

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.611.3

НЕЛИНЕЙНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ
В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ С ОДНООСНОЙ ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© 2014 г. М. Н. Дубовик*, **, В. В. Зверев**, Б. Н. Филиппов*, **

* Институт физики металлов УрО РАН, 620990 Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

** Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, ул. Мира, 19

e-mail: dubovik@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 08.05.2014;
в окончательном варианте – 09.06.2014 г.

Методом трехмерного компьютерного моделирования исследованы структуры доменных границ в пленках с одноосной плоскостной анизотропией при различных толщинах. Выбраны параметры, характерные для пленок из пермаллоя. Найдено, что при различных значениях толщины пленки стабильными будут одномерные неелевские стенки, стенки с перетяжками, С-образные и S-образные стенки. Получены значения толщин, при которых происходит переход между разными типами стенок. Исследована структура блоховских линий и точек в С-образных и S-образных стенках. Рассчитаны значения топологических зарядов для различных микромагнитных структур.

Ключевые слова: магнитные пленки, микромагнетизм, доменные стенки, стенки с перетяжками, блоховские линии, блоховские точки.

DOI: 10.7868/S0015323014110023

ВВЕДЕНИЕ

Доменная структура, присущая магнитно-упорядоченным веществам, оказывает определяющее влияние на процессы и характеристики, важные с точки зрения практического применения таких веществ [1]. Ее наличие – один из факторов, формирующих многие практически важные свойства ферромагнетиков: гистерезис; пространственную дисперсию магнитной проницаемости; нелинейную зависимость электромагнитных потерь за цикл перемагничивания от ширины доменов, частоты и амплитудного значения магнитной индукции и др. Пространственное распределение намагниченности в ферромагнетике имеет иерархическую структуру. В то время как ферромагнитный образец разбит на домены с доменными границами между ними, сами эти границы могут состоять из сегментов с различными характеристиками, соединенных некими локализованными микромагнитными переходными структурами (ПС), в частности, блоховскими линиями или блоховскими точками [2]. Наличие таких структур может существенным образом влиять на статические и динамические свойства доменных стенок.

Формирование и динамическое поведение тех или иных пространственных распределений намагниченности подчиняется нелинейным уравнениям теории микромагнетизма (подробнее см. в следующем разделе), что делает локализован-

ные микромагнитные структуры типичными объектами физики нелинейных явлений. В частности, сама доменная граница, экспериментально наблюдаемая в ферромагнитном кристалле [3], является примером базового объекта нелинейной теории – топологического солитона. Переходу одной устойчивой локализованной микромагнитной структуры в другую, требующему преодоления определенного энергетического барьера, обычно можно поставить в соответствие изменение значения топологического заряда определенного типа. Поскольку устойчивые микромагнитные структуры интересны как возможная основа для создания новых типов магнитной памяти, представляет интерес развитие методов анализа топологических характеристик распределений намагниченности, полученных в процессе теоретического исследования.

С течением времени происходит развитие и уточнение представлений о внутреннем распределении намагниченности в доменных стенках. Сравнительно давно было установлено, что конкуренция различных взаимодействий, влияющих на ориентацию магнитных моментов, может приводить к формированию в составе доменных границ нетривиальных структурных элементов – например, вихревых распределений намагниченности [4, 5]. Это особенно характерно для образцов ограниченных размеров. В настоящее время в центре внимания находятся исследования маг-

нитных структур и их динамического поведения в наноразмерных объектах (нанодисках [6], полосках [7], проволоках [8] и трубках [9]). Это связано с разработкой приборов спинтроники [10] и устройств памяти нового типа [11]. С точки зрения поиска магнитных структур, управляемые перестройки которых могут быть использованы для хранения и переработки информации, определенный интерес представляют и протяженные ферромагнитные пленки со сложной структурой доменных границ, имеющих большое число ПС. В данном обзоре мы рассмотрим некоторые теоретические результаты исследований структуры доменных стенок при разной толщине магнитных пленок с учетом возможности наличия в этих стенках ПС. Рассматривается случай пленки с одной осью легкого намагничивания, параллельной поверхности, и фактором качества $Q \ll 1$ ($Q = \frac{K}{2\pi M_s^2}$;

K – константа анизотропии, M_s – намагниченность насыщения). Методом исследования является трехмерное численное микромагнитное моделирование. Целесообразность написания обзора связана с тем, что в последние годы опубликовано большое количество расчетных данных, полученных как авторами [12–15], так и другими группами исследователей [16–19]. Эти данные относятся к разным диапазонам толщин пленок; кроме того, в некоторых случаях результаты, полученные разными авторами, не вполне совпадают. Цель данной работы – формирование некоторой общей картины перестройки структуры доменной границы в пленках с плоскостной анизотропией, связанных с изменением толщины пленки в достаточно широких пределах, с рассмотрением всевозможных стабильных и метастабильных структур. Некоторые результаты не были ранее опубликованы. Работа также содержит сопоставление полученных данных с экспериментальными наблюдениями.

1. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

1.1. Метод микромагнитного моделирования

Подробное описание микромагнитного подхода к исследованию доменной структуры магнитно-упорядоченных веществ можно найти, например, в [20]. В данном разделе приведено краткое пояснение, необходимое для понимания дальнейшего изложения.

Обменное взаимодействие, упорядочивающее ориентацию магнитных моментов в узлах кристаллической решетки магнетиков, является ближайшим по сравнению с более слабым магнитостатическим взаимодействием. С этим связана возможность понижения магнитостатической энергии за счет изменения относительной ориентации магнитных моментов на расстояниях, много больших межатомных. Реализация этой возмож-

ности и ведет к возникновению доменной структуры ферромагнетиков. Исходя из сказанного, при решении многих задач, связанных с исследованием магнитной структуры или магнитных характеристик веществ, можно рассматривать намагниченность \mathbf{M} в магнетике как непрерывную функцию координат (микромагнитный подход [20]). Как правило, при этом требуется отыскание статического, соответствующего минимуму свободной энергии, или динамического, возникающего в определенный момент времени на пути к этому минимуму, пространственного распределения \mathbf{M} . При моделировании феноменологически вводят основные взаимодействия, определяющие ориентацию \mathbf{M} в ферромагнетике. Как обычно, наряду с обменным и магнитостатическим, учитываются магнитно-анизотропное и зеемановское взаимодействия. В некоторых случаях также вводятся дополнительные взаимодействия (например, учитывается поверхностная магнитная анизотропия или наличие спин-поляризованного тока). В зависимости от постановки задачи используют одномерную, двумерную или трехмерную модель (\mathbf{M} зависит соответственно от одной, двух или трех координат). Первые модели доменных стенок были одномерными (см., [1, 20, 21]), что позволяло во многих случаях находить аналитические решения. Однако в большинстве ситуаций, особенно при переходе к двумерной модели распределения намагниченности, учет всех взаимодействий без дополнительных предположений, упрощающих (но и искажающих) изначальную постановку задачи, оказался возможен только при применении численного счета. В настоящий момент методы численного микромагнитного моделирования позволяют проводить исследования в трехмерных моделях распределения \mathbf{M} . При использовании сеточного метода область, в которой надлежит вычислить распределение $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, разбивается прямоугольной пространственной сеткой на малые ячейки. В большинстве исследований считается, что ячейки являются намагниченными однородно, что позволяет произвести дискретизацию функционала энергии расчетной области, необходимую для решения задачи. Возможны также иные подходы, когда намагниченность ячейки считается неоднородной (см., например, [22]), однако они пока не получили широкого распространения. Далее содержится описание подхода, использованного при получении конкретно результатов данной работы. Для более широкого ознакомления с методами, подходами и возможностями современного численного микромагнитного моделирования можно рекомендовать [22–32] и ссылки в них.

Рассматривали фрагмент ферромагнитной пленки в виде параллелепипеда с размерами $L_x \times L_y \times L_z$ (далее – “расчетная область”). Ось y направлена вдоль нормали к поверхности пленки (рис. 1), ось

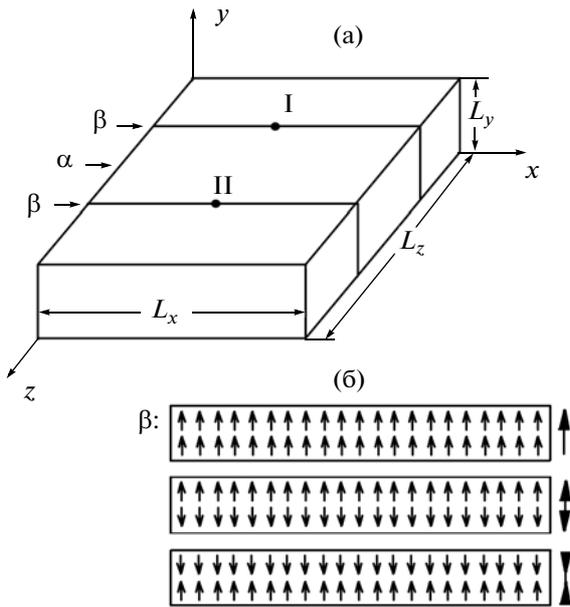


Рис. 1. Геометрия задачи и схема конструирования начальных распределений намагниченности (а). Начальные распределения \mathbf{m} , задаваемые в тонких слоях вблизи плоскостей β (б).

z совпадает с направлением оси легкого намагничивания (ОЛН). Модуль вектора \mathbf{M} в расчетной области постоянен и равен намагниченности насыщения M_s , а вектор направления $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$ может зависеть от всех трех координат. Статическое распределение $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ определяли путем минимизации функционала полной энергии расчетной области:

$$E = \int_0^{L_x} dx \int_0^{L_y} dy \int_0^{L_z} dz (w_e + w_a + w_m), \quad (1)$$

где

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

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

– плотности обменной энергии, энергии анизотропии и магнитостатической энергии. Магнитостатическое поле $\mathbf{H}^{(m)}$ определяется из решения уравнений магнитостатики с соответствующими граничными условиями. На поверхностях пленки $x=0$ и $x=L_x$ выполняются граничные условия

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

постулирующие тот факт, что в расчетной области содержится 180° доменная граница. На поверхностях $y=0$ и $y=L_y$ выполняются обычные гранич-

ные условия $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} = 0$, соответствующие незакрепленности \mathbf{m} на этой поверхности [20]. На гранях параллелепипеда, перпендикулярных оси z , намагниченность подчиняется периодическим граничным условиям [24]

$$\mathbf{m}|_{z=0} = \mathbf{m}|_{z=L_z}, \quad (4)$$

с помощью которых исключается влияние магнитостатических зарядов на соответствующих поверхностях, т.е. моделируется бесконечно протяженная вдоль оси z пленка.

При получении некоторых результатов моделировалась конечная по всем направлениям пленка. При этом граничные условия на гранях, перпендикулярных осям x и z , заменяли на аналогичные описанным выше для поверхностей $y=0$ и $y=L_y$. Такой случай будет специально отмечен в тексте.

Расчеты проводили с использованием пакета программ ООММФ [23]. Минимизацию (1) выполняли методом сопряженных градиентов (с использованием алгоритма Флетчера–Ривса). При этом применяли дискретизацию на сетке с кубическими ячейками со стороной 5 нм. Данная величина имеет порядок размера абсолютной однопериодности ($\sim \sqrt{A/2\pi M_s^2}$) для используемых значений параметров материала, характерных для пермалловых пленок безмагнитострикционного состава: $A = 10^{-6}$ эрг/см, $K = 10^3$ эрг/см³, $M_s = 800$ Гс. Процедура дискретизации в целом является обобщением на трехмерный случай процедуры, подробно описанной в [4]. Следует лишь упомянуть, что в современных пакетах программ для микромагнитного моделирования при вычислении энергии магнитостатического взаимодействия применяется быстрое преобразование Фурье [33]. Таким путем достигают существенного снижения расчетного времени. Возможность применения быстрого преобразования Фурье связана с тем, что после дискретизации на регулярной прямоугольной сетке выражения для компонент магнитостатического поля содержат дискретные свертки намагниченности и тензора коэффициентов, определяемого сеткой (см. [34, 35]). При проведении таких расчетов с целью увеличения быстродействия целесообразно использовать графические процессоры [28].

Результат минимизации, полученный в виде равновесного распределения $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ и соответствующей величины E , зависит, в частности, и от распределения намагниченности, заданного перед началом расчета. При одних и тех же толщине и параметрах материала пленки могут существовать устойчивые доменные границы с разной структурой. Один из вариантов при этом является стабильным, другие – метастабильными. Начальные

распределения намагниченности конструировали с учетом предшествующих результатов двухмерного микромагнитного моделирования [4, 32, 36, 37], а также существующих экспериментальных данных.

В большинстве случаев начальное распределение \mathbf{m} задавалось одним из двух способов. В одних случаях начальное $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ задавали не зависящим от z . Как правило, после этого, видоизменяясь в процессе расчета, распределение намагниченности сохраняло указанное свойство при наличии условий (4). В других случаях, когда ставили цель исследовать доменные границы, содержащие ПС, задавали распределение с изначальной зависимостью от всех трех координат. Распределение \mathbf{m} , полученное ранее первым способом, сохранялось во всей расчетной области кроме области α (см. рис. 1), где создавалось другое энергетически эквивалентное распределение (обычно формируемое из уже полученного путем геометрических преобразований). В плоскостях β задавалась одна из конфигураций, иллюстрируемых рис. 1б. Плоскости β совпадали с сечениями $z = \frac{1}{4}L_z$ и $z = \frac{3}{4}L_z$. После последующей минимизации (1) возле точек I и II формировались ПС.

1.2. Визуализация топологической структуры расчетных распределений намагниченности

Визуализация результатов микромагнитных расчетов, основанная на введении топологических характеристик получающихся распределений $\mathbf{m}(\mathbf{r})$, существенно упрощает их анализ и описание. Рассматривая распределение намагниченности в некоторой плоскости, секущей расчетную область, удобно использовать понятие топологического заряда (инварианта) первого типа, определяемого с помощью криволинейного интеграла

$$j = \frac{1}{2\pi} \oint_{\Gamma} dt \mathbf{n} \left[\tilde{\mathbf{m}}, \frac{\partial \tilde{\mathbf{m}}}{\partial t} \right]. \quad (6)$$

Здесь $\tilde{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_{\perp}/|\mathbf{m}_{\perp}|$, где $\mathbf{m}_{\perp} = \mathbf{m} - \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{m})$ – проекция нормированной намагниченности на рассматриваемую плоскость; \mathbf{n} – единичная нормаль к ней; Γ – некоторый замкнутый контур в плоскости, параметризованный переменной t . Число j имеет смысл степени отображения [3, 38] точек плоского замкнутого контура Γ на окружность $|\tilde{\mathbf{m}}| = 1$ – если при пробегании радиус-вектором всех точек контура конец вектора $\tilde{\mathbf{m}}$ описывает полную окружность, то $j = \pm 1$, иначе $j = 0$. Значения $j = \pm 1$ имеют место, если распределение намагниченности в плоскости имеет вид вихря (антивихря), центр которого попадает в область, ограниченную контуром Γ .

Рассмотрим для примера распределение намагниченности в плоскости $y = y_0$, имеющее вид, показанный на рис. 2. Выберем контур интегрирования $\Gamma(x_0, y_0, z_0, x, z)$, состоящий из четырех направленных отрезков, последовательно соединяющих точки (x_0, y_0, z_0) , (x, y_0, z_0) , (x, y_0, z) , (x_0, y_0, z) , причем $x \in [x_0, x_1] \subset [0, L_x]$, $z \in [z_0, z_1] \subset [0, L_z]$ (см. рис. 2). Фиксируя значения x_0, z_0, y_0 , рассмотрим j как функцию x, z . В точках с координатами центров вихря или антивихря на графиках $j_x(x, y_0, z_1)$ и $j_z(x_1, y_0, z)$ имеются единичные скачки (рис. 2), а на графиках производных $dj_x(x, y_0, z_1)/dx$ и $dj_z(x_1, y_0, z)/dz$ – дельтаобразные всплески.

Будем называть топологическим зарядом (инвариантом) второго типа степень отображения замкнутой поверхности S , выбранной в координатном пространстве, на сферу $|\mathbf{m}| = 1$ [2, 3, 38]:

$$\chi = \frac{1}{4\pi} \oint_S \mathbf{g} ds, \quad \mathbf{g} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k} \varepsilon_{ijk} m_i [\nabla m_j, \nabla m_k]. \quad (7)$$

Здесь \mathbf{g} – плотность гиротропного вектора; ε_{ijk} – символ Леви–Чивиты. Значения $\chi = \pm 1$ получаются, если внутри объема, ограниченного поверхностью S , имеется сингулярная точка (СТ) (называемая также точкой Блоха [2]). Если СТ в указанном объеме нет или же имеется, например, две СТ с противоположными топологическими зарядами, то $\chi = 0$.

В нашем случае интегрирование удобно проводить по граничной поверхности $S(x, y, z)$ параллелепипеда $V(x, y, z) = ((x', y', z'), x' \in [x_0, x], y' \in [y_0, y], z' \in [z_0, z])$, где $x \in [x_0, x_1] \subset [0, L_x]$, $y \in [y_0, y_1] \subset [0, L_y]$, $z \in [z_0, z_1] \subset [0, L_z]$, и имеющиеся СТ являются внутренними точками самого большого параллелепипеда $V(x_1, y_1, z_1)$. Если координаты центра СТ равны (x^*, y^*, z^*) , на графиках функций $\chi(x, y_1, z_1)$, $\chi(x_1, y, z_1)$, $\chi(x_1, y_1, z)$ в точках $x = x^*$, $y = y^*$, $z = z^*$ имеются единичные скачки, а на графиках их производных $d\chi(x, y_1, z_1)/dx$, $d\chi(x_1, y, z_1)/dy$, $d\chi(x_1, y_1, z)/dz$ – дельтаобразные всплески.

Описанные приемы позволяют визуализировать пространственное положение СТ и центральных осей вихрей (антивихрей), что облегчает анализ сложных трехмерных распределений \mathbf{m} . Таковыми являются, например, некоторые из рассмотренных ниже ПС. Топологические структуры, характеризующиеся определенными значениями топологических зарядов, интересны тем, что, как правило, являются весьма устойчивыми, так как не могут быть превращены с помощью непрерывных деформаций в распределения \mathbf{m} с другими значениями j, χ .

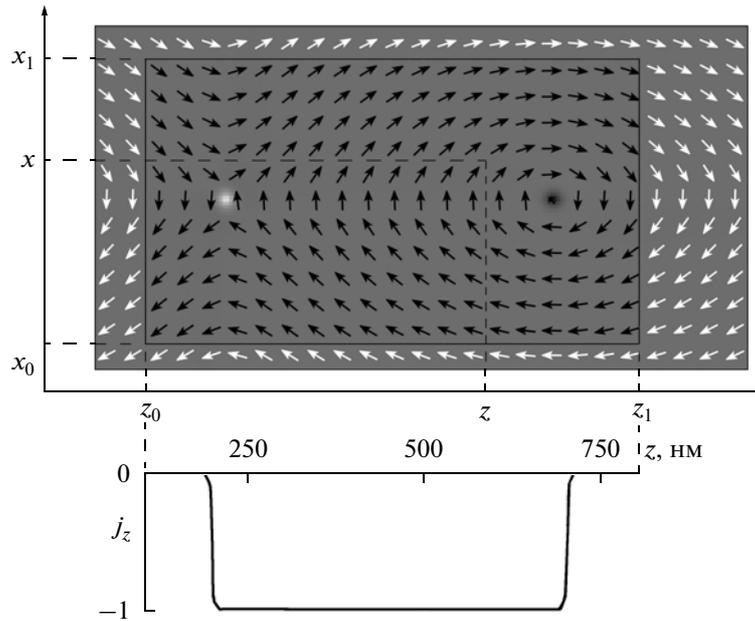


Рис. 2. Пример распределения намагниченности в плоскости $y = y_0$ и соответствующая зависимость $j_z(x_1, y_0, z)$ с единичными скачками в точках, соответствующих координатам центров вихря и антивихря. Здесь и далее изменение цвета фона от светлого к темному соответствует изменению компоненты \mathbf{m} , нормальной к плоскости рисунка, от +1 до -1.

2. ТОНКАЯ СТРУКТУРА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МАГНИТОМЯГКИХ ПЛЕНКАХ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

2.1. Преимущества и недостатки одномерных и двухмерных моделей доменных стенок

Исторически первой моделью структуры доменной границы была одномерная модель, называемая блоховской стенкой [21]. В этой модели ориентация \mathbf{M} зависит от единственной координаты, отсчитываемой вдоль оси, перпендикулярной плоскости стенки, а вектор \mathbf{M} всегда лежит в упомянутой плоскости, разворачиваясь от направления, коллинеарного оси легкого намагничивания, до противоположного направления того же типа. Первоначально в данную модель не включалось наличие у ферромагнетика граничной поверхности, поэтому не учитывалось магнитостатическое взаимодействие. Однако на самом деле наличие поверхности играет существенную роль, оказывая влияние на структуру доменных стенок ввиду возможности образования не только объемных, но и поверхностных магнитостатических зарядов. Особенно это касается тонких пленок, нанострайпов и других образцов ограниченных размеров. Также на пространственное распределение намагниченности оказывает влияние ориентация ОЛН относительно поверхности, так что постановка задачи отыскания равновесной структуры имеет много вариантов. Как отмечалось, в данной работе мы сосредоточим внимание на случае магнитных пленок с единственной ОЛН, лежащей в плоскости пленки. Некоторые

из полученных результатов справедливы и для случая пленок с кубической анизотропией, в которых одна из ОЛН лежит в указанной плоскости.

Другая одномерная модель доменной границы в тонкой пленке, получившая название неелевской стенки [39], учитывает наличие граничной поверхности. В этой модели направление \mathbf{M} также зависит от одной координаты, но вращение происходит теперь строго в плоскости пленки. Таким образом, поверхностных магнитных зарядов не возникает, зато неизбежно возникают объемные заряды, т.к. $\text{div} \mathbf{M} \neq 0$.

Обе описанные модели имеют общее свойство: вращение \mathbf{m} может происходить как по часовой, так и против часовой стрелки, так что имеется вырождение по энергии. Вследствие этого возможно существование на протяжении одной и той же доменной границы участков с различным направлением вращения, разделенных ПС. Следует заметить, что возможность существования ПС — общее свойство всех, а не только одномерных, моделей доменных границ. Различные виды ПС получили название блоховских линий и блоховских точек. Изначально предполагалось, что для случая, когда ОЛН лежит в плоскости пленки, наличие блоховских линий понижает магнитостатическую энергию блоховской стенки.

ПС на неелевских стенках являются составной частью так называемых стенок с перетяжками (поперечными связями), которые уже достаточно давно наблюдаются экспериментально [40–43] и описаны теоретически [40, 41]. Уже в [37] была

абсолютно верно сформулирована причина появления стенок с перетяжками — их наличие понижает магнитостатическую энергию неелевских границ. Однако согласно результатам анализа зависимости структуры и энергии доменных стенок от толщины пленки, проведенного в [41] на основе одномерной модели распределения намагниченности, неелевские стенки без перетяжек вообще не должны существовать. Этот вывод противоречил экспериментальным данным, которые долгое время интерпретировали так: в наиболее тонких пленках существуют одномерные неелевские стенки, в более толстых — одномерные блоховские, а в некоторой промежуточной области толщин — стенки с перетяжками. Это означало, что имеются две характерные толщины, при переходе через которые меняется энергетически предпочтительная структура доменных границ. Более поздние расчеты (см., например, [44]) с использованием моделей одномерной блоховской и неелевской стенок также устанавливают существование этих двух толщин.

Однако после дальнейших исследований, выполненных с целью получения более совершенных моделей доменных стенок, были найдены двухмерные модели асимметричных доменных границ, впервые описанные в [4, 5]. Асимметричные доменные стенки были получены в модели, когда распределение намагниченности зависит от направления, перпендикулярного к плоскости границы, и от направления вдоль нормали к поверхности пленки, но является однородным вдоль ОЛН, т.е., если пользоваться геометрией рис. 1, то зависимость имеет вид: $\mathbf{m} = \mathbf{m}(x, y)$. Толщинная зависимость структуры доменной границы (ДГ), полученная в такой модели, такова [45] (мы опираемся здесь на результаты расчетов, выполненных для пленок с параметрами, близкими к пермаллоевым, с помощью пакета программ, разработанного в ИФМ УрО РАН Л. Г. Корзуниным). В наиболее тонких пленках стабильны одномерные неелевские стенки. С увеличением толщины пленки симметричная одномерная неелевская стенка (рис. 3а) превращается в асимметричную стенку (рис. 3б). Первоначально эта асимметричная неелевская ДГ отличается от симметричной только искривлением центральной поверхности (поверхности уровня $m_z = 0$). С дальнейшим утолщением пленки энергетически выгодными становятся стенки, иллюстрируемые рис. 3в (так называемый блох-неелевский переход). В разных источниках такая стенка называется двухмерной блоховской или асимметричной блоховской, или вихревой, или S-образной стенкой. Возле поверхностей пленки распределение намагниченности такое же, как в неелевских ДГ, в средней же части пленки можно выделить участки, характерные для блоховских ДГ. Стыкуясь, эти части образуют вихревую структуру. Распре-

деление намагниченности однородно вдоль ОЛН, так что на самом деле имеется не просто вихрь в некоторой плоскости, а протяженная вихревая трубка. Ось вихревой трубки и центральная поверхность стенки (поверхность уровня $m_z = 0$) разнесены в пространстве. Таким образом, наблюдается асимметрия (упоминаемая в названии этого типа доменной границы) распределения намагниченности относительно центральной поверхности стенки (одномерные блоховские и неелевские стенки симметричны относительно поверхности $m_z = 0$). Асимметричность распределения намагниченности стала важным фактором, позволяющим распознавать доменные границы такого типа экспериментально [46]. Вихревая структура способствует замыканию магнитного потока внутри пленки и снижению магнитостатической энергии, связанной с диполь-дипольным взаимодействием. Также существуют двухмерные неелевские стенки, являющиеся метастабильными и приобретающие выше блох-неелевского перехода структуру, изображенную на рис. 3г. Такая доменная граница называется двухвихревой неелевской (или S-образной) стенкой и содержит две вихревые трубки. Существование стенок с таким распределением намагниченности также подтверждено экспериментально [47].

Согласно нашим расчетам, описанный сценарий качественно сохраняется при изменении параметров материала пленки в достаточно широких пределах (толщины, при которых изменяется характер стабильности того или иного типа стенок, естественно, меняются). В некоторых публикациях приводятся данные [37], согласно которым с увеличением толщины пленки после неелевских стенок стабильными становятся симметричные двухмерные доменные границы, называемые авторами [37] симметричными блоховскими стенками (в других источниках [29] — мюллеровскими границами). Далее, согласно [37], с ростом L_y стабильными все же становятся S-образные стенки. Однако в соответствии с нашими результатами, полученными как с использованием программ, разработанных в ИФМ УрО РАН, так и с помощью пакета ООММФ, симметричные блоховские стенки являются нестабильными. Стабилизировать их можно лишь введением дополнительных вкладов в энергию системы, а именно — поверхностной анизотропии типа “ось легкого намагничивания” с осью анизотропии, перпендикулярной поверхности пленки. Ни о чем подобном в [37] не сообщается. Возможным путем прояснения ситуации был бы детальный разбор численной процедуры, использованной в [37], однако это не представляется возможным ввиду отсутствия достаточной информации.

Установлено, что двухмерные модели распределения намагниченности в доменных границах

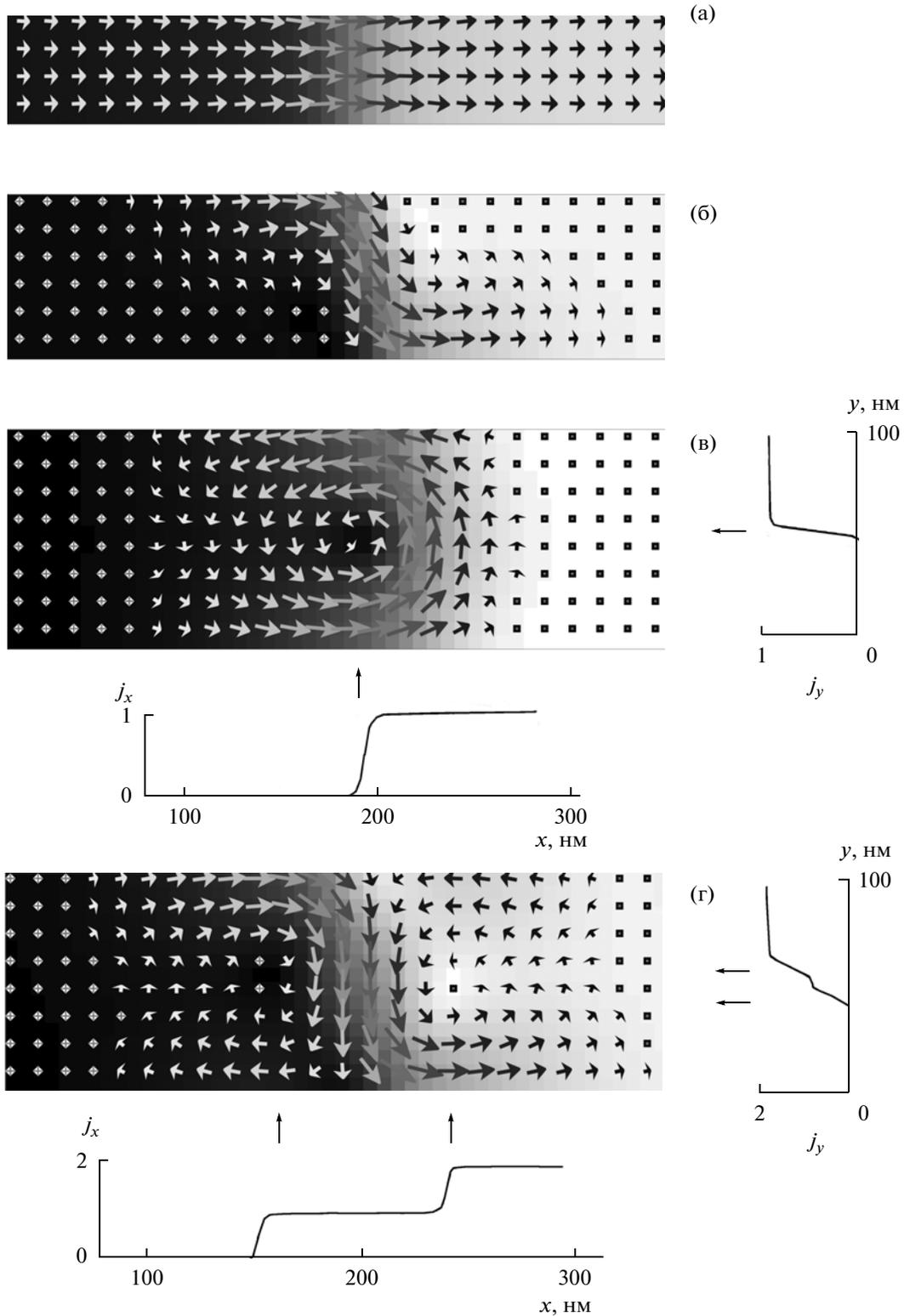


Рис. 3. Распределения намагниченности в плоскости, перпендикулярной ОЛН пленки с одноосной плоскостной анизотропией, соответствующие одномерной неелевской стенке (а), асимметричной безвихревой неелевской стенке (б), асимметричной блоховской стенке (С-образной) (в), асимметричной двухвихревой неелевской стенке (S-образной) (г). Положения единичных скачков на графиках координатных зависимостей чисел вращения $j_x = j(x, y_1, 0)$ и $j_y = j(x_1, y, 0)$ отвечают положениями приосевых областей (кóров) вихревых структур, входящих в одновихревую и двухвихревую доменные границы.

описывают многие экспериментальные данные лучше одномерных (см., например, [46–48]). С другой стороны, двухмерная модель распределения намагниченности, используемая в [4, 29–32, 37, 45, 48], не в состоянии описать стенки с перетяжками, являющиеся существенно трехмерными объектами. Вместе с тем, факт существования таких стенок не вызывает сомнений. Резюмируя существующие экспериментальные данные и теоретические соображения, можно предположить, что с помощью трехмерного микромагнитного моделирования будет получена следующая картина: в наиболее тонких пленках существуют одномерные неелевские стенки, при увеличении толщины появляются перетяжки, которые далее сменяются вихревыми стенками.

2.2. Структура и энергия стенок с перетяжками в трехмерной модели распределения намагниченности

Развитие методов трехмерного микромагнитного моделирования сделало возможным получение полной картины перестроек намагниченности в пленках рассматриваемого типа. В [19] была исследована область малых толщин, при которых классические неелевские стенки перестают быть энергетически выгодными по сравнению со стенками с перетяжками. Особо отметим единственную известную нам работу [18], в которой с помощью трехмерного микромагнитного моделирования исследовали структурный переход от стенок с перетяжками к другим стенкам, не обладающим периодической структурой вдоль ОЛН. В ней авторы развивают свои представления, изложенные ранее в [37] и связанные с существованием симметричной блоховской стенки. Полученные нами данные не согласуются с результатами [18].

Способ моделирования доменной границы с перетяжками, реализованный в данной работе, в целом аналогичен использованному в [19]. Задавалось подходящее грубое начальное распределение, ориентированное на получение характерной структуры с чередующимися фрагментами неелевских стенок разной киральности, а также вихрями и антивихрями на поверхности пленки. Далее проводилась минимизация функционала (1). В случае, когда вдоль оси z имеются периодические граничные условия, достаточно рассчитать лишь один период структуры, включающий один вихрь и один антивихрь. Рис. 4 иллюстрирует полученные результаты для толщины пленки $L_y = 20$ нм. Видно, что распределение намагниченности мало меняется по толщине пленки. Вихрь и антивихрь на поверхности имеют противоположную ориентацию \mathbf{m} в центрах вдоль нормали к поверхности пленки. Структура с однонаправленной ориентацией намагниченности в центрах вихря и антивихря имеет несколько большую энергию. Для

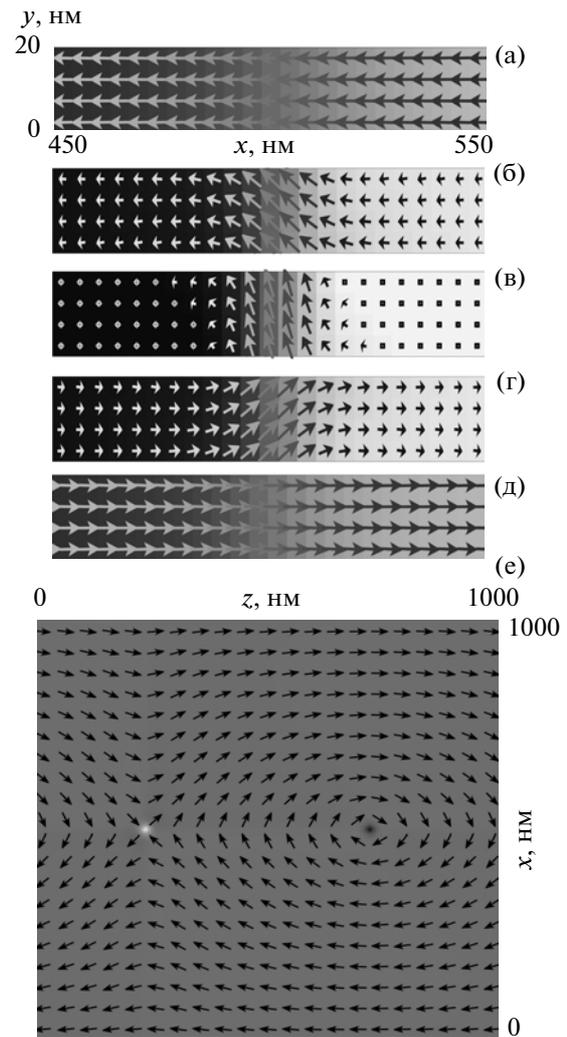


Рис. 4. Распределения намагниченности для стенки с перетяжками в сечениях образца плоскостями $z = 200$ нм (а); $z = 245$ нм (б); $z = 250$ нм (в); $z = 260$ нм (г); $z = 300$ нм (д); $y = 20$ нм (е). Размеры расчетной области $L_x = 1000$ нм; $L_y = 20$ нм; $L_z = 1000$ нм.

каждого значения толщины пленки рассчитывали зависимость энергии $\gamma_m = \frac{E_m}{L_y L_z}$ в расчете на единицу поверхности доменной стенки в плоскости yz от L_z . При определенных толщинах зависимость $\gamma_m(L_z)$ имела минимум (рис. 5, кривая 1) при некотором значении $L_z = T$, которое и принимали за равновесный период структуры доменной границы с перетяжками. Для других толщин зависимость $\gamma_m(L_z)$ выглядит как на рис. 5 (кривая 2), а именно: уменьшаясь с увеличением периода структуры вдоль ОЛН, величина γ_m асимптотически приближается к значению, соответствующему однородной вдоль z неелевской стенке, оставаясь выше этого значения. Таким образом, неелев-

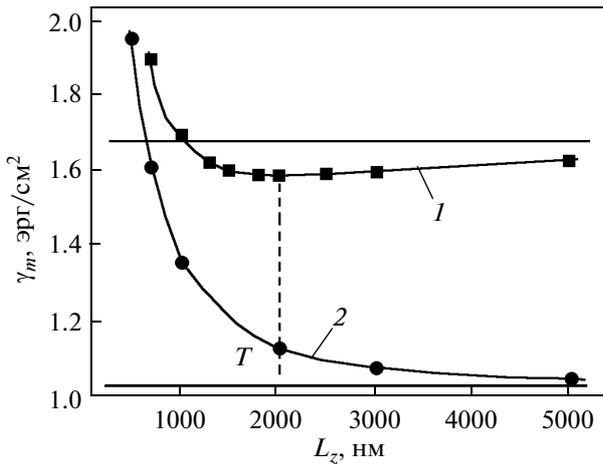


Рис. 5. Зависимость энергии γ_m стенки с перетяжками в расчете на единицу поверхности в плоскости yz от L_z . $L_x = 1000$ нм. Толщина пленки $L_y = 10$ нм (1) и 5 нм (2). Здесь и далее точки на графиках, соответствующие результатам численных экспериментов, соединены сплошными кривыми для удобства восприятия. Горизонтальные прямые линии соответствуют энергии однородных вдоль z неелевских стенок в пленках соответствующих толщин.

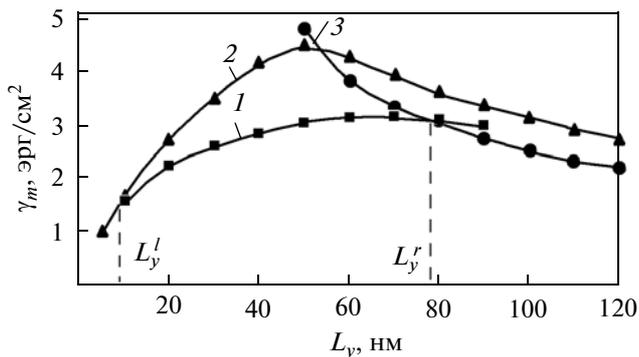


Рис. 6. Зависимости γ_m от толщины пленки L_y для стенок с перетяжками (1), неелевских стенок (2) и асимметричных блоховских стенок (3); $L_x = 1000$ нм.

ская стенка является в этом случае энергетически предпочтительной. Природа минимума $\gamma_m(T)$ объяснена в [19] на основе анализа парциальных вкладов различных взаимодействий в полную энергию доменной границы. Кратко ее можно пояснить следующим образом. Обменное взаимодействие, энергия которого может быть понижена путем придания распределению \mathbf{m} возможно большей однородности, способствует увеличению периода структуры, стремясь превратить ее в однородную неелевскую стенку. С другой стороны, структура стенки с чередующимися противоположно поляризованными неелевскими участками способствует понижению магнитостатической энергии. В результате

устанавливается равновесный период T , соответствующий минимуму суммарной энергии. Чем тоньше пленка, тем меньше боковая площадь неелевской доменной стенки (в плоскости yz) и тем меньше площадь, на которой локализируются магнитостатические заряды [19]. Из-за этого с уменьшением L_y магнитостатическое взаимодействие играет все меньшую роль, T увеличивается, и, наконец, энергетически предпочтительными становятся однородные вдоль ОЛН неелевские границы. В отличие от [19], в наших расчетах учитывается также магнитно-анизотропное взаимодействие, однако, как выяснилось, при рассматриваемых параметрах оно играет (по сравнению с обменным и магнитостатическим) второстепенную роль.

На рис. 6 показаны зависимости величин γ_m от толщины пленки L_y для стенок с перетяжками, а также для однородных вдоль ОЛН неелевских и С-образных стенок. Было выбрано значение $L_x = 1000$ нм; величина L_z для всех случаев устанавливалась равной равновесному периоду перетяжек T , полученному при данной толщине пленки. Таким образом дополнительно проверяли устойчивость неелевских и С-образных стенок к перестройке в стенки с перетяжками. При толщине пленки, большей приблизительно 90 нм, последние оказываются неустойчивыми. То же самое имеет место для С-образных стенок при толщине менее 50 нм.

По аналогии с обозначениями, принятыми в экспериментальной [42], толщину, ниже которой энергия стенок с перетяжками становится выше таковой для неелевских стенок, обозначим L_y^l . Полученное значение $L_y^l \sim 8$ нм хорошо согласуется с результатами [19] и [44], где были выполнены аналитические расчеты для одномерной модели распределения намагниченности. Экспериментальные значения L_y^l обычно несколько выше расчетных [42, 43]. Это может быть связано, в частности, с неоднородностью и ограниченностью реальной пленки (оба этих фактора могут мешать установлению периодической структуры). Следует принимать во внимание также сложность экспериментального измерения L_y^l (см., например, в [42]).

С увеличением толщины пленки наблюдается уменьшение T (см. рис. 7). Этот вывод также совпадает с полученным в [19] и, кроме того, качественно согласуется с экспериментальными данными [42, 43]. К сожалению, мы пока не можем провести количественного сравнения, поскольку эксперименты выполнены на полосках шириной $L_x > 20$ мкм, в то время как мы провели расчеты для $L_x \leq 2$ мкм в соответствии с нашими текущими расчетными мощностями. Проведенные нами в связи с этим расчеты периода перетяжек в зави-

симости от L_x при фиксированных значениях L_y указывают на рост периода T при увеличении L_x , что вселяет надежду на возможность в будущем и количественного описания экспериментальных данных.

На рис. 6 видно, что для стенок с перетяжками с увеличением толщины пленки $\gamma_m(L_y)$ вначале растет, а затем начинает уменьшаться. Рост связан с увеличением плотности магнитоэтической энергии, обусловленной полями рассеяния, по мере увеличения площади боковой поверхности доменной стенки по причинам, уже описанным выше. Однако при дальнейшем увеличении толщины пленки структура стенок с перетяжками (как и однородных вдоль оси z неелевских стенок) существенно изменяется. Сказанное может быть проиллюстрировано рис. 8. В более толстой пленке возникает возможность понижения магнитоэтической энергии доменной границы за счет изменения ориентации \mathbf{m} вдоль направления y . Фрагменты одномерных неелевских стенок разной киральности переходят в двухмерные неелевские стенки. Однако эти стенки не содержат вихревых распределений намагниченности, которые уже присутствуют в однородных неелевских границах при тех же L_y (см. рис. 3г). Это заключение подтверждается не только визуальными наблюдениями, но и расчетами топологического инварианта j для соответствующих распределений \mathbf{m} (см. раздел 1.2). Структура доменной границы на рис. 8 существенно изменяется по толщине пленки и в области ПС. Однако вихрь и антивихрь, существующие на одной поверхности, также существуют как на другой поверхности, так и во всех промежуточных сечениях, хотя и несколько смещаются и искажаются. Относительный магнитоэтический вклад в энергию такой структуры меньше, чем для структуры на рис. 4, однако обменный существенно выше. С ростом толщины пленки неоднородное вдоль y распределение \mathbf{m} оказывается локализованным на большем пространстве, что снижает плотность обменной энергии. С этим связано уменьшение $\gamma_m(L_y)$ на рис. 6. Заметим, что такой результат не может быть получен на основе предположения об однородном по толщине пленки распределении \mathbf{m} [44]. С увеличением L_y также уменьшается равновесный период структуры стенки с перетяжками (см. рис. 7), что согласуется с [42, 43].

Понижение магнитоэтической энергии при дальнейшем увеличении толщины пленки может идти двумя путями — за счет дальнейшего уменьшения T , чему препятствует обменное взаимодействие, или вследствие формирования вихревых распределений намагниченности в плоскости, перпендикулярной ОЛН (плоскость xy). В последнем случае, однако, существование “перетяжек” перестает играть роль механизма умень-

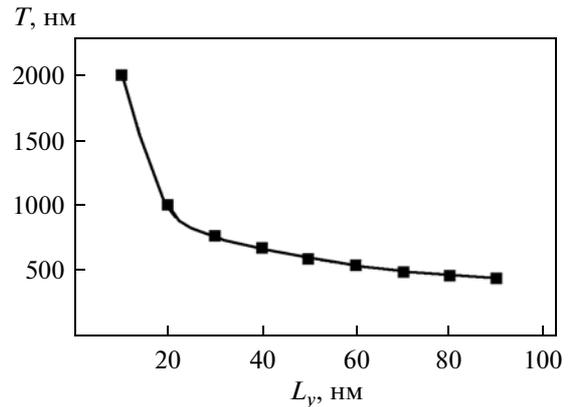


Рис. 7. Зависимость равновесного периода T структуры стенки с перетяжками от толщины пленки L_y ; $L_x = 1000$ нм.

шения энергии. В итоге энергетически предпочтительными, как и следовало ожидать, становятся однородные вдоль ОЛН С-образные стенки. Толщину, соответствующую описанному переходу, обозначим L'_y . На рис. 6 $L'_y \sim 77$ нм. С ростом L_x данная величина растет (рис. 9), принимая значения, хорошо согласующиеся с экспериментальными [42, 43]. Таким образом, толщина пленки, характерная для блох-неелевского перехода, полученная с помощью трехмерной модели распределения \mathbf{m} , существенно выше таковой, полученной в рамках двухмерной модели. Это отличает наши результаты от данных, полученных в [18]. Кроме того, факт существования стабильной однородной вдоль z симметричной двухвихревой стенки [18] нами не был установлен ни при каких обстоятельствах.

Также были выполнены расчеты для пленки, конечной вдоль оси z . Была получена равновесная доменная структура типа структуры Ландау и Лифшица (рис. 10). Зависимость структуры 180° доменной стенки от L_y , L_x хорошо согласуется с закономерностями, иллюстрируемыми рис. 4–9. В частности, если это стенка с перетяжками, изображенная на рис. 10, то период перетяжек вдали от границ $z = 0$, L_z близок к величине T , полученной из расчетов с условиями (4).

2.3. Переходные структуры в асимметричных вихревых доменных стенках

Теперь заметим, что с помощью отражений и инверсий в пространстве векторов \mathbf{g} и пространстве намагниченностей \mathbf{M} можно модифицировать распределение $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, соответствующее асимметричной вихревой доменной стенке, изменяя направление вращения в вихре и направление намагниченности на оси этого вихря. Вышеупомянутые дискретные преобразования, меняя про-

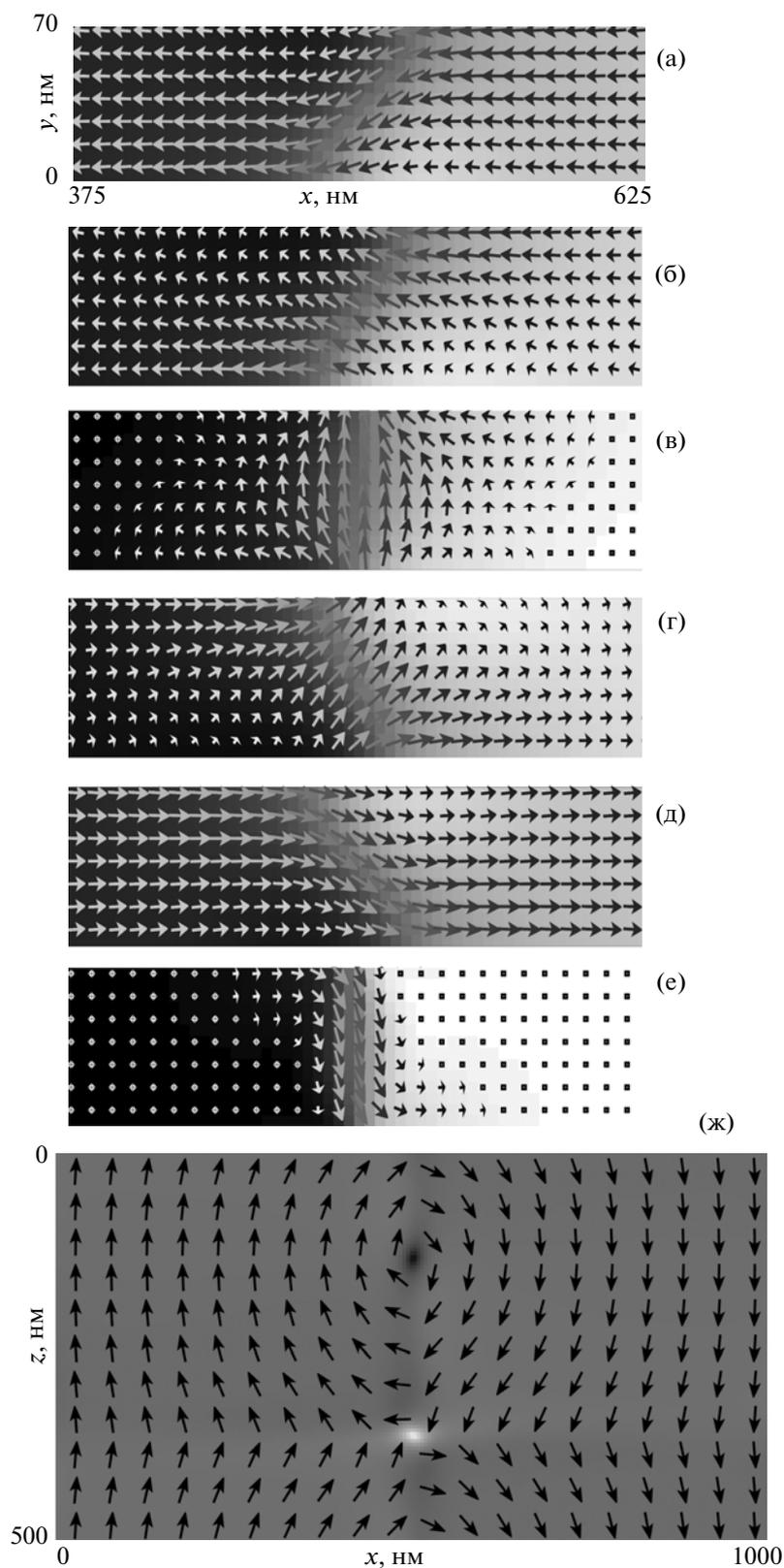


Рис. 8. Распределения намагниченности для стенки с перетяжкой в сечениях образца плоскостями $z = 450$ нм (а); $z = 390$ нм (б); $z = 375$ нм (в); $z = 360$ нм (г); $z = 320$ нм (д); $z = 125$ нм (е); $y = 70$ нм (ж). Размеры расчетной области $L_x = 1000$ нм; $L_y = 70$ нм; $L_z = 1000$ нм.

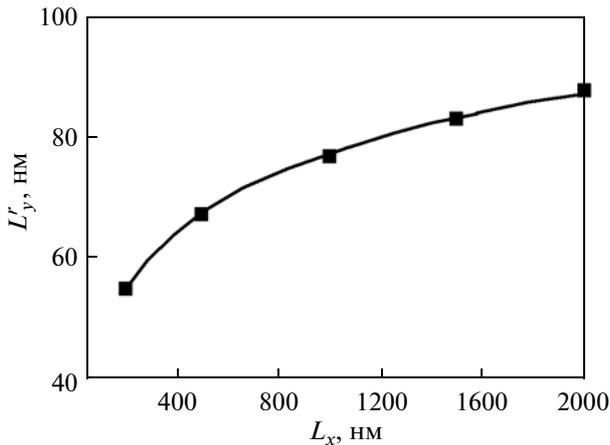


Рис. 9. Зависимость толщины L_y^R перехода от стабильных стенок с перетяжками к стабильным асимметричным блоховским стенкам от ширины расчетной области L_x .

пространственную ориентацию поля намагниченностей, оставляют энергию неизменной. При этом доменная граница в реальной пленке может состоять из нескольких сегментов, имеющих различную пространственную ориентацию и отделенных друг от друга ПС. То, что доменные стенки, содержащие ПС, действительно существуют, подтверждается экспериментальными данными (см., например, [43, 49]). Позволяя различать в одной и той же доменной стенке фрагменты с разными свойствами, существующие методики наблюдения в то же время не обеспечивают возможность детально рассмотреть структуру переходных областей. Следует упомянуть [16, 17, 50, 51], в которых ПС разного типа были исследованы как в пленках с одноосной, так и с трехосной анизотропией. В данной работе мы рассмотрим общий подход к моделированию ПС различного типа [12–15]. В процессе изложения станет ясно, почему мы не учитывали возможность существо-

вания таких ПС при построении энергетических кривых рис. 6.

С-образная стенка в пленке с осью легкого намагничивания, лежащей параллельно поверхности, может иметь четыре энергетически эквивалентные конфигурации. Считая, что направление взгляда на поперечные сечения стенки всегда совпадает с направлением оси z , можно различать эти конфигурации, указывая направление вращения в вихре и то, по какую сторону от центральной поверхности ДГ находится ось вихря. Результаты расчетов и описание возникающих ПС резюмированы в таблице 1. Пиктограммами в виде незамкнутых овалов со стрелками обозначены фрагменты С-образных стенок, на пересечении которых образуются ПС.

Случай А в таблице соответствует ситуации, когда соединяемые фрагменты доменной границы имеют одинаковые направления вращения в вихрях, но разное положение осей вихрей относительно центральной поверхности. В обозначениях, введенных в [49] и также используемых в [16, 17], такая геометрия названа Т3. В результате расчетов для этого случая получена ПС в виде блоховской (сингулярной) точки, иллюстрируемая рис. 11. В таблице СТ соответствует пиктограмма “звездочка”. В [16, 17, 50, 51] такой структуры получено не было. На сетке СТ выглядит как локальная область, в которой углы между векторами намагниченности в соседних узлах не являются малыми. Данная структура характеризуется тем, что происходит единичный скачок топологического заряда второго типа (7) при пересечении центром СТ границы области интегрирования. Это позволяет визуализировать пространственное положение блоховской точки (см. рис. 12). В терминологии, используемой в [2], полученная нами СТ является “вращающей”. На рисунках местоположение СТ указывают вершины треугольников.

Между двумя стенками, отличающимися и направлением вращения в вихре, и расположением оси вихря относительно центральной поверхности стенки (случай В в таблице, Т1 в обозначении

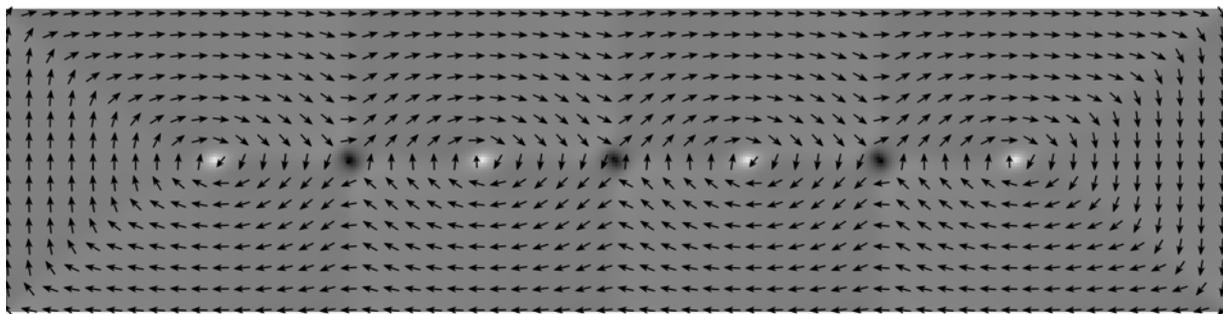


Рис. 10. Равновесное распределение намагниченности на верхней поверхности пленки, ограниченной по всем трем направлениям. Размеры расчетной области $L_x = 500$ нм; $L_y = 70$ нм; $L_z = 2000$ нм.

Начальные распределения (НР), формируемые на стыке различных типов микромагнитных структур (вихревых доменных стенок) и соответствующие им типы ПС, получающиеся в результате минимизации энергии, возникающие возле точек I и II на рис. 1

Тип МС	НР	Результирующие ПС	
A		I	
		II	
B		I	
		II	
C		I	
		II	
B ₁		I	
		II	
C ₁		I	
		II	
C ₂		I	
		II	
C ₃		I	
		II	
C ₄		I	
		II	

ях [49]), возникает трехмерная вертикальная блоховская линия (ВБЛ) X-типа (рис. 13). Отличительной особенностью данной структуры является наличие вихря на одной и антивихря на противоположных граничных поверхностях пленки. Напомним, что в случае описанных выше неелевских стенок с перетяжками, вихри и антивихри были сквозными по толщине пленки. При рассмотрении сечений в плоскости xu при различных значениях z видно, что вблизи ВБЛ центральная поверхность стенки $m_z(\mathbf{r}) = 0$ становится более плоской, а приосевая область вихря доменной стенки смещается

в сторону ближайшего домена (рис. 13а) и сливается с ним, что ведет к разрушению вихревой трубки. Процесс разрушения вихря по одну сторону от центральной поверхности доменной стенки сопровождается рождением вихря по другую сторону: приосевая область с противоположным значением m_z отделяется от второго домена и оказывается окруженной новой вихревой трубкой (рис. 13в). В сечении $z = 180$ нм, проходящем через центр ВБЛ (рис. 13б), возникает симметричная двухвихревая структура. Распределение намагниченности в сечении $x = 200$ нм имеет характерный крестообразный вид (рис. 13д).

В случае, когда имеются два фрагмента доменной стенки с одинаковым расположением оси вихря относительно центральной линии стенки, но с разными направлениями вращения вихря (случай С в таблице), возникает ВБЛ Y-типа (T2 в обозначениях [49]). В этом случае на противоположных границах пленки также возникают вихрь и антивихрь, оси которых несколько разнесены друг относительно друга и не лежат в одной плоскости $y = \text{const}$. Векторы намагниченности в центрах вихря и антивихря перпендикулярны границам пленки и антипараллельны. Из рис. 14а, 14б видно, что разрушение вихревой трубки левосторонней стенки с закруткой против часовой стрелки происходит при выходе приосевой области этой трубки на верхнюю границу пленки. Смещаясь в положительном направлении оси z , мы можем наблюдать на нижней граничной поверхности образование приосевой области вихревой трубки также левосторонней стенки, но с закруткой вихря по часовой стрелке (рис. 14в). В сечении плоскостью $x = 200$ нм ВБЛ Y-типа имеет поперечную вихревую структуру (рис. 14д), которая обеспечивает возможность получить на границах пленки полюса с противоположно направленными векторами намагниченности в отсутствие блоховской точки между полюсами. Возможны два подтипа ВБЛ данного вида, различающиеся направлением вектора намагниченности в центре вихря, изображенного на рис. 14д (в таблице они обозначены символами Y и \bar{Y}).

У X-ВБЛ и Y-ВБЛ есть общая черта, способствующая их экспериментальному определению [43, 49]. Приповерхностные неелевские участки стыкующихся фрагментов С-образной стенки имеют противоположную намагниченность в центрах и потому дают противоположный контраст при магнитооптических измерениях. При этом у X-ВБЛ присутствует изгиб линии $m_z = 0$ на поверхности пленки, у Y-ВБЛ эта линия более прямая.

При задании иных начальных распределений \mathbf{m} были найдены ПС, являющиеся кластерами, состоящими из только что описанных основных структур и фрагментов С-образных стенок (слу-

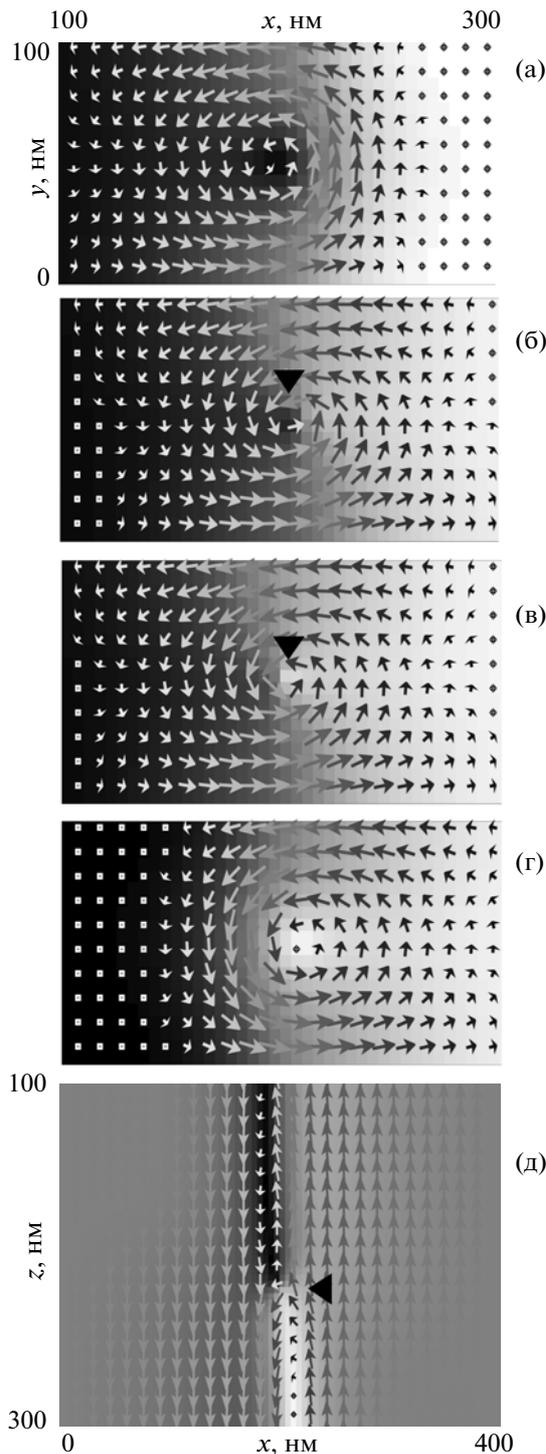


Рис. 11. Распределения намагниченности для ПС, содержащей блоховскую (сингулярную) точку, в сечениях образца плоскостями $z = 0$ (а); $z = 180$ нм (б); $z = 185$ нм (в); $z = 375$ нм (г); $y = 50$ нм (д). Размеры расчетной области $L_x = 400$ нм; $L_y = 100$ нм; $L_z = 750$ нм.

чаи В1, С1–С4 в таблице). Устойчивость кластеров, содержащих СТ, проверялась следующим образом: описывающие их поля \mathbf{m} суммировались

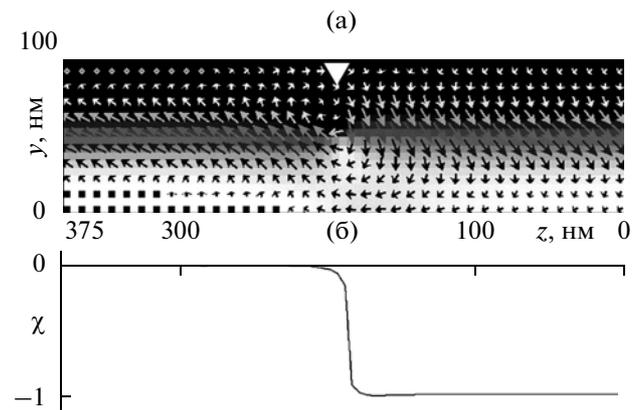


Рис. 12. Распределение намагниченности для ПС, содержащей блоховскую точку, в сечении образца плоскостью $x = 200$ нм (а). Пространственное положение центра блоховской точки соответствует единичному скачку на графике $\chi(x_1, y_1, z)$ (б). Размеры расчетной области $L_x = 400$ нм; $L_y = 100$ нм; $L_z = 750$ нм.

со случайным полем \mathbf{m}_r ($|\mathbf{m}_r| \sim 0.5$). Получившиеся поля нормировались и вновь выполнялась минимизация энергии. В результате получались распределения намагниченности, практически не отличающиеся от исходных. Несколько более подробную информацию о структуре полученных кластеров можно найти в [12, 14].

В случае метастабильных неелевских двухвихревых (S-образных) стенок такого многообразия устойчивых переходных структур, какое характерно для S-образных стенок, получить не удалось. Единственная найденная стабильная ПС на S-образной стенке показана на рис. 15. Эта структура имеет в своем составе две СТ. Начнем анализ с рассмотрения плоских сечений расчетной области, параллельных плоскости xu и далеких от ПС (рис. 15а, е). Перемещая секущую плоскость вдоль оси z в положительном направлении, можно наблюдать постепенное смещение приосевых областей вихрей (рис. 15б–д), в какой-то момент оказывающихся лежащими на прямой, ортогональной к граничной поверхности пленки (рис. 15б). Рассматривая далее последовательность сечений, близких к СТ (рис. 15в–д), мы видим, что при переходе через СТ направление намагниченности в центре каждого вихря меняется на противоположное ($\mathbf{m} = \pm\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{m} = \mp\mathbf{k}$); при этом направления вращения (по часовой стрелке для верхнего вихря и против часовой стрелки — для нижнего) сохраняются (на центры вихрей и СТ указывают левые вершины треугольников). В сечениях, наиболее близких к СТ (рис. 15в, г), в местах расположения СТ отмечается сильная неоднородность намагниченности.

На поверхности пленки над СТ имеется изгиб линии $m_z = 0$, подобный описанному выше для

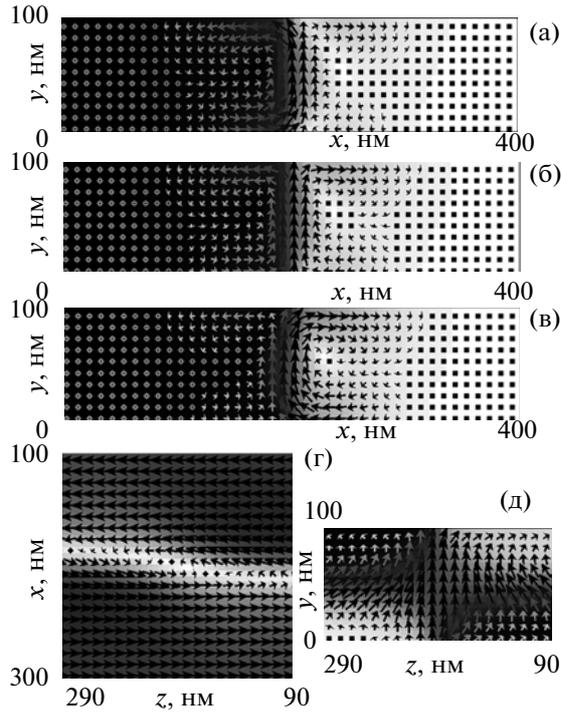


Рис. 13. Распределения намагниченности для ВБЛ X-типа в сечениях образца плоскостями $z = 160$ нм (а); $z = 180$ нм (б); $z = 200$ нм (в); $y = 50$ нм (г); $x = 200$ нм (д). Размеры расчетной области $L_x = 400$ нм; $L_y = 100$ нм; $L_z = 750$ нм.

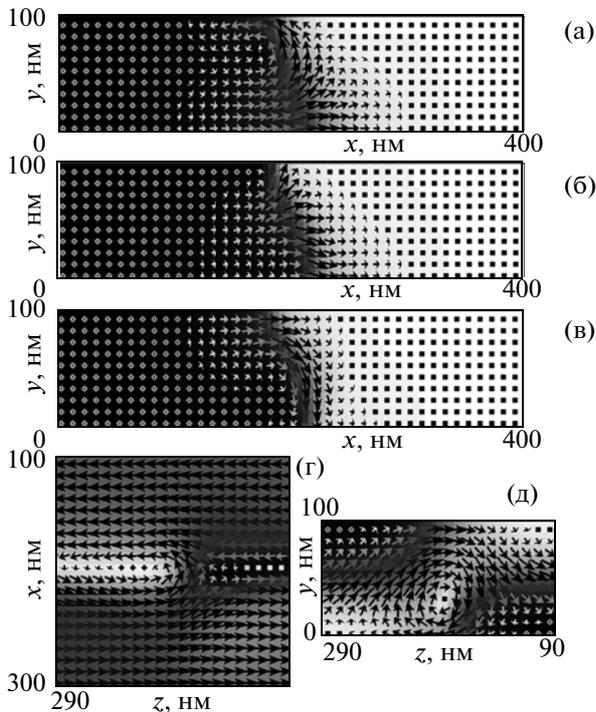


Рис. 14. Распределения намагниченности для ВБЛ Y-типа в сечениях образца плоскостями $z = 170$ нм (а); $z = 182$ нм (б); $z = 195$ нм (в); $y = 50$ нм (г); $x = 200$ нм (д). Размеры расчетной области $L_x = 400$ нм; $L_y = 100$ нм; $L_z = 750$ нм.

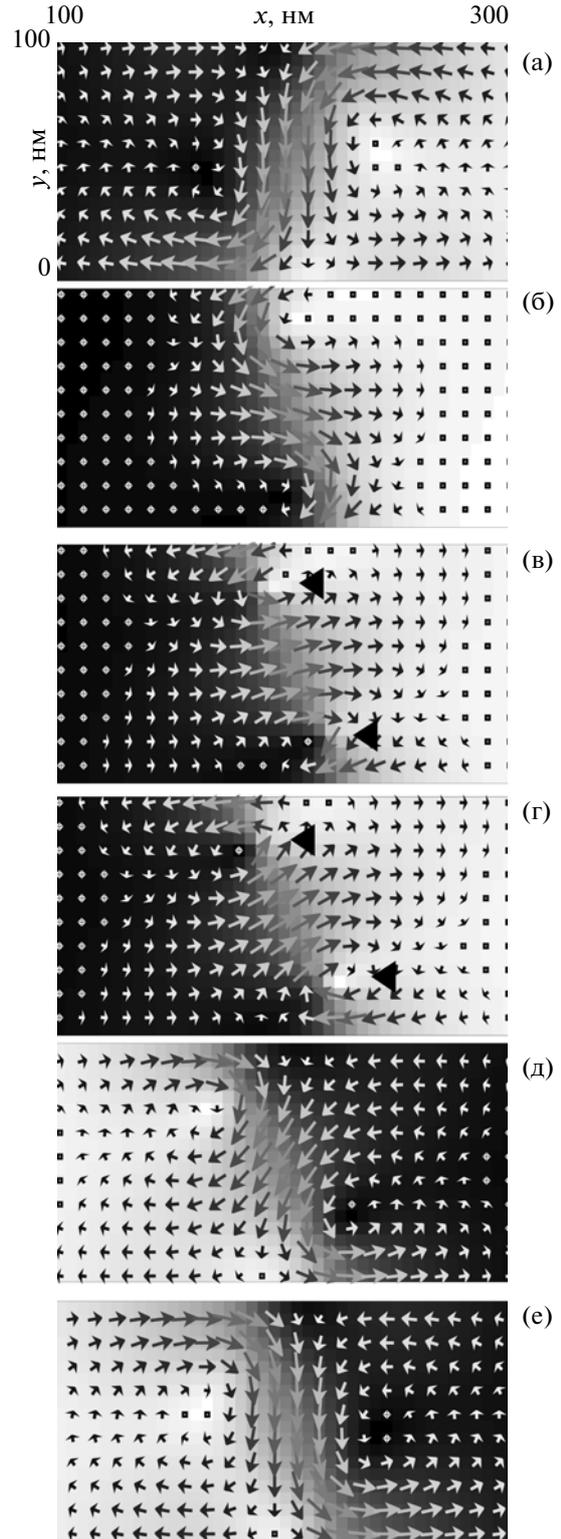


Рис. 15. Распределения намагниченности для ПС, содержащей две блоховские точки, в сечениях образца плоскостями $z = 0$ (а); $z = 180$ нм (б); $z = 190$ нм (в); $z = 195$ нм (г); $z = 200$ нм (д); $z = 375$ нм (е). Размеры расчетной области $L_x = 400$ нм; $L_y = 100$ нм; $L_z = 750$ нм.

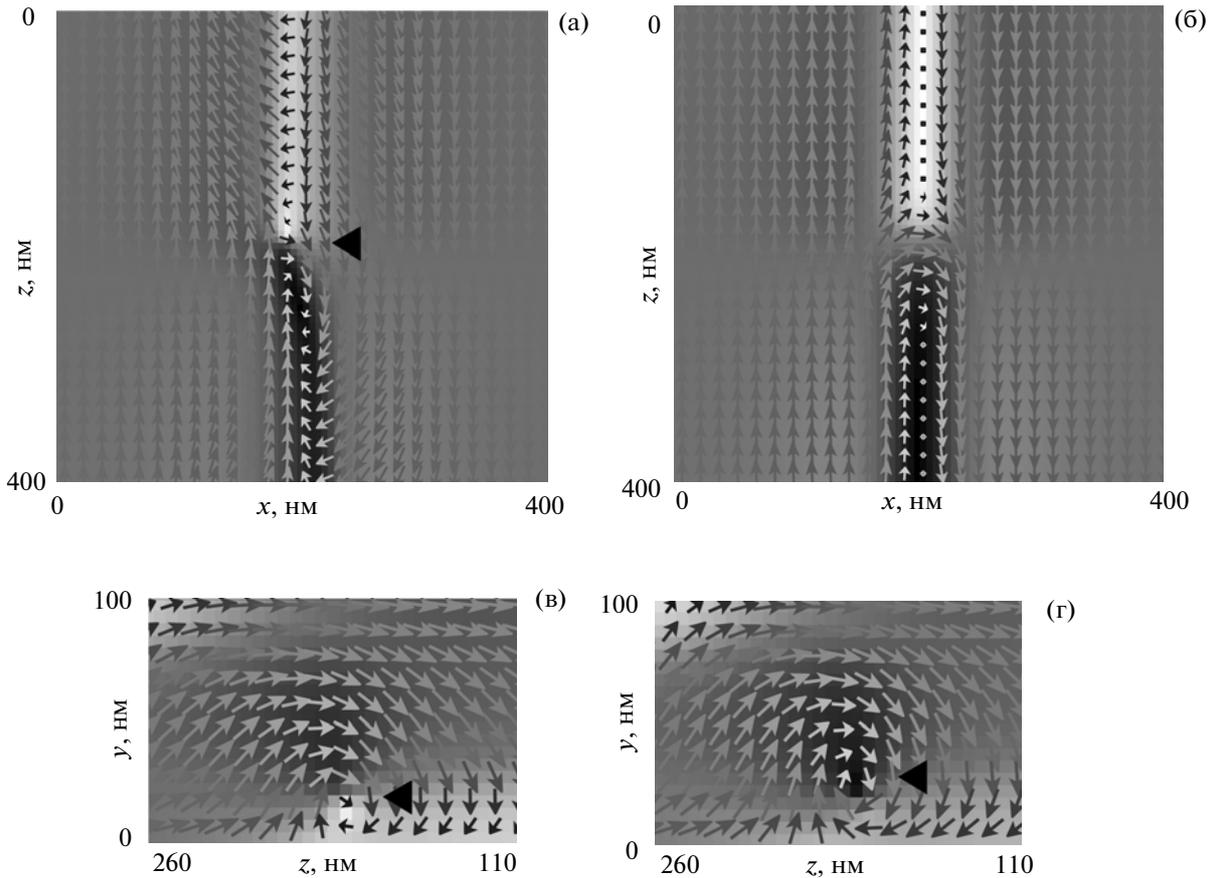


Рис. 16. Распределения намагниченности для ПС, содержащей две блоховские точки, в сечениях образца плоскостями $y = 20$ нм (а); $y = 50$ нм (б); $x = 210$ нм (в); $x = 215$ нм (г). Размеры расчетной области $L_x = 400$ нм; $L_y = 100$ нм, $L_z = 750$ нм.

ПС с одной блоховской точкой. В сечениях плоскостями, ортогональными оси x и близкими к СТ, также наблюдаются вихревые конфигурации (со сменой направления \mathbf{m} в центре вихря и сохранением направления вращения при переходе через СТ; рис. 16в, 16г).

В [50] также исследовались ПС на двухвихревых стенках. О структуре, иллюстрируемой рис. 15–16, не сообщается, однако описаны две другие структуры, получить которые нам не удалось. Предположение о том, что это связано с учетом в [50] кубической анизотропии, не было подтверждено расчетами. Другой причиной упомянутого расхождения в результатах может быть то, что численная процедура в [50] была организована так же, как и в [51], и положения фрагментов стенок, разделяемых ПС, жестко фиксировались граничными условиями. В этом случае перестройка S-образных стенок в C-образные, наблюдавшаяся нами при попытках воспроизвести результаты работы [50], становится невозможной. Возможно, данный вопрос требует дополнительных исследований.

Как уже упоминалось в разделе 2.1, ранее предполагалось, что наличие ПС понижает магнитостатическую энергию для случая одномерной блоховской стенки и ОЛН в плоскости пленки. Теперь, однако, известно, что одномерных блоховских стенок в тонких пленках не существует. Вместо них формируются C-образные (или S-образные) стенки. Существование ПС в данном случае не может понижать магнитостатическую энергию, так как выход намагниченности на поверхность пленки уже минимизирован за счет вихревой структуры стенки. Сказанное подтверждается выполненными расчетами, из результатов которых следует, что энергия вихревой стенки, содержащей описанные в этом разделе ПС, выше, чем у стенки без ПС. Иллюстрацией сказанного служит рис. 17, на котором приведены зависимости $\gamma_m(L_y)$ для однородной C-образной стенки и для стенок, содержащих различные типы ПС. Аналогичная ситуация была получена для ПС на S-образных стенках [15]. Видно, что энергии ВБЛ и СТ, отнесенные к толщине пленки, растут с увеличением толщины. Это свидетельствует о том, что вследствие трехмерности этих образований при переходе к более

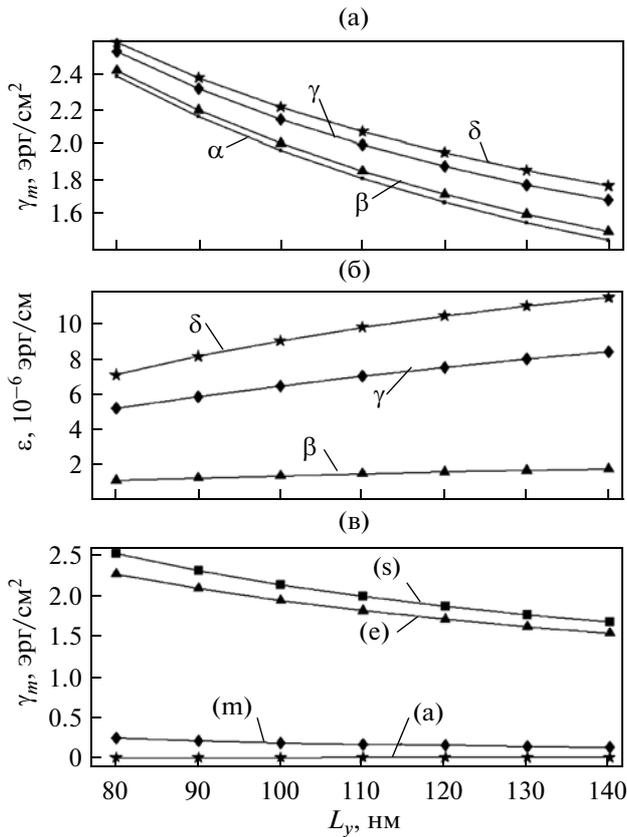


Рис. 17. Зависимости от толщины пленки L_y следующих величин:
 а – γ_m для стенки (α) без ПС или (β, γ, δ) с двумя ПС;
 б – энергий ПС, отнесенных к толщине пленки; в – парциальных вкладов в γ_m от различных взаимодействий для пленки с двумя ВБЛ X-типа. Данные соответствуют стенкам с СТ (β); ВБЛ X-типа (γ), Y-типа (δ). Семейство кривых (в) состоит из графиков (s) полной, (e) обменной, (m) магнитостатической энергии и (a) энергии анизотропии; $L_x = 400$ нм; $L_z = 750$ нм.

толстым пленкам их изменение не сводится к простому удлинению. На рис. 17в приведены парциальные вклады в $\gamma_m(L_y)$ от различных взаимодействий для частного случая X-ВБЛ. Приблизительно те же пропорции между парциальными энергиями имеют место и для других ПС. Видно, что основной вклад дает обменная энергия, вклад от магнитостатической энергии оказывается значительно меньшим из-за достаточно хорошего замыкания магнитного потока. Вклад от энергии анизотропии также мал в силу малости фактора качества рассматриваемых пленок.

Кроме того, на рис. 18 приведена зависимость $\gamma_m(L_z)$ для стенки с двумя X-ВБЛ. Видно, что в отличие от стенок с перетяжками в данном случае не удается найти значение периода структуры, соответствующее минимуму $\gamma_m(L_y)$, вместо этого кривая асимптотически стремится к значению

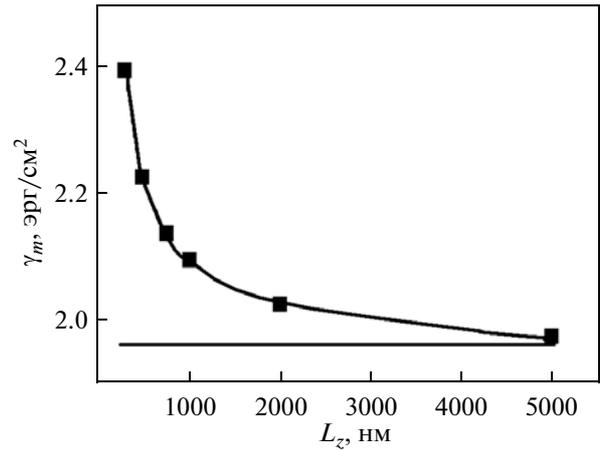


Рис. 18. Зависимость энергии γ_m асимметричной блоховской стенки с двумя ВБЛ X-типа в расчете на единицу поверхности в плоскости yz от L_z ; $L_x = 400$ нм; $L_y = 100$ нм. Горизонтальная прямая соответствует энергии стенки без ПС.

энергии для стенки без ПС. Аналогичная ситуация имеет место для других видов ПС в вихревых стенках при других толщинах пленки. Описанный результат коррелирует с экспериментальными наблюдениями [43, 49], согласно которым ПС на вихревых стенках располагаются не периодически, а случайным образом. Именно в связи с вышесказанным, наличие ПС на вихревых стенках, всегда только увеличивающее их полную энергию, не учитывалось при построении зависимости $\gamma_m(L_y)$ на рис. 6. То, что ПС все-таки существуют и наблюдаются экспериментально, можно объяснить наличием у любого образца магнитной предыстории и следствием его пространственной неоднородности, которую мы в данной работе не учитываем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом результаты исследований, изложенные выше, заключаются в описании перестроек структуры 180° доменной границы, связанных с изменением толщины магнитомягкой пленки с одноосной плоскостной анизотропией. Использование трехмерной модели распределения намагниченности, возможное при современном уровне развития микромагнитного моделирования, позволило минимизировать количество упрощающих предположений, вносимых в постановку задачи. Авторам представляются наиболее важными следующие результаты:

1. Получены две критических толщины пленки, при которых энергетически предпочтительным становится иной тип доменной стенки. При этом переход от стенок с перетяжками к S-образным доменным границам исследован впервые.

2. Установлено, что характер перестройки структуры стенки, связанной с изменением толщины пленки, и величины упомянутых критических толщин согласуются с экспериментальными наблюдениями.

3. Впервые показано, что происходит изменение структуры стенок с перетяжками с увеличением толщины пленки. При этом в сечении, перпендикулярном ОЛН, неелевские фрагменты доменной границы становятся асимметричными двухмерными. Однако в упомянутом сечении вихревых распределений m , характерных для двухмерной S-образной доменной стенки, у стенок с перетяжками не обнаружено.

4. Показано, что трем возможным переходам между участками S-образных стенок разного типа отвечают три базовые структуры: СТ (блочовская точка), ВБЛ типа X и типа Y. В местах локализации таких ВБЛ на граничных поверхностях пленки существуют вихри и антивихри. Впервые получены переходные структуры в виде кластеров из упомянутых базовых структур и фрагментов S-образных стенок.

5. Найдено, что в случае ПС на вихревых стенках вихрю на одной поверхности пленки соответствует антивихрь на противоположной, в отличие от неелевских границ с перетяжками, где вихри и антивихри являются сквозными по толщине пленки. Данное обстоятельство может служить одним из критериев экспериментального распознавания микромагнитных переходных структур.

6. Впервые получена переходная структура в двухвихревой неелевской стенке, содержащая две СТ.

7. Показано, что наличие ПС повышает энергию вихревых доменных границ, что отличает этот случай от случая безвихревых неелевских стенок. Однако, являясь топологическими структурами, эти ПС достаточно устойчивы и для их разрушения требуются дополнительные затраты энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вонсовский С.В., Шур Я.С.* Ферромагнетизм. М., Л.: Гостехиздат, 1948. 816 с.
2. *Малоземов А., Слозуски Дж.* Доменные стенки с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 384 с.
3. *Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С.* Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1983. 192 с.
4. *La Bonte A.E.* Two-dimensional Bloch-type domain wall in ferromagnetic films // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 6. P. 2450–2458.
5. *Hubert A.* Stray-field free magnetization configurations // Phys. Stat. Sol. (a). 1969. V. 32. № 2. P. 519–534.
6. *Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E., Tricker D.M.* Single-domain circular nanomagnets // Phys. Rev. Letters. 1999. V. 83. № 5. P. 1042–1045.
7. *Lee J.-Y., Lee K.-S., Choi S., Guslienko K. Y., Kim S.-K.* Dynamic transformations of the internal structure of a moving domain wall in magnetic nanostripes // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. № 18. P. 184408(1–8).
8. *Varga R., Richter K., Zhukov A., Larin V.* Domain Wall Propagation in Thin Magnetic Wires // IEEE Trans. Magn. 2008. V. 44. № 11. P. 3925–3930.
9. *Yan M., Andreas C., Kakay A., Garcia-Sanchez F., Hertel R.* Fast domain wall dynamics in magnetic nanotubes: suppression of Walker breakdown and Cherenkov-like spin wave emission // Appl. Phys. Letters. 2011. V. 99. № 12. P. 122505(1–3).
10. *Zabel H.* Progress in spintronics // Superlattices and Microstructures. 2009. V. 46. № 4. P. 541–553.
11. *Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L.* Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory // Science. 2008. V. 320. № 5873. P. 190–194.
12. *Зверев В.В., Филиппов Б.Н.* Моделирование трехмерных микромагнитных структур в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией // ФММ. 2013. Т. 114. № 2. С. 120–128.
13. *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.
14. *Зверев В.В., Филиппов Б.Н.* Переходные микромагнитные структуры в вихреподобных доменных стенках (статические решения и динамические перестройки) // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. № 1. С. 126–146.
15. *Зверев В.В., Филиппов Б.Н., Дубовик М.Н.* Переходные микромагнитные структуры в блоховских и неелевских асимметричных доменных стенках, содержащие сингулярные точки // ФТТ. 2014. Т. 56. № 9. С. 1725–1734.
16. *Redjda M., Kakay A., Trunk T., Ruane M.F., Humphrey F.B.* Simulation of three-dimensional nonperiodic structures of π -vertical Bloch line (π -VBL) and 2π -VBL (2π -VBL) in Permalloy films // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. № 11. P. 7609–7611.
17. *Redjda M., Kakay A., Ruane M.F., Humphrey F.B.* Magnetic domain wall transitions based on chirality change and vortex position in thin Permalloy films // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 10. P. 8278–8280.
18. *Redjda M., Kakay A., Ruane M.F., Humphrey F.B.* Cross-tie walls in thin permalloy films // IEEE Trans. Magn. 2002. V. 38. № 5. P. 2471–2473.
19. *Donahue M.J.* Micromagnetic investigation of periodic cross-tie/vortex wall geometry // Adv. Cond. Mat. Phys. 2012. V. 2012. P. 908695(1–8).
20. *Браун У.Ф.* Микромагнетизм. М.: Мир, 1979. 160 с.
21. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Theory of dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // Phys. Z. Sowjet. 1935. V. 8. P. 155–171.
22. *Ramstock K., Leibl T., Hubert A.* Optimizing Stray Field Computations in Finite Element Micromagnetics. J. Magn. Magn. Mater. 1994. V. 135. № 1. P. 97–110.

23. Donahue M.J., Porter D.G. OOMMF User's Guide, Version 1.0 NISTIR 6376, National institute of standards and technology. Gaithersburg, MD. 1999.
24. Lebecki K.M., Donahue M.J., Gutowski M.W. Periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetic simulations // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. № 17. P. 175005(1–7).
25. Donahue M.J., McMichael R.D. Exchange energy representations in computational micromagnetics // Physica B. 1997. V. 233. № 4. P. 272–278.
26. Fidler J., Schrefl T. Micromagnetic modeling – the current state of the art // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. № 15. P. R135–156.
27. Donahue M.J. Parallelizing a micromagnetic program for use on multi-processor shared memory computers // IEEE Trans. Magn. 2009. V. 45. № 10. P. 3923–3926.
28. Vansteenkiste A., Van de Wiele B. MuMax: a new high-performance micromagnetic simulation tool // J. Magn. Magn. Mater. 2011. V. 323. J. № 21. P. 2585–2591.
29. Filippov B. N., Korzunin L. G. Effect of a surface magnetic anisotropy on structure domain walls in magnetic films // IEEE Trans. Mag. 1993. V. 29. № 6. P. 2563.
30. Filippov B.N., Korzunin L.G., Kassan-Ogly F.A. Nonlinear dynamics of vortexlike domain walls in magnetic films with in-plane anisotropy // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 104412(1–11).
31. Filippov B.N., Korzunin L.G., Kassan-Ogly F.A. Nonlinear dynamics of vortexlike domain walls in magnetic films with in-plane anisotropy in a pulsed magnetic field // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. № 17. P. 174411(1–12).
32. Filippov B.N. Static properties and nonlinear dynamics of domain walls with a vortexlike internal structure in magnetic films (review) // Low Temp. Phys. 2002. V. 28. № 10. P. 707–738.
33. Stockham T.G. High speed convolution and correlation // Joint Computer Conference Proceedings, 1966. V. 28. P. 229–233.
34. Schabes M.E., Aharony A. Magnetostatic interaction fields for a free-dimensional array of ferromagnetic cubes // IEEE Tans. Magn. 1987. V. Mag-23. № 6. P. 3882–3888.
35. Newell A.J., Williams W., Dunlop D.J. A generalization of the demagnetizing tensor for nonuniform magnetization // J. Geophys. Research. V. 98. № B6. P. 9551–9555.
36. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.
37. Trunk T., Redjidal M., Kakay A., Ruane M.F., Humphrey F.B. Domain wall structure in permalloy films with decreasing thickness at the Bloch to Néel transition // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. № 11. P. 7606–7608.
38. Дубовик Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия. М.: Наука, 1979. 760 с.
39. Néel L.M. Energie des parois de Bloch dans les couches minces // Compt. Rend. 1955. V. 241. P. 533–536.
40. Huber E.E., Smith D.O., Goodenough J.B. Domain wall structure in permalloy films // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. № 3. P. 294–295.
41. Middelhoek S. Domain walls in thin NiFe films // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. № 4. P. 1054–1059.
42. Jen S.U., Shieh S.P., Liou S.S. Néel, cross-tie, and Bloch walls in $\text{Fe}_{100-x}\text{Ni}_x$ films // J. Magn. Magn. Mater. 1997. V. 147. № 1–2. P. 49–54.
43. Hubert A., Schafer R. Magnetic domains. The analysis of magnetic microstructures. Verlag, Berlin, Heidelberg: Springer, 1998. 686 p.
44. Metlov K.L. Cross-tie domain wall ground state in thin films // J. Low Temp. Phys. 2005. V. 139. № 1/2. P. 207–219.
45. Дубовик М.Н. Нелинейные статические и динамические свойства доменных границ в пленках с одноосной плоскостной анизотропией. Дис. ... канд. физ. мат. наук.: 01.04.11. Екатеринбург: ИФМ УрО РАН, 2012. 178 с.
46. Chapman J.N., Morrison G.R., Jacobovics J.P., Taylor R.A. Determination of domain wall structures in thin foils of a soft magnetic alloy // J. Magn. Magn. Mater. 1985. V. 49. № 3. P. 277–285.
47. Green A., Leaver K.D. Evidence by asymmetrical Néel walls observed by Lorentz microscopy // Phys. Stat. Sol. (a). 1975. V. 27. № 1. P. 69–74.
48. Корзунин Л.Г., Дубовик М.Н., Филиппов Б.Н. Подвижность доменных границ с двумерным распределением намагниченности в магнитных пленках с плоскостной анизотропией // ФТТ. 2010. Т. 52. № 10. С. 1959–1966.
49. Schäfer R., Ho W.K., Yamasaki J., Hubert A., Humphrey F.B. Anisotropy pinning of domain walls in a soft amorphous magnetic material // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. № 4. P. 3678–3689.
50. Huo S., Bishop J.E.L., Tucker J.W., Rainforth W.M., Davies H.A. 3-D simulation of Bloch lines in of a 180° domain walls in thin iron films // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 177–181. P. 229–230.
51. Huo S., Bishop J.E.L., Tucker J.W., Rainforth W.M., Davies H.A. 3-D micromagnetic simulation Bloch line between C-sections of a 180° domain wall in a {100} iron film // J. Magn. Magn. Mater. 2000. V. 218. № 1. P. 103–113.