

Цепочечно-вихревые асимметричные структуры доменных стенок в магнитно-трехосных пленках с плоскостью поверхности (110)-типа

© Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620041 Екатеринбург, Россия

E-mail: filbor@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 3 июля 2007 г.)

На основе строгого микромагнитного подхода в рамках двумерного распределения намагниченности путем численной минимизации полного функционала энергии, учитывающего основные типы взаимодействий, включая обменное, магнитно-анизотропное и диполь-дипольное (в континуальном приближении), исследованы вихреподобные структуры доменных стенок в магнитно-трехосных пленках с поверхностью типа (110). Показано, что из-за особого характера анизотропии в таких пленках могут возникать цепочки асимметричных вихревых структур, число вихрей в которых увеличивается по мере увеличения толщины пленки.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13391), при частичной поддержке РФФИ (грант № 05-02-17774) и в рамках Интеграционного проекта № 30 Уральского и Сибирского отделений РАН.

PACS: 75.60.Ch, 75.70.Ak

1. Введение

Хорошо известно [1,2], что в магнитно-одноосных пленках с осью анизотропии, лежащей в их плоскости (пленки с плоскостной анизотропией), и с полем анизотропии $H_{an} \ll 4\pi M_s$ структура доменных стенок (ДС) не является ни классической блоховской [3], ни классической неелевской [4], а представляет собой асимметричную форму распределения намагниченности с вихрем в центральной части. Термин „вихрь“ был введен Ла Бонте [1] и будет использован нами в настоящей работе. Существование таких стенок связано с тем, что они лучше, чем другие возможные структуры, замыкают магнитный поток внутри пленки и тем самым резко уменьшают магнитостатическую энергию, которая в таких пленках велика по сравнению с энергией магнитной анизотропии. Появление вихревой структуры существенно сказывается на динамическом поведении ДС [5–7]. Стенки с аналогичным распределением намагниченности были предсказаны также и в магнитно-трехосных пленках [8] с плоскостью поверхности типа (100) ((100)-пленки). В настоящее время имеется серия электронно-микроскопических исследований [8–10], подтверждающих существование асимметричных вихревых стенок в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией и в магнитно-трехосных (100)-пленках.

Помимо стенок с одним вихрем в центре пленки (асимметричные блоховские стенки) были найдены также и стенки с двумя приповерхностными вихрями (асимметричная неелевская стенка [2]). Недавно [11] нами было установлено, что аналогичные стенки существуют также и в магнитно-трехосных пленках с плоскостью поверхности, параллельной кристаллографической плоскости типа (110) ((110)-пленки). Кроме этих стенок

в более толстых пленках (250 nm в пленках железа) было предсказано существование еще и асимметричных стенок с тремя вихрями. Один из них был локализован в центре пленки слева от центральной линии стенки. Два других находились у противоположных поверхностей пленки справа от центральной линии. Появление таких стенок в толстых пленках было связано с особым характером магнитной анизотропии. Дело в том, что в (110)-пленках одна из осей легкого намагничивания (ОЛН) лежит в плоскости поверхности пленки (именно вдоль нее и расположены намагниченности доменов), а две другие составляют с этой плоскостью углы в 45 и 135°. Таким образом, в пленках некоторой толщины вихрю выгоднее распасться на три, чтобы как можно большая часть намагниченности была параллельна указанным двум ОЛН. Это при определенных толщинах пленки будет приводить к уменьшению энергии анизотропии и полной энергии всего образца. Данный результат наводит на мысль о том, что при увеличении толщин (110)-пленок в них следует ожидать появления структур более общего типа по сравнению с описанными выше. В результате проведенных нами численных экспериментов действительно удалось показать, что с увеличением толщины (110)-пленок число асимметричных вихрей в ДС растет. Так что всю стенку в указанной пленке можно представить как цепочечно-вихревую структуру. При этом рассмотренные в [1,2] стенки оказываются лишь частным случаем цепочечно-вихревых структур с четным и нечетным числом вихрей. Таким образом, по крайней мере в указанных пленках, переход асимметричной блоховской структуры стенки в одномерную блоховскую при увеличении толщины пленки, вопреки соображениям [1], не осуществляется. Изложению этих результатов и посвящается настоящая работа.

2. Постановка задачи

Пусть имеются монокристаллические магнитно-трехосные пленки кубической симметрии, поверхности которых совпадают с кристаллографическими поверхностями типа (110) ((110)-пленки). Из трех ОЛН пленки одна параллельна поверхности пленки (ориентирована вдоль оси z системы координат xuz , связанной с кристаллографической осью $[001]$, рис. 1), а две другие лежат в плоскости xu и наклонены под углами 45° и 135° к поверхности пленки.

Пусть в области V (расчетная область) в форме параллелепипеда, вытянутого вдоль оси z , сосредоточена 180° ДС с боковой поверхностью, параллельной плоскости yz (рис. 1). Стенка разделяет два домена, намагниченные до насыщения вдоль направлений $[001]$ и $[100]$ слева и справа от V соответственно. В области V ориентация намагниченности \mathbf{M} изменяется от одного из этих направлений до другого, причем $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y)$ (двумерная модель).

Равновесное распределение \mathbf{M} находилось путем численной минимизации энергии, рассчитанной на единицу поверхности стенки (yz),

$$\gamma_D = \frac{1}{b} \iint_D w \, dx dz, \quad (1)$$

где D — сечение V плоскостью $z = \text{const}$. Область D имеет прямоугольную форму размером $(a \times b)$, b — толщина пленки. Плотность энергии w состоит из плотностей неоднородной обменной энергии w_{ex} , энергии магнитной анизотропии w_{an} и энергии w_m намагниченности в магнитостатическом поле $\mathbf{H}^{(m)}$. В соответствии с выбранной системой координат имеем

$$w_{\text{ex}} = A \left[\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 \right], \quad (2)$$

$$w_{\text{an}} = K \left[m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2 + \frac{1}{4} (m_y^2 - m_x^2)^2 \right], \quad (3)$$

$$w_m = -\frac{1}{2} \mathbf{M} \mathbf{H}^{(m)}, \quad (4)$$

где $\mathbf{H}^{(m)}$ — магнитостатическое поле, определяемое из уравнений магнитостатики с соответствующими граничными условиями.

В (2) и (3) $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, M_s — намагниченность насыщения, A — обменный параметр, K — константа анизотропии.

На границах области V выполняются следующие условия:

$$\begin{aligned} M_z|_{x=\pm a/2} &= \pm M_s, & M_x|_{x=\pm a/2} &= 0, & M_y|_{x=\pm a/2} &= 0, \\ \frac{\partial M_x}{\partial x} \Big|_{y=\pm b/2} &= 0, & \frac{\partial M_y}{\partial y} \Big|_{y=\pm b/2} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

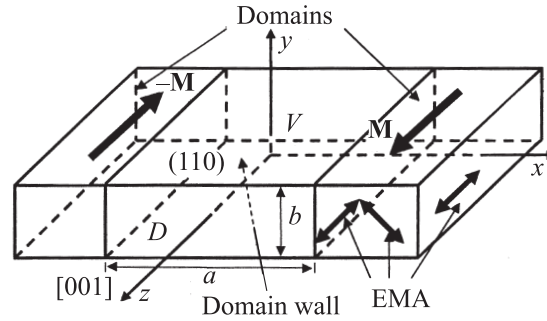


Рис. 1. Геометрия задачи.

Задача определения равновесного распределения $\mathbf{M}(x, y)$ в общем случае сложна и может быть решена путем численной минимизации (1).

С этой целью область D разбивалась прямоугольной сеткой на малые ячейки. При этом V разбивается на вытянутые вдоль оси z параллелепипеды, боковые стенки которых параллельны координатным плоскостям xz и yz . Предполагается, что ячейки имеют макроскопические, но малые размеры, такие что во всех точках каждого из параллелепипедов направление \mathbf{m} можно считать постоянным. Вдоль z величина $\mathbf{m} = \text{const}$ (двумерность модели). Ориентация \mathbf{M} в D меняется при переходе от ячейки к ячейке. Подробности численной минимизации можно найти в [1,12].

Использовались сетки с разным числом ячеек (не более 240×60). В качестве базовых использовались параметры $A = 10^{-6}$ erg/cm, $K = 4.2 \cdot 10^5$ erg/cm³, $M_s = 1720$ G, характерные для пленок железа. Критерий окончания счета выбирался согласно [13].

Минимизация (1) позволяет найти равновесные конфигурации ДС и соответствующие им минимальные значения энергии γ_D .

3. Результаты и их обсуждение

Прежде всего мы показали, что в сравнительно тонких базовых пленках ($b \in (50-250)$ nm) существуют такого же типа вихреподобные асимметричные стенки, как и в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией или как в магнитно-трехосных (100)-пленках. В качестве примера на рис. 2 приведено распределение намагниченности на плоскости, перпендикулярной ОЛН, лежащей в плоскости пленки. Стенки со структурами, показанными на рис. 2, a и b , будем называть соответственно асимметричной блоховской и асимметричной неелевской согласно [1,2]. Однако заметим, что по сравнению с [2] в стенке, представленной на рис. 2, b , имеется бóльшая выраженность вихрей.

Указанные вихреподобные образования существенно отличаются от вихрей, исследованных, например, в [14,15]. Вихри, рассматриваемые в [14,15], образуются в плоскостях, параллельных поверхностям пленок с

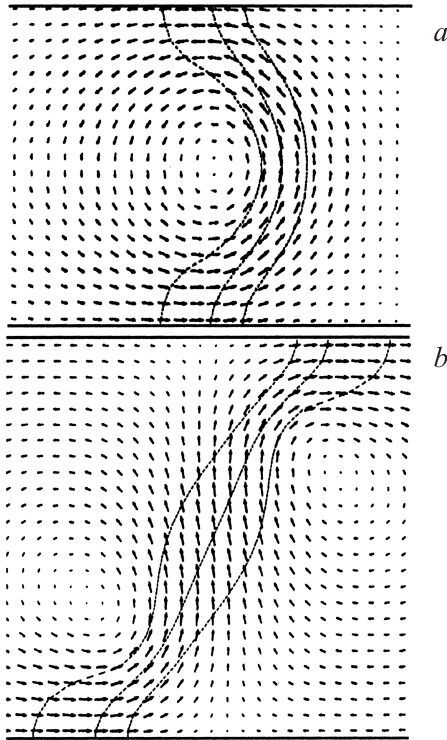


Рис. 2. Два типа структур вихреподобных асимметричных стенок в (110)-пленках толщиной 100 nm. *a* — структура стабильна, *b* — структура метастабильна.

перпендикулярной анизотропией, в то время как рассматриваемые нами вихревые образования реализуются в плоскостях, перпендикулярных поверхности пленки. Существенное отличие связано также с тем, что в образовании приведенных выше вихрей определяющую роль играет магнитостатическое взаимодействие, которое не учитывается в [14,15]. В отличие от [14,15] вихреподобные образования, показанные на рис. 2, *a* и *b*, в каждой точке имеют еще и третью компоненту намагниченности (компонента m_z), меняющуюся в зависимости от x . Кроме того, наличие этой компоненты приводит к тому, что вихревые образования на рис. 2, *a* и *b* являются асимметричными.

На приведенных рисунках, как обычно [1], стрелки обозначают проекции намагниченности на плоскость, перпендикулярную ОЛН в разных точках (x, y). Штриховые линии представляют собой три линии уровня $m_z = \text{const}$. Средняя линия соответствует $m_z = 0$ (центральная линия стенки). Две другие соответствуют $m_z = \pm 0.484$. Изогнутость центральной линии делает асимметричным распределение намагниченности относительно плоскости yz . В рассматриваемом случае центр вихреподобного образования лежит слева от центральной линии стенки. Будем называть такие стенки левосторонними. Существуют и правосторонние стенки (с центром справа от центральной линии) с той же энергией, что и у левосторонних стенок (двукратное вырождение).

Аналогичное вырождение, связанное с существованием двух противоположных наклонов участков центральной линии относительно нормали к плоскости пленки, имеется и для асимметричных неелевских стенок.

На рис. 3 приведены зависимости энергий ДС от толщины пленок. На нем кривая *a* соответствует асимметричной блоховской, а кривая *b* — асимметричной неелевской стенке. Видно, что вплоть до точки А асимметричная неелевская стенка метастабильна. Напомним [16], что в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией она оказывается метастабильной, вплоть до толщин пленок 10^3 nm.

Из рис. 3 видно, что имеется несколько точек пересечения энергий ДС с нечетным (*a*) и четным (*b*) числом вихрей.

Для выяснения такого поведения нами прежде всего исследовались возможные изменения структуры стенок при изменении толщины пленок. Эти исследования показывают, что по мере увеличения толщины пленок структура стенок действительно изменяется и притом очень сильно. Сначала одновихревая блоховская стенка перестраивается в трехвихревую с энергией, большей энергии двухвихревой асимметричной блоховской стенки (рис. 3, *c*). При дальнейшем увеличении толщины

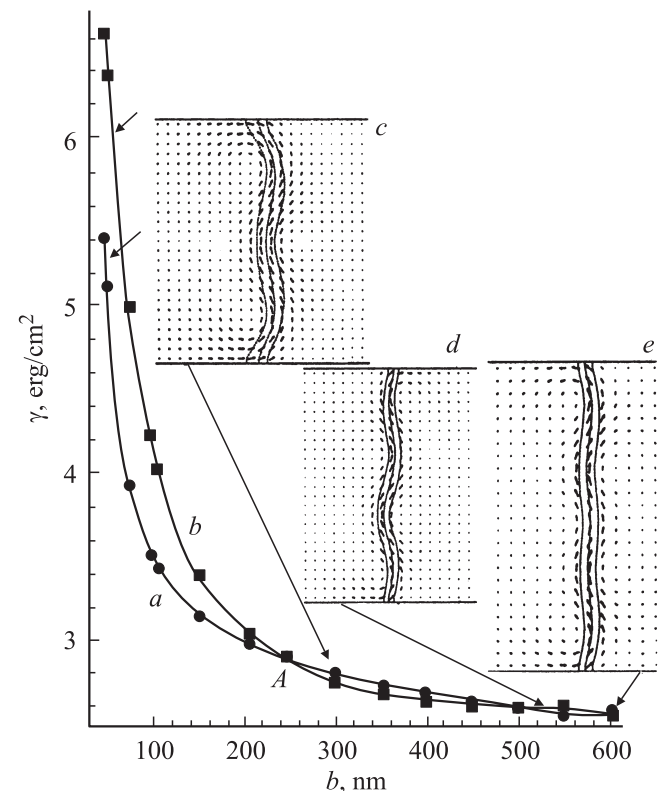


Рис. 3. Зависимость энергий вихреподобных стенок от толщины пленки. Кривые *a* и *b* соответствуют стенкам с нечетным и четным числом вихрей; *c-e* — соответственно распределения намагниченности в стенках с тремя, четырьмя и пятью вихрями (проекция на плоскость xy). Данные соответствуют базовым параметрам пленки (см. раздел 2).

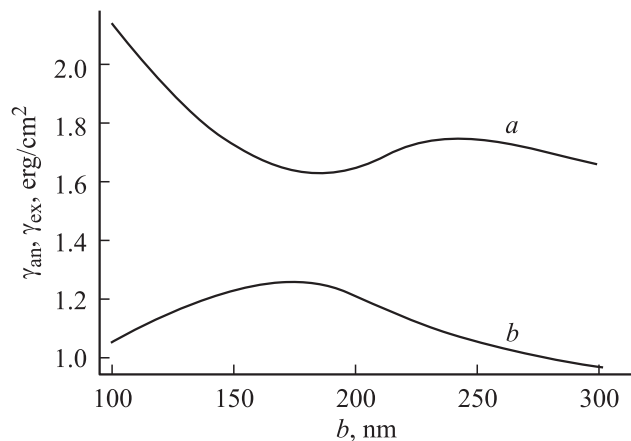


Рис. 4. Зависимость парциальных вкладов обменной (*a*) и магнитно-анизотропной (*b*) энергий от толщины пленки. Данные соответствуют базовым параметрам пленки (см. раздел 2).

пленки двухвихревая стенка перестраивается в четырехвихревую (рис. 3, *d*) с энергией, большей энергии трехвихревой. Далее трехвихревая стенка перестраивается в пятивихревую (рис. 3, *e*) и т.д.

Имея в виду эти результаты, мы полагаем, что изначально одновихревая асимметричная блоховская стенка перестраивается в общем случае в стенку с каким-то количеством вихрей (зависит от толщины пленки), но это число обязательно нечетное. Аналогично асимметричная неелевская стенка по мере увеличения толщины пленки также перестраивается в многовихревую стенку, но это число вихрей обязательно четное. Таким образом, имеется две цепочечно-вихревые стеночные „моды“ с четным и нечетным числом вихрей. По мере увеличения толщины пленки разница между энергиями той и другой группы стенок уменьшается. Их структуры при большом числе вихрей также становятся мало различающимися. Различия связаны с одним вихрем, вклад которого в структуру и энергию стенок при большом числе вихрей незначителен.

В связи с полученными выше данными можно утверждать, что по крайней мере для пленок, рассматриваемых в настоящей работе, представления Ла Бонте о постепенном переходе асимметричной блоховской стенки в классическую одномерную блоховскую стенку не оправдываются. Вместо этого в толстых (110)-пленках происходит переход асимметричных стенок в некие зигзагообразные стенки.

Остановимся на причине описанного поведения энергии и структуры стенок подробнее. Прежде всего напомним (см., например, [17]), что обменная энергия (имеется в виду неоднородная положительная часть обменной энергии) любой магнитной неоднородности тем меньше, чем больше область локализации этой неоднородности. В нашем случае естественным ограничителем указанной области является толщина пленки. Следовательно, при увеличении толщины пленки и от-

сутствии перестройки стенки ее обменная энергия будет падать. Увеличение числа вихрей вдоль направления, перпендикулярного поверхности пленки при заданной ее толщине, должно приводить к увеличению обменной энергии. Асимметричная двухвихревая неелевская стенка потому и обладает большей энергией по сравнению с асимметричной блоховской, что состоит из двух вихреподобных образований, разнесенных по толщине пленки. Следует, однако, иметь в виду, что энергия анизотропии этой стенки несколько ниже, чем энергия анизотропии асимметричной блоховской стенки. Так, при $b = 250$ nm парциальные вклады энергии анизотропии γ_{an} одновихревой блоховской и двухвихревой неелевской стенок соответственно равны 1.033 и 1.023 эрг/см². При увеличении толщины пленки энергия γ_{an} асимметричной блоховской стенки вначале растет (примерно до $b = 175$ nm, рис. 4). Одновременно падает парциальный вклад в полную энергию стенки обменной энергии γ_{ex} , что дает возможность намагниченности стенки все на больших участках плоскости xu ориентироваться в направлениях, приближающихся к направлениям ОЛН, также лежащих в плоскости xu и наклоненных к поверхностям пленки. Это в конце концов приводит к уменьшению γ_{an} . Указанная переориентация **M** приводит к деформации исходного вихря, продолжающейся примерно до толщин пленок 250 nm, при которых уже отчетливо видна трехвихревая структура стенки. При этом обменная энергия несколько увеличивается из-за формирования указанной структуры (кривая *a* на рис. 4). Однако выигрыш от падения γ_{an} в районе $b = 250$ nm превосходит проигрыш в росте γ_{ex} , что приводит к окончательному формированию трехвихревой структуры. Далее γ_{ex} этой структуры вновь падает с увеличением толщины пленки. Данное падение по природе аналогично ее падению на участке от 100 до 175 nm (рис. 3, *a*), однако теперь оно является менее быстрым. При этом полная энергия трехвихревой стенки уменьшается монотонно (рис. 3).

После формирования трехвихревой структуры (правее точки *A*, рис. 3) результирующая энергия этой стенки становится выше энергии двухвихревой стенки, хотя и незначительно. Таким образом, образовавшаяся правее точки *A* трехвихревая асимметричная стенка оказывается метастабильной. Стабильной же становится асимметричная двухвихревая неелевская стенка. Ничего подобного ни в каких других пленках ни при какой области параметров исследованных ранее пленок не наблюдалось.

Дальнейшее поведение энергии становится очевидным в силу сказанного выше. В конце концов двухвихревая неелевская стенка перестраивается в четырехвихревую (рис. 3, *d*), и ее энергия становится выше, чем энергия трехвихревой стенки, т.е. трехвихревая стенка оказывается стабильной. Затем по мере увеличения b трехвихревая стенка перестраивается в пятивихревую (рис. 3, *e*), которая становится стабильной лишь после перестройки четырехвихревой стенки в шестивихревую и т.п.

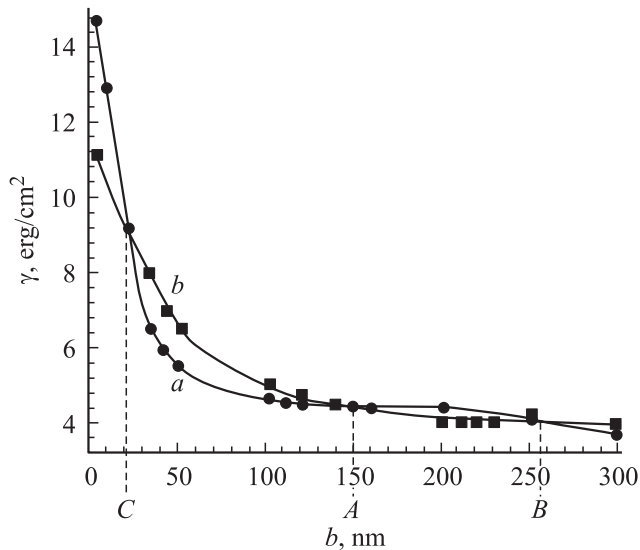


Рис. 5. Зависимость энергий блоховских (*a*) и неелевских (*b*) стенок от толщины пленки. $K = 10^6 \text{ erg/cm}^3$. Остальные параметры базовые.

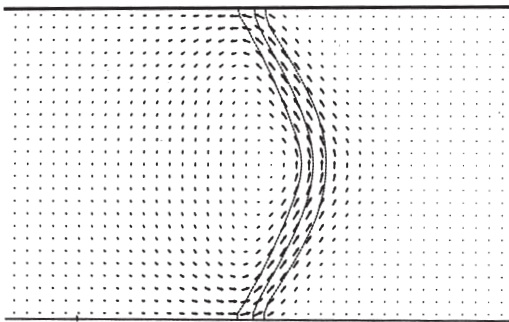


Рис. 6. Пример конфигурации намагниченности в стенке (проекция на плоскость xy) для (110)-пленки с $M_s = 800 \text{ G}$. Остальные параметры базовые.

Выявленные выше особенности изменения структуры ДС существенно связаны с характером анизотропии (трехосность), с характером ориентации ОЛН относительно поверхности пленки, а также с величиной анизотропии. При увеличении анизотропии толщины пленок, при которых происходят перестройки стенок, должны уменьшаться. Чтобы убедиться в этом, мы исследовали изменение структуры и энергии стенок в зависимости от толщины пленок некоторого гипотетического материала с магнитными параметрами $A = 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 1720 \text{ G}$.

Результаты для энергии представлены на рис. 5. Что касается структур, то они имеют точно такой же вид, как и структуры, представленные на рис. 3. В частности, кривые *a* (*b*) (рис. 5) между точками *C* и *A* соответствуют одновихревой блоховской (двухвихревой неелевской) стенке. Между точками *A* и *B* верхняя (нижняя) кривые соответствуют трехвихревой блохов-

ской (двухвихревой неелевской) стенке. Наконец, правее точки *B* до исследованных толщин пленок (приведены на рисунке) верхняя (нижняя) кривые соответствуют четырехвихревой неелевской (трехвихревой блоховской) стенкам. Левее точки *C* кривые соответствуют безвихревой классической одномерной неелевской стенке (нижняя кривая) и практически безвихревой одномерной блоховской стенке (верхняя кривая). Таким образом, при малых толщинах пленок полученные нами структуры хорошо согласуются с известными структурами ДС (см., например, [17]).

Итак, из рис. 5 видно, что изменение энергии двух типов стенок (с четным и нечетным числом вихрей) происходит точно таким же образом, как и в случае, соответствующем базовым параметрам (рис. 3). Однако видно, что в данном случае все точки, соответствующие перестройкам структур стенок, сдвинуты в сторону меньших толщин пленок.

Образование вихревых структур обусловлено возможностью сильного уменьшения магнитостатической энергии и замыкания магнитного потока внутри пленки. Однако в формировании описанных выше закономерностей магнитостатическая энергия особой роли не играет, поскольку изменяется незначительно. Рассмотренные особенности стенок получены при фиксированных M_s . Если величину M_s увеличивать (при остальных фиксированных параметрах), то равновесные размеры стенки должны уменьшаться. Это приводит к тому, что толщины пленки, при которых происходят описанные выше перестройки структуры стенок, будут смещаться в сторону меньших толщин и, наоборот, при уменьшении M_s указанные критические толщины сместятся в сторону увеличения толщины пленки. В частности, для гипотетической пленки с параметрами $A = 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 800 \text{ G}$ при $b = 250 \text{ nm}$ имеется одновихревая асимметричная блоховская стенка. В качестве примера ее структура приведена на рис. 6. Как видно, она сильно отличается от одновихревой структуры, представленной на рис. 2, *a*. Видно также, что вихрь намагниченности сильно деформирован: в части, близкой к центральной линии, магнитные моменты фактически направлены под углами 45° и 135° относительно верхней поверхности пленки.

4. Заключение

Таким образом, нами впервые установлено, что в магнитно-трехосных пленках с плоскостью поверхности, параллельной кристаллографической плоскости типа (110), ДС представляют собой цепочки асимметричных вихреподобных образований. В пленках достаточно малых размеров ($b \in (50-250) \text{ nm}$) имеются лишь стенки с одним вихрем. При этом одновременно в качестве метастабильных могут существовать и стенки с двумя вихрями. При увеличении толщины пленки число вихрей в стенках постепенно увеличивается. При

этом попеременно стабильными становятся пленки то с нечетным, то с четным числом вихрей. Установлено, что основной причиной появления указанных многовихревых состояний стенки является как особый характер расположения ОЛН, так и достаточно большая величина анизотропии.

Список литературы

- [1] A.E. La Bonte. *J. Appl. Phys.* **40**, 2450 (1969).
- [2] A. Hubert. *Phys. Stat. Sol. (a)* **32**, 519 (1969).
- [3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. В кн.: *Собр. тр. Л.Д. Ландау / Под ред. Е.М. Лифшица.* Наука, М. (1969). Т. 1. С. 128.
- [4] L. Neel. *C. r. Acad. Sci.* **241**, 533 (1955).
- [5] S.W. Yuan, H.N. Bertram. *Phys. Rev. B* **44**, 12 395 (1991).
- [6] B.N. Filippov, L.G. Korzunin, F.A. Kassin-Ogly. *Phys. Rev. B* **64**, 104 412 (2001).
- [7] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. *ЖЭТФ* **121**, 372 (2002).
- [8] S. Tsukahara, H. Kavakatsu. *J. Phys. Soc. Jap.* **32**, 1493 (1972).
- [9] J.N. Ghaemmen, G.R. Morrison, J.P. Jacobovics, R.A. Taylor. *J. Magn. Magn. Mater.* **49**, 277 (1985).
- [10] M.R. Sheinfein, J. Unguris, J.L. Blue, K.J. Coakley, D.T. Pierce, R.J. Celotta. *Phys. Rev. B* **43**, 3395 (1991).
- [11] L.G. Korzunin, B.N. Filippov, F.A. Kassin-Ogly, I.A. Chaikovskiy. *J. Magn. Magn. Mater.* **298**, 1 (2006).
- [12] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. *ФММ* **75**, 49 (1993).
- [13] A. Aharoni. *J. Appl. Phys.* **39**, 861 (1968).
- [14] A. Bogdanov, A. Hubert. *Phys. Stat. Sol. (b)* **186**, 527 (1994).
- [15] A.S. Kovalev, S. Komineas, K.G. Mertens. In: *Abstract book of EAST-MAG-2001.* Inst. of Met. Phys, Ural branch of RAS, Ekaterinburg (2001). P. 84.
- [16] Л.Г. Корзунин, Б.Н. Филиппов, Ф.А. Кассан-Оглы, И.А. Чайковский. *ФТТ* **48**, 1636 (2006).
- [17] A. Hubert, R. Schafer. *Magnetic domains. The analysis of magnetic microstructures.* Springer, Berlin (1998). 696 p.