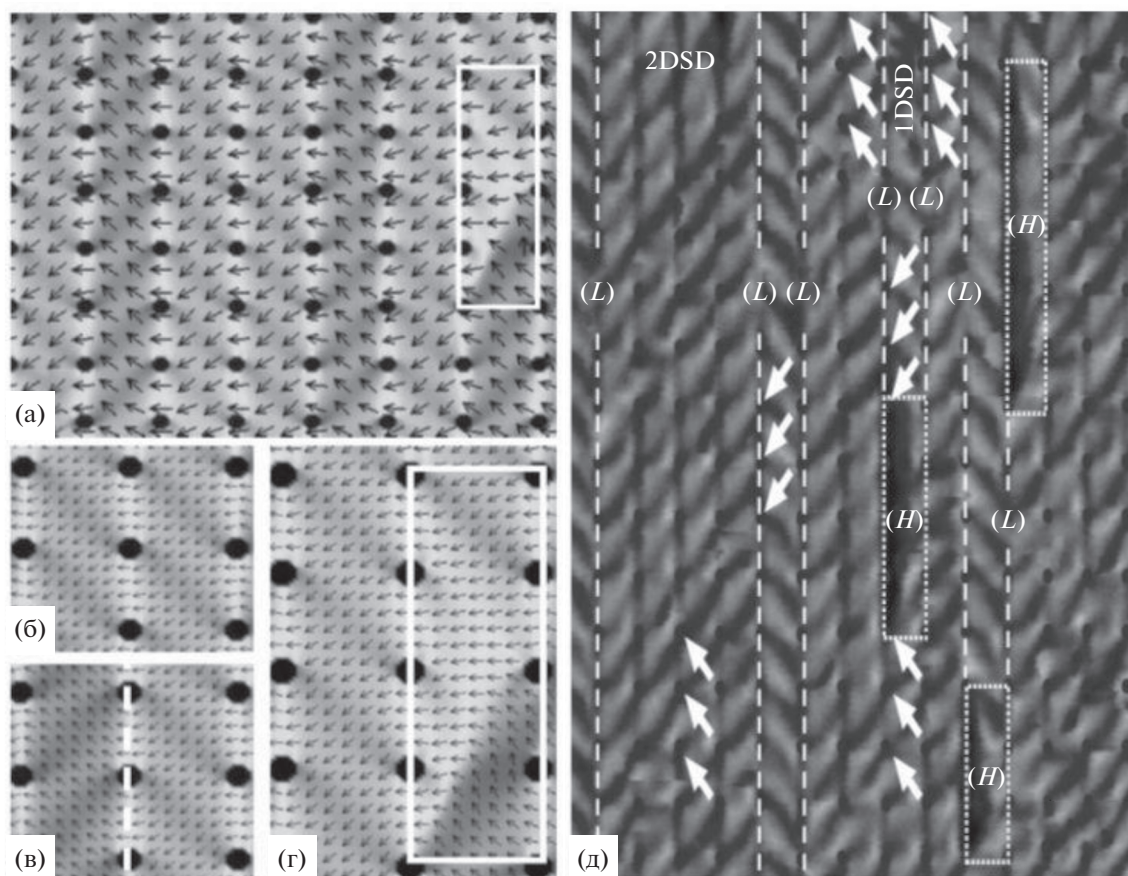


Рис. 15. Конфигурация намагниченности в пермалловом массиве антиточек с диаметром антиточек 80 нм, шагом решетки по оси x – 350 нм и по оси y – 300 нм (а). Супердомен (б). Низкоэнергетическая СДГ (обозначена пунктиром) (в). Высокоэнергетическая СДГ (г). Высокоэнергетическая СДГ обозначена белой рамкой на (а) и (г). Рисунки (а–г) получены методом микромагнитного моделирования. Изображение структуры остаточной намагниченности, полученное методом магнитосилового микроскопии для тех же параметров решетки (д). Пунктирные и точечные линии обозначают низкоэнергетические (L) и высокоэнергетические (H) СДГ соответственно (с согласия APS Physics рисунок взят из [50]).

доменов одного знака (рис. 19). Результаты симуляций также согласуются с экспериментальными наблюдениями с помощью керровской микроскопии.

Перемагничивание массивов антиточек в пленках кобальта исследовали также в ряде других работ [44, 45]. Основным результатом является подтвержденное экспериментом увеличение коэрцитивной силы с увеличением периода решетки антиточек (см. рис. 20).

Влияние формы и геометрии решеток антиточек (квадратных, двухкомпонентных и волнообразных) на процессы перемагничивания и магнитную анизотропию систематически исследовали с помощью магнитооптической микроскопии на основе эффекта Керра в работе [54]. Двухкомпонентные решетки представляют собой квадратные решетки, в центре элементарной ячейки которых находится антиточка меньшего диаметра. Волнообразная структура представляет из се-

бя модификацию двухкомпонентной решетки, когда большие и малые антиточки соединены узкими каналами, вытянутыми вдоль одного из направлений в плоскости пленки.

Экспериментальные результаты работы [54] воспроизводятся с помощью микромагнитного моделирования. Показано, что внедрение малых антиточек (случай двухкомпонентной решетки) вызывает появление дополнительных ОЛН с большими коэрцитивными полями. В случае волнообразного паттерна узкие каналы, соединяющие малые и большие антиточки, еще более радикально изменяют карту анизотропии, создавая сильные коэрцитивные поля в широком угловом диапазоне направлений вокруг направления протяженности каналов. В смоделированных результатах наблюдали образование периодических доменных структур во всех типах решетках антиточек, однако в случае волнообразного паттерна структура намагниченности является наиболее

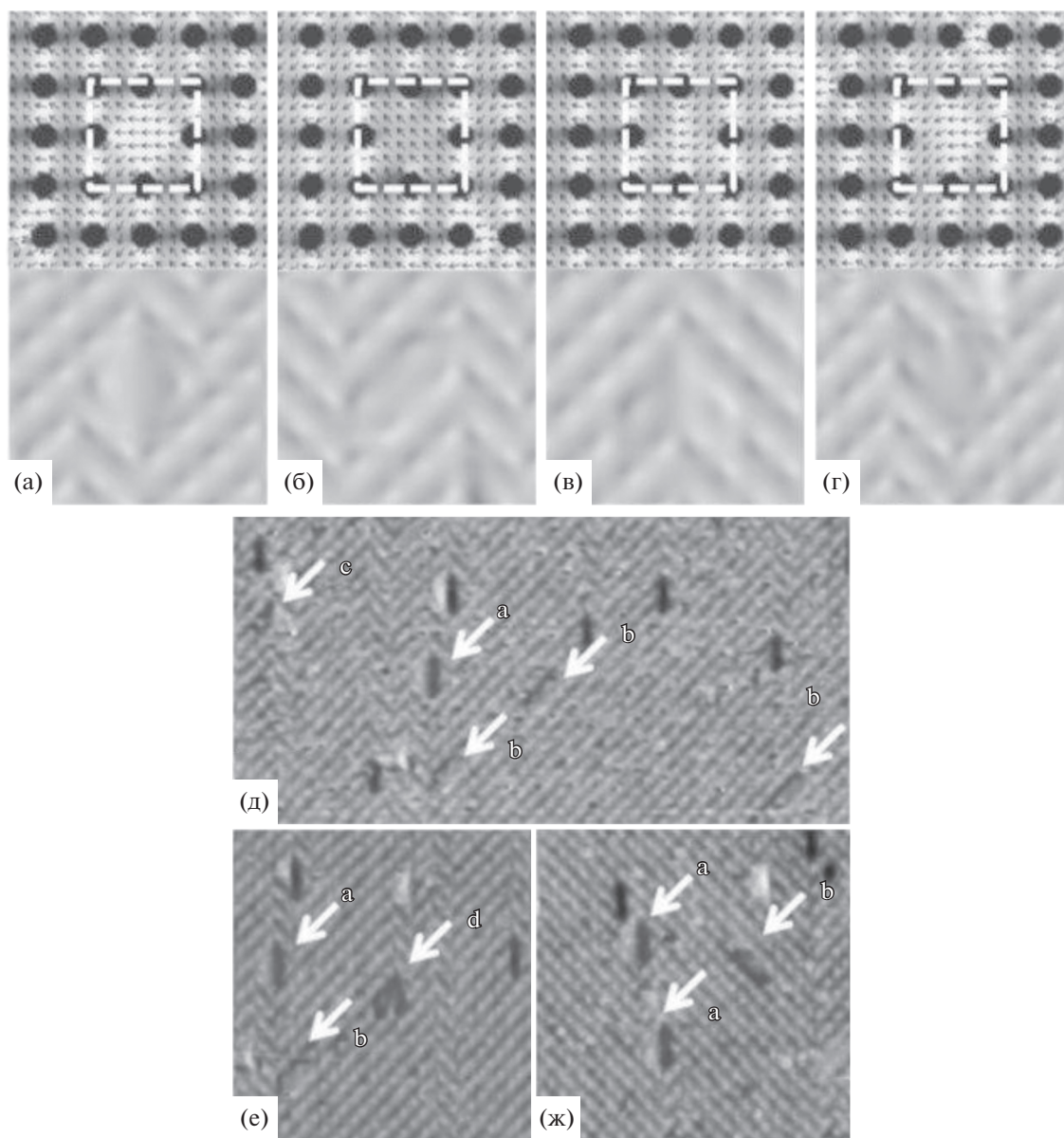


Рис. 16. Результаты микромагнитного моделирования возможных структур намагниченности в окрестности “дефекта” решетки антиточек в различном окружении (а–г, верхние вставки). Симуляции изображений методом магнитосилового микроскопии для вставок выше (а–г, нижние вставки). Участки изображений, полученных экспериментально методом магнитосилового микроскопии (д–ж) (с согласия AIP Publishing рисунок взят из [51]).

регулярной. В волнообразных решетках наблюдали образование 360° доменных границ, где домены формировались вдоль линий, соединяющих соседние большие и малые антиточки, перпендикулярно каналам. Эти результаты указывают на возможность использования массивов со сложными единичными клетками в спинтронных приложениях.

Влияние расположения треугольных дефектов на конфигурации намагниченности и процесс переключения пермаллового диска исследовано с

помощью микромагнитного моделирования в работе [55] в рамках двумерной модели. В случае одного дефекта вихрь зарождается через S-образное (W-образное) состояние намагниченности, при направленности вершины треугольного дефекта параллельно (перпендикулярно) ориентации внешнего поля. Для случая пары дефектов возможны два типа процессов переключения в зависимости от их расположения. Для двух треугольных дефектов с одинаковой ориентацией переключение происходит путем образования, закрепления, депиннинга и

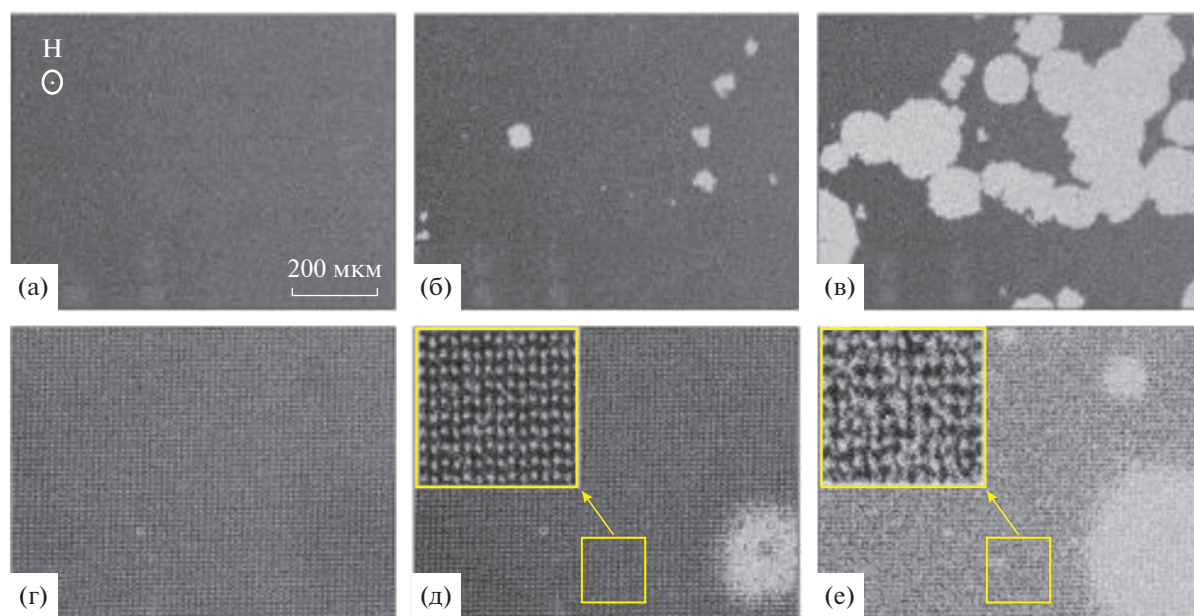


Рис. 17. На (а–в) и (г–е) представлены изображения доменной структуры для значений поля насыщения, нуклеации и коэрцитивного поля соответственно. Направление магнитного поля и масштабы на всех рисунках такие же, как в случае (а). На вставках (д) и (е) показаны изображения высокого разрешения, соответствующие выделенным областям (рисунок взят из работы [52], находящейся в открытом доступе).

аннигиляции вихревого состояния, однако для двух треугольных дефектов с противоположными направлениями переключение осуществляется путем образования и уничтожения двойного вихревого состояния. Поле нуклеации для диска с треугольным дефектом более чувствительно к положению дефекта, чем в случае кругового и квадратного дефекта, и оно различно для разных треугольных направлений. Киральность вихревого состояния, зародившегося в процессе переворота, может контролироваться треугольным дефектом.

Дальнейшие исследования в области массивов магнитных антиоточек могут затрагивать характер влияния трехмерной структуры намагниченности на процессы перемагничивания в таких структурах.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СКЕРМИОННЫХ СОСТОЯНИЙ С ДЕФЕКТАМИ

Под магнитными скирмионами [57, 58] будем понимать планарные топологические структуры намагниченности, представляющие собой стереографическую проекцию сингулярной (блоховской) точки [2]. Интенсивные исследования скирмионов как возможных носителей информации в устройствах памяти и логических элементах нового типа [59, 60] обусловили необходимость изучения их взаимодействий как с искусственно созданными дефектами, так и возникающими вследствие неконтролируемых процессов. Как правило, скирмионные состояния могут реализо-

вываться в кристаллах с отсутствием центра инверсии, для которых обменное взаимодействие может иметь антисимметричную часть — взаимодействие Дзялошинского–Мории. Могут наблюдаться как отдельные уединенные состояния, так и скирмионные решетки. Современные пакеты микромагнитного моделирования позволяют учитывать как объемное, так и поверхностное взаимодействие Дзялошинского–Мории, которое может возникать в приконтактном слое металл-ферромагнетик.

В частности, представляет интерес изучение скирмионного состояния в образцах различной формы при наличии дефектов. Другим важным направлением является изучение динамики скирмионов в нанопроволоках, а также возможности их генерации и уничтожения.

В работе [56] изучена возможность пиннинга (закрепления) и депиннинга (отрыва) двумерного скирмионного состояния на дефекте, определяемом гауссовым профилем обменной константы в ограниченной области образца. Таким образом, в области дефекта существует локальный максимум обменной константы. Проводится сравнение результатов симуляции решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (6) с результатами решения уравнения Тила (9) для скирмионной квазичастицы (рис. 21).

В статье [61] изучена возможность стабилизации скирмионных состояний в отсутствие взаимодействия Дзялошинского–Мории на областях

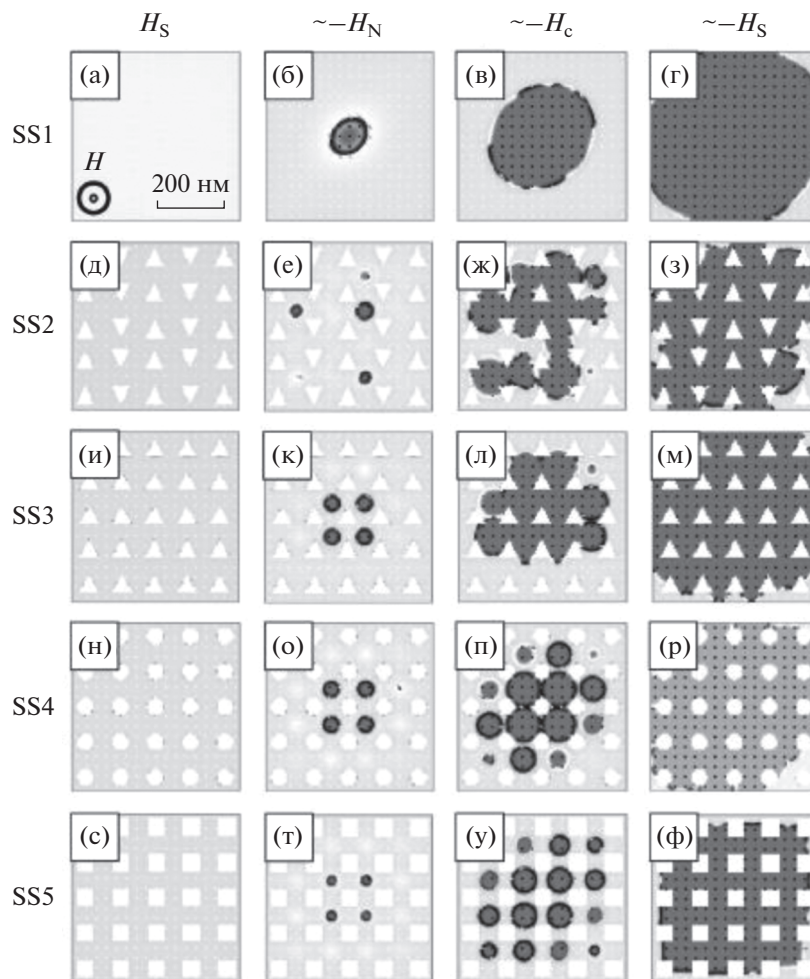


Рис. 18. Микромагнитные симуляции перемагничивания массивов антиточек различных типов: бездефектный образец (а–г), образец с произвольно ориентированными треугольными антиточками (д–з), образец с упорядоченными треугольными антиточками (и–м), образец с цилиндрическими антиточками (н–р), образец с квадратными антиточками (с–ф), для полей, равных H_S , $-H_N$, $-H_C$, $-H_S$ соответственно (полей насыщения, нуклеации и коэрцитивного). Направление магнитного поля и масштабы на всех рисунках такие же, как в случае (а) (рисунок взят из работы [52], находящейся в открытом доступе).

колумнарных (цилиндрических) дефектов с измененными значениями обменной константы и константы *перпендикулярной* одноосной анизотропии (рис. 22а). Построена аналитическая модель, обосновывающая возможность стабилизации скирмионного состояния на таком дефекте. Микромагнитная симуляция в пакете OOMMF подтверждает результаты аналитической модели (рис. 22б). На основании результатов микромагнитного моделирования построены фазовые диаграммы возможных состояний (рис. 22в, 22г).

В статье [62] описаны состояния вихревого типа, схожие с магнитными скирмионами, в магнитном цилиндре с колумнарным дефектом и варьируемыми материальными параметрами. Численный анализ уравнения Эйлера для функционала энергии такой конфигурации приводит при определенных значениях параметра к распределению

скирмионного типа (рис. 23а). Построена фазовая диаграмма устойчивости такого состояния (рис. 23б).

В работе [63] изучено влияние точечных и кольцевых дефектов, задаваемых как области с отличными от остального образца параметрами материала, на динамику скирмиона в нанодиске.

Показано, что для 4 типов дефектов (для каждого из типов изменяется один из материальных параметров) влияние точечного дефекта определяется смещением центра скирмионного состояния относительно оси диска в зависимости от величины изменения параметра (рис. 24). Влияние же кольцевого дефекта связано с изменением радиуса скирмиона. В зависимости от высоты цилиндра и значения варьируемого параметра, в области дефекта могут существовать два динамических режи-

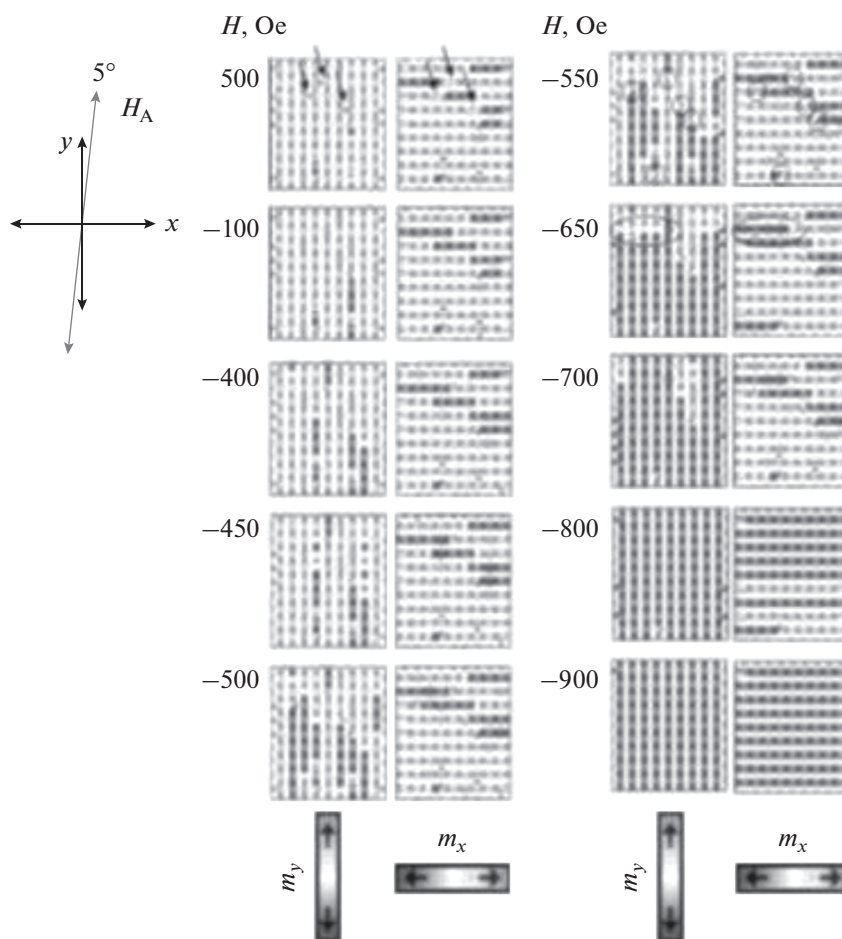


Рис. 19. Перемагничивание массива антиточек в пленке Co в случае равенства расстояния между антиточками их размеру, равному 100 нм. Пленка толщиной 10 нм. Поле меняли с шагом 50 Э (с согласия APS Physics рисунок взят из [53]).

ма: вращательного движения и динамического пиннинга (рис. 25).

В работе [64] исследована динамика скирмионной решетки в планарном ферромагнетике в случае наличия точечных дефектов (их концентрация принята равной $\sim 0.1\%$). В уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта были добавлены слабые, учитывающие влияние спинового тока. Изучена компонента скорости скирмиона, параллельная направлению тока. Решение уравнения показало универсальный характер зависимости этой компоненты от величины спинового тока. Такая зависимость не меняет своего вида ни при изменении концентрации дефектов, ни при изменении соотношения постоянной затухания Гильберта и постоянной неадиабатичности спинового тока (рис. 26). Это соответствует теоретически предсказанному линейному соотношению для данной зависимости. Дальнейшее исследование динамики скирмионной решетки при помощи уравнения Тиля (9) показало: такое поведение связано с тем, что гироскопическая сила и деформация скирмионной решетки позволяют отдель-

ным скирмионам избегать дефектов как центров пиннинга.

В работе [65] на основе решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта смоделирован генератор когерентных скирмионных состояний на основе сложной геометрической структуры с варьируемой толщиной и формой канала (рис. 27).

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ И ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Одно из активно развивающихся направлений — микромагнитное моделирование гранулированных систем. Недавняя разработка методологии моделирования, подходящей для многофазных магнитных нанокомпозитов (рис. 28), позволяет рассчитать магнитную микроструктуру (рис. 30) и связанное с этим магнитное сечение малоуглового рассеяния этих материалов (рис. 29). В работе [66] приведены результаты по микромагнитному моделированию таких магнитных сечений для двухфазных нанокомпозитов. Решающим преимуществом этого подхода является возможность тщательно

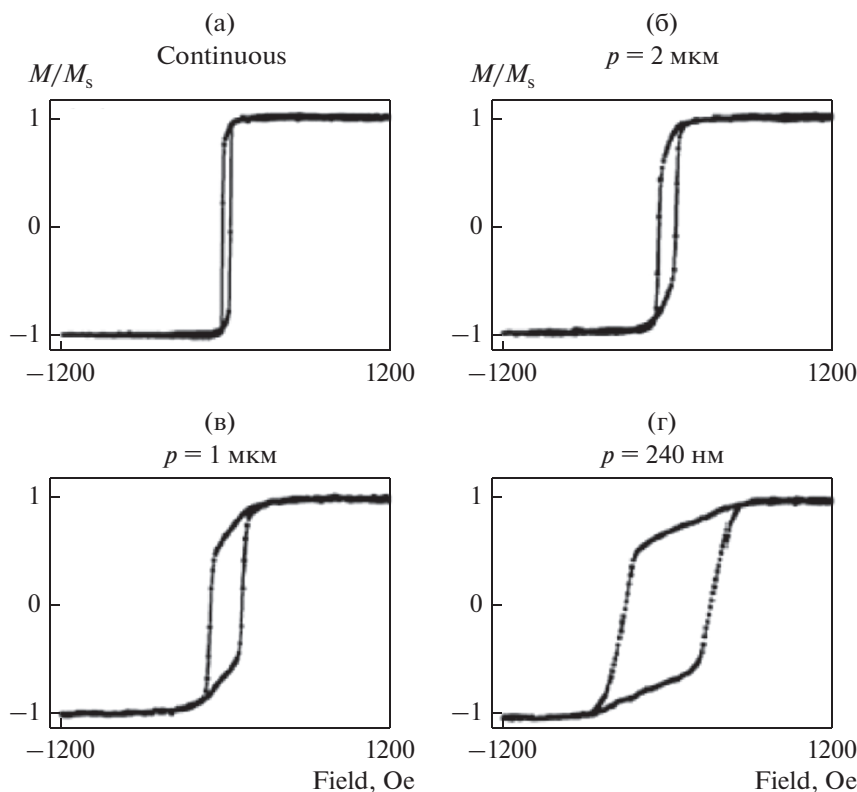


Рис. 20. Петли гистерезиса для массива (двумерной решетки) антиточек кобальта при различных периодах p решетки (с согласия APS Physics рисунок взят из [53]).

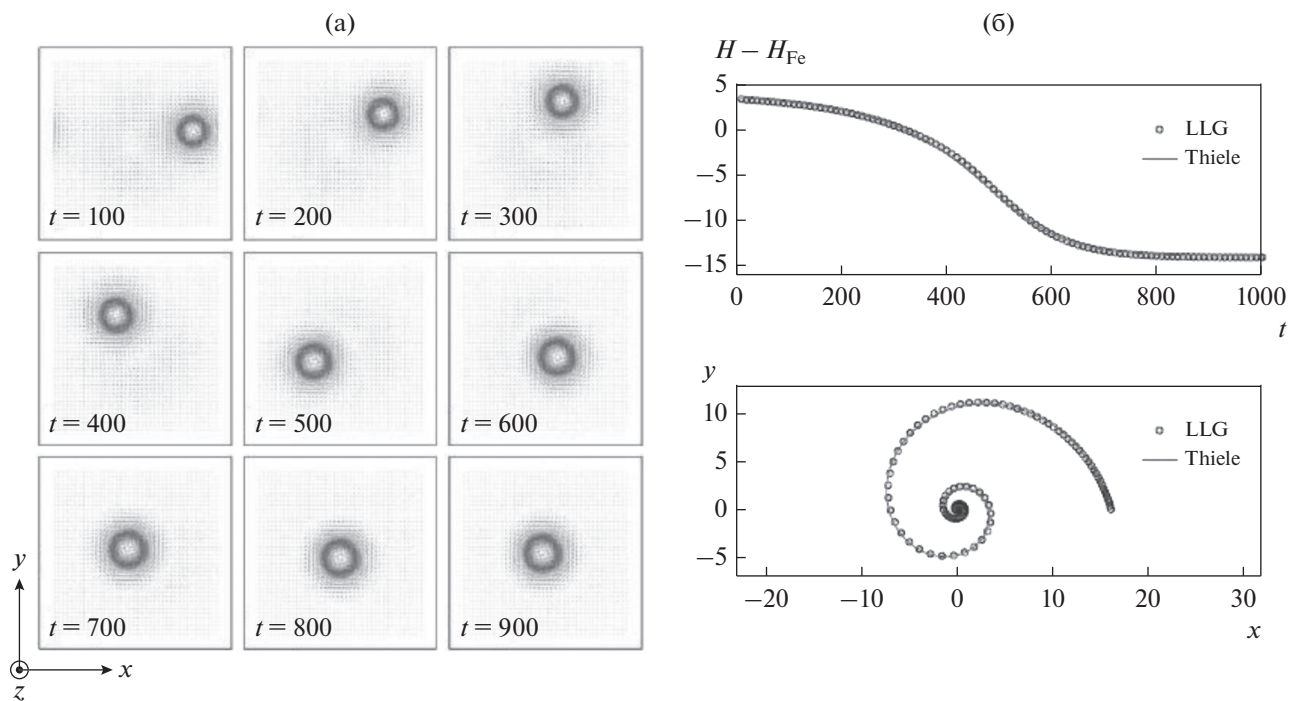


Рис. 21. Мгновенные фотографии, получающиеся при решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта для скирмиона, движущегося на двумерной сетке 40×40 узлов. Точечный дефект локализован в начале координат (а). Зависимость энергии системы от времени и траектория движения скирмионного центра, приводящая к закреплению на дефекте (б). Результаты, полученные при решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта и уравнения Тиле, хорошо согласуются (с согласия IOP Publishing рисунок взят из [56]).

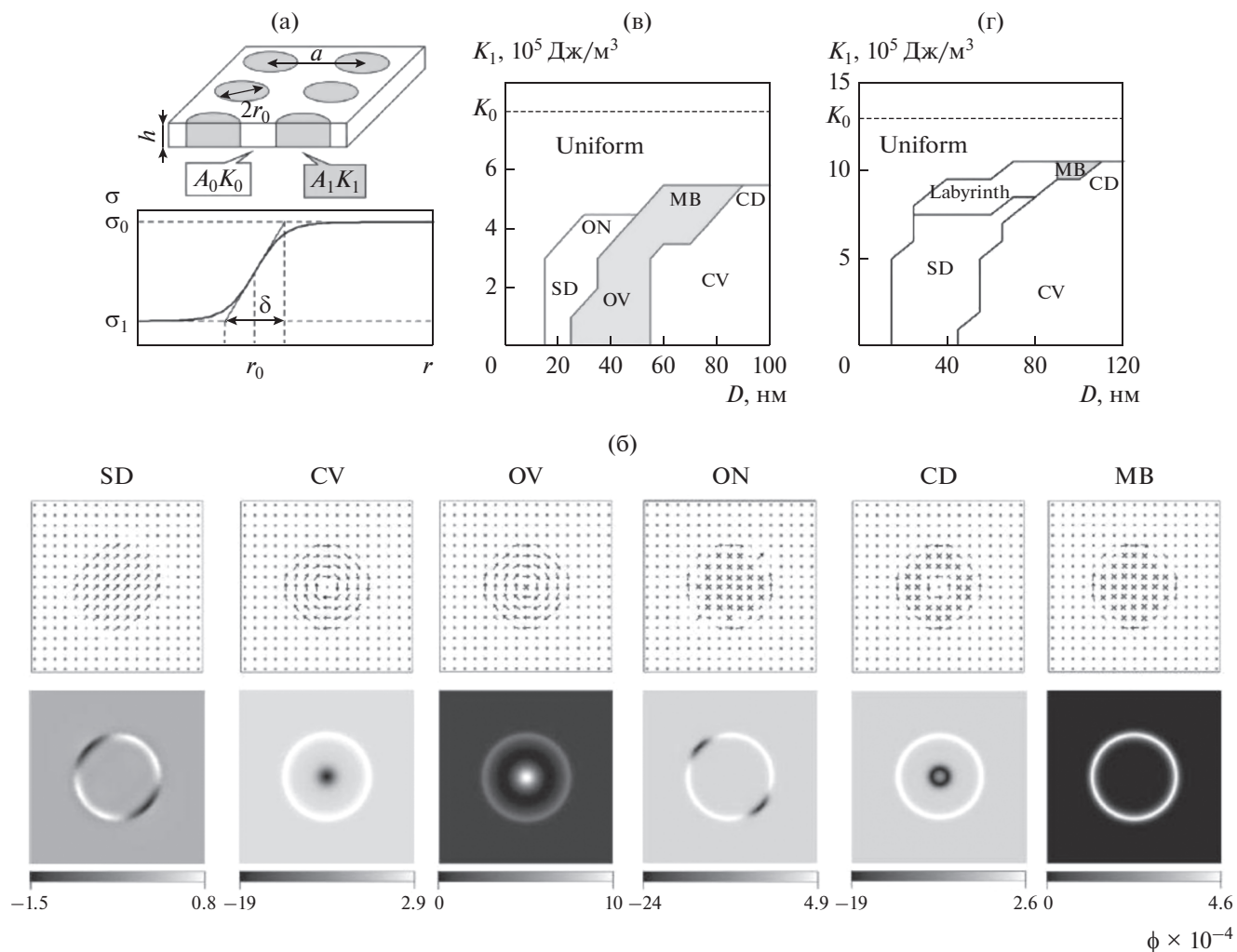


Рис. 22. Геометрия задачи для работы [61] и профиль поверхностной плотности энергии доменной границы. В пленку введен массив цилиндрических областей с измененными постоянной обмена и константой анизотропии (а), Возможные типы распределений намагниченности (вверху) и плотности гиротропного вектора (внизу) в цилиндрических областях (б), фазовые диаграммы состояний цилиндрических областей в зависимости от диаметра и величины анизотропии для цилиндрической области при значениях параметров: $M_s = 8.5 \times 10^5$ А/м, $K_0 = 8 \times 10^5$ Дж/м³, $A = 5 \times 10^{-12}$ Дж/м (в) и $M_s = 1.35 \times 10^6$ А/м, $K_0 = 13 \times 10^5$ Дж/м³, $A = 2 \times 10^{-11}$ Дж/м (г) (с согласия Elsevier рисунок взят из [61]).

исследовать отдельные вклады фурье-компонент намагниченности в общее магнитное сечение, а не их сумму, которая обычно получается из эксперимента.

В статье [67] выполнен численный анализ процессов перемагничивания в нанокompозите, состоящем из магнитно-твердых зерен, встроенных в магнитно-мягкую фазу. Такие материалы широко используют для производства постоянных магнитов, потому что они сочетают в себе высокую остаточную намагниченность с большой коэрцитивной силой. В работе выполнено моделирование нанокompозитов с Sg в качестве твердой фазы и Fe или Ni в качестве мягкой фазы. Описано влияние на процесс несовершенства межзеренного обмена и несферической формы твердых

зерен. Продемонстрировано, что максимальная величина удельных потерь достигается не для систем с идеальным межзеренным обменом, а для материалов, где этот обмен существенно ослаблен (рис. 31в).

Также показано, что основные параметры петли гистерезиса: остаточная намагниченность и коэрцитивная сила — проявляют нетривиальные зависимости от величины межзеренного обмена и формы твердых зерен (взяты в виде эллипсоидов с варьируемыми длинами полуосей). Для различных отношений параметров формы эллипсоидов построены петли гистерезиса для твердой и мягкой фазы, а также суммарные петли гистерезиса (рис. 32).

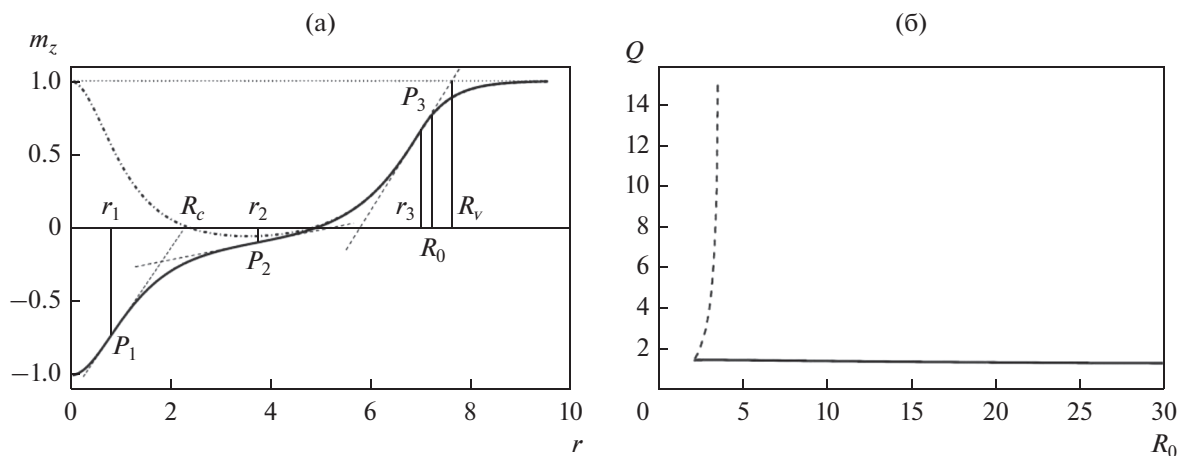


Рис. 23. Распределения намагниченности в вихреподобном образовании, локализованном на цилиндрическом колумнарном дефекте при противоположных величинах намагниченности в центре дефектной области (обозначены штрихованными и сплошными) линиями (а). Диаграмма области устойчивости состояния, обозначенного сплошной линией на рис. (а) в зависимости от радиуса дефектной области и фактора качества. Параметры материала в дефектной области и остальной части образца соотносятся следующим образом: $K_2 = -K_1$, $A_1 = A_2$, $M_{s1} = M_{s2}$, $D = 10 \Delta_0$, где Δ_0 – характерная толщина доменной границы в материале (б) (с согласия ФТИ им. Иоффе рисунок взят из [62]).

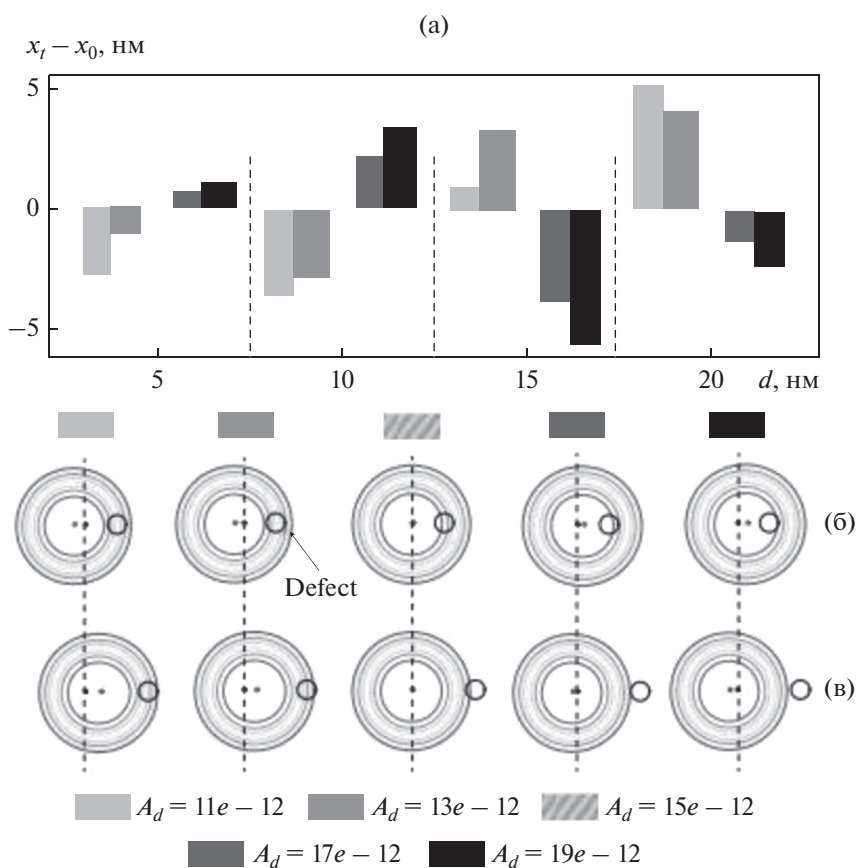


Рис. 24. (а) Смещения скирмионов относительно начального положения при наличии точечного дефекта, связанного с изменением обменного параметра для пленок различной толщины d . Относительные расположения скирмиона и точечного дефекта для случаев (б) $d = 10$ нм, (в) $d = 20$ нм. В начальной конфигурации центр скирмиона находится на пунктирной линии. Релаксированное положение показано линиями уровня (концентрическими окружностями) для компоненты намагниченности, перпендикулярной плоскости образца (рисунок взят из работы [63], находящейся в открытом доступе).

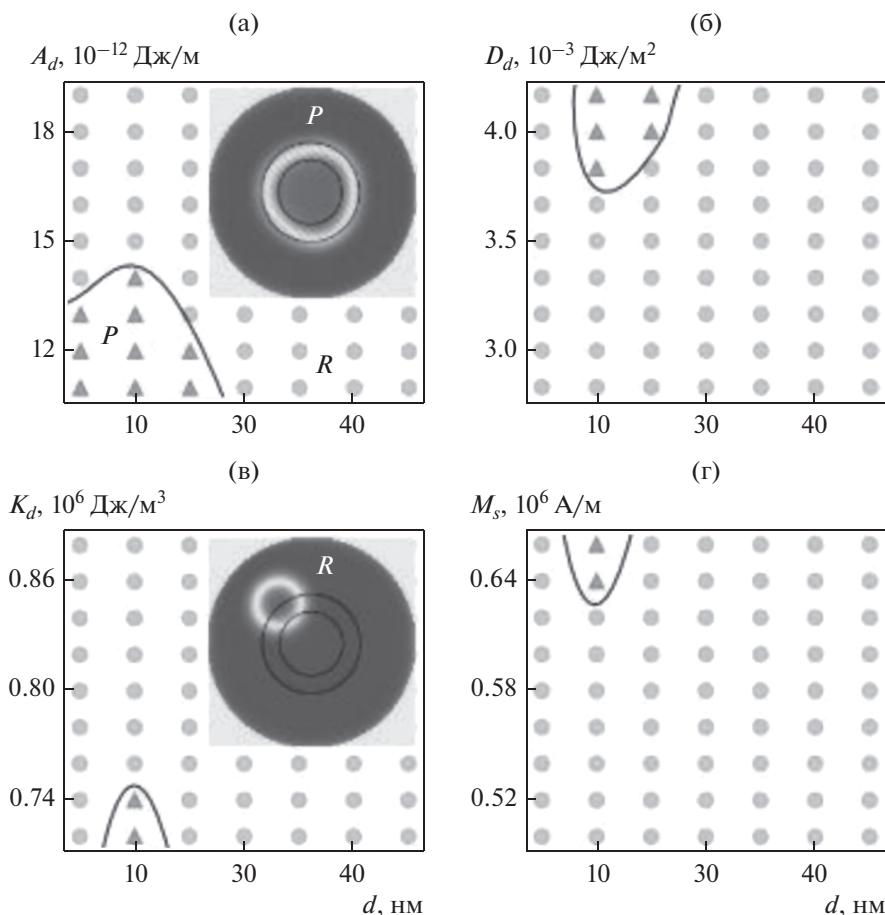


Рис. 25. Фазовые диаграммы для состояний движения скирмионов для кольцевого дефекта, связанного с изменением: (а) обменной константы, (б) константы взаимодействия Дзялошинского–Мории, (в) константы одноосной анизотропии, (г) намагниченности насыщения. Состояние пиннинга (закрепления) (P) и вращательное состояние (R) показаны треугольниками и кругами соответственно (рисунок взят из работы [63], находящейся в открытом доступе).

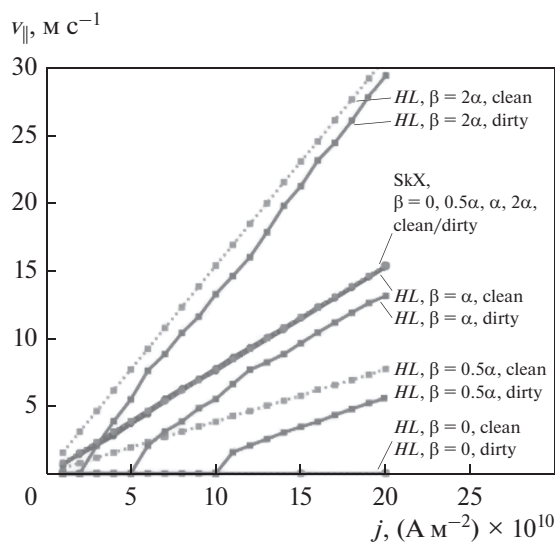


Рис. 26. Продольные компоненты скорости при движении под действием спинового тока для фаз спиновой спирали и скирмионной решетки. Рассмотрены случаи чистого образца и образца, содержащего дефекты (с согласия Nature Research рисунок взят из [64]).

Статья [69] описывает разработанный программный код для микромагнитных симуляций гранулированных образцов. Алгоритм основан на методах тесселяции Вороного и неоднородного быстрого преобразования Фурье. Программа способна эффективно и точно моделировать динамику намагниченности в крупных и структурно сложных гранулированных системах, таких как многослойные среды, используемые для перпендикулярной магнитной записи, зернистые нанопроволоки и считывающие головки. В этих системах микроструктура и распределение свойств зерен, а также их взаимодействие играют важную роль. Время симуляции значительно сокращается использованием алгоритма неоднородного быстрого преобразования Фурье на графических процессорах. С помощью данного кода возможно моделирование обычной магнитной записи, теплового перемагничивания, динамики доменных границ в зернистых нанопроволоках и магнитных лентах.

В работе [70] выполнена симуляция образования двумерных магнитных кластеров с ориента-

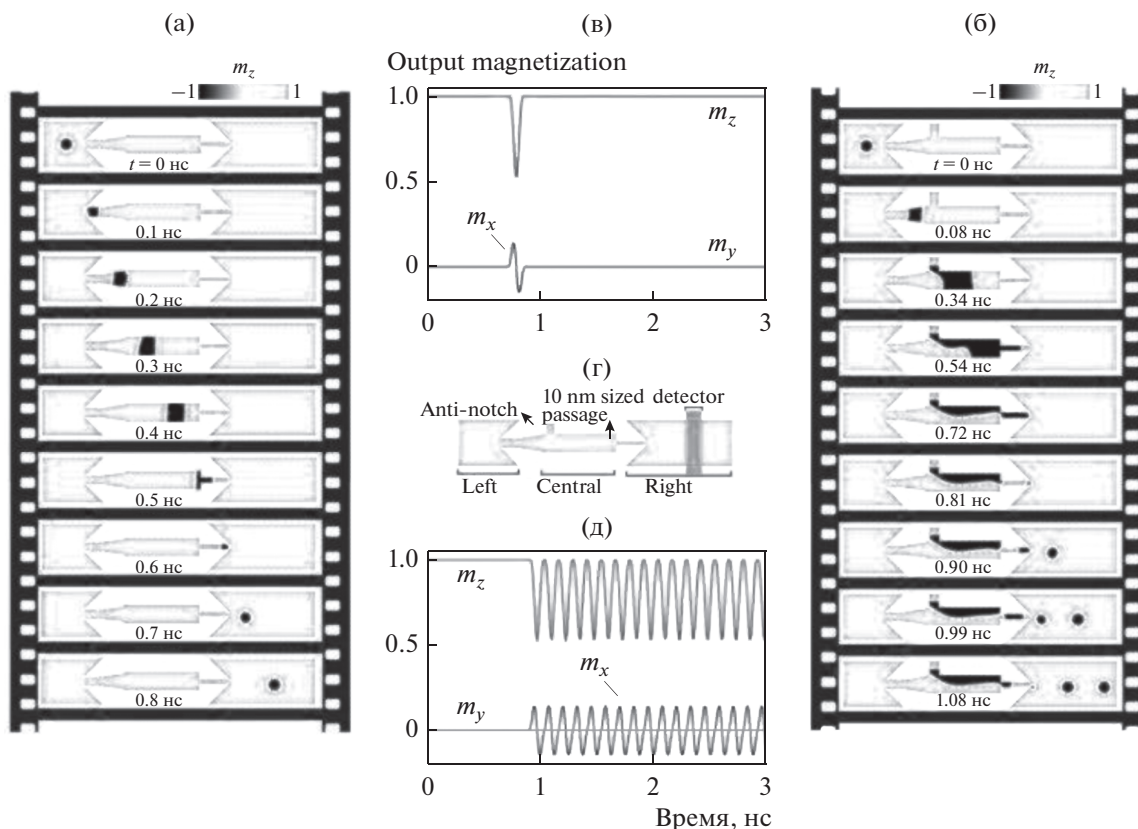


Рис. 27. (а) Обратимое преобразование между скирмионным состоянием и парой доменных границ, (б) Генерация когерентных скирмионных состояний после добавления врезки в центральной части образца, (в) Намагниченность на выходе (в правой части образца) для случая (а), (г) Намагниченность на выходе (в правой части образца) для случая (б), (д) Схема скирмионного генератора (рисунок взят из работы [65], находящейся в открытом доступе).

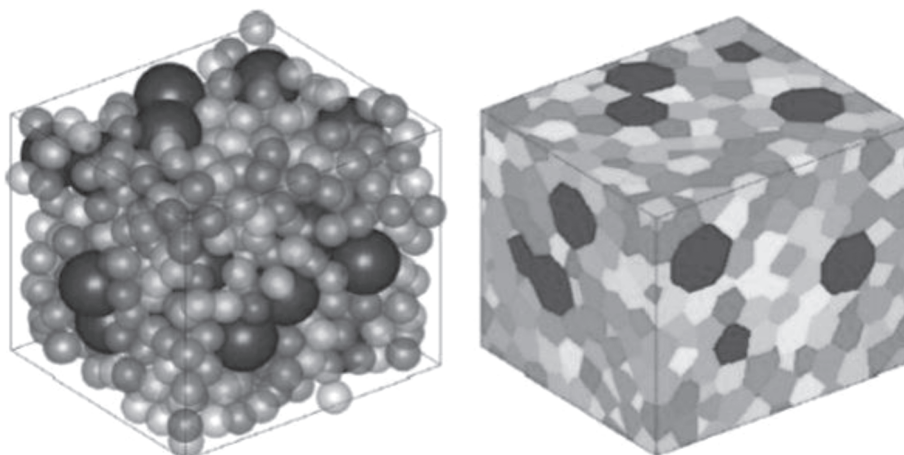


Рис. 28. Схематическое изображение метода генерации сетки: левое изображение демонстрирует распределение магнитных диполей (черные – твердая магнитная фаза, остальные цвета – мягкая). Соответствующее представление регулярной сетки для метода конечных элементов представлено на правом рисунке (с согласия Elsevier рисунок взят из [66]).

цией на реально существующие системы в тонких пленках Fe₃Si. Показано, что взаимодействие между растущим кластером и случайно блуждающими атомами приводит к удлинению кластера в направлении, совпадающем с его вектором на-

магниченности. Симуляции проводятся в рамках модели диффузионно-ограниченной агрегации, которая была предложена Виттенем и Сандером с учетом диполь-дипольного взаимодействия между кластером и блуждающим атомом.

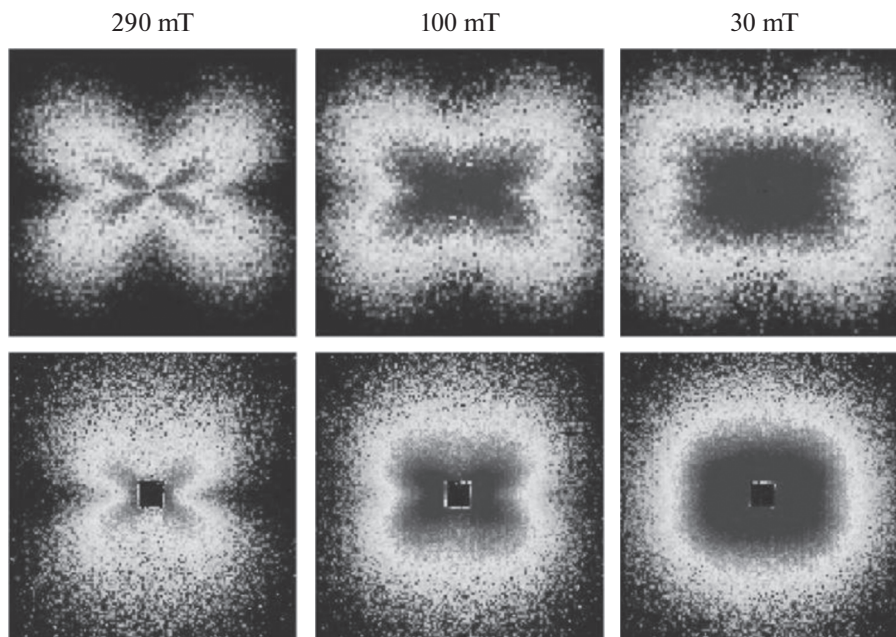


Рис. 29. Сравнение данных симуляций и экспериментальных данных для дифференциальных сечений, пропорциональных комбинации Фурье-компонент намагниченности $|\tilde{M}_x|^2 + |\tilde{M}_y|^2 \cos^2 \theta - (\tilde{M}_x \tilde{M}_y^* + \tilde{M}_y \tilde{M}_x^*) \sin \theta \cos \theta$ при различных значениях магнитного поля (поле направлено горизонтально в плоскости) (с согласия Elsevier рисунок взят из [66]).

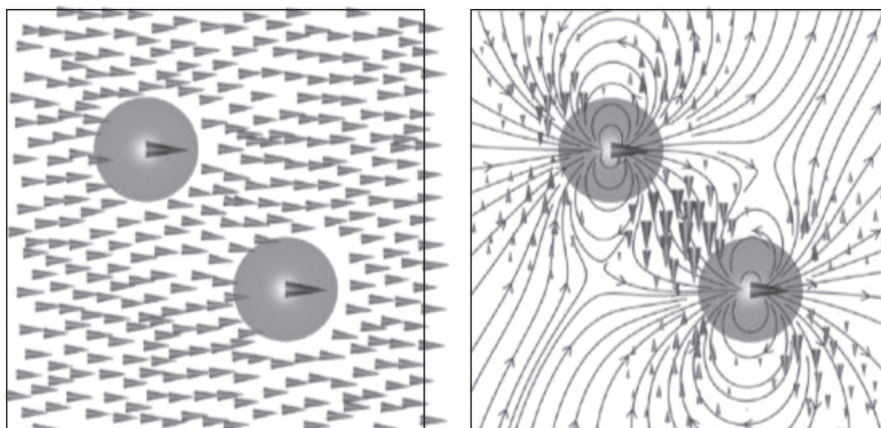


Рис. 30. Результаты микромагнитного моделирования двумерных распределений намагниченности вокруг двух наночастиц твердой фазы, находящихся в однодомном состоянии. Поле направлено горизонтально в плоскости и равно 0.3 Тл. На левом изображении приведено распределение намагниченность в обеих фазах. Необходимо отметить, что разность намагниченностей насыщения фаз в пересчете на величину поля составляет 1.5 Тл. Чтобы продемонстрировать разориентированность спинов в мягкой фазе, на правом рисунке стрелки обозначают величину компоненты намагниченности, перпендикулярной плоскости образца. Также изображены силовые линии распределения дипольного поля (с согласия Elsevier рисунок взят из [66]).

В работе [68], с помощью разработанного ранее алгоритма симуляции роста тонких пленок методом Монте-Карло, изучали процессы перемагничивания в тонких наклонно-осажденных пленках с помощью микромагнитного моделирования. Построены петли гистерезиса для различных углов осаждения, а также зависимость оста-

точной намагниченности и коэрцитивной силы от угла (рис. 33). В тонких пленках с углами осаждения меньше 65° перемагничивание происходит через когерентное вращение магнитных моментов, тогда как для случая больших углов намагниченность изменяется путем образования сложных квазидоменных магнитных структур.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для объяснения явлений динамического пиннинга доменных границ, описания статической структуры и характера перемагничивания пленок, содержащих массивы антиточек, а также для изучения устойчивости скирмионных состояний, необходим учет трехмерной микромагнитной структуры. Использование возможностей микромагнитного моделирования в таких исследованиях является ключевым элементом, связывающим аналитические и экспериментальные результаты. Оно позволяет предсказывать на модельном уровне новые типы систем, которые могут быть использованы в приложениях.

При помощи микромагнитного моделирования удалось достаточно полно описать процессы динамики доменных границ в образцах, содержащих дефекты, в частности, явление пиннинга доменных границ и его влияние на петли гистерезиса в тонких пленках, содержащих дефекты. Широкий круг исследований тонких пленок, содержащих антиточки, позволил описать существующие в таких системах экзотические типы структур намагниченности: супердомены и супердоменные границы, а также их структуру в зависимости от геометрических параметров массивов антиточек. Описание процессов перемагничивания в таких системах, опирающееся на представление о двумерной структуре намагниченности, позволило показать, что параметры петли гистерезиса (например, коэрцитивная сила) существенно отличаются от таковых в цельных пленках аналогичного состава. Фактически было показано, что массивы антиточек следует считать метаматериалами, отличными по магнитным свойствам от сплошных тонких пленок, причем эти свойства можно регулировать размером антиточек и периодом их повторения в каждом из двух пространственных направлений. Микромагнитное моделирование также показало, что свойства массивов могут существенно зависеть от симметрии их решетки и геометрической формы отдельной антиточки. Эти исследования открывают перспективы управления магнитной структурой в таких образцах посредством манипуляции геометрическими параметрами массива антиточек.

Исследования взаимодействия скирмионных состояний с дефектами различных типов показывают, что эти топологические структуры могут стабилизироваться на дефектах, в частности, и при отсутствии взаимодействия Дзялошинского–Мории. Показано, что динамика скирмионных решеток в присутствии дефектов демонстрирует универсальный характер в связи с тем, что индивидуальные скирмионы могут избегать дефектов как центров пиннинга. Также смоделированы прототипы устройств, являющихся генераторами скирмионных состояний, на основе которых

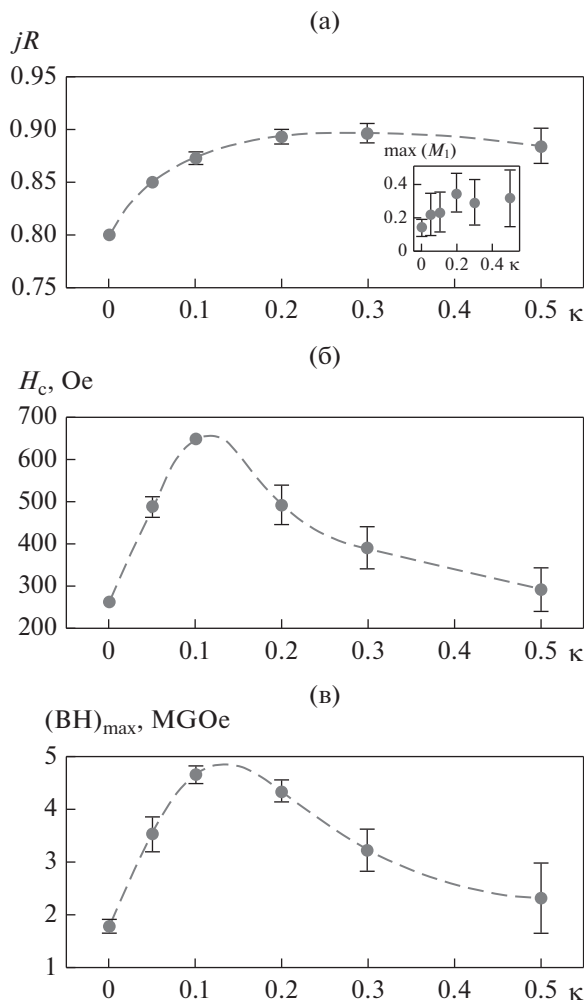


Рис. 31. (а) Остаточная намагниченность, (б) коэрцитивная сила и (в) потери на гистерезис для смоделированного нанокompозита SrFe₁₂O₁₉/Fe со сферическими твердыми зёрнами как функция параметра ослабления обмена на границах зёрен. На вставке рисунка (а) показаны максимальные в процессе перемагничивания значения компоненты намагниченности, перпендикулярной внешнему полю. Пунктирные линии проведены для удобства восприятия (с согласия APS Physics рисунок взят из [67]).

может быть построена концепция логических вентилей, использующих скирмионы в качестве носителей информации.

Развитие методик микромагнитного моделирования позволило выполнять реалистичные симуляции для материалов с зернистой структурой. В частности, были выполнены симуляции процессов перемагничивания, а также модельные диаграммы малоуглового нейтронного рассеяния для композитных твердо-мягких магнитных материалов. При использовании дополнительных алгоритмов симуляции высаживания пленок на подложку стало возможно моделирование про-

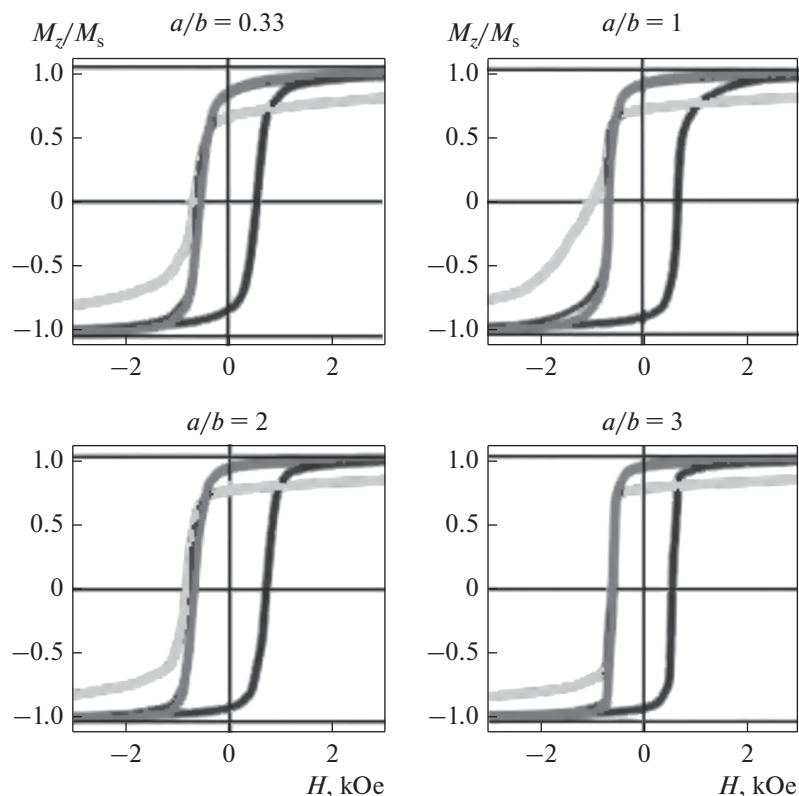


Рис. 32. Петли гистерезиса, смоделированные для нанокompозита $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}/\text{Fe}$ с параметром ослабления обмена $\kappa = 0.1$ для различных соотношения геометрических параметров главных осей для зерен твердой фазы. Черные кривые обозначают петли гистерезиса для всей системы, светлые – нисходящую ветвь петли для твердой фазы, темно-серые кривые – то же для мягкой фазы (с согласия APS Physics рисунок взят из [67]).

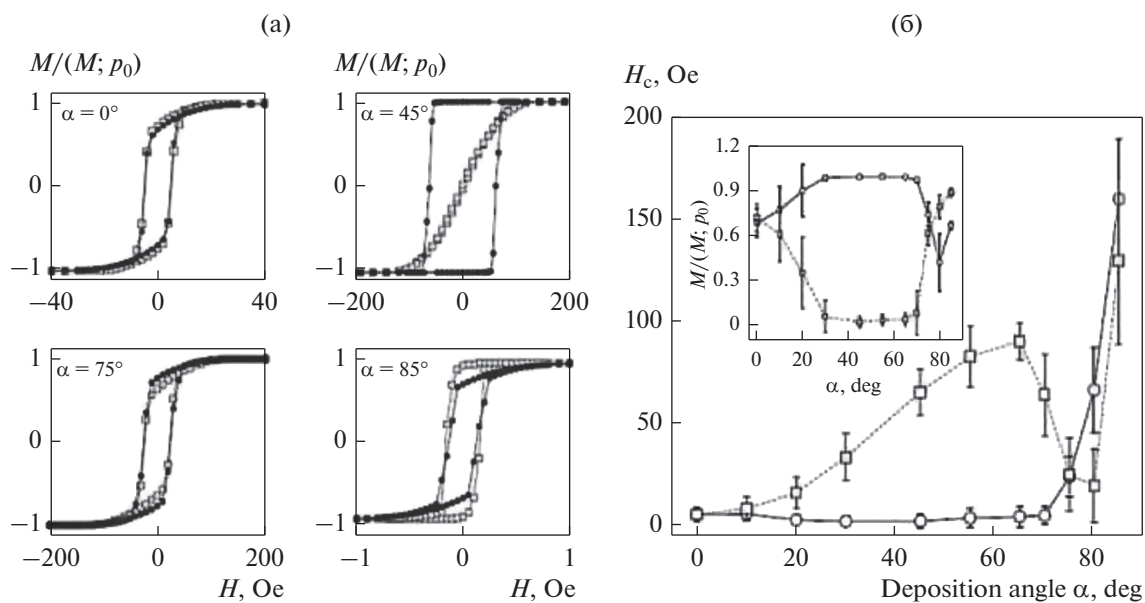


Рис. 33. (а) Петли гистерезиса для пленок, смоделированных при различных значениях угла осаждения α (p_0 – плотность упаковки пленки). (б) Коэрцитивная сила H_c как функция угла осаждения. Вставка демонстрирует зависимость остаточной намагниченности от угла осаждения. Диапазон возможных значений указан отрезками погрешностей. На всех рисунках круги (квадраты) обозначают результаты для внешнего поля, ориентированного параллельно (перпендикулярно) плоскости осаждения (с согласия Сибирского федерального университета рисунок взят из [68]).

цессов перемагничивания в наклонно-осажденных тонких пленках.

Дальнейшее развитие микромагнитных исследований, по мнению авторов, может быть связано с систематическим учетом влияния трехмерного характера намагниченности на структуру и свойства систем, содержащих дефекты, что представляет как фундаментальный, так и практический интерес. Также современные возможности позволяют непосредственно учитывать в микромагнитных симуляциях влияние флуктуаций, связанных с конечной температурой, что может сделать симуляции более реалистичными. Другим возможным направлением является непосредственный учет влияния структуры механических напряжений на статические и динамические свойства намагниченности в ферромагнетиках путем учета в микромагнитных моделях энергии взаимодействия с такими напряжениями.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБНАУКИ РФ по темам “Магнит” № АААА-А18-118020290129-5 и “Сплавы” № АААА-А19-119070890020-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hubert A., Schäfer R.* Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures // *Encyclopedia of Condensed Matter Physics*. 3rd ed. N.Y.: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998. 686 p.
2. *Zang J., Hoffmann A.* Topology in magnetism / Ed. J. Zang, V. Cros, A. Hoffmann. Springer International Publishing, 2018. 416 p.
3. *Barkhausen H.* Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckte Erscheinungen // *Physische Zeitschrift*. 1919. V. 20. № 17. P. 401–403.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Л.Д. Ландау Собрание трудов, т. 1 / Под ред. Лифшица Е.М. М.: Наука, 1969. С. 128–143.
5. *Thiele A.A.* Steady-state motion of magnetic domains // *Physical Review Letters*. 1973. V. 30. № 6. P. 230–233.
6. *Brown W.* Micromagnetics. N.Y., London: J. Wiley, 1963. 143 p.
7. *Неель Л.* Влияние пустот и включений на коэрцитивную силу // *Физика ферромагнитных областей*. / Под ред. Вонсовского С.В. М.: Изд-во ин. лит., 1951. С. 215–239.
8. *Goodenough J.V.* A theory of domain creation and coercive force in polycrystalline ferromagnetics // *Physical Review*. 1954. V. 95. № 4. P. 917–932.
9. *Aharoni A., Frei E.H., Shtrikman S.* Theoretical approach to the asymmetrical magnetization curve // *J. Appl. Phys.* 1959. V. 30. № 12. P. 1956–1961.
10. *Meiklejohn W.H., Bean C.P.* New magnetic anisotropy // *Physical Review*. 1957. V. 105. № 3. P. 904–913.
11. *Kronmüller H.* Micromagnetism in amorphous alloys // *IEEE Transactions on Magnetics*. 1979. V. 15. № 5. P. 1218–1225.
12. *Paul D.I.* General theory of the coercive force due to domain wall pinning // *J. Appl. Phys.* 1982. V. 53. № 3. P. 1649–1654.
13. *Paul D.I.* Soliton theory and the dynamics of a ferromagnetic domain wall // *J. Physics C: Solid State Physics*. 1979. V. 12. P. 585–593.
14. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B.* The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances*. 2014. V. 4. № 10. P. 107133.
15. OOMMF Project at NIST [Electronic resource]. URL: <https://math.nist.gov/oommf/> (accessed: 15.08.2020).
16. *Филиппов Б.Н., Дубовик М.Н.* Влияние трехмерных неоднородностей магнитных параметров на динамику вихреподобных доменных границ // *ФТТ*. 2014. Т. 56. № 5. С. 931–938.
17. *Екомасов Е.Г., Муртазин Р.Р., Назаров В.Н.* Одномерная динамика доменных границ в трехслойной ферромагнитной структуре с различными параметрами магнитной анизотропии и обмена // *ФММ*. 2013. Т. 115. № 2. С. 125–131.
18. *Noskova N.I., Shulika V.V., Potapov A.P.* On the nature of the hysteresis loop shift in amorphous soft magnetic alloys // *Materials Transactions*. 2001. V. 42. № 8. P. 1540–1542.
19. *Дубовик М.Н., Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г.* Асимметричный пиннинг вихревых доменных границ в тонких пленках с плоскостной анизотропией и неоднородностью намагниченности насыщения // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. 2015. Т. 12. № 4. С. 408–414.
20. *Дубовик М.Н., Корзунин Л.Г., Филиппов Б.Н.* Асимметричный пиннинг вихревых доменных стенок в ферромагнитных пленках на областях с повышенной намагниченностью насыщения // *ФММ*. 2015. Т. 116. № 7. С. 694–700.
21. *Дубовик М.Н., Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г.* Асимметричный пиннинг вихревых доменных стенок в магнитных пленках на областях с пониженной намагниченностью насыщения // *ФММ*. 2016. Т. 117. № 4. С. 342–348.
22. *Zhu W., Liao J., Zhang Z., Ma B., Jin Q.Y., Liu Y., Huang Z., Hu X., Ding A., Wu J., Xu Y.* Depinning of vortex domain walls from an asymmetric notch in a permalloy nanowire // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. № 8.
23. *Moretti S., Voto M., Martinez E.* Dynamical depinning of chiral domain walls // *Phys. Rev. B*. 2017. V. 96. № 5. P. 1–10.
24. *Novak R.L., Metaxas P.J., Jamet J.P., Weil R., Ferré J., Mougín A., Rohart S., Stamps R.L., Zermatten P.J., Gaudin G., Baltz V., Rodmacq B.* Highly asymmetric magnetic domain wall propagation due to coupling to a periodic pinning potential // *J. Physics D: Applied Physics*. 2015. V. 48. № 23. P. 1–12.
25. *Дубовик М.Н., Филиппов Б.Н.* Влияние асимметричного пиннинга вихревых доменных границ на кривую перемагничивания пленок с плоскостной анизотропией // *ФММ*. 2017. Т. 118. № 5. С. 464–468.
26. *Измозжерев И.М., Байкенов Е.Ж., Дубовик М.Н., Филиппов Б.Н.* Влияние геометрических параметров на асимметричный пиннинг доменных гра-

- ниц в пленках с одноосной анизотропией // ФММ. 2018. Т. 119. № 8. С. 761–767.
27. *Зверев В.В., Филиппов Б.Н.* Моделирование трехмерных микромагнитных структур в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией. Статические структуры // ФММ. 2013. Т. 114. № 2. С. 120–128.
 28. *Зверев В.В., Филиппов Б.Н.* Моделирование трехмерных микромагнитных структур в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией. Динамика и структурные перестройки // ФММ. 2013. Т. 114. № 2. С. 129–135.
 29. *Wang C.C., Adeyeye A.O., Singh N.* Magnetic antidot nanostructures: Effect of lattice geometry // *Nanotechnology*. 2006. V. 17. № 6. P. 1629–1636.
 30. *Deshpande N.G., Seo M.S., Jin X.R., Lee S.J., Lee Y.P., Rhee J.Y., Kim K.W.* Tailoring of magnetic properties of patterned cobalt antidots by simple manipulation of lattice symmetry // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. № 12. P. 17–20.
 31. *Ho C.C., Hsieh T.W., Kung H.H., Juan W.T., Lin K.H., Lee W.L.* Reduced saturation magnetization in cobalt antidot thin films prepared by polyethylene oxide-assisted self-assembly of polystyrene nanospheres // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. № 12. P. 1–3.
 32. *Fettar F., Cagnon L., Rougemaille N.* Three-dimensional magnetization profile and multiaxial exchange bias in Co antidot arrays // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. № 19. P. 1–3.
 33. *Yu C.T., Jiang H., Shen L., Flanders P.J., Mankey G.J.* The magnetic anisotropy and domain structure of permalloy antidot arrays // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 87. № 9. P. 6322–6324.
 34. *Yu C., Pechan M.J., Mankey G.J.* Dipolar induced, spatially localized resonance in magnetic antidot arrays // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. № 19. P. 3948–3950.
 35. *Tripathy D., Vavassori P., Porro J.M., Adeyeye A.O., Singh N.* Magnetization reversal and anisotropic magnetoresistance behavior in bicomponent antidot nanostructures // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. № 4. P. 95–98.
 36. *Tacchi S., Botters B., Madami M., Kłos J.W., Sokolovskyy M.L., Krawczyk M., Gubbiotti G., Carlotti G., Adeyeye A.O., Neusser S., Grundler D.* Mode conversion from quantized to propagating spin waves in a rhombic antidot lattice supporting spin wave nanochannels // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. № 1. P. 1–12.
 37. *Ding J., Tripathy D., Adeyeye A.O.* Effect of antidot diameter on the dynamic response of nanoscale antidot arrays // *J. Appl. Phys.* 2011. V. 109. № 7. P. 1–4.
 38. *Toporov A., Langford R.M., Petford-Long A.K.* Lorentz transmission electron microscopy of focused ion beam patterned magnetic antidot arrays // *Appl. Phys. Lett.* 2000. V. 77. № 19. P. 3063–3065.
 39. *Torres L., Lopez-Diaz L., Iñiguez J.* Micromagnetic tailoring of periodic antidot permalloy arrays for high density storage // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 73. № 25. P. 3766–3768.
 40. *Cowburn R.P., Adeyeye A.O., Bland J.A.C.* Magnetic domain formation in lithographically defined antidot Permalloy arrays // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 70. № 17. P. 2309–2311.
 41. *Xiao Z.L., Han C.Y., Welp U., Wang H.H., Vlasko-Vlasov V.K., Kwok W.K., Miller D.J., Hiller J.M., Cook R.E., Willing G.A., Crabtree G.W.* Nickel antidot arrays on anodic alumina substrates // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. № 15. P. 2869–2871.
 42. *Navas D., Hernández-Vélez M., Vázquez M., Lee W., Nielsch K.* Ordered Ni nanohole arrays with engineered geometrical aspects and magnetic anisotropy // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. № 19. P. 1–4.
 43. *Mandal R., Saha S., Kumar D., Barman S., Pal S., Das K., Raychaudhuri A.K., Fukuma Y., Otani Y., Barman A.* Optically induced tunable magnetization dynamics in nanoscale Co antidot lattices // *ACS Nano*. 2012. V. 6. № 4. P. 3397–3403.
 44. *Castán-Guerrero C., Herrero-Albillos J., Bartolomé J., Bartolomé F., Rodríguez L.A., Magén C., Kronast F., Gawronski P., Chubykalo-Fesenko O., Merazzo K.J., Vavassori P., Strichovanec P., Sesé J., García L.M.* Magnetic antidot to dot crossover in Co and Py nanopatterned thin films // *Phys. Rev. B* 2014. V. 89. № 14. P. 1–10.
 45. *Michea S., Palma J.L., Lavín R., Briones J., Escrig J., Denardin J.C., Rodríguez-Suárez R.L.* Tailoring the magnetic properties of cobalt antidot arrays by varying the pore size and degree of disorder // *J. Physics D: Applied Physics*. 2014. V. 47. № 33. P. 1–8.
 46. *Barman A.* Control of magnonic spectra in cobalt nanohole arrays: The effects of density, symmetry and defects // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2010. V. 43. № 19. P. 1–7.
 47. *Wang C.C., Adeyeye A.O., Singh N.* Magnetic and transport properties of multilayer nanoscale antidot arrays // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 88. № 22. P. 1–4.
 48. *Castañó F.J., Nielsch K., Ross C.A., Robinson J.W.A., Krishnan R.* Anisotropy and magnetotransport in ordered magnetic antidot arrays // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. № 14. P. 2872–2874.
 49. *Adeyeye A.O., Win M.T., Tan T.A., Chong G.S., Ng V., Low T.S.* Planar Hall effect and magnetoresistance in Co/Cu multilayer films // *Sensors and Actuators, A: Physical*. 2004. V. 116. № 1. P. 95–102.
 50. *Hu X.K., Sievers S., Müller A., Janke V., Schumacher H.W.* Classification of super domains and super domain walls in permalloy antidot lattices // *Phys. Rev. B*. 2011. V. 84. № 2. P. 2–7.
 51. *Hu X.K., Sievers S., Müller A., Schumacher H.W.* The influence of individual lattice defects on the domain structure in magnetic antidot lattices // *J. Appl. Phys.* 2013. V. 113. № 10. P. 1–6.
 52. *Mallick S., Mishra S.S., Bedanta S.* Relaxation dynamics in magnetic antidot lattice arrays of Co/Pt with perpendicular anisotropy // *Scientific Reports*. 2018. V. 8. № 1. P. 1–8.
 53. *Heyderman L.J., Nolting F., Backes D., Czekař S., Lopez-Diaz L., Kläui M., Rüdiger U., Vaz C.A.F., Bland J.A.C., Matelon R.J., Volkmann U.G., Fischer P.* Magnetization reversal in cobalt antidot arrays // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 73. № 21. P. 1–12.
 54. *Tahir N., Zelent M., Gieniusz R., Krawczyk M., Maziewski A., Wojciechowski T., Ding J., Adeyeye A.O.* Magnetization reversal mechanism in patterned

- (square to wave-like) Py antidot lattices // *J. Physics D: Applied Physics*. 2017. V. 50. № 2. P. 025004.
55. Liu Y., Du A. Arrangement effects of triangular defects on magnetization reversal process in a permalloy dot // *JMMM*. 2011. V. 323. P. 461–464.
 56. Liu Y.H., Li Y.Q. A mechanism to pin skyrmions in chiral magnets // *J. Physics Condensed Matter*. 2013. V. 25. № 7. P. 1–8.
 57. Röβler U.K., Bogdanov A.N., Pfleiderer C. Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals // *Nature*. 2006. V. 442. № 7104. P. 797–801.
 58. Mühlbauer S., Binz B., Jonietz F., Pfleiderer C., Rosch A., Neubauer A., Georgii R., Böni P. Skyrmion lattice in a chiral magnet // *Science*. 2009. V. 323. № 5916. P. 915–919.
 59. Fert A., Cros V., Sampaio J. Skyrmions on the track // *Nature Nanotechnology*. 2013. V. 8. № 3. P. 152–156.
 60. Zhang X., Ezawa M., Zhou Y. Magnetic skyrmion logic gates: Conversion, duplication and merging of skyrmions // *Scientific Reports*. 2015. V. 5. P. 1–8.
 61. Sapozhnikov M. V. Skyrmion lattice in a magnetic film with spatially modulated material parameters // *JMMM*. 2015. V. 396. P. 338–344.
 62. Вахитов Р.М., Ахметова А.А., Солонецкий Р.В. Вихреподобные образования на дефектах магнитоодносных пленок // *ФТТ*. 2019. Т. 61. № 3. С. 453.
 63. Song C., Jin C., Xia H., Ma Y., Wang J., Wang J., Liu Q. Interaction between defect and skyrmion in nanodisk // <http://arxiv.org/abs/2005.03385>. 2020. P. 1–8.
 64. Iwasaki J., Mochizuki M., Nagaosa N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets // *Nature Communications*. 2013. V. 4. P. 1–8.
 65. Deger C., Yavuz I., Yildiz F. Current-driven coherent skyrmion generation // *Scientific Reports*. 2019. V. 9. № 1. P. 1–8.
 66. Michels A., Erokhin S., Berkov D., Gorn N. Micromagnetic simulation of magnetic small-angle neutron scattering from two-phase nanocomposites // *JMMM*. 2014. V. 350. P. 55–68.
 67. Erokhin S., Berkov D. Optimization of nanocomposite materials for permanent magnets: micromagnetic simulations of the effects of intergrain exchange and the shapes of hard grains // *Phys. Rev. Appl.* 2017. V. 7. № 1. P. 1–15.
 68. Solovev P.N., Izotov A. V., Belyaev B.A. Micromagnetic simulation of magnetization reversal processes in thin obliquely deposited films // *J. Siberian Federal University – Mathematics and Physics*. 2016. V. 9. № 4. P. 524–527.
 69. Menarini M., Lubarda M. V., Chang R., Li S., Fu S., Livshitz B., Lomakin V. Micromagnetic simulator for complex granular systems based on Voronoi tessellation // *JMMM*. 2019. V. 482. P. 350–357.
 70. Balakirev N.A., Zhikharev V.A. Computer simulation of growth and magnetic properties of quasi 2D magnetic cluster // *Magnetic Resonance in Solids*. 2015. V. 17. № 2. P. 1–6.