

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.611.3:539.216.2

### ТРАНСФОРМАЦИИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ПРИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ПЛЕНКИ Co(0001)

© 2021 г. И. М. Изможеров<sup>a, b</sup>, Е. Ж. Байкенов<sup>b</sup>, В. В. Зверев<sup>a, b, \*</sup>

<sup>a</sup>Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

<sup>b</sup>Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

\*e-mail: vvzverev49@gmail.com

Поступила в редакцию 21.08.2020 г.

После доработки 21.10.2020 г.

Принята к публикации 22.10.2020 г.

Методом трехмерного микромагнитного моделирования исследованы доменные структуры в пленке Co(0001) толщиной 200 нм, содержащие блоховские линии. Показано, что в тех случаях, когда доменные границы являются вихревыми, блоховские линии включают в себя блоховские точки. Рассмотрены процессы преобразования доменных структур, содержащих блоховские линии, при намагничивании пленки до насыщения и последующем уменьшении магнитного поля до нулевого значения (для полей, лежащих либо в плоскости пленки, либо вдоль нормали к пленке). Проанализированы конфигурации намагниченности в блоховских линиях. Показано, что при наложении магнитного поля, образующего некоторый угол с плоскостью пленки, формируются блоховские линии, имеющие как вертикальные, так и горизонтальные участки.

*Ключевые слова:* магнитные пленки, микромагнетизм, доменные границы, блоховские линии, блоховские точки

**DOI:** 10.31857/S0015323021030086

#### ВВЕДЕНИЕ

Магнитные наноструктуры, стабильность которых обусловлена ограничениями, связанными с наличием топологических инвариантов, в последние годы находятся в центре внимания исследователей. Наибольший интерес вызывают локализованные топологические структуры (ТС), являющиеся разновидностями вихревых структур и обладающие частицеподобными свойствами — топологические солитоны (скирмионы [1], бимероны [2] и др.), имеющие ненулевой топологический заряд. Такие ТС обычно изучают в рамках узкой задачи создания новых типов запоминающих устройств. Вместе с тем прогресс, достигнутый в этой области, позволяет также по-новому взглянуть на различные трансформации доменных структур (ДС), поскольку обычно доменные границы (ДГ) и блоховские линии (БЛ) сами являются разновидностями вихревых ТС, а блоховские точки (БТ) включены в линейные вихри [3, 4]. Ниже мы покажем, что анализ конфигураций намагниченности существенно облегчается, если проводить расчет топологических характеристик — плотности гиротропного вектора и топологического заряда [5].

В настоящей работе приводятся результаты трехмерного микромагнитного моделирования ДС в пленке Co(0001), имеющей ось легкого на-

магничивания, перпендикулярную поверхности пленки, и фактор качества  $Q = K_1/2\pi M_s^2 < 1$  ( $M_s$  — намагниченность насыщения,  $K_1$  — константа одноосной анизотропии). Вследствие наличия магнитостатического взаимодействия намагниченность вблизи граничных поверхностей пленки в этом случае сильно отклоняется от направления оси анизотропии. Экспериментально показано [6–11], что в достаточно толстых пленках Co (пероговая толщина  $d \approx 20$  нм [6]) формируется регулярная или лабиринтная полосовая ДС, которую можно наблюдать методами атомно-силовой и магнитно-силовой спектроскопии. Наложение постоянного внешнего магнитного поля приводит к сложным перестройкам доменной структуры. В многочисленных работах, посвященных процессам перемагничивания пленок, чаще всего рассматривают случаи, когда поле перпендикулярно границе пленки ( $H_\perp$ ) или лежит в плоскости пленки ( $H_\parallel$ ) [6–9]. В недавних работах [10, 11] отмечается, что при уменьшении поля  $H_\perp$  возникновение ДС происходит в результате нуклеации и зарождения цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) (фазовый переход первого рода), в то время как при уменьшении  $H_\parallel$  ДС возникает вследствие спин-волновой неустойчивости (фазовый переход второго рода). В этих работах на

основе экспериментальных данных найдены фазовые диаграммы  $\beta - H_\beta$ , где  $\beta$  – угол наклона приложенного поля  $H_\beta$  к плоскости пленки (в [10] – для пленок  $\text{Co}(0001)$ ,  $\text{Co}_{90}\text{Ru}_{10}(0001)$  и для различных значений температуры, от которой зависит константа анизотропии). Показано, что двум типам ДС, возникающим при уменьшении  $H_\perp$  и  $H_\parallel$ , на плоскости  $\beta - H_\beta$  соответствуют две фазы, при том что имеется третья фаза и границы раздела фаз сходятся в трикритической точке. Экспериментальные результаты, полученные в [10], хорошо согласуются с представленными там же результатами трехмерного микромагнитного моделирования.

Данные о распределении намагниченности на границе пленки, которые могут быть получены с помощью магнитно-силового микроскопа или другими методами [12], позволяют найти форму и размеры доменов. Более трудной задачей является получение сведений о полной координатной зависимости намагниченности внутри ДГ. В ранних работах использована модель, основанная на представлении о бесконечно тонкой ДГ и замыкающих доменах [7, 8]. Впоследствии с помощью двумерного [13, 14] и трехмерного [15] микромагнитного моделирование было найдено распределение намагниченности в поперечном сечении пленки, содержащей систему параллельных полосовых доменов. Было показано, что толщина ДГ соизмерима с расстоянием между соседними ДГ, каждая из которых имеет вихревую структуру. Также в [15] была получена лабиринтная ДС, содержащая БЛ.

Пакеты программ нового поколения, позволяющие реализовать метод параллельных вычислений на графических процессорах, дают возможность перейти к моделированию и систематическому изучению трехмерной внутренней структуры ДГ. То, что число работ, посвященных этим вопросам, сравнительно невелико, можно объяснить трудностями визуализации трехмерных наноструктур, наблюдаемых экспериментально [16]. Однако представляется, что результаты численного моделирования имеют самостоятельную ценность, способствуя лучшему пониманию процессов, происходящих в магнетиках, и позволяя находить системы, потенциально пригодные для использования в устройствах спинтроники [17, 18].

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основные расчеты выполнены для фрагмента пленки  $\text{Co}(0001)$ , имеющего форму кубоида с размерами  $L_x \times L_y \times L_z$ , где  $L_x = L_y = 1024$  нм и  $L_z = d = 200$  нм (толщина пленки). Образец был разбит на  $256 \times 256 \times 64$  прямоугольные ячейки. Была выполнена численная минимизация энергии,

зависящей от поля намагниченности  $\mathbf{M}$  и заданной функционалом

$$E = \iiint_V d\mathbf{r} (w_e + w_a + w_m + w_z), \quad (1)$$

где плотности обменной  $w_e$ , анизотропной  $w_a$ , магнитостатической  $w_m$  и зеемановской  $w_z$  энергий определены следующим образом:

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

$$w_a = -K_1 (\mathbf{k}\mathbf{m})^2 - K_2 (\mathbf{k}\mathbf{m})^4; \quad (2)$$

$$w_m = -\frac{1}{2} M_s \mathbf{m}\mathbf{H}^{(m)}, \quad w_z = -M_s \mathbf{m}\mathbf{H},$$

здесь  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ . Использован набор материальных параметров, типичный для  $\text{Co}(0001)$  [8, 14]: константа обмена  $A = 3.01 \times 10^{-6}$  эрг/см, намагниченность насыщения  $M_s = 1435$  Гс, константы одноосной анизотропии  $K_1 = 4.46 \times 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> и  $K_2 = 1.5 \times 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> ( $Q = 0.345 < 1$ ). Для того чтобы при уменьшении поля  $\mathbf{H}$  неустойчивое однородное распределение намагниченности могло превратиться в ДС, необходимо имитировать несовместимость кристаллической решетки и иметь затравочную пространственную неоднородность среды. С этой целью были введены случайные добавки к  $K_1$  и  $K_2$ , составляющие ~1% от основных величин. На расчетную область были наложены периодические граничные условия:

$$\mathbf{m}|_{x=0} = \mathbf{m}|_{x=L_x}, \quad \mathbf{m}|_{y=0} = \mathbf{m}|_{y=L_y}, \quad (3)$$

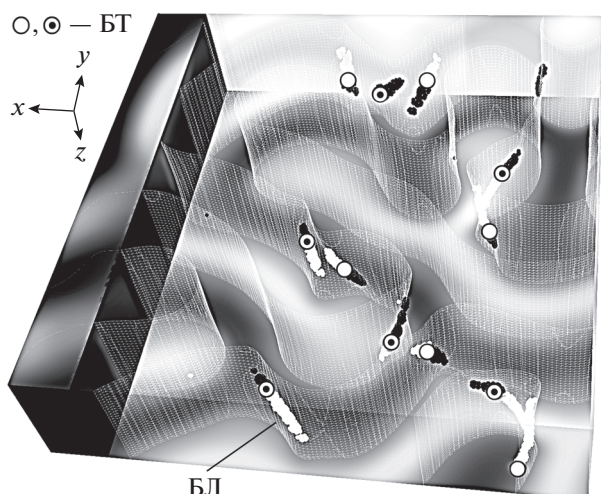
при этом считали, что на границах  $z = 0$  и  $z = L_z$  намагниченность не закреплена. Поле рассеяния  $\mathbf{H}^{(m)}$  вычисляли путем решения уравнений магнитостатики с обычными граничными условиями. При расчетах использован пакет программ `mu-max3` [19].

Для уточнения данных об изменении  $\mathbf{m}$  вблизи БЛ было рассчитано равновесное распределение намагниченности в образце, имеющем размеры  $L_x = 128$  нм,  $L_y = 1024$  нм и  $L_z = 200$  нм (размер сетки  $64 \times 512 \times 100$  ячеек), в котором находится одиночная ДГ с двумя вертикальными БЛ, содержащими БТ. В этом случае использовали граничные условия:

$$\mathbf{m}|_{x=0} = -\mathbf{k}, \quad \mathbf{m}|_{x=L_x} = \mathbf{k}, \quad \mathbf{m}|_{y=0} = \mathbf{m}|_{y=L_y},$$

где  $\mathbf{k}$  – орт оси  $z$  ( $\mathbf{m} = \pm \mathbf{k}$  – намагниченность в доменах, разделенных ДГ).

Области локализации БЛ отыскивали как области, в которых модули  $|\mathbf{g}|$  плотности гиротропного вектора  $\mathbf{g} = [\nabla \cos \Theta \times \nabla \Phi]$  [5], выраженной здесь



**Рис. 1.** Пространственные положения БЛ, включающих в себя БТ, внутри образца до наложения внешнего магнитного поля. Темные (светлые) области соответствуют лабиринтным доменам с  $m_z > 0$  ( $m_z < 0$ ); сетчатая поверхность описывается уравнением  $m_z = 0$ . Маркеры “кружок” и “кружок с точкой” изображают БТ с разными топологическими зарядами.

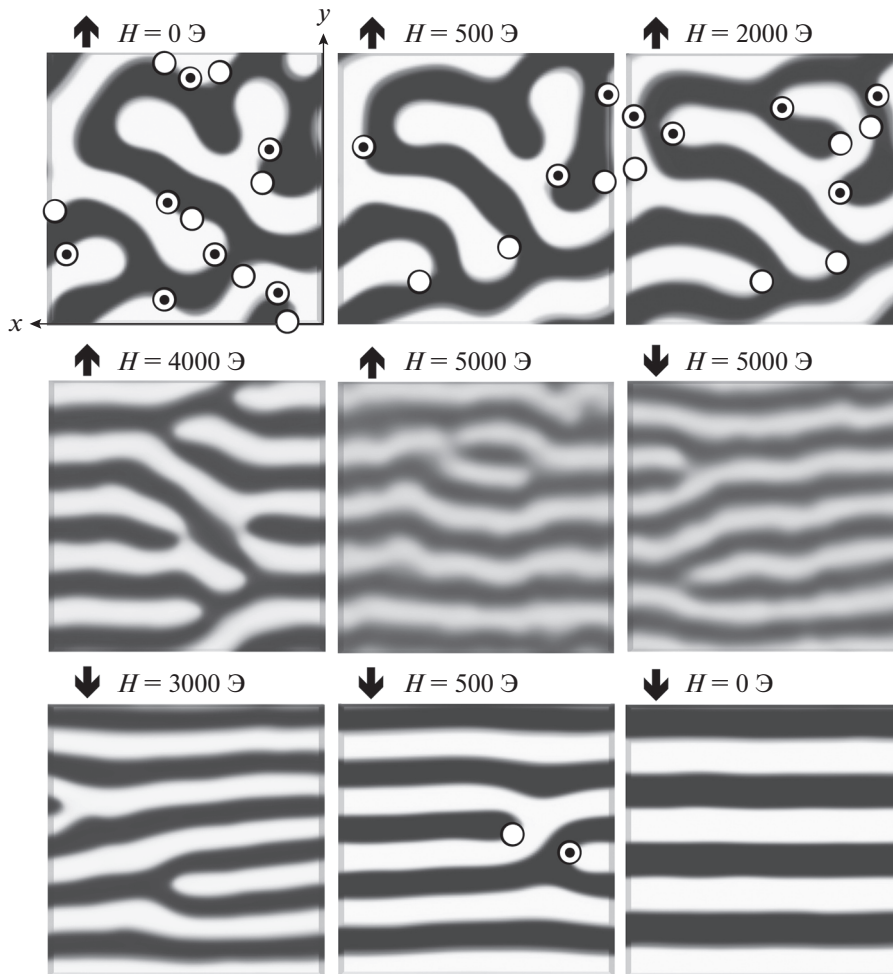
через угловые координаты  $\Theta$  и  $\Phi$  вектора намагниченности  $\mathbf{m} = (\sin\Theta\cos\Phi, \sin\Theta\sin\Phi, \cos\Theta)$ , принимают относительно большие значения. К тому же для “вертикальных” БЛ (то есть БЛ, расположенных под острыми углами к оси  $z$ ) знак  $g_z$  зависит от направления разворота вектора  $\mathbf{m}$  внутри ДГ. Полезную информацию несут также интегралы  $\chi_\sigma = \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \mathbf{g} ds$  по ориентированным (незамкнутым или замкнутым) поверхностям. В том случае, если на поверхности  $\sigma$  имеется вихрь или антивихрь,  $\chi_\sigma = -\lambda q/2$ , где  $q = 1$  для вихря и  $q = -1$  для антивихря; значение второго сомножителя  $\lambda = \pm 1$  определяется знаком проекции  $\mathbf{m}$  в центре вихря на направление нормали к  $\sigma$  [3, 4]. Если поверхность  $\sigma$  имеет пересечение с вихревой нитью, расположенной внутри трехмерного образца, равенство выполняется приближенно, однако позволяет фиксировать сам факт пересечения (при отсутствии пересечения  $\chi_\sigma = 0$ ). В случае замкнутой поверхности  $\sigma$  имеем  $\chi_\sigma = \pm 1$ , если в ограниченной поверхностью области содержится БТ;  $\chi_\sigma = 0$  при отсутствии БТ (в этом случае  $\chi_\sigma$  приобретает смысл топологического заряда [5]). Для нахождения пространственных положений БТ величины  $\chi_\sigma$  рассчитывали как приближенные оценки интегралов по граничным поверхностям кубоидов, имеющих размеры  $2 \times 2 \times 2$  (в единицах шагов сетки) и занимающих в образце

различные положения (процедура подробно описана в [20]).

На рис. 1 приведен пример ДС, содержащей БЛ и БТ. Насыщенность серого тона на нижней границе пленки и на гранях параллелепипеда, находящегося справа, определяется значением  $m_z$ ; темные области соответствуют доменам с  $m_z \approx 1$ . Изображения БЛ найдены как поверхности уровня скалярного поля  $|\mathbf{g}|$ . Каждая БЛ состоит из двух частей, разделенных БТ; в белом ( $g_z > 0$ ) и черном ( $g_z < 0$ ) фрагментах БЛ развороты намагниченности в  $xu$ -плоскости происходят в противоположных направлениях. То, что каждая БЛ содержит БТ, является, по-видимому, характерной особенностью материалов с  $Q < 1$ , имеющих, как показано в [13–15], вихревые ДГ (ниже мы обоснуем это утверждение). В [4] было показано, что в ЦМД-материале с  $Q = 4$  являются устойчивыми как вихревые ДГ, содержащие БЛ с БТ, так и не вихревые ДГ, которые имеют БЛ без БТ.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для того чтобы выяснить, насколько устойчивы метастабильные ДС с большим числом БЛ, мы минимизировали энергию образца, взяв в качестве начального условия случайное поле  $\mathbf{m}$ . Далее мы находили устойчивые метастабильные конфигурации, накладывая постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}$  в плоскости пленки, вдоль оси  $x$ , и меняя его величину от нуля до  $H = 10^4$  Э, а после в обратном направлении до нуля, с шагом 250 Э (когда проводили минимизацию при новом значении поля, в качестве начального распределения  $\mathbf{m}$  брали результат предыдущей минимизации). Проекции распределений  $m_z$  на плоскость  $xu$  и положения БТ, входящих в БЛ, изображены на рис. 2 (изображения для полей  $H > 5 \times 10^3$  Э, когда распределения  $\mathbf{m}$  становятся близкими к однородному, опущены). Мы видим, что с ростом поля число БТ уменьшается за счет аннигиляции пар БЛ, содержащих БТ с противоположными топологическими зарядами. При увеличении поля до значений  $H > 3 \times 10^3$  Э БЛ размываются, а БТ вытесняются на границу пленки и исчезают, хотя полосовая ДС остается при повышении поля до  $H \approx 5 \times 10^3$  Э. При уменьшении поля от значений, соответствующих насыщению, вновь формируется полосовая ДС, которая может содержать или не содержать дислокации. Недавно было показано [21], что в области головок “оборванных” доменов, образующих дислокацию, должны находиться БЛ. Наши расчеты показывают, что эти БЛ могут содержать БТ. Заметим, что характер трансформаций ДС при увеличении и уменьшении  $H$



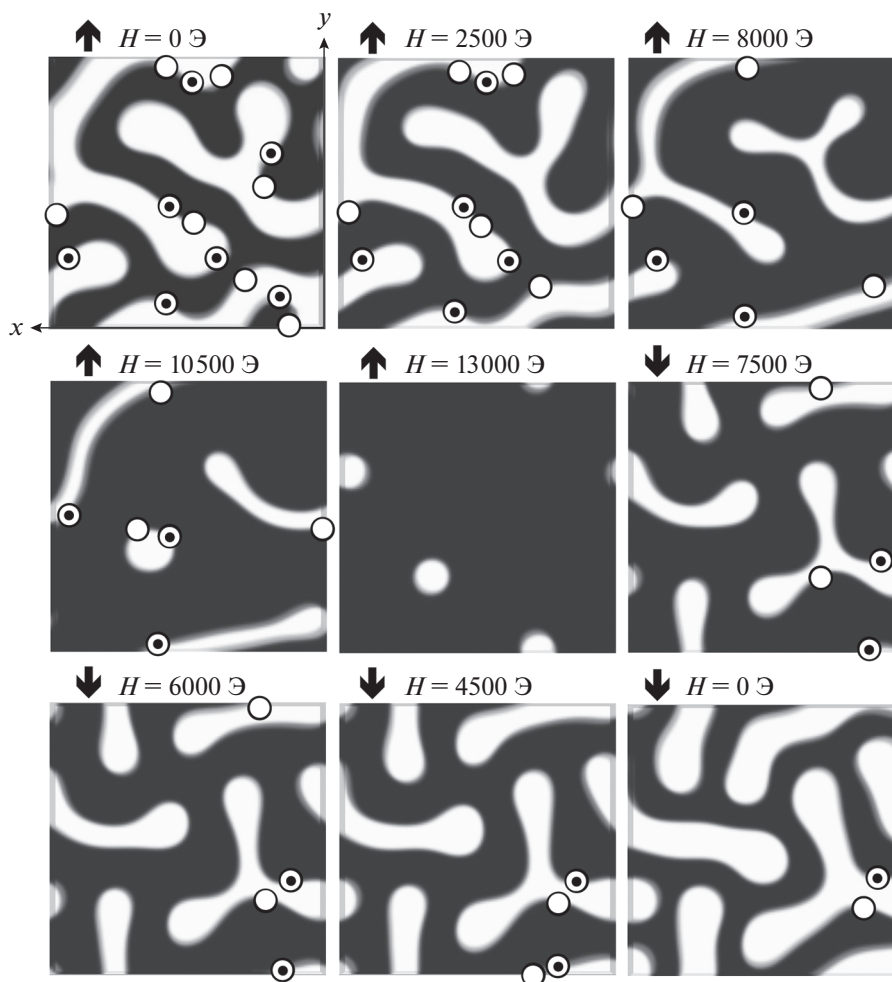
**Рис. 2.** Проекция доменной структуры и БТ на  $xy$ -плоскость при различных значениях возрастающего ( $\uparrow$ ) и убывающего ( $\downarrow$ ) внешнего поля, лежащего в плоскости пленки.

сильно зависит от предыстории, которая определяется начальным состоянием  $\mathbf{m}$ . Поэтому многократное повторение расчетов приводит к появлению разных конфигураций. В частности, дислокации могут остаться и после выключения поля  $H$ .

На рис. 3 изображены проекции распределений  $m_z$  на плоскость  $xy$  и положения БТ для случая, когда поле  $H$  ортогонально плоскости пленки. Диапазон значений от нуля до  $H = 1.5 \times 10^4$  Э пройден с шагом 250 Э вначале в направлении роста, а затем в направлении уменьшения; начальные распределения  $\mathbf{m}$  при каждой минимизации энергии выбирали так же, как и выше. Мы видим, что теперь, по мере того как лабиринтная структура распадается на изолированные домены, БЛ вместе с БТ либо попарно аннигилируют, либо исчезают вместе с доменами. При уменьшении поля появляются изолированные домены, содержащие БЛ. Если БЛ, содержащие БТ с противоположными знаками топологических зарядов,

расположены близко, они могут аннигилировать. В то же время БЛ, разделенные “перетяжкой” (см. справа на рис. 3,  $\downarrow H = 0$  Э), остаются при уменьшении поля  $H$  до нуля.

Содержание рис. 4 позволяет понять, как происходит формирование БЛ, содержащих БТ. Распределения и графики (а), (в), (α), (β) относятся к фрагменту  $\downarrow H = 500$  Э на рис. 2; соответственно, распределения и графики (б), (г), (γ), (δ) – к конфигурации  $\downarrow H = 0$  Э на рис. 3. Предположим, что при расчете величины  $\chi_\sigma = \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \mathbf{g} d\mathbf{s}$  в качестве  $\sigma$  выбираются грани кубоида  $Q_\xi$ , имеющего следующую конфигурацию: гранями  $S_0$  и  $S_\xi$  являются прямоугольники  $L_y \times L_z$ , лежащие в плоскости  $x = 0$  (левая граница образца) и плоскости сечения  $x = \xi$ , где  $\xi$  – переменная величина; гранями  $S_{a1}$  и  $S_{a2}$  являются прямоугольники  $\xi \times L_z$ , лежа-

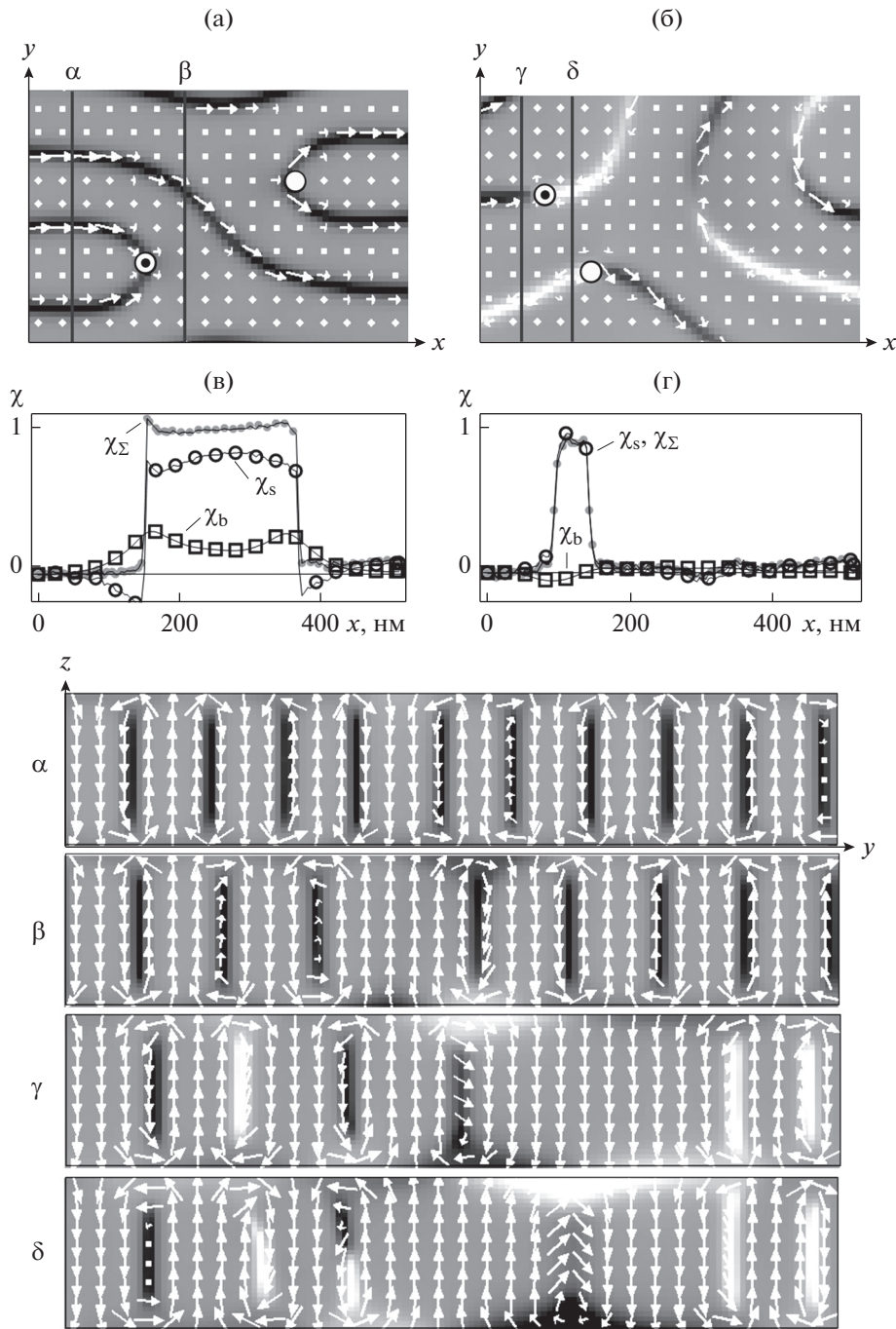


**Рис. 3.** Проекция доменной структуры и БТ на  $xy$ -плоскость при различных значениях возрастающего ( $\uparrow$ ) и убывающего ( $\downarrow$ ) внешнего поля, направленного вдоль нормали к поверхности пленки.

щие в плоскостях  $y = 0$  и  $y = L_y$ ; гранями  $S_{b1}$  и  $S_{b2}$  являются прямоугольники  $\xi \times L_y$ , лежащие в плоскостях  $z = 0$  и  $z = L_z$  (граничные поверхности пленки). В силу того, что на образец наложены периодические граничные условия, суммарный вклад от граней  $S_{a1}$  и  $S_{a2}$  равен нулю. Обозначим  $\chi_s$  сумму вкладов граней  $S_0$  и  $S_\xi$ ; также обозначим  $\chi_b$  сумму вкладов граней  $S_{b1}$  и  $S_{b2}$ ; интеграл по замкнутой границе кубоида  $Q_\xi$  равен  $\chi_\Sigma = \chi_s + \chi_b$  (топологический заряд).

Изменяя значение параметра  $\xi$  и рассчитывая величины  $\chi_s$ ,  $\chi_b$  и  $\chi_\Sigma$ , мы получаем зависимости, изображенные на рис. 4в, 4г. В нашем случае, для имеющихся магнитных конфигураций внутри кубоида  $Q_\xi$ , либо  $\chi_\Sigma = 1$ , если имеет единственная БТ, либо  $\chi_\Sigma = 0$ , если БТ отсутствует или имеются две БТ с противоположными зарядами. С другой

стороны, замечаем, что скачки на графиках  $\chi_\Sigma$  при значениях  $x = \xi$ , совпадающих с  $x$ -координатами БТ, обеспечиваются вкладами  $\chi_s$ ; последние же определяются конфигурациями вихрей в сечениях  $S_\xi$ . Рассматривая распределения намагниченности ( $\alpha$ )–( $\gamma$ ), изображенные в нижней части рис. 4, мы видим, что в сечениях ( $\alpha$ ) и ( $\beta$ ) имеется соответственно десять и восемь вихревых ДГ. Поскольку каждый вихрь с темной сердцевинкой дает вклад в  $\chi_s$ , равный  $-1/2$ , мы находим величину скачка  $\chi_{s(\beta)} - \chi_{s(\alpha)} = 1$ . В сечениях ( $\gamma$ ) и ( $\delta$ ) число вихрей одинаково (шесть), но при переходе от ( $\gamma$ ) к ( $\delta$ ) ориентация намагниченности в коре третьего (слева) вихря меняется на противоположную. Вихрь со светлой сердцевинкой даст вклад в  $\chi_s$ , равный  $1/2$ ; из этого следует, что  $\chi_{s(\delta)} - \chi_{s(\gamma)} = 1$ . Приведенные выше соображения позволяют сформулировать простые критерии появления

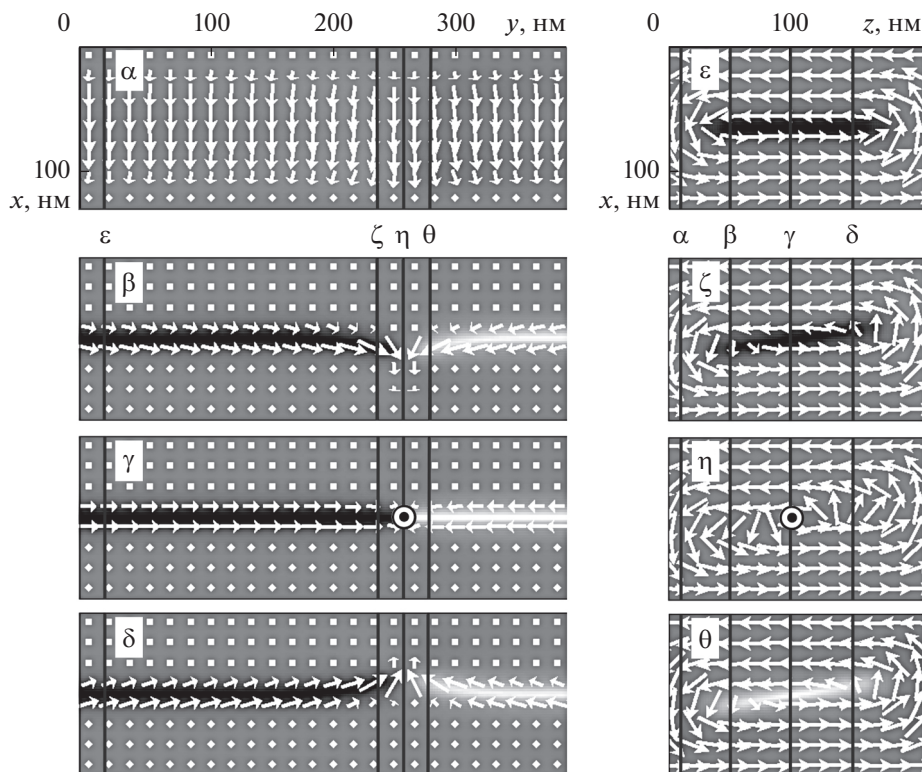


**Рис. 4.** Фрагменты распределений намагниченности в плоскости  $z = 100$  нм и положения, занимаемые БТ, для двух конфигураций (а) и (б). Графики интегралов от вектора  $\mathbf{g}$  (в, г). Распределения намагниченности в сечениях:  $x = 50$  нм ( $\alpha, \gamma$ );  $x = 120$  нм ( $\delta$ );  $x = 200$  нм ( $\beta$ ). В темных (светлых) областях  $m_x > 0$  ( $m_x < 0$ ).

БЛ, содержащих БТ. Если БЛ разделяет два фрагмента вихревой ДГ и по разные стороны от БЛ направления намагниченности в корах вихрей противоположно, такая БЛ должна содержать БТ (рис. 4б). В случае, когда имеется дислокация и две вихревые ДГ обрываются в головке домена (рис. 4а), в БЛ на стыке этих ДГ будет (не будет) находиться БТ, если намагниченности в корах

вихрей являются сонаправленными (противонаправленными). Рисунок 4а иллюстрирует частный случай, когда дислокации содержат БТ.

На рис. 5 представлены результаты моделирования распределения намагниченности в одиночной ДГ, содержащей две БЛ (показан фрагмент ДГ с одной из БЛ). В сечениях ( $\alpha$ )–( $\delta$ ), парал-



**Рис. 5.** Распределения намагниченности в различных сечениях одиночной ДГ, принадлежащей полосовой структуре:  $z = 10$  нм ( $\alpha$ );  $z = 50$  нм ( $\beta$ );  $z = 100$  нм ( $\gamma$ );  $z = 150$  нм ( $\delta$ );  $y = 20$  нм ( $\epsilon$ );  $y = 236$  нм ( $\zeta$ );  $y = 256$  нм ( $\eta$ );  $y = 276$  нм ( $\theta$ ). ДГ разделена БЛ, содержащей БТ, на два сегмента.

лельных граничной поверхности пленки, структура ДГ является неелевской вблизи поверхности и блоховской в центральной части. Внутри ДГ, в двух сегментах БЛ, разделенных БТ, при увеличении  $y$  вектор  $\mathbf{m}$  поворачивается в  $xz$ -плоскости по часовой стрелке или против часовой стрелки (сечения ( $\beta$ ) и ( $\delta$ )). В самой же БТ намагниченность в этом случае меняется скачком:  $\mathbf{m} \rightarrow -\mathbf{m}$  (сечение ( $\gamma$ )). В сечении ( $\epsilon$ ), перпендикулярном осевой линии ДГ и далеко от БЛ, область кора вихревой ДГ имеет овальную форму и вытянута в направлении оси  $z$ . Вблизи БЛ и БТ область кора приобретает вид вытянутого овала, наклоненного к оси  $z$  под некоторым углом (сечения ( $\zeta$ ) и ( $\theta$ )). В сечении ( $\eta$ ), проходящем через сингулярную БТ, вихрь намагниченности становится плоским.

Используя результаты расчета распределения намагниченности для одиночной ДГ, можно построить простую аналитическую модель с подгонными параметрами. Возьмем за основу известное решение для стенки Блоха [12], полученное в работах Ландау и Лифшица [22, 23], и запишем выражения для угловых координат вектора намагниченности  $\bar{\mathbf{m}} = (\sin\bar{\Theta}\cos\bar{\Phi}, \sin\bar{\Theta}\sin\bar{\Phi}, \cos\bar{\Theta})$  в виде:

$$\begin{aligned}\bar{\Theta} &= 2\arctg\exp\left[\Delta_x^{-1}(x-x_0)\right], \\ \bar{\Phi} &= 2\arctg\exp\left[\Delta_y^{-1}(y-y_0)\right].\end{aligned}\quad (4)$$

Используя данные, полученные численно, можно найти функции  $x_0(y, z)$  и  $y_0(x, z)$  как решения уравнений:

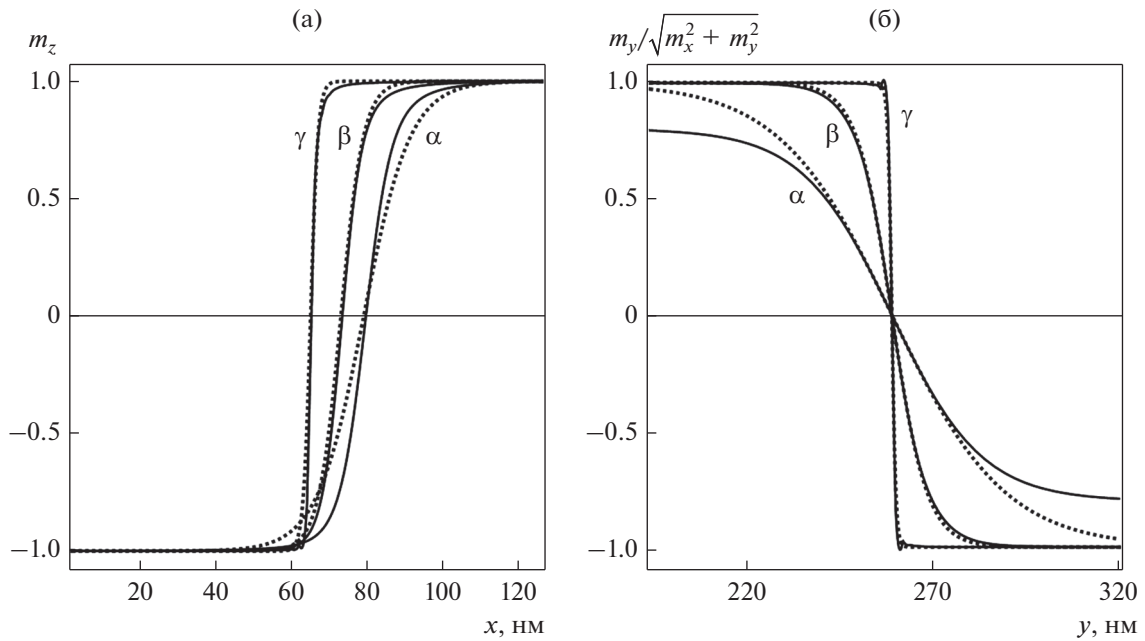
$$m_z(x_0(y, z), y, z) = 0, \quad m_y(x, y_0(x, z), z) = 0. \quad (5)$$

Кроме того, предполагая, что координатные производные величин  $\Delta_x^{-1}$  и  $\Delta_y^{-1}$  малы, можно найти приближенные выражения:

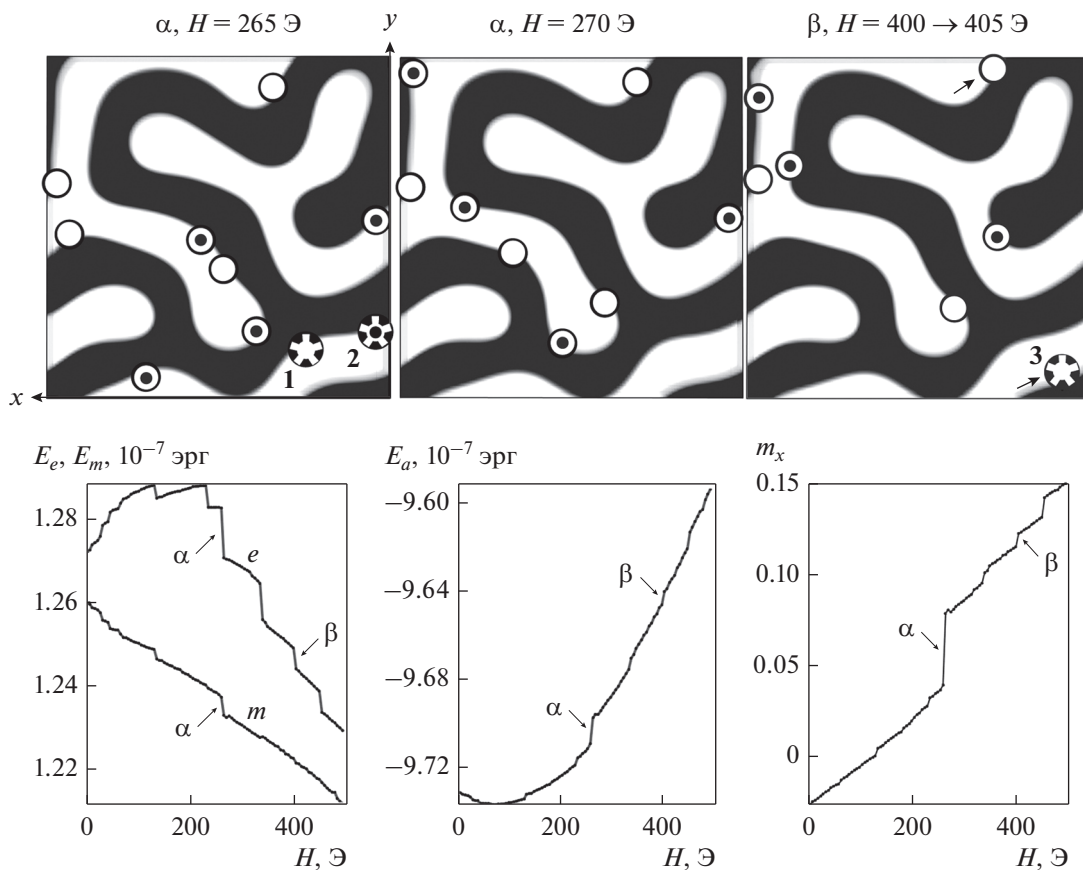
$$\begin{aligned}\Delta_x^{-1}(y, z) &\approx [\partial \text{Intg}(\Theta/2)/\partial x]_{x=x^*}, \\ \Delta_y^{-1}(x, z) &\approx [\partial \text{Intg}(\Phi/2)/\partial y]_{y=y^*},\end{aligned}\quad (6)$$

где в правых частях  $\Theta$  и  $\Phi$  – угловые координаты векторов намагниченности, найденных численно. Пунктирные графики на рис. 6 были построены с помощью формул (4)–(6) при  $x^* = 64$  нм ( $x$  – координата оси доменной стенки) и  $y^* = 256$  нм ( $y$  – координата БТ). Мы видим, что предложенная модель хорошо описывает распределение намагниченности, рассчитанное численно, только в центральной области, в которой ДГ является блоховской.

При наложении медленно меняющегося магнитного поля на образец с ДС, содержащей большое число БЛ, плавное течение процесса перемаг-

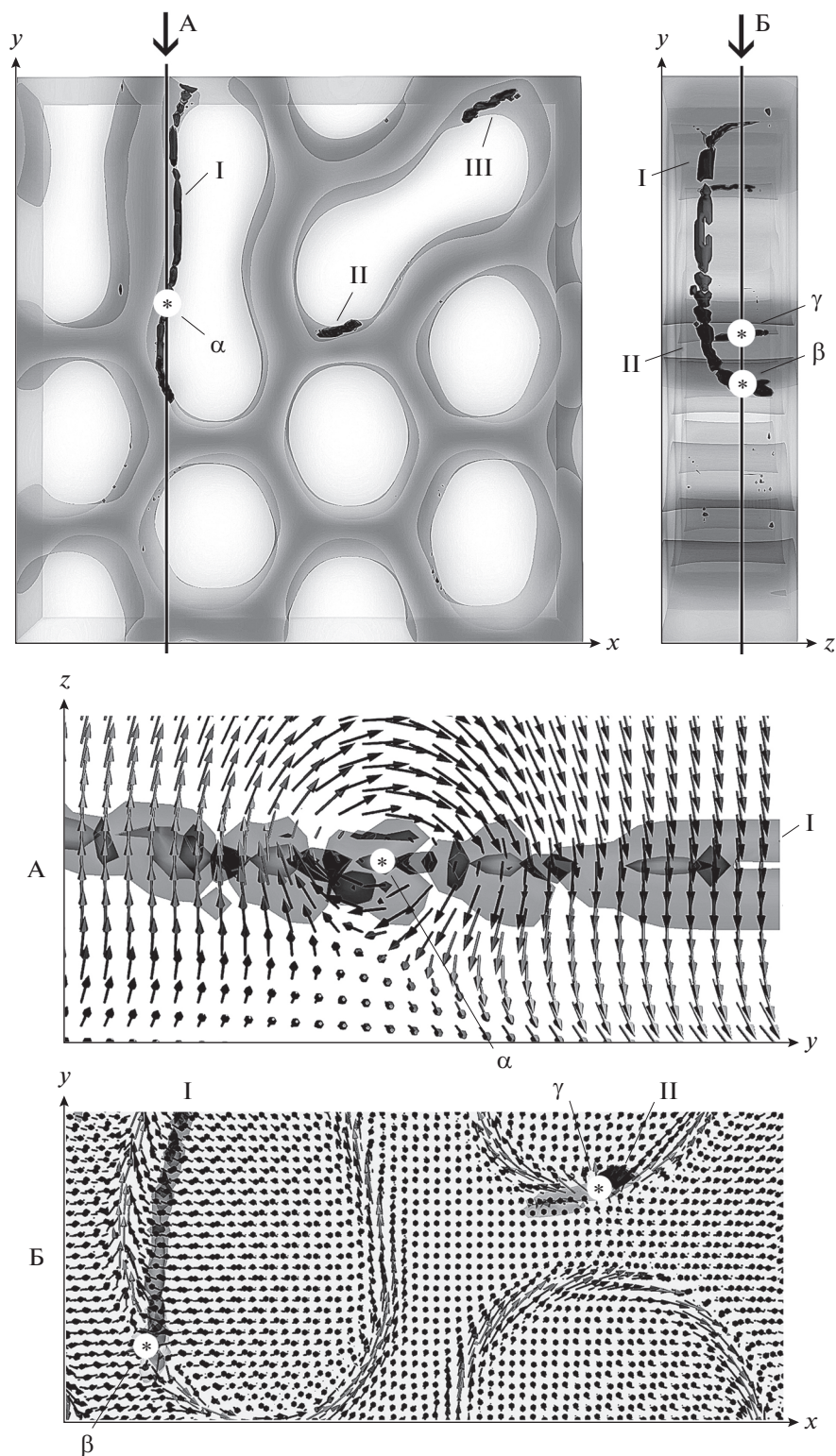


**Рис. 6.** Зависимости компонент намагниченности от координат: численные результаты (сплошная линия), модель (пунктир). Графики соответствуют сечениям образца плоскостями  $y = 256$  нм (а);  $x = 64$  нм (б);  $z = 40$  нм ( $\alpha$ );  $z = 70$  нм ( $\beta$ );  $z = 100$  нм ( $\gamma$ ).



**Рис. 7.** Скачки на графиках зависимостей  $E_e$ ,  $E_m$ ,  $E_a$ ,  $m_x$  от внешнего поля  $H$ , изменяющегося с шагом 5 Э, вызванные локальными перестройками конфигурации намагниченности: ( $\alpha$ ) – перемещением нескольких БЛ и аннигиляцией пары БЛ, содержащих БТ 1 и 2; ( $\beta$ ) – смещением одной из БЛ (3 – новое положение БТ).





**Рис. 8.** ДС с изолированными доменами в образце, помещенном в поле  $H = 2060$  Э, ориентированное под углом  $75^\circ$  к плоскости пленки. Как и выше, изображения БЛ получены путем построения поверхностей уровня скалярного поля  $|g|$ . Звездочками обозначены области пересечения БЛ и секущих плоскостей А, Б.

ничивания прерывается скачками, связанными с перемещениями БЛ. Для того чтобы наблюдать эти процессы при численном моделировании, следует сделать шаг изменения поля малым. На рис. 7 приведены графики, описывающие изменения обменной  $E_e$ , магнитоэлектронной  $E_m$  и анизотропной  $E_a$  энергий, а также  $m_x$ , происходящие при изменении поля  $H$ , лежащего в плоскости пленки. Начальная конфигурация соответствует в этом случае фрагменту  $\uparrow H = 0$  Э рис. 2; приращение поля на каждом шаге 5 Э. На нижних графиках выделены скачки  $\alpha$  и  $\beta$ , соответствующие двум типичным процессам — аннигиляции пары БЛ (входящие в них БТ должны иметь противоположные по знаку топологические заряды) и смещениям БЛ (скачком) вдоль ДГ. Причины стабильности ДС, содержащих БЛ, как и механизмы нарушения этой стабильности, представляют интерес для дальнейших исследований.

Ограниченный объем статьи не позволяет с достаточной полнотой обсудить процессы трансформаций БЛ в наклонных полях. Рассмотрим здесь один пример, проиллюстрированным рис. 8. В образце, помещенном в поле, образующее угол  $75^\circ$  с плоскостью пленки, возникает БЛ I, имеющая как “вертикальные” (то есть образующие острые углы с нормалью к границе пленки) участки, так и “горизонтальный” (почти параллельный границе) участок. Сравним возникающие распределения намагниченности со стандартными распределениями, которые принято называть горизонтальной и вертикальной БЛ (ГБЛ и ВБЛ [5]). Мы видим, что в окрестности точки  $\alpha$ , являющейся точкой пересечения “горизонтального” участка БЛ I и плоскости А, структура намагниченности эквивалентна структуре ГБЛ (рис. 8А). При этом в окрестностях точек  $\beta$  и  $\gamma$ , лежащих на пересечении плоскости Б с “вертикальным” участком БЛ I и с БЛ II, распределения намагниченности такие же, как в ВБЛ. Проявляя себя двойным образом, БЛ I является тем не менее единым вихревым объектом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование показывает, что в пленках Co(0001) толщиной 200 нм в отсутствие магнитного поля могут существовать метастабильные ДС с большим числом БЛ. Вследствие того, что при такой толщине пленки Co возникают вихревые ДГ, типично появление БЛ, содержащих внутреннюю БТ. При помещении пленки в магнитное поле, которое квазистатически возрастает, возникают перестройки ДС, сопровождающиеся перемещением БЛ, аннигиляцией пар БЛ, вытеснением БТ на границу пленки и исчезновением БЛ. Перемещение и аннигиляция БЛ могут приводить к скачкообразным изменениям

энергии пленки и компонент вектора намагниченности. В ДС, возникающей в намагниченной до насыщения пленке в результате уменьшения магнитного поля, появляются БЛ с БТ. Их пространственные положения зависят от типа возникающей ДС. В пленке, помещенной в наклонное магнитное поле, формируются БЛ комбинированного типа, обладающие свойствами как вертикальных, так и горизонтальных БЛ.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБНАУКИ РФ по теме “Сплавы” № АААА-А19-119070890020-3 и при финансовой поддержке согласно постановлению № 211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.А03.21.0006.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Göbel B., Mertig I., Tretiakov O.A. Beyond skyrmions: Review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles // arXiv2005.01390v1. (2020). P. 1–33.
2. Göbel B., Mook A., Henk J., Mertig I., Tretiakov O.A. Magnetic bimerons as skyrmion analogues in in-plane magnets // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 060407(R)–1–6.
3. Зверев В.В., Филиппов Б.Н. Трехмерное моделирование нерегулярной динамики топологических солитонов в движущихся границах магнитных доменов // ФТТ. 2016. Т. 58. № 3. С. 473–484.
4. Зверев В.В., Филиппов Б.Н., Дубовик М.Н. Трехмерное моделирование нелинейной динамики доменных границ в пленках с перпендикулярной анизотропией // ФТТ. 2017. Т. 59. № 3. С. 506–516.
5. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 384 с.
6. Hehn M., Padovani S., Ounadjela K., Bucher J.P. Nanoscale magnetic domain structures in epitaxial cobalt films // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. № 5. P. 3428–3433.
7. Rüdiger U., Yu J., Thomas L., Parkin S.S.P., Kent A.D. Magnetoresistance, micromagnetism, and domain-wall scattering in epitaxial hcp Co films // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. № 18. P. 11914–11918.
8. Naik R., Hameed S., Talagala P., Wenger L.E. Comparative study of stripe magnetic domains in epitaxial Ni(111) and Co(0001) films // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 10. P. 7550–7552.
9. Donzelli O., Bassani M., Spizzo F., Palmeri D. Reorientational transition and stripe domains in Co films // JMMM. 2008. V. 320. P. e261–e263.
10. Suszka A.K., Etxebarria A., Idigoras O., Cortés-Ortuño D., Landeros P., Berger A. Field angle dependent change of the magnetization reversal mode in epitaxial Co(0001) films // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 222402-1-5.
11. Fallarino L., Hovorka O., Berger A. Field orientation dependence of magnetization reversal in thin films with perpendicular magnetic anisotropy // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 064408–1–13.
12. Hubert A., Schäfer R. Magnetic domains: The analysis of magnetic microstructures. Springer, Berlin, Heidelberg, 1998. 686 p.

13. *Kisilewski M., Maziewski A., Zablotkii V.* High cobalt layer thickness spin-reorientation phase transition // *JMMM*. 2007. V. 316. P. 277–280.
14. *Дубовик М.Н., Филиппов Б.Н.* Доменная структура и кривые намагничивания пленок с перпендикулярной анизотропией // *ФММ*. 2017. Т. 118. № 11. С. 1083–1092.
15. *Kisilewski M., Maziewski A., Zablotkii V.* Three-dimensional micromagnetic simulation of spatial distribution of magnetization in thick cobalt layers // *Acta Physica Polonica A*. 2015. V. 127. № 2. P. 520–522.
16. *Phatak Ch., Lui Y., Gulsoy E.B., Schmidt D., Franke-Schubert E., Petford-Long A.* Visualization of the magnetic structure of sculpted three-dimensional cobalt nanospirals // *Nano Lett.* 2014. 14. 2. P. 759–764.
17. *Fernández-Pacheco A., Streubel R., Fruchart O., Hertel R., Fisher P., Cowburn R.P.* Three-dimensional nanomagnetism // *Nature Comm.* 2017. V. 8. P. 15756–1–14.
18. *Fisher P., Sanz-Hernández D., Streubel R., Fernández-Pacheco A.* Launching a new dimension with 3D magnetic nanostructures // *APL Mater.* 2020. V. 8. P. 010701–1–12.
19. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Waeyenberge B.V.* The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances*. 2014. V. 4. P. 107133–1–22.
20. *Зверев В.В., Байкенов Е.Ж., Изможеров И.М.* Динамические перестройки трехмерной топологической структуры движущейся доменной границы в магнитной пленке при наличии случайных возмущений // *ФТТ*. 2019. Т. 61. № 11. С. 2070–2083.
21. *Рамыатныкх Л.А., Филиппов В.Н., Агафонов Л.У., Лысов М.С.* Motion and interaction of magnetic dislocations in alternating magnetic field // *Scientific Reports*. 2017. V. 7. P. 18084–1–11.
22. *Landau L., Lifshits E.* On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*. 1935. V. 8. P. 153–169.
23. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // *Ландау Л.Д. Собрание трудов. Т. 1. / Под. ред. Лифшица Е.М. М.: Наука, 1969. С. 128–143.*