

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.624

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ОДНООСНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК С ПРОСТРАНСТВЕННО МОДУЛИРОВАННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

© 2024 г. Р. М. Вахитов^a *, А. А. Ахметова^a, М. А. Филиппов^a, Р. В. Солонецкий^a

^aФизико-технический институт, ФГБОУ ВО “Уфимский университет науки и технологий”,
ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076 Россия

*e-mail: vakhitovrm@yahoo.com

Поступила в редакцию 14.11.2023 г.

После доработки 15.12.2023 г.

Принята к публикации 22.12.2023 г.

Исследовано поведение вихреподобных магнитных неоднородностей, возникающих в ферромагнитном диске с пространственно-модулированной одноосной анизотропией, в магнитных полях разной направленности. Определены характерные этапы перемагничивания вихреподобных неоднородностей, образующихся на дефекте. Найдены критические поля их перестройки и дано объяснение в разнице поведения этих неоднородностей в перпендикулярном и планарном магнитных полях. Выявлено влияние спиральности магнитного скирмиона, локализованного на дефекте, на процесс его перемагничивания в планарном поле.

Ключевые слова: магнитная пленка, модулированная одноосная анизотропия, вихреподобные неоднородности, магнитное поле, спиральность

DOI: 10.31857/S0015323024050043, EDN: XXACGI

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в скирмионике наметился определенный интерес к исследованиям структуры и свойств магнитных скирмионов, образующихся в некиральных магнетиках [1–3]. Вихреподобные магнитные неоднородности впервые были обнаружены в магнитных материалах с нецентросимметричной решеткой (киральные магнетики) [4]. Они обладают рядом привлекательных свойств (топологическая защищенность, наноразмеры, высокая скорость и т.д.), которые могут найти применение в различных спинтронных устройствах, в том числе в магнитной памяти нового поколения, и в искусственных нейронных сетях [5–8]. Магнитные скирмионы стабилизируются в киральных магнетиках благодаря наличию в них взаимодействия Дзялошинского–Мория (DMI). В то же время, как показали дальнейшие исследования, они также могут существовать как устойчивые состояния и в ультратонких магнитных пленках, эпитаксиально выращенных на подложках из тяжелых металлов [5, 9], а также в многослойных пленках типа Co/Pt [10, 11]. Тем не менее возникающие различного рода проблемы в киральных

магнетиках, связанные со стабилизацией в них магнитных скирмионов [2, 4, 5, 9–11], вызывают определенные сомнения в их практическом использовании в устройствах спинтроники [2]. Поэтому возник спрос на альтернативные способы стабилизации скирмионов в материалах без DMI, т.е. в некиральных магнетиках [1, 12]. Одним из вариантов осуществления подобного подхода является идея использования в качестве таких материалов одноосные ферромагнитные пленки с пространственно-модулированными материальными параметрами [13]. В работе [1] был реализован этот подход и экспериментально получена многослойная пленка Co/Pt с локально измененными ее участками, в которых константа перпендикулярной анизотропии имела пониженное значение (вследствие сфокусированного облучения поверхности материала пучком ионов He^+). В результате в такой пленке можно было наблюдать при комнатных температурах решетку магнитных скирмионов, устойчивость которых не нарушалась и в магнитном поле. Последнее свойство имеет важное прикладное значение, так как с помощью внешнего магнитного поля [13, 16], направленного по нор-

мали к образцу, можно эффективно управлять скирмионными состояниями в таких пленках. Однако подобные исследования в планарном магнитном поле для некиральных магнетиков еще не проводили. Поэтому целью данной работы является исследование процессов перемагничивания вихреподобных неоднородностей, зарождающихся на колумнарном дефекте (типа потенциальная яма) магнитоодноосного диска с помощью пакета программ ООММФ. Полученные результаты позволят сравнить результаты с таковыми, найденными методом численного интегрирования уравнения Эйлера–Лагранжа [14].

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассматривается одноосный ферромагнетик в форме диска, в котором присутствует дефект в виде цилиндра радиусом R_0 с осью симметрии, совпадающей с аналогичной осью диска и направленной вдоль Oz (рис. 1).

Предполагается, что легкая ось одноосной анизотропии также совпадает с осью Oz и, кроме того, считается, что $R \gg R_0$, где R – радиус диска. В выражении для плотности энергии $\mathcal{E}$ учитываются обменное взаимодействие (характеризуемое обменным параметром A), одноосная анизотропия (K_u), зеемановское взаимодействие и размагничивающие поля диска, обусловленные его конечностью. Соответственно, выражение имеет вид:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\text{ex}} + \mathcal{E}_u + \mathcal{E}_H + \mathcal{E}_{\text{ms}}. \quad (1)$$

Здесь

$$\mathcal{E}_{\text{ex}} = A \left(\frac{\partial m_i}{\partial x_j} \frac{\partial m_j}{\partial x_i} \right), \mathcal{E}_u = K_u (m_x^2 + m_y^2),$$

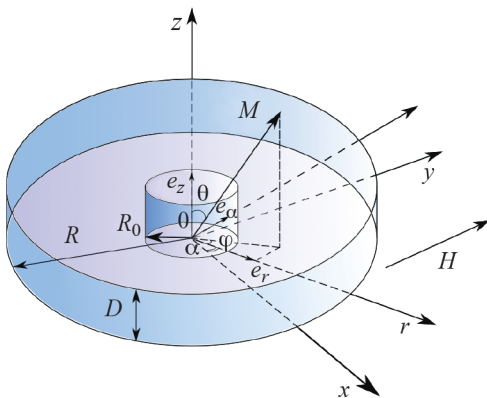


Рис. 1. Геометрия задачи. Здесь (e_r, e_α, e_z) – единичные векторы вдоль соответствующих осей в цилиндрической системе координат (r, α, z) .

$$\mathcal{E}_H = -M_s (\mathbf{m} \mathbf{H}), \mathcal{E}_{\text{ms}} = -\frac{1}{2} M_s (\mathbf{m} \mathbf{H}_m), \quad (2)$$

где m_i – компоненты единичного вектора намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M} / M_s$, $i, j = 1, 2, 3$; $\mathbf{m} = (\sin \theta \cdot \cos \varphi, \sin \theta \cdot \sin \varphi, \cos \theta)$, θ, φ – соответственно, полярный и азимутальный углы вектора $\mathbf{m}$, M_s – намагниченность насыщения, $\mathbf{M}$ – вектор намагниченности, $\mathbf{H}$ – внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_m$ – размагничивающее поле, которое находится из уравнений магнитостатики

$$\text{div}(\mathbf{H}_m + 4\pi M_s \mathbf{m}) = 0, \text{rot} \mathbf{H}_m = 0 \quad (3)$$

с учетом граничных условий, налагаемых на $\mathbf{H}_m$ [17]. Предполагается, что в области дефекта константа K_u изменяется согласно формуле

$$K_u = \begin{cases} K_{u1}, & r > R_0 \\ K_{u2}, & 0 < r \leq R_0 \end{cases}, \quad (4)$$

при этом считается, что $K_{u2} < 0$ [14]. Таким образом, рассматриваемый дефект имеет цилиндрическую форму, на котором могут образоваться магнитные неоднородности с распределением намагниченности, определяемым симметрией данной системы. В отсутствие магнитного поля ($\mathbf{H} = 0$) симметрия рассматриваемой системы является аксиальной. Кроме того, в группу симметрии системы входит и плоскость отражения σ_h , компланарная поверхности пленки. Структура вихреподобных неоднородностей, возможных в неограниченной магнитоодноосной плёнке ($R \rightarrow \infty$) с колумнарным дефектом, находится из уравнения Эйлера–Лагранжа, соответствующего минимуму её энергии [14]:

$$E = 2\pi D \int_0^\infty \mathcal{E} r dr, \quad (5)$$

(здесь D – толщина пленки). Очевидно, это уравнение является нелинейным интегродифференциальным уравнением с непостоянными коэффициентами, которое решается прямым численным интегрированием (метод прогонки с использованием итерационной процедуры по Ньютону [18]). Его решениями будут вихреподобные неоднородности четырех видов [14]. Они имеют блоховское распределение намагниченности ($\varphi = \pi/2$) и различаются полярностью ко-ра и ориентацией единичного вектора намагниченности $\mathbf{m}_0$ на периферии пленки: $\mathbf{m}_0 = \mathbf{m}(\infty)$. Два из них (первый с $m_z(0) = 1, m_z(\infty) = 1$ и второй с $m_z(0) = -1, m_z(\infty) = -1$) представляют вырожденные состояния нетопологического солитона [13, 14], а два других (третий с $m_z(0) = -1, m_z(\infty) = 1$ и четвертый с

$m_z(0) = 1$, $m_z(\infty) = -1$) — вырожденные состояния магнитного скирмиона. Двукратное вырождение этих неоднородностей по полярности кора обусловлено наличием в группе симметрии рассматриваемой системы элемента σ_h . Их устойчивость существенно зависит от параметров дефекта (K_{u2} и R_0), а также от фактора качества материала $Q = K_{u1} / 2\pi M_s^2$ [14]. Всегда существуют предельные значения R_0 и Q , ниже которых данные неоднородности не образуются, а также предельная величина параметра $k = K_{u2} / K_{u1}$, выше которой они не существуют. Следует отметить, что скирмионные состояния являются энергетически более выгодными, чем состояния, соответствующие нетопологическому солитону [13]. Кроме того, они различаются топологическим зарядом q и конфигурацией: так в случае магнитных скирмионов $q = 1$ [6] и в профиле распределения намагниченности имеются три точки перегиба, в случае нетопологических солитонов $q = 0$ и в профиле содержится только две точки перегиба. В то же время во всех четырех видах неоднородностей их структуру можно условно разделить на три участка вращения магнитных моментов: кор (центральная область), промежуточный и граничный участки. Если в коре и в граничном участке происходит резкое изменение величины $m_z(r)$ на единицу длины, то промежуточный участок характеризуется более плавным изменением $m_z(r)$. Возникновение промежуточного участка полностью обусловлено наличием в пленке колумнарного дефекта такого типа. При увеличении R_0 его конфигурация становится более рельефной [14], что выражается в возрастании его размеров и в уменьшении угла наклона кривой $m_z(r)$ к оси Or (в радиальном направлении) в его области.

ВИХРЕПОДОБНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ: $H \parallel Oz$

Изучение поведения вихреподобных неоднородностей в магнитном поле можно провести по крайней мере двумя способами: первый — прямое численное интегрирование уравнения Эйлера—Лагранжа, соответствующего (5), второй — микромагнитное моделирование с помощью пакета программ открытого доступа ООММФ [19]. Первый достаточно информативен в том смысле, что метод позволяет найти зависимость параметров вихреподобных неоднородностей (размеры, энергию, максимальный угол отклонения θ_m вектора $\mathbf{m}$ от оси Oz в нетопологическом солитоне и т.д.) от материальных параметров и величины поля. Он дает практически полную картину физических процес-

сов, связанных с этими неоднородностями, но не во всех случаях. В частности, как показывают расчёты [14], при действии магнитного поля $H \parallel Oz$ на магнитный скирмион (неоднородность третьего типа) он уменьшается в размерах. При достижении критического поля H_l он может схлопнуться и исчезнуть посредством флуктуационного механизма [20], так как при $H > H_l$ его энергия становится больше энергии однородного состояния. Однако он может также превратиться в нетопологический солитон, так как в окрестности $H = H_l$ их энергия сравнивается). Таким образом, вопрос о сценарии перемагничивания магнитного скирмиона остаётся открытым. Поэтому было принято решение исследовать данный процесс с помощью пакета программ открытого доступа ООММФ, чтобы получить реальную доменную структуру образца. Например, если вне дефекта в диске в реальности может существовать лабиринтная доменная структура, то эту структуру можно визуализировать с помощью ООММФ. Параметры образца, представляющего одноосный ферромагнетик, взятого в виде диска и содержащего колумнарный дефект с пониженной константой K_u , брали при следующих значениях [21]: $R = 300$ нм, $D = 30$ нм, $R_0 = 30$ нм, $A_1 = 2.5 \cdot 10^{-13}$ Дж/м, $K = 3 \cdot 10^4$ Дж/м³, $K_{u2} = -0.5 \cdot 10^4$ Дж/м³, $M_s = 6.6 \cdot 10^5$ А/м. Размеры ячейки разбиения брали как $1.5 \times 1.5 \times 1.5$ нм, при этом ширина доменной границы $\Delta = \sqrt{A / K_u} = 2.9 \cdot 10^{-9}$ м. Результаты расчётов в пакете ООММФ процесса перемагничивания исследуемого диска с дефектом в перпендикулярном магнитном поле представлены на рис. 2. Необходимо отметить, что по толщине диска здесь будет 20 слоев, и в каждом из них распределения намагниченности будут отличаться друг от друга. При этом распределение вектора $\mathbf{m}$ в срединных слоях (с 7 по 14) практически не отличаются друг от друга. Однако, начиная с 15 и по 20 слой (аналогично с 1 по 6), начинаются отклонения от распределения намагниченности в срединных слоях (в 20 слое отличается примерно на 50%). На рис. 2 и рис. 4 представлена визуализация распределения $\mathbf{m}$ в срединных слоях (10, 11).

Согласно расчетам, в отсутствие поля ($H = 0$) в центральной области диска (на дефекте) стабилизируется скирмион с блоховской структурой (рис. 2а). Будем считать, что полярность кора направлена противоположно оси Oz а вектор намагниченности на периферии диска сонаправлен с осью Oz . При приложении магнитного поля $H \parallel Oz$ первоначальная симметрия магнитной системы понижается, исчезает такой элемент симметрии как плоскость отражения σ_h ,

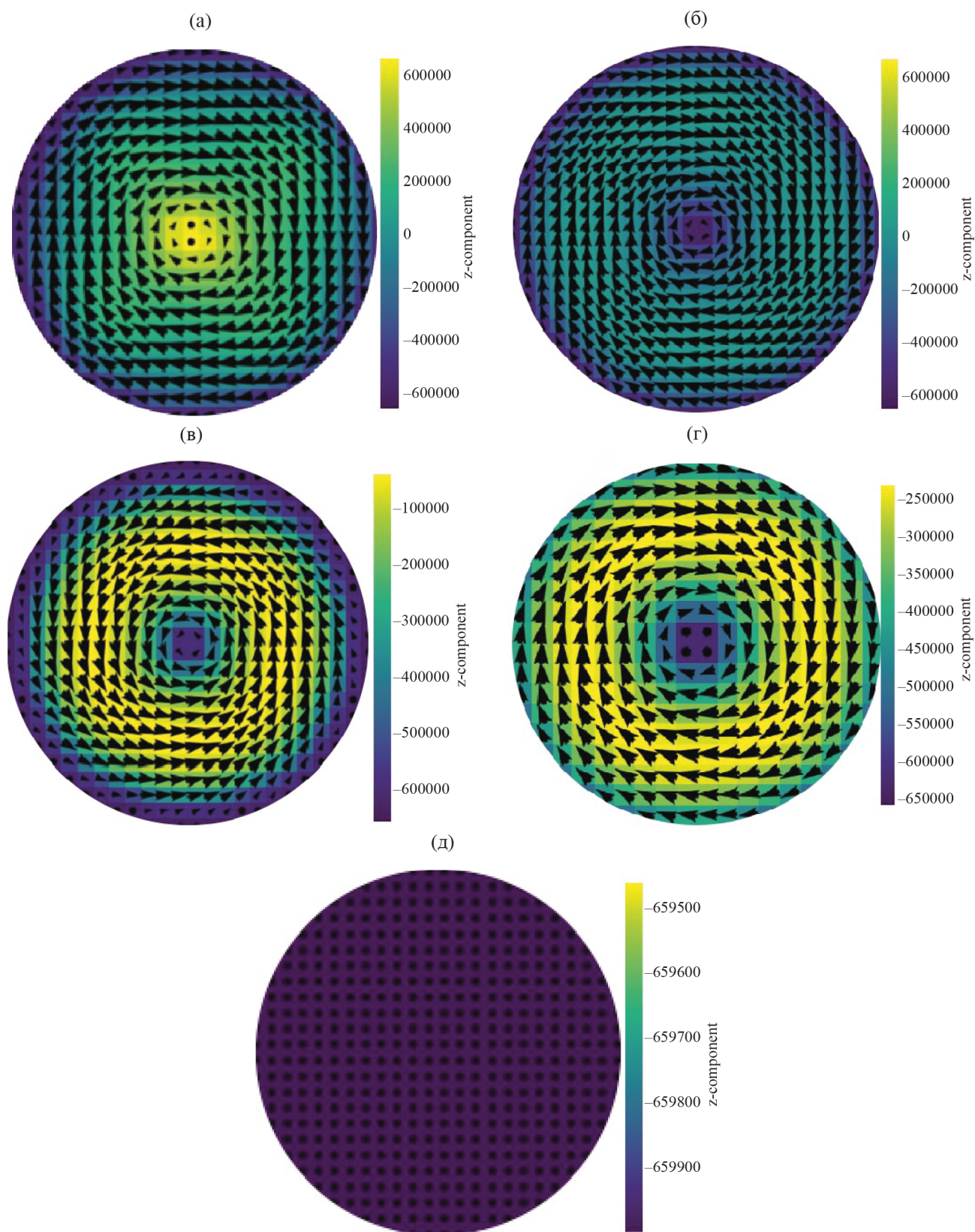


Рис. 2. Изображения, иллюстрирующие процесс перемagnetизации одноосного ферромагнитного диска с дефектом в перпендикулярном поле. Параметры образца: $R = 300$ нм, $D = 30$ нм, $R_0 = 30$ нм, $A_1 = A_2 = 2.5 \cdot 10^{-13}$ Дж/м, $K_{u_1} = 3 \cdot 10^4$ Дж/м³, $K_{u_2} = -0.5 \cdot 10^4$ Дж/м³, $M_s = 6.6 \cdot 10^5$ А/м (визуализация выполнена в среде Uebermag [22]).

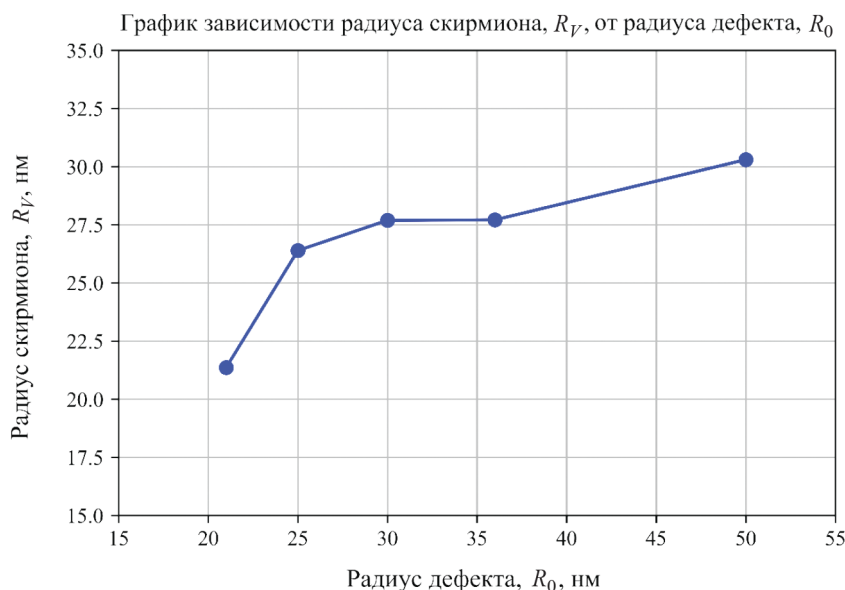


Рис. 3. График зависимости радиуса скирмиона R_V от радиуса дефекта R_0 .

параллельная поверхности пленки. В этом случае магнитные моменты, расположенные в области кора, имеют энергетически невыгодные ориентации по отношению к полю, и, следовательно, при увеличении поля H радиус кора будет уменьшаться. Такая тенденция при возрастании H сохраняется до тех пор, пока при некотором поле $H = H_t = 525$ мТл не изменится полярность кора (рис. 2б). Это означает, что магнитный скирмион в поле $H = H_t$ превращается в нетопологический солитон (0-скирмион).

При дальнейшем возрастании магнитного поля максимальный угол отклонения θ_m вектора намагниченности $\mathbf{m}$ от оси Oz в 0-скирмионе уменьшается (рис. 2в, г), в поле $H = H_c$ ($H_c = 790$ мТл) эта неоднородность полностью переманчивается ($\theta_m = 0$) и образец становится однородно намагниченным (рис. 2д).

Следует отметить здесь два момента. Во-первых, в данном процессе переманчивания имеет место гистерезис: в обратном процессе (при уменьшении поля) 0-скирмион превращается в магнитный скирмион (π -скирмион) в поле $H \approx 505$ мТл. Во-вторых, поведение магнитного скирмиона в неограниченной пленке и в диске конечного радиуса может немного отличаться (хотя бы наличием в последнем лабиринтной доменной структуры, возникающей в области вне дефекта), но не существенным образом. Это обусловлено тем, что магнитный скирмион в данном случае стабилизирован наличием колумнарного дефекта типа потенциальная яма [14]. Следовательно, его структура и характеристики в наибольшей степени зависят от радиуса R_0 и глубины потенциальной ямы K_{u_2} и в мень-

шей мере от размагничивающих полей. Так из рис. 3 видно, что размер скирмиона R_V , стабилизированного в диске конечных размеров, резко увеличивается при малых R_0 , а при дальнейшем его возрастании зависимость R_V от R_0 становится более полой.

Эта зависимость хорошо коррелирует с аналогичной зависимостью $R_V(R_0)$, полученной для пленки неограниченных размеров [14]. Кроме того, из рис. 3 видно, что образование скирмиона на дефекте типа потенциальная яма в диске конечных размеров носит также пороговый характер, как и в случае бесконечной пленки. В данной случае при $R_0 < 21$ нм скирмион не образуется на дефекте.

ПОВЕДЕНИЕ ВИХРЕПОДОБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ПЛАНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим теперь процесс намагничивания и переманчивания образца в планарном магнитном поле. При этом расчеты проводятся также с использованием пакета программ ООММФ. Исходная равновесная доменная структура в диске соответствует конфигурации, изображенной на рис. 2а. При включении планарного поля меняется симметрия магнитной системы, она понижается: остается лишь один элемент симметрии — плоскость отражения σ_h , ортогональная оси Oz . В этом случае двукратное вырождение, имевшее место в отсутствие поля у обоих типов неоднородностей, остается неизменным, их структура будет трансформироваться примерно по одинаковому сценарию. Так в маг-

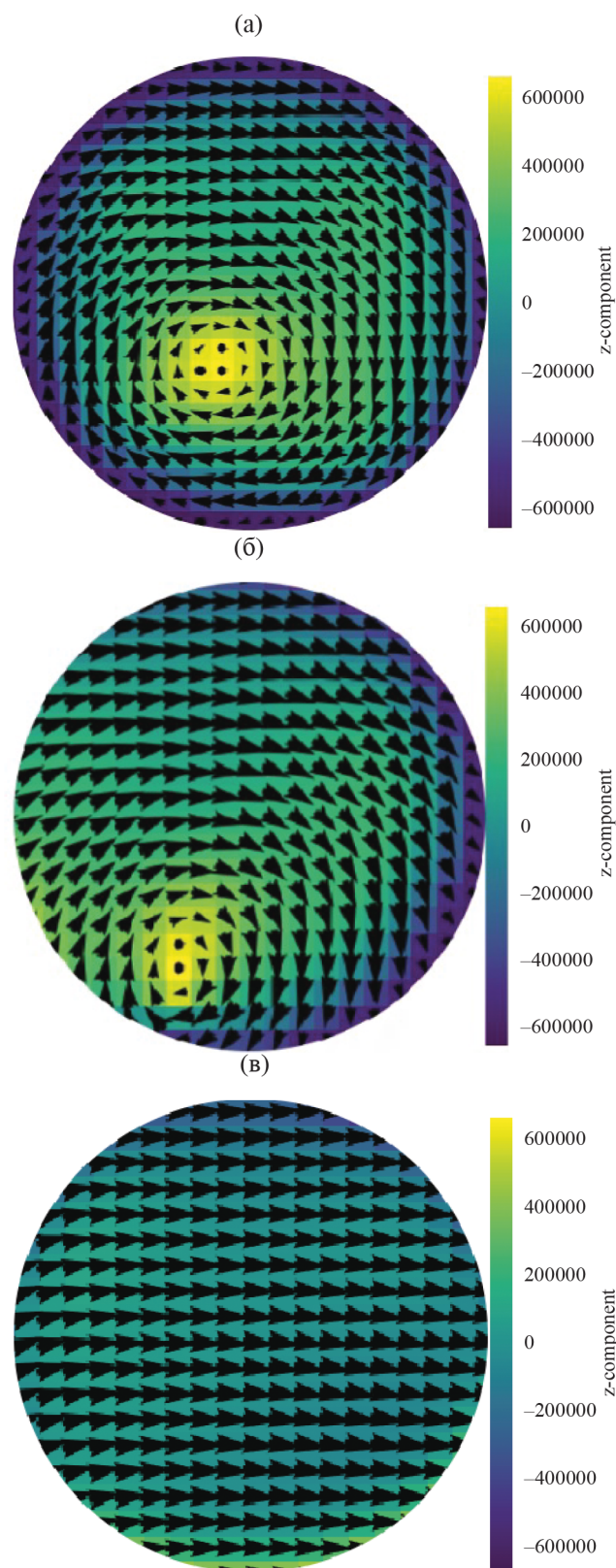


Рис. 4. Изображения, иллюстрирующие процесс перемещения одноосного ферромагнитного диска с дефектом в планарном поле. Параметры образца: $R = 300$ нм, $D = 30$ нм, $R_0 = 30$ нм, $A_1 = A_2 = 2.5 \cdot 10^{-13}$ Дж/м, $K_{u1} = 3 \cdot 10^4$ Дж/м³, $K_{u2} = -0.5 \cdot 10^4$ Дж/м³, $M_s = 6.6 \cdot 10^5$ А/м (визуализация выполнена в среде Ubermag [22]).

нитном скирмионе при включении поля $H \parallel O_x$ возникает асимметрия распределения магнитных моментов в области дефекта (рис. 4а). Это выражается в том, что на участке, где направление закрутки магнитных моментов совпадает с направлением H , происходит увеличение его поперечных размеров, а на участке снизу от центра, в котором магнитные моменты направлены противоположно полю — уменьшение его размеров. В результате этих процессов кор смещается вниз (покидает центр дефекта), при этом чем больше величина поля, тем дальше от центра (рис. 4б). Наконец при поле $H = 15.4$ мТл кор постепенно достигает края дефекта (рис. 4б). При достижении полем значения $H = H_c = 15.465$ мТл кор полностью вытесняется с дефекта (рис. 4в) и область дефекта становится окончательно перемagnиченной вдоль направления поля H .

Отметим, что значение планарного поля, при котором происходит перемagnичивание области дефекта, в 50 раз меньше аналогичного поля, направленного перпендикулярно плоскости диска. Такое существенное различие связано с тем, что перемagnичиванию магнитных моментов на дефекте в плоскостном поле способствует одноосная анизотропия типа “легкая плоскость”, имеющая место в области дефекта. Ее величина лишь в 6 раз меньше одноосной анизотропии типа “легкая ось”, действующей вне дефекта.

Другая особенность процесса перемagnичивания связана со спиральностью магнитного скирмиона. Если скирмион, локализованный на дефекте, будет иметь другое направление спиральности, то выталкивание кора из области дефекта будет идти в противоположном направлении. Однако при этом его поведение в планарном магнитном поле будет точно таким же, как и в первом случае направления спиральности магнитного скирмиона.

Следует отметить также, что подобное перемещение скирмионов в планарном поле было отмечено в работе [23], в которой исследовали магнитные скирмионы, стабилизированные DMI, а в случае магнитных вихрей — в [24]. В работе [25] также исследовали влияние планарного магнитного поля на структуру скирмиона, который был стабилизирован в многослойной пленке Co/Pt с межфазным DMI. Однако магнитный скирмион в такой пленке имел неелевскую структуру, и под действием поля он также трансформировался, но по другому сценарию: скирмион деформировался и вытягивался вдоль направления поля. Кроме того, отметим, что при действии плоскостного поля на нетопологический солитон, последний, практически не меняясь в структуре, вылетает из области дефекта уже в поле $H = 6.1$ мТл.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведённые исследования показывают, что внешнее магнитное поле существенно влияет на структуру вихреподобных неоднородностей обоих типов. Сценарий трансформации топологии вихреподобных неоднородностей зависит от направления действия магнитного поля и от характеристик рассматриваемой неоднородности: топологического заряда, спиральности, полярности и типа распределения намагниченности (блоховский или неелевский). При действии магнитного поля, направление которого совпадает с нормалью к поверхности пленки и с полярностью кора нетопологического солитона, структура последнего трансформируется так, что он, уменьшаясь в размерах, постепенно перемагничивается и затем исчезает как объект (что соответствует поведению неоднородности с $q = 0$).

Если магнитное поле действует на магнитный скирмион, образующийся на дефекте, с полярностью, противоположной $\mathbf{H}$, то его трансформация происходит в несколько этапов. При возрастании H уменьшаются размеры кора и скирмиона. При достижении полем величины $H = H_c$ происходит переключение полярности кора (с исчезновением заряда $q = 1$); скирмион превращается в нетопологический солитон. Далее его трансформация в возрастающем поле повторяет все этапы изменения структуры нетопологического солитона. Отсюда следует, что 0-скирмион, являясь метастабильной неоднородностью в отсутствие поля, становится устойчивым образованием на промежуточном этапе перемагничивания магнитного скирмиона в поле $\mathbf{H} \parallel O_z$.

При действии планарного магнитного поля нарушается симметрия магнитной системы; она перестает быть аксиальной. В данном случае магнитные моменты, имеющие неэквивалентные ориентации по отношению к направлению поля, ведут себя неодинаковым образом. В результате кор перемещается перпендикулярно полю в сторону, где часть магнитных моментов образуют с полем тупой угол ($\pi/2 < \psi \leq \pi$), то есть сверху вниз. Это означает, что действительно, симметрия распределения намагничивания перестает быть аксиальной. При поле, превышающем $H = H_c$, процесс перемещения завершается вытеснением кора за пределы области дефекта и полным его перемагничиванием вдоль поля. Таким образом, воздействием полей разной направленности можно управлять состоянием скирмиона: либо его трансформировать, а затем уничтожить ($\mathbf{H} \parallel O_z$), либо перемещать вдоль дефекта с последующим выдавливанием за пределы дефекта и исчезновением.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (Теория, моделирование и получение новых тонкопленочных, наноструктурированных и гибридных структур (FRRR-2024-0001)).

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sapozhnikov M.V., Vdovichev S.N., Ermolaeva O.L., Gusev N.S., Fraerman A.A., Gusev S.A., Petrov Yu.V. Artificial dense lattice of magnetic bubbles // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. 042406. P. 1–5.
2. Navas D., Verba R.V., Hierro-Rodriguez A., Bungaev S.A., Zhou X., Adeyeye A.O., Dobrovolskiy O.V., Ivanov B.A., Guslienko K.Y., Kakazei G.N. Route to form skyrmions in soft magnetic films // APL Mater. 2019. V. 7. 081114. P. 1–8.
3. Вахитов П.М., Ахметова А.А., Солонецкий П.В. Особенности перемагничивания магнитоодноосных пленок с кolumnарными дефектами // ФММ. 2020. Т. 121. № 5. С. 416–422.
4. Mühlbauer S., Binz B., Jonietz F., Pfleiderer C., Rosch A., Newbauer A., Georgii R., Boni P. Skyrmion lattice in a chiral magnet // Science. 2009. V. 323. 5916. P. 915–919.
5. Luo S., You L. Skyrmion devices for memory and logic application // APL Mater. 2021. V. 9. 050901.
6. Самардак А.С., Колесников А.Г., Давыденко А.В., Стеблина М.Е., Огнева А.В. Топологически нетривиальные спиновые текстуры в тонких магнитных пленках // ФММ. 2022. Т. 123. № 3. С. 260–283.
7. Kumar D., Sbiaa R. Domain wall memory: physics, materials, and devices // Phes. Rep. 2022. V. 958. P. 1–35.
8. Lee O., Msiska O.R., Brems M.A., Klaui M., Kurebayashi H. Perspective on unconventional computing using magnetic skyrmions // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 122. 260501.
9. Fert A., Reyren N., Cros V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications // Nat. Rev. Mater. 2017. V. 2. 17031.
10. Moreau-Luchaire, C., Moutafis, C., Reyren, N. Sampaio J., Vaz C.A. F., Horne N. Van, Bouzehouane K., Garcia K., Deranlot C., Warnicke P., Wohlhuter P., George J.M., Weigand M., Raabe J., Cros V., Fert A. Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature // Nat. Nanotechnol. 2016. V. 11. P. 444–448.
11. Ho P., Tan A.K.C., Goolaup S., Oyarce A.L.G., Raju M., Huang L.S., Soumyanarayanan A., Panagopoulos C. Geometrically Tailored Skyrmions at Zero Magnetic Field in Multilayered Nanostructures // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. 024064.
12. Sun L., Cao R.X., Miao B.F., Feng Z., You B., Wu D., Zhang W., An Hu, Ding H.F. Creating an Artificial

- Two-Dimensional Skyrmion Crystal by Nanopatterning. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. 167201. P. 1–5.
13. Sapozhnikov M.V. Skyrmion lattice in a magnetic film with spatially modulated material parameters // *J. Magn. Magn. Mater.* 2015. V. 396. P. 338–344.
 14. Vakhitov R.M., Solonetsky R.V., Akhmetova A.A. Stable states of vortex-like magnetic formations in inhomogeneous magnetically uniaxial films and their behavior in a longitudinal magnetic field // *J. Appl. Phys.* 2020. V. 128. 153904. P. 1–10.
 15. Вахитов Р.М., Юмагузин А.Р. Структура и свойства магнитных неоднородностей, зарождающихся в области неоднородных магнитных полей // *ЖТФ*. 2001. Т. 46. № 5. С. 553–558.
 16. Миронов В.Л., Горев Р.В., Ермолаева О.Л., Гусев Н.С., Петров Ю.В. Воздействие поля зонда магнитно-силового микроскопа скирмионное состояние в модифицированной пленке Co/Pt с перпендикулярной анизотропией // *ФТТ*. 2019. Т. 61. № 9. С. 1644–1648.
 17. Darby M.I. Concerning the theory of bubble domains with Neel walls // *Int. J. Magn.* 1973. V. 4. P. 199–204.
 18. Вахитов Р.М., Шапаева Т.Б., Солонецкий Р.В., Юмагузин А.Р. Особенности структуры микромагнитных образований на дефектах плёнок ферритов–гранатов // *ФММ*. 2017. Т. 118. № 6. С. 571–575.
 19. Donahue M.J. and Porter D.G. OOMMF User's Guide: Version 1.0. NISTIR6376. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Md. 1999.
 20. Khodenkov H.E., Kudelkin N.N., Randoshkin V.V. The Breakdown of the 360° Bloch Domain Wall in Bubble Magnetic Films // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1984. V. 84. K135–K138.
 21. Sapozhnikov M.V., Petrov Yu.V., Gusev N.S., Temiryazev A.G., Ermolaeva O.L., Mironov V.L., Udalov O.G. Artificial Dense Lattices of Magnetic Skyrmions // *Materials*. 2020. V. 13. № 99. P. 1–9.
 22. Beg M., Lang M., Fangohr H. Ubermag: Toward More Effective Micromagnetic Workflows // *IEEE Transactions on Magnetics*. 2022. V. 58. № 2. 1–5.
 23. Xia H., Song C., Wang J., Jin C., Ma Y., Zhang C., Wang J., Liu Q. Magnetic properties of isolated skyrmion under the in-plane magnetic field and anisotropy gradient // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 126. 063904. P. 1–7.
 24. Guslienko K. Yu., Metlov K.L. Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field // *Phys. Rev. B*. 2001. V. 63. 100403(R).
 25. Wang W., Beg M., Zhang B., Kuch W., Fangohr H. Driving magnetic skyrmions with microwave fields // *Phys. Rev. B*. 2015. V. 92. 020403. P. 1–5.

REMAGNETIZATION PROCESSES OF UNIAXIAL FERROMAGNETIC FILMS WITH SPATIALLY MODIFIED PARAMETERS

R. M. Vakhitov^{1,*}, A. A. Akhmetova¹, M. A. Filippov¹, R. V. Solonetsky¹,

¹The Institute of Physics and Technology FSFEI HE Ufa University of Science and Technology, Ufa, 450076 Russia

* e-mail: vakhitovrm@yahoo.com

The study examines the behavior of vortex-like magnetic inhomogeneities that arise in a ferromagnetic disk with spatially modulated uniaxial anisotropy under magnetic fields of varying orientations. The research identifies the characteristic remagnetization stages of the vortex-like inhomogeneities formed in the region of the defect. Critical fields of their rearrangement are found and an explanation is given for the difference in the behavior of these inhomogeneities in perpendicular and planar magnetic fields. The effect of the helicity of the magnetic skyrmion localized on the defect on its remagnetization process in the planar field is revealed.

Keywords: magnetic film, modulated uniaxial anisotropy, vortex-like inhomogeneities, magnetic field, helicity