05,13

Переходные микромагнитные структуры в блоховских и неелевских асимметричных доменных стенках, содержащие сингулярные точки

© В.В. Зверев[1], Б.Н. Филиппов[1,2], М.Н. Дубовик[1,2]

[1] Уральский федеральный университет,
Екатеринбург, Россия
[2] Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: vvzverev49@gmail.com

(Поступила в Редакцию 5 марта 2014 г.)

Выполнено трехмерное компьютерное моделирование переходных структур, отделяющих друг от друга участки вихревых асимметричных доменных стенок блоховского и неелевского типа в магнитно-одноосных пермаллоевых пленках с плоскостной анизотропией. Исследованы структуры без локализованных магнитостатических полюсов на поверхности пленки, содержащие одну или две сингулярные точки. Показано, что сингулярные точки, совместно с вихревыми образованиями, являющимися элементами доменных стенок, могут рассматриваться как топологические структуры. Предложен метод визуализации топологии магнитных конфигураций, основанный на численном отыскании пространственных распределений топологических зарядов двух типов.

1. Введение

Макроскопические свойства магнитных материалов, важные с практической точки зрения, в существенной мере зависят от того, какие пространственные конфигурации распределения намагниченности формируются в статических условиях и как они видоизменяются в процессах перемагничивания. Магнитные структуры, возникающие в ферромагнитных пленках, обычно имеют иерархический характер и состоят из различных протяженных и локальных структурных элементов: доменов, доменных стенок (ДС), переходных структур (ПС) между участками ДС (блоховских линий), приповерхностных вихрей и антивихрей, сингулярных точек (СТ) (называемых также блоховскими точками) и т.д. Являясь малыми с макроскопической точки зрения, магнитные структуры обладают размерами, намного большими межатомных расстояний, что позволяет считать намагниченность континуальным векторным полем (микромагнитный подход [1]). Существующие в настоящее время экспериментальные методики не позволяют увидеть полную картину распределения намагниченности в реальном образце. Дополнительные сведения о конфигурации намагниченности обычно удается получить путем сопоставления экспериментальных данных с результатами микромагнитного моделирования.

Простейшая модель микромагнитной структуры, названная одномерной стенкой Блоха [2,3], представляет собой плоскую ДС с намагниченностью, зависящей от единственной координаты и совершающей поворот на 180° в плоскости стенки. Модель одномерной ДС, нашедшая широкое применение при исследовании доменных структур в массивных ферромагнитных образцах, непригодна в случае тонких пленок и наноразмерных элементов, когда геометрические размеры образца и толщина ДС являются величинами одного порядка. Так, Неелем [4] было показано, что в очень тонких пленках намагниченность поворачивается в ДС, оставаясь при этом параллельной граничной поверхности пленки. При изучении пленок с одноосной плоскостной и кубической анизотропией путем численного моделирования были найдены различные модели стабильных и метастабильных ДС с двумерным распределением намагниченности. В работе Ла Бонте [5] было впервые показано, что минимум энергии пленки может достигаться в случае ДС, включающей в себя вихревую структуру. Такая ДС была названа асимметричной блоховской стенкой, поскольку в ней центр стенки не совпадает с центром вихря. В работе [6], в которой рассматривались конфигурации намагниченности, минимизирующие энергию при сильном уменьшении полей рассеяния, было предсказано существование асимметричной неелевской стенки. Такая стенка имеет сходство с одномерной стенкой Нееля [4], но содержит две вихревые структуры (по одной с каждой из сторон от центральной линии стенки). Метастабильные ДС с более сложной структурой, представляющие собой цепочки вихревых структур, могут, как показано в [7], существовать в монокристаллических магнитнотрехосных пленках с кубической анизотропией. Сравнение результатов минимизации энергии симметричных и асимметричных ДС блоховского и неелевского типа, проведенное в [8] для одноосных пленок, имеющих различную толщину и различные значения константы анизотропии, позволило установить условия их стабильности и вид соответствующих фазовых диаграмм. С помощью двумерного моделирования было изуче-

но влияние поверхностной магнитной анизотропии [9], исследована динамика одномерного движения ДС во внешнем магнитном поле [10,11].

При двумерном моделировании во многих случаях достаточную точность расчетов обеспечивают сетки с 10^3-10^4 узлов. Трехмерное моделирование предполагает использование сеток, имеющих порядка 10^5-10^6 узлов, что повышает требования, предъявляемые к аппаратным ресурсам (объему памяти, быстродействию) компьютера. Отдельные работы, посвященные исследованию статических трехмерных ПС между участками ДС в пленках железа [12,13] и пермаллоя [14,15], были выполнены более 10 лет назад. В последние годы благодаря совершенствованию технологий появилась возможность проведения трехмерного моделирования с помощью широкодоступных персональных компьютеров нового поколения. Это позволяет поставить задачу проведения систематических исследований локализованных структур, входящих в ДС, включая классификацию основных типов статических структур и изучение динамики структурных трансформаций. Определенный шаг в этом направлении был сделан в работе [16], в которой найдены конфигурации намагниченности в ПС, разделяющих участки асимметричной блоховской стенки, и рассмотрены процессы аннигиляции имеющихся в этих структурах вихрей (антивихрей), сопровождающиеся генерацией спиновых волн и (или) солитоноподобных образований.

Существование асимметричных ДС и наличие в их структуре ПС различного типа подтверждается экспериментально. Эти структуры наблюдались в пленках железа [17,18], никеля [19], а также в пленках сплава Ni–Fe–Co–Ti со слабой кубической анизотропией [20] методом лоренцевской просвечивающей электронной микроскопии. Было показано, что установленные таким образом значения ширины и степени асимметричности ДС согласуются с результатами двумерного микромагнитного моделирования. Использование лазерного магнитооптического микроскопа, дающего возможность наблюдать изменение керровского магнито-оптического контраста в реальном времени, позволило исследовать совместное движение ДС и ПС, возбуждаемое импульсными и синусоидальными полями, в тонких пермаллоевых пленках [21]. С помощью магнитооптического эффекта Керра высокого разрешения в работе [22] наблюдались статические конфигурации ДС и ПС на поверхности аморфной ленты сплава Co–Fe–Si–B с низкой магнитострикцией. Данные, полученные в этой работе, позволили продемонстрировать, что существует несколько типов ПС, разделяющих участки ДС с различной пространственной ориентацией. Также показано, что ПС закреплены либо смещаются вдоль ДС при изменении внешнего магнитного поля. Распределения намагниченности в ДС вблизи поверхности образца в монокристалле железа, спиновом стекле на основе кобальта (Co–Fe–Ni–Mo–B–Si) и пермаллоевой пленке изучались в работах [23,24] методом сканирующей электронной микроскопии. Для получения данных о распределении намагниченности на поверхности, которые впоследствии сравнивались с результатами микромагнитных расчетов, проводился анализ спиновой поляризации вторичных электронов. В работе [25] данные о поверхностном распределении намагниченности в эпитаксиальной пленке железа, согласующиеся с результатами двумерного микромагнитного моделирования, были получены с помощью керровской и магнитно-силовой микроскопии. Заметим, что упоминавшиеся выше экспериментальные методики позволяют находить распределения намагниченности, которые либо усреднены по толщине пленки (просвечивающая электронная микроскопия), либо являются поверхностными (керровская, сканирующая электронная, магнитно-силовая микроскопия). Можно предположить, что более полную информацию о пространственных распределениях намагниченности можно будет получать с помощью появившегося недавно метода рентгеновской голографии [26,27], позволяющего наблюдать динамические изменения доменной структуры при перемагничивании в многослойных магнитных системах.

Топологические метастабильные структуры, связанные переходами, при которых меняется значение топологического заряда определенного типа и при этом преодолевается энергетический барьер, интересны как возможная основа для создания новых типов магнитной памяти. Чтобы находить такие структуры, нужно контролировать характеристики топологических субструктурных образований (вихрей, антивихрей и сингулярных точек и др.) намагниченности в образце.

В настоящей работе найдены конфигурации намагниченности для ПС специального вида, содержащих СТ, в асимметричных стенках блоховского и неелевского типа (мы везде используем названия ДС, предложенные в [6]). Такие ПС имеют высокую стабильность и высокую степень замкнутости магнитного потока внутри пленки. Результаты получены путем численной минимизации энергии магнитной подсистемы в пленках из пермаллоя. На примере изучаемых ПС продемонстрирован метод визуализации топологической структуры, основанный на построении пространственных распределений топологических зарядов двух типов.

2. Постановка задачи

Рассмотрим фрагмент магнитно-одноосной пленки с плоскостной анизотропией и малым фактором качества $Q \ll 1$ ($Q = K/4\pi M_s^2$, где K — константа анизотропии любой природы, M_s — намагниченность насыщения). Пусть ось z лежит в плоскости пленки и направлена вдоль оси легкого намагничивания, а ось x перпендикулярна к поверхности пленки.

Статические конфигурации намагниченности получены путем условной (при условии $\mathbf{M}^2 = M_s^2$) минимизации функционала полной энергии образца, имеющего

вид

$$E = \iiint\limits_V (w_e + w_a + w_m) d\mathbf{r}, \qquad (1)$$

где плотности изотропной обменной энергии w_e, энергии анизотропии w_a и магнитостатической энергии w_e определяются выражениями

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

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

в правые части которых входят нормированная намагниченность $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ ($|\mathbf{m}| = 1$), параметр обменного взаимодействия A и направленный вдоль оси z единичный вектор $\mathbf{k}$. Поле $\mathbf{H}^{(m)}$ является решением уравнений магнитостатики, дополненных соответствующими граничными условиями. Рассмотрим образец, имеющий размеры $L_x \times L_y \times L_z$. Чтобы не учитывать влияние скачка намагниченности $\mathbf{m}$ на каждой из граничных плоскостей $z = 0$, $z = L_z$, выберем, как и в [16], периодическое граничное условие

$$\mathbf{m}\big|_{z=0} = \mathbf{m}\big|_{z=L_z}, \qquad (2)$$

аналогичное условию Борна–Кармана (поле $\mathbf{H}^{(m)}$ рассчитывается в предположении, что вдоль z располагается бесконечная цепочка областей с одинаковыми распределениями намагниченности [28]). Будем считать, что на граничных поверхностях пленки ($x = 0$, $x = L_x$) намагниченность не закреплена [1], и потребуем выполнения на границах доменов условий

$$\mathbf{m}\big|_{y=0} = -\mathbf{k}, \quad \mathbf{m}\big|_{y=L_y} = \mathbf{k}. \qquad (3)$$

В результате соответствующего выбора начального распределения [16] после минимизации энергии формируются две однотипные ПС, одна из которых расположена вблизи плоскости $z = L_z/4$ (рис. 1), а другая — вблизи плоскости $z = 3L_z/4$.

Численная минимизация энергии (1) выполнялась методом сопряженных градиентов (с использованием алгоритма Флетчера–Ривса) для фрагментов пленки, имеющих размеры $L_x = 90-140$ nm, $L_y = 400$ nm, $L_z = 750$ nm, с дискретизацией на прямоугольной сетке, имеющей шаг 5 nm по каждому из координатных направлений. Расчеты проводились при значениях параметров, характерных для пермаллоевых пленок безмагнитострикционного состава: $A = 10^{-11}$ J/m, $K = 10^2$ J/m^3, $M_s = 800$ G, с использованием пакета программ OOMMF [29].

3. Результаты численного моделирования и их обсуждение

Асимметричная блоховская ДС имеет четыре пространственные конфигурации, две из которых — правосторонняя и левосторонняя (в соответствии с расположением вихря относительно центральной линии стенки, на которой $m_z = 0$), с вращением намагниченности в вихре против часовой стрелки, изображены на рис. 1. Чтобы получить две другие конфигурации, следует изменить направление вращения $\mathbf{m}$ на противоположное. Сформируем начальную конфигурацию, размещая в областях $0 < z < \frac{1}{4}L_z$, $\frac{3}{4}L_z < z < L_z$ отрезки двумерной левосторонней ДС, а в области $\frac{1}{4}L_z < z < \frac{3}{4}L_z$ — отрезок двумерной правосторонней ДС. Выполняя далее минимизацию энергии, мы получим две трехмерные ПС, каждая их которых содержит одиночную СТ.

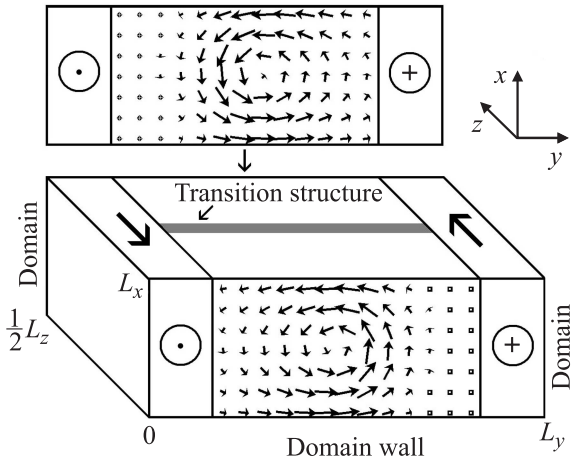

Рис. 1. Схематическое изображение части расчетной области, содержащей участки вихревой ДС с различной ориентацией, и расположенной между ними ПС (конфигурации намагниченности на торцевых поверхностях отвечают частному случаю блоховской асимметричной ДС).

Конфигурации намагниченности в сечениях, изображенных на рис. 2, *a* и *d*, отвечают структуре стенок вдали от ПС (здесь и в дальнейшем интенсивность закраски фона пропорциональна значению проекции $\mathbf{m}$ на координатную ось, ортогональную плоскости сечения, причем бóльшим значениям проекции соответствует более светлый тон фона и более темный тон стрелок). Вследствие выполнения условия $|\mathbf{m}| = 1$, в приосевых областях (корах) вихревых структур, отмеченных крестиками, намагниченность направлена по или против направления оси z. В месте „состыковки“ приосевых областей лево- и правосторонней стенки находится СТ. Сингулярности такого типа (называемые также точками Блоха или „ежами“) возникают в ферромагнетиках [30], сверхтекучем He^3 и жидких кристаллах [31,32]. В нашем случае определяющим свойством СТ является то, что если $\mathbf{r}$ пробегает все точки малой сферы, имеющей в центре СТ, то $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ однократно пробегает поверхность сферы $|\mathbf{m}| = 1$ в пространстве намагниченности. Поскольку вместо континуального описания используется приближенное дискретное, положение СТ является неопределенным. На рис. 2, *b, c, e* и *f* изображены конфи-

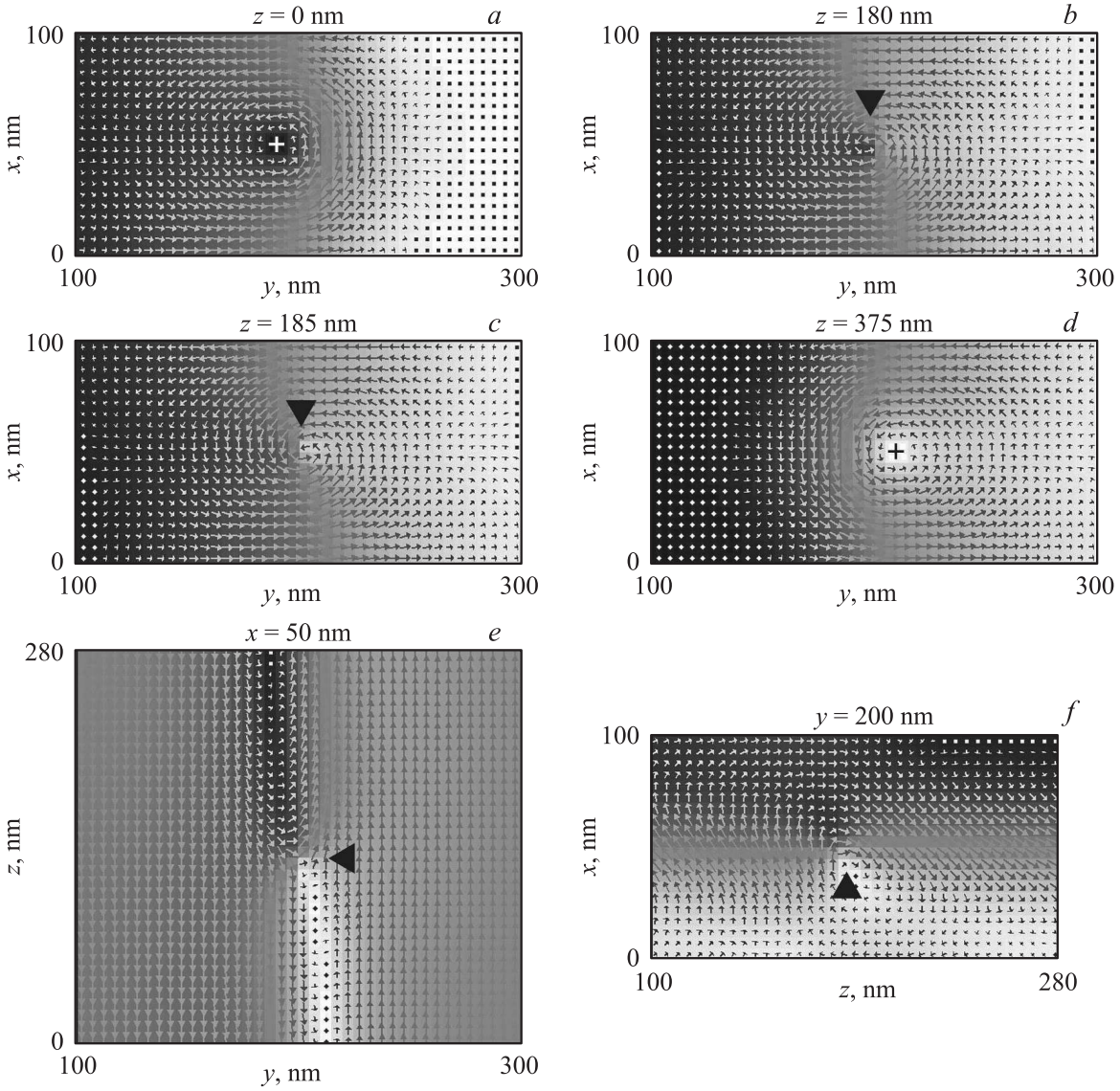

Рис. 2. Распределения намагниченности в поперечных (*a–d*) и продольных (*e,f*) сечениях образца, содержащего отрезки одновихревых ДС, разделенные ПС с одиночной СТ.

гурации намагниченности в сечениях, наиболее близких к СТ (на местоположение СТ указывают вершины черных треугольников).

Создавая начальное распределение **m** описанным выше способом и используя при этом отрезки асимметричной неелевской ДС с разной конфигурацией намагниченности, можно получить с помощью минимизации энергии переходную структуру нового типа, содержащую две СТ. В сечениях, далеких от ПС (рис. 3, *a, h*), конфигурации намагниченности слабо отличаются от таковых для двумерной ДС, однородной вдоль z (крестиками помечены центры приосевых областей вихрей). По отношению к нижней границе пленки левый вихрь ниже (выше) в сечении на рис. 3, *a* (3, *h*). Перемещая секущую плоскость, ортогональную оси z, вдоль этой оси в положительном направлении, можно наблюдать постепенное смещение приосевых областей вихрей (рис. 3, *b–g*). В какой-то момент они оказываются лежащими на прямой, ортогональной к поверхности пленки (рис. 3, *c*). Рассматривая последовательно сечения, близкие к СТ (рис. 3, *d, e, f*), мы видим, что при переходе через СТ направление намагниченности в центре каждого вихря меняется на противоположное ($\mathbf{m} = \pm\mathbf{k} \to \mathbf{m} = \mp\mathbf{k}$); 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 сечении, наиболее близком к обеим СТ (рис. 3, *e*), в местах расположения СТ отмечается сильная неоднородность намагниченности.

По отношению к секущим плоскостям, ортогональным оси x, осевые линии вихрей параллельны либо

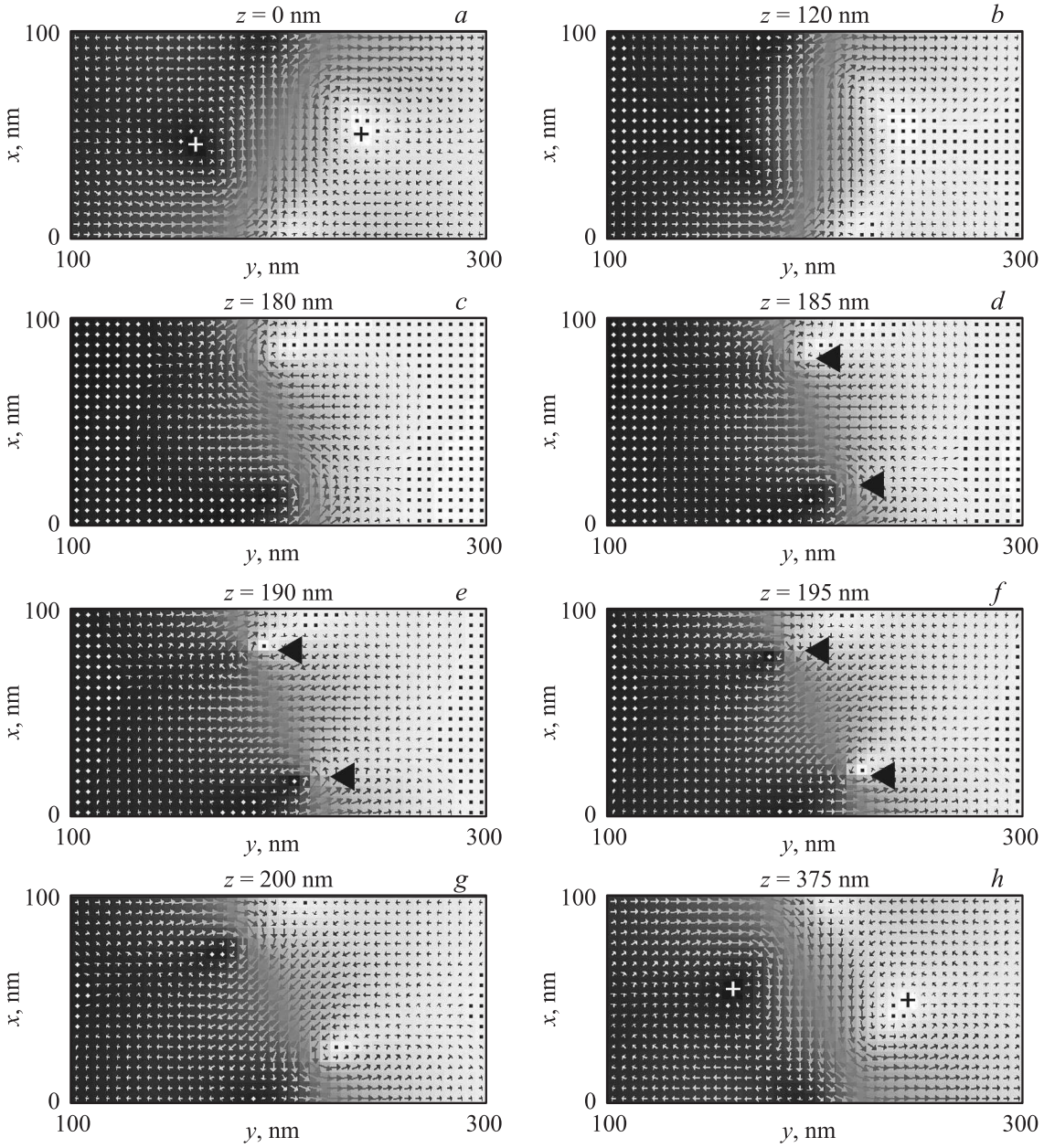

Рис. 3. Распределения намагниченности в поперечных сечениях образца, содержащего отрезки двухвихревых ДС, разделенные ПС с двумя СТ.

наклонены под небольшим углом. По этой причине только в сечении, близком к СТ, имеется сильная локальная неоднородность намагниченности (рис. 4, *a*); в других сечениях намагниченность меняется плавно (рис. 4, *b*). В окрестности СТ осевые линии вихрей имеют некоторое смещение друг относительно друга в направлении оси y. При этом в сечениях плоскостями, ортогональными этой оси и близкими к СТ, также наблюдаются вихревые конфигурации (со сменой направления **m** в центре вихря и сохранением направления вращения при переходе через СТ; рис. 4, *c, d*). На рис. 4, *a, c, d* вершины черных треугольников указывают на местоположение СТ.

Как отмечалось в работах [5,6,10], вихревые конфигурации дают возможность минимизировать вклад в магнитостатическую энергию, связанный с возникновением полей рассеяния, поскольку имеют в приграничных областях пленки намагниченность, почти параллельную ее границам. Этим же свойством обладают рассмотренные нами ПС. Это связано с совпадением направлений вращения **m** в стыкуемых вихревых структурах, входящих в ДС. В работах [12–16] было показано, что при отсутствии такого совпадения на поверхности пленки возникают вихри (антивихри), имеющие в своих центрах магнитостатические полюса, увеличивающие поле рассеяния.

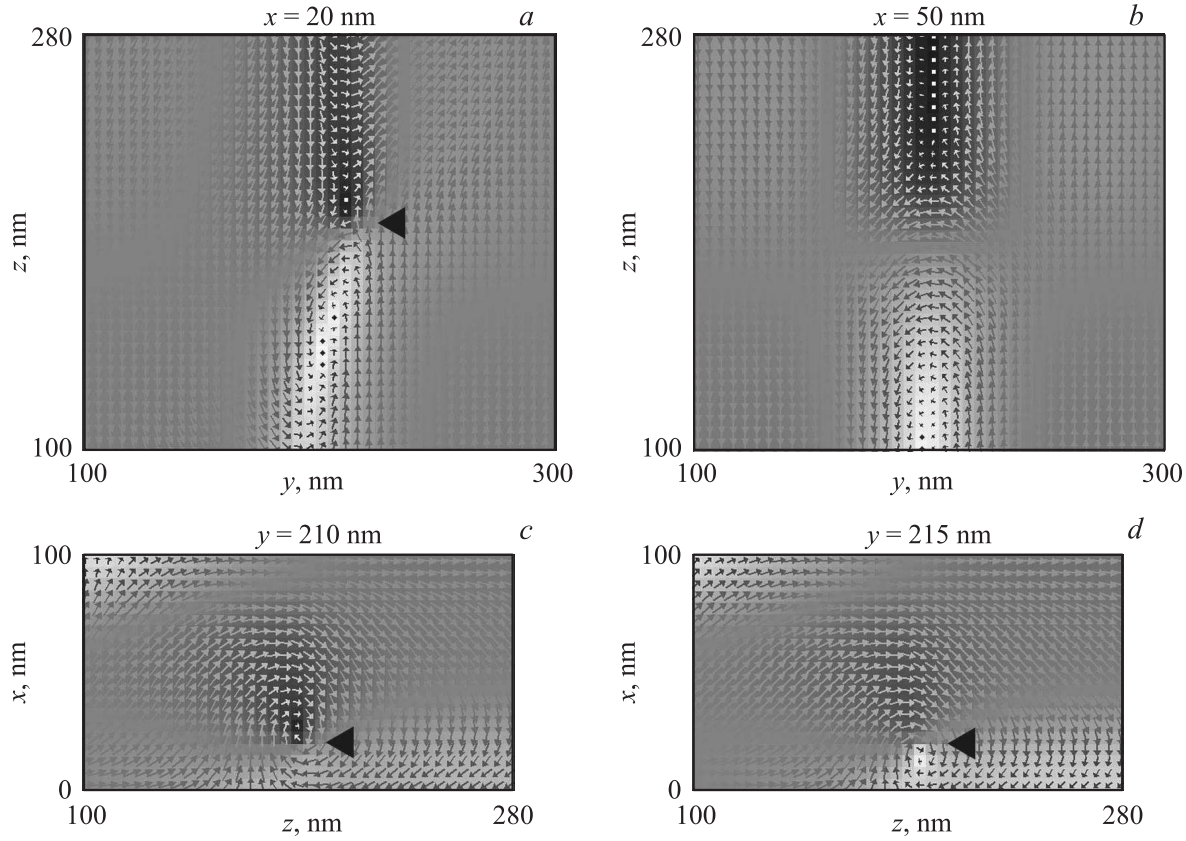

Рис. 4. Распределения намагниченности в продольных сечениях образца, содержащего отрезки двухвихревых ДС, разделенные ПС с двумя СТ.

Определим поверхностные плотности обменной и магнитостатической энергий выражениями $\gamma_e = E_e/S$ и $\gamma_m = E_m/S$, где E_e и E_m — соответствующие полные энергии образца, а $S = L_x L_z$ — площадь ДС. Как следует из рис. 5, *a, b*, обе плотности энергий имеют меньшие (бóльшие) значения для одновихревой (двухвихревой) ДС. Для каждого типа ДС их энергии имеют большие значения при наличии ПС. При этом все типы плотностей энергии уменьшаются с ростом толщины ДС, что естественно, поскольку расстояния на которых происходят изменения намагниченности, увеличиваются, что ведет к уменьшению степени неоднородности $\mathbf{m}$, а следовательно и к уменьшению неоднородной части обменной энергии. Отношения энергий E_m/E_e и приращения полной энергии, связанные с наличием ПС, принимают меньшие (бóльшие) значения в случае одновихревой (двухвихревой) ДС (рис. 5, *c, d*).

Неточность сеточной аппроксимации распределения намагниченности в окрестности СТ порождает дополнительную погрешность. Для ее оценки было проведено сравнение значений обменной энергии, найденных двумя способами: аналитическим интегрированием в континуальном приближении и суммированием по узлам сетки. Был рассмотрен заполненный пермаллоем куб, в центре которого имеется СТ с распределением $\mathbf{m} = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$. Найдено, что если шаг кубической сетки равен 5 nm, для кубов со стороной 100 nm ($8 \cdot 10^3$ узлов) и 200 nm ($64 \cdot 10^3$ узлов) погрешность составляет соответственно 5 и 2.6%. Небольшое значение погрешности можно объяснить тем, что обменная энергия структуры, содержащей СТ, не концентрируется вблизи СТ.

4. Визуализация топологической структуры

Вихревые структуры рассматриваемых здесь асимметричных ДС аналогичны приповерхностным вихрям, входящим в блоховские линии [12–16], и вихревым распределениям в магнитных нанодисках [33]. Намагниченность в окрестности оси вихревой структуры подобного типа можно представить в виде $\mathbf{m} = \mathbf{m}_{\parallel} + \mathbf{m}_{\perp}$, где $\mathbf{m}_{\parallel}$ направлена вдоль оси вихря (в нашей геометрии, для ДС без ПС — вдоль оси z), а $\mathbf{m}_{\perp}$ лежит в плоскости вихря, ортогональной к этой оси. Распределения намагниченности с меньшими значениями $\mathbf{m}_{\parallel}$ вблизи оси вихря более неоднородны и характеризуются бóльшими значениями обменной энергии. Из этого следует, что смена ориентации компоненты $\mathbf{m}_{\parallel} \to -\mathbf{m}_{\parallel}$в приосевой

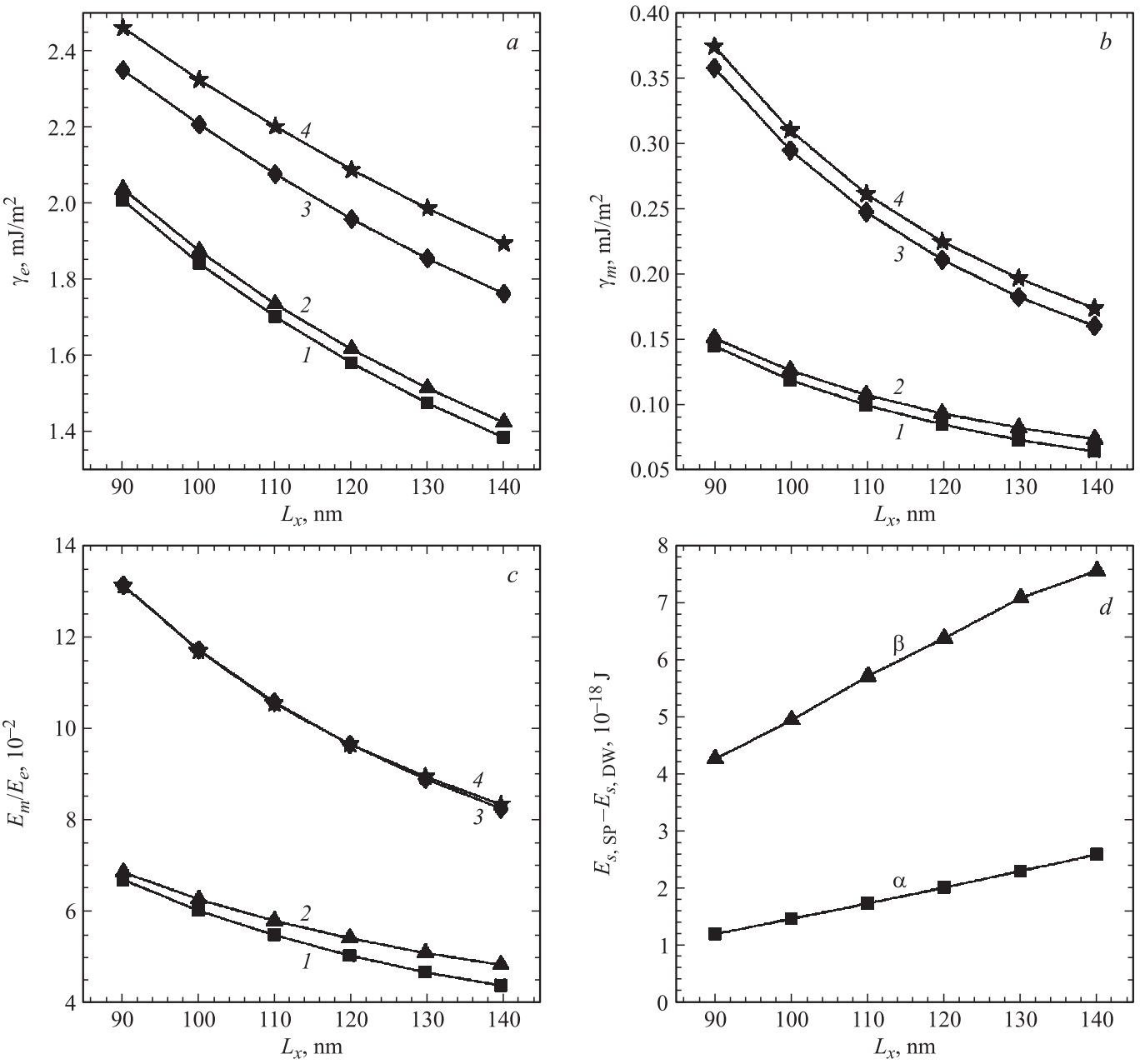

Рис. 5. Зависимости от толщины пленки: обменной (*a*) и магнитостатической (*b*) энергий, отнесенных к площади ДС; отношения магнитостатической энергии к обменной (*c*); разности полных энергий: ДС с ПС — $E_{s,\mathrm{SP}}$; ДС без ПС — $E_{s,\mathrm{DW}}$ (*d*). Для семейств кривых (*a*)–(*c*) нумерация такова: *1* — одновихревая ДС без ПС, *2* — та же ДС с ПС, *3* — двухвихревая ДС без ПС, *4* — та же ДС с ПС; для (*d*): α — одновихревая ДС, β — двухвихревая ДС.

области требует преодоления энергетического барьера. Это обеспечивает устойчивость как одиночной ДС, имеющей одну из возможных ориентаций, так и структур, в которых на стыке двух участков ДС имеются СТ.

Описываемые структуры удобно анализировать, опираясь на топологические представления. Покажем, как на основе данных микромагнитного моделирования, рассчитывая положения точек, в которых меняют значения соответствующие топологические заряды, находить схематические изображения топологической структуры конфигураций намагниченности в ДС, содержащих ПС.

4.1. Визуализация осей вихревых структур. Будем рассматривать трехмерную вихревую структуру, являющуюся элементом строения ДС, как семейство двумерных вихрей, лежащих в плоскостях, ортогональных оси z. Векторы $\tilde{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_\perp/|\mathbf{m}_\perp|$, где $\mathbf{m}_\perp = \mathbf{m} - \mathbf{k}(\mathbf{km})$, в совокупности образуют поле направлений проекций $\mathbf{m}$ на указанные плоскости. В центрах двумерных вихрей, где $\mathbf{m} = \pm\mathbf{k}$, поле $\tilde{\mathbf{m}}$ имеет осо-

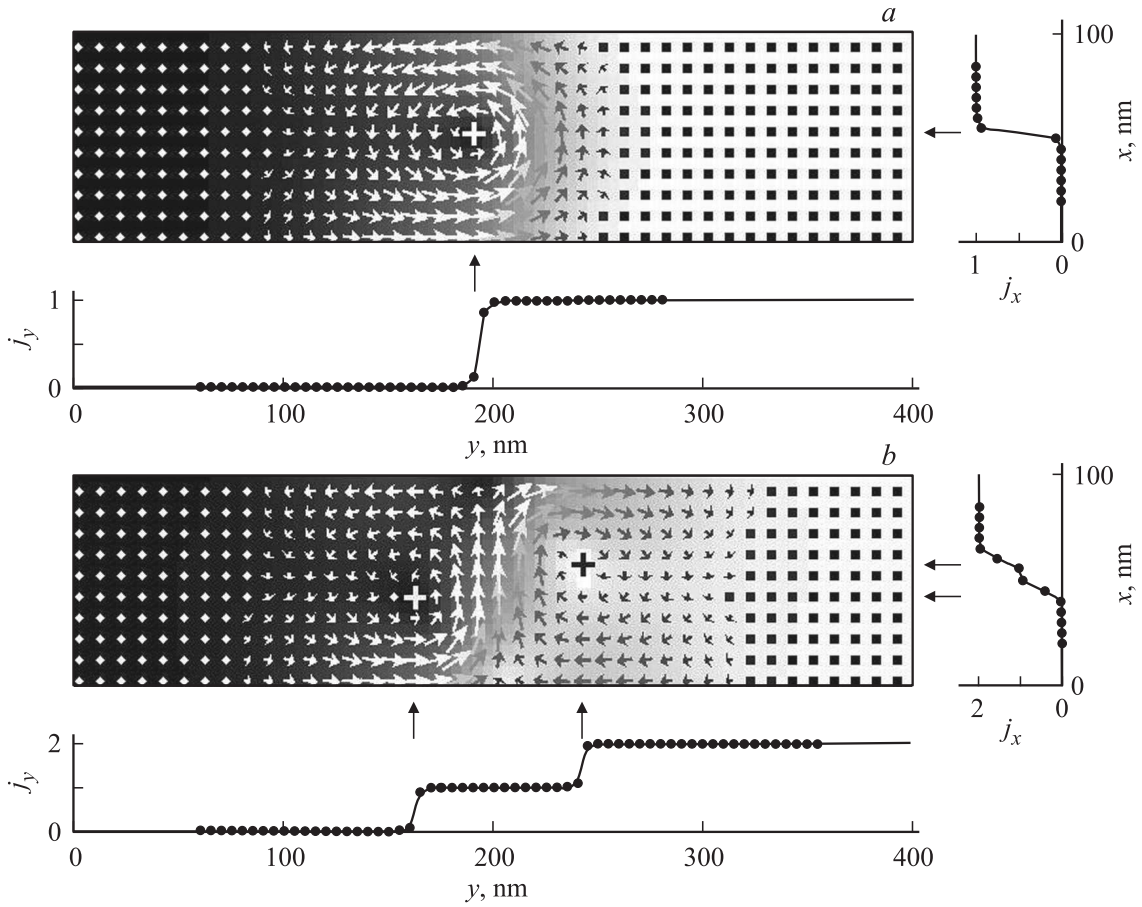

Рис. 6. Положения единичных скачков на графиках координатных зависимостей чисел оборотов $j_x = j(x, y_1, 0)$ и $j_y = j(x_1, y, 0)$ отвечают положениям приосевых областей (ко́ров) вихревых структур, входящих в одновихревую (a) и двухвихревую (b) ДС.

бенности. Определим топологический заряд (инвариант) первого типа как число вращения [31,32,34], имеющее смысл степени отображения точек плоского замкнутого контура на окружность $|\tilde{\mathbf{m}}| = 1$

$$j(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \oint\limits_{\Gamma(x,y,z)} dt\, \mathbf{k} \left[\tilde{\mathbf{m}}, \frac{d\tilde{\mathbf{m}}}{dt}\right].$$

Будем считать, что контур интегрирования $\Gamma(x, y, z)$ состоит из четырех направленных отрезков, последовательно соединяющих точки (x_0, y_0, z), (x, y_0, z), (x, y, z), (x_0, y, z), где $x \in [x_0, x_1] \subset [0, L_x]$, $y \in [y_0, y_1] \subset [0, L_y]$ и $z \in [0, \frac{1}{2} L_z]$ (области изменения координат x, y выбираются так, чтобы при каждом значении z центр вихря охватывался контуром $\Gamma(x_1, y_1, z)$). Если координата сечения z фиксирована, в точках с координатами центра каждого из вихрей $x = \bar{x}(z)$, $y = \bar{y}(z)$ на графиках функций $j(x, y_1, z)$ и $j(x_1, y, z)$ имеются единичные скачки, а на графиках их производных — дельтаобразные всплески: $dj(x, y_1, z)/dx \sim \delta(x - \bar{x}(z))$, $dj(x_1, y, z)/dy \sim \delta(y - \bar{y}(z))$ (рис. 6 иллюстрирует случай сечения $z = 0$). Построение поверхностей уровня этих производных позволяет найти графики зависимостей $\bar{x}$ и $\bar{y}$ от z.

4.2. Визуализация СТ. Будем называть топологическим зарядом (инвариантом) второго типа степень отображения замкнутой поверхности, выбранной в координатном пространстве, на сферу $|\mathbf{m}| = 1$ [30–32,34]

$$\chi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \oint\limits_{S(x,y,z)} \mathbf{g}\, d\mathbf{s},$$

$$\mathbf{g} = \frac{1}{2} \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} m_i [\nabla m_j, \nabla m_k].$$

В этом выражении $\mathbf{g}$ — плотность гиротропного вектора, ε_{ijk} — символ Леви–Чивита; интегрирование проводится по граничной поверхности $S(x, y, z)$ параллелепипеда

$$V(x, y, z) = \big((x', y', z'),$$
$$x' \in [x_0, x], \quad y' \in [y_0, y], \quad z' \in [z_0, z]\big),$$

где $x \in [x_0, x_1] \subset [0, L_x]$, $y \in [y_0, y_1] \subset [0, L_y]$, $z \in [z_0, z_1] \subset [0, \frac{1}{2} L_z]$ (имеющиеся СТ должны быть внутренними точками самого большого параллелепипеда $V(x_1, y_1, z_1)$). Если $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ — координаты одной

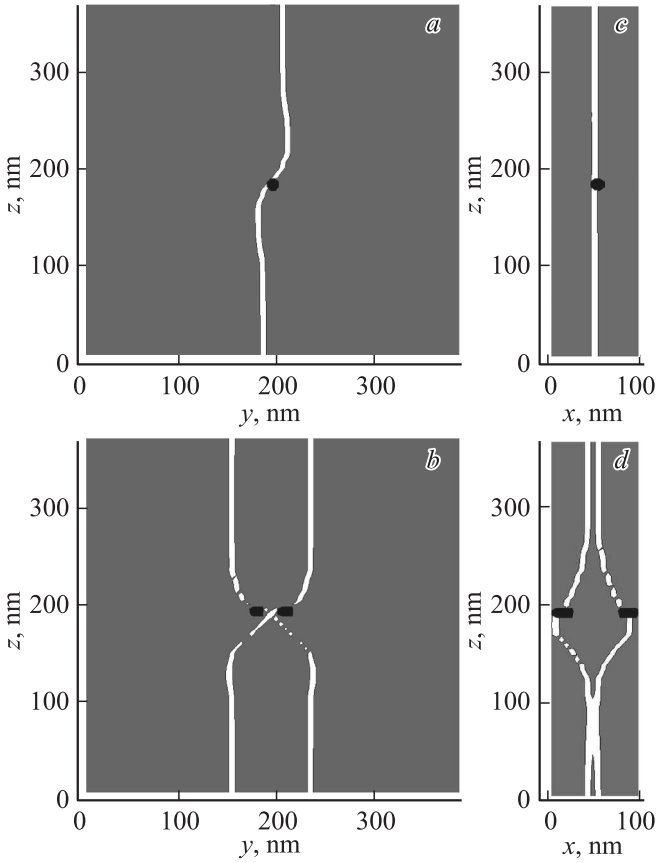

Рис. 7. Проекции приосевых областей вихревых структур (светлые линии) и СТ (короткие черные отрезки) на координатные плоскости $y0z$ (a, c) и $x0z$ (b, d) для одновихревой (a, b) и двухвихревой (c, d) ДС.

из СТ, на графиках производных $d\chi(x, y_1, z_1)/dx$, $d\chi(x_1, y, z_1)/dy$, $d\chi(x_1, y_1, z)/dz$ соответственно в точках $x = \bar{x}$, $y = \bar{y}$ и $z = \bar{z}$ имеются дельтаобразные всплески, что позволяет визуализовать пространственное положение СТ.

Результаты наложения изображений приосевых областей и СТ приведены на рис. 7.

5. Заключение

Путем численного моделирования статических конфигураций намагниченности в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией, выполненного в рамках микромагнитного подхода с учетом обменной, магнитоанизотропной и магнитостатической энергий, исследованы трехмерные переходные структуры в асимметричных ДС блоховского и неелевского типа, содержащие СТ. Такие структуры минимизируют поля рассеяния, так как не имеют в своем составе вихрей (антивихрей) на поверхности пленки [16], порождающих магнитные полюса.

Показано, что СТ возникают на стыках приосевых областей вихревых образований, входящих в асимметричные ДС. Распад таких структур связан с необходимостью топологических перестроек, что объясняет их устойчивость.

Как для блоховских, так и для неелевских асимметричных ДС, при наличии и при отсутствии ПС, найдены парциальные вклады обменной и магнитостатической энергий для пленок различной толщины. Установлено, что указанные энергии, рассчитанные на единицу площади ДС, в рассмотренном диапазоне толщин больше для ДС неелевского типа и уменьшаются с ростом толщины пленки; наличие ПС приводит к увеличению энергий.

Разработан метод визуализации топологической структуры ДС и ПС, основанный на вычислении значений топологических зарядов двух типов.

Список литературы

[1] У.Ф. Браун. Микромагнетизм. Мир, М. (1979). 160 с.
[2] F. Bloch. Z. Phys. **74**, 295 (1932).
[3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Phys. Z. Sow. **8**, 153 (1935).
[4] L. Néel. C.R. Acad. Sci. Paris. **241**, 533 (1953).
[5] A.E. La Bonte. J. Appl. Phys. **40**, 2450 (1969).
[6] A. Hubert. Phys. Status Solidi. **32**, 519 (1969).
[7] Б.Н. Филиппов. ФТТ **50**, 644 (2008).
[8] K. Ramstock, W. Hartung, A. Hubert. Phys. Status Solidi A **155**, 505 (1996).
[9] B.N. Filippov, L.G. Korzunin. IEEE Trans. Magn. **29**, 2563 (1993).
[10] Б.Н. Филиппов. ФНТ **28**, 991 (2002).
[11] М.Н. Дубовик, Б.Н. Филиппов, Ф.А. Кассан-Оглы. ФММ **112**, 476 (2011).
[12] S. Huo, J.E.L. Bishop, J.W. Tucker, W.M. Rainforth, H.A. Davies. JMMM **177**, 229 (1998).
[13] S. Huo, J.E.L. Bishop, J.W. Tucker, W.M. Rainforth, H.A. Davies. JMMM **218**, 103 (1998).
[14] M. Redjdal, A. Kakay, T. Trunk, M.F. Ruane, F.B. Humphrey. J. Appl. Phys. **89**, 7609 (2001).
[15] M. Redjdal, A. Kakay, M.F. Ruane, F.B. Humphrey. J. Appl. Phys. **91**, 8278 (2002).
[16] В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. ЖЭТФ **144**, 126 (2013).
[17] S. Tsukahara, H. Kawakatsu. J. Phys. Soc. Jpn. **32**, 1493 (1972).
[18] T. Suzuki, K. Suzuki, Y. Igarashi. Jpn. J. Appl. Phys. **15**, 707 (1976).
[19] C.G. Harrison, K.D. Leaver. Phys. Status Solidi A **15**, 415 (1973).
[20] J.N. Chapman, G.R. Morrison, J.P. Jakubovics, R.A. Taylor. JMMM **49**, 277 (1985).
[21] B.E. Argyle, B. Petek, M.E. Re, F. Suits, D.A. Herman. J. Appl. Phys. **63**, 4033 (1988).
[22] R. Schäfer, W.K. Ho, J. Yamasaki, A. Hubert, F.B. Humphrey. IEEE Trans. Magn. **27**, 3678 (1991).
[23] M.R. Scheinfein, J. Unguris, R.J. Celotta, D.T. Pierce. Phys. Rev. Lett. **63**, 668 (1989).
[24] M.R. Scheinfein, J. Unguris, J.L. Blue, K.J. Coakley, D.T. Pierce, R.J. Celotta. Phys. Rev. B **43**, 3395 (1991).
[25] M. Schneider, St. Müller-Pfeiffer, W. Zinn. J. Appl. Phys. **79**, 8578 (1996).

[26] J. Camarero, E. Jiménez, J. Vogel, C. Tieg, P. Perna, A. Bollero, F. Yakhou-Harris, C. Arm, B. Rodmacq, E. Gautier, S. Auffret, B. Delaup, G. Gaudin, B. Dieny, R. Miranda. J. Appl. Phys. **109**, 07D357 (2011).
[27] F.Y. Ogrin, T.A. Duckworth, G. van der Laan, S.S. Desi, S. Cavill, S. Langridge, G. Beutier, M. Dupraz, T. Moor, A. Whiteside. In: Abstract book Int. Symp. „Spin Waves 2013“. Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, (2013). P. 25.
[28] K.M. Lebecki, M.J. Donahue, M.W. Gutowski. J. Phys. D **41**, 175 005-1-7 (2008).
[29] M.J. Donahue, D.G. Porter. OOMMF User's Guide, Version 1.0 NISTIR 6376. National Institute of Standards and Technology. Gaithersburg, Maryland, USA (1999). 92 p.
[30] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 384 с.
[31] Г.Е. Воловик, В.П. Минеев. ЖЭТФ **72**, 2256 (1977).
[32] М.В. Курик, О.Д. Лаврентович. УФН **154**, 381 (1988).
[33] B. Pigeau, G. De Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L.W. Molenkamp. Nature Phys. **7**, 26 (2011).
[34] Б.А. Дубровин, С.П. Новиков, А.Т. Фоменко. Современная геометрия. Наука, М. (1979). 790 с.