

05;11

## Нелинейная перестройка вихреподобных доменных границ в магнитно-одноосных пленках под действием внешнего поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания

© Б.Н. Филиппов, М.Н. Дубовик

Институт физики металлов Уро РАН,  
620219 Екатеринбург, Россия  
e-mail: filbor@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 2 ноября 2007 г.)

На основе численной минимизации функционала энергии магнитно-одноосной пленки с осью легкого намагничивания, параллельной ее поверхности, при точном учете обменной, магнитно-анизотропной, магнитостатической и зеемановской энергий произведено исследование влияния внешнего магнитного поля  $H$ , перпендикулярного оси анизотропии, на энергию и структуру вихреподобных асимметричных доменных стенок. Установлено, что существует область полей  $H$ , меньших поля анизотропии, в которой стабильной оказывается асимметричная неелевская стенка, в отличие от случая  $H = 0$ , когда стабильной является асимметричная блоховская стенка.

Показано, что при некоторых значениях  $H = H_{\perp}$  асимметричная блоховская стенка становится абсолютно неустойчивой и перестраивается в асимметричную неелевскую. Найдена зависимость критического поля  $H_{\perp}$  от толщины пленки и индукции насыщения при различных значениях поля анизотропии. Показано, что зависимость  $H_{\perp}$  от толщины пленки является нелинейной, а от индукции насыщения — немонотонной.

PACS: 75.60.Ch, 75.70.-i

### Введение

Особенности структуры и динамические свойства доменных стенок в магнитно-упорядоченных веществах играют существенное значение в формировании практически важных свойств магнитных материалов, например таких, как коэрцитивная сила, остаточная намагниченность, электромагнитные потери, магнитные шумы и др. Новые возможности открываются в связи с предсказанием нового типа доменных стенок, обладающих вихреподобной структурой.

Существование вихреподобных стенок как в магнитно-одноосных, так и в магнитно-трехосных пленках с разной ориентацией поверхности и фактором качества  $Q < 1$  ( $Q = 4\pi K/B_s^2$ ,  $K$  — первая константа анизотропии,  $B_s = 4\pi M_s$  — индукция насыщения,  $M_s$  — намагниченность насыщения) предсказано теоретически [1–4] и подтверждено экспериментально [3,5–8]. Наличие подвижного вихреподобного ядра в стенке в динамическом плане позволяет рассматривать ее как топологический солитон с внутренними степенями свободы. Таким образом, исследование вихреподобных стенок оказывается важным также и с научной точки зрения.

В ряде работ (см., например, [9–12]) показано, что в полях, больших некоторого критического поля  $H_c$ , движение асимметричных вихреподобных стенок сопровождается глобальной нелинейной динамической перестройкой их внутренней структуры. Такая перестройка оказывается периодической во времени, если внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси легкого намаг-

ничивания (ОЛН), не сильно превосходит критическое поле.

В [9,13,14] было установлено, что перестройка вихреподобной структуры стенок может происходить и при отсутствии их движения, если вместо внешнего поля, направленного вдоль ОЛН, включить внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$ , перпендикулярное этой оси. Если поле  $\mathbf{H}$  лежит в плоскости пленки, то даже при его малом значении (меньшей, чем величина поля анизотропии  $H_a = 8\pi K/B_s$ ) может произойти глобальная перестройка структуры стенки. В частности, одновихревая блоховская стенка может перестроиться в двухвихревую неелевскую стенку [9,13,14]. Это обстоятельство является весьма важным, поскольку может существенно сказываться на процессах перемагничивания пленок, приводя к совершенно новым явлениям, например гистерезису в поле, перпендикулярном оси легкого намагничивания (см. подробнее в [9]).

Предсказанная в [9] перестройка структуры стенки происходит при достижении некоторой величины поля, которую обозначим через  $H_{\perp}$  и будем называть поперечным критическим полем. В настоящее время процесс перестройки в поперечном поле практически не изучен. Можно указать лишь работу [13], в которой показано, что на данный процесс сильное влияние может оказывать поверхностная магнитная анизотропия. Естественно предположить, что на поле  $H_{\perp}$  сильное влияние могут оказывать и другие магнитные параметры пленки, а также ее толщина. Установлению и объяснению этих фактов и посвящена данная работа.

## 1. Постановка задачи

Пусть имеется магнитно-одноосная пленка с ОЛН, параллельной ее поверхности. Свяжем с ОЛН координатную ось  $z$  системы координат  $xuz$ . Оси  $y$  и  $x$  этой системы соответственно перпендикулярны и параллельны поверхности пленки.

Пусть в области  $V$  (расчетная область) в форме параллелепипеда, вытянутого вдоль оси  $z$ , локализована 180-градусная доменная стенка с боковой поверхностью, параллельной плоскости  $yz$ . Стенка разделяет два домена, намагниченных до насыщения вдоль двух направлений оси  $z$ :  $+z$  и  $-z$  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  $\mathbf{M}$  находится путем численной минимизации энергии, рассчитанной на единицу поверхности стенки ( $yz$ ):

$$\gamma_D = \frac{1}{b} \int \int_D \left\{ A \left[ A \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 \right] - \frac{1}{2} M_s [H_a(\mathbf{m}\mathbf{n})^2 - \mathbf{m}\mathbf{H}^{(m)} - 2\mathbf{m}\mathbf{H}] \right\} dx dy. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ ,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор вдоль оси анизотропии,  $A$  — обменный параметр,  $\mathbf{H}$  — напряженность внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости пленки, перпендикулярно ОЛН,  $b$  — толщина пленки,  $D$  — сечение  $V$  плоскостью  $z = \text{const}$ . Область  $D$  имеет прямоугольную форму размером  $(a \times b)$ ,  $a$  — размер расчетной области вдоль оси  $x$ .

Стоящие под знаком интеграла слагаемые представляют собой плотности неоднородной части обменной энергии, энергии магнитной анизотропии и энергии намагниченности в магнитостатическом  $\mathbf{H}^{(m)}$  и внешнем  $\mathbf{H}$  магнитных полях соответственно. Поле  $\mathbf{H}^{(m)}$  определяется обычным образом из уравнений магнитостатики с соответствующими граничными условиями. При минимизации (1) учитывается также условие  $|\mathbf{M}| = M_s$ , характерное для ферромагнетика.

На границах области  $V$  для намагниченности выполняются следующие условия:

$$M_x|_{x=\pm a/2} = M_{0x}, \quad M_y|_{x=\pm a/2} = \pm M_{0y},$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial x} \Big|_{y=\pm b/2} = 0, \quad \frac{\partial M_y}{\partial y} \Big|_{y=\pm b/2} = 0. \quad (2)$$

Значения  $(M_{0x}, +M_{0y})$ , а также  $(M_{0x}, -M_{0y})$  представляют собой равновесные значения  $M_x$  и  $M_y$  в двух однородно намагниченных областях (доменах) слева и справа от доменной стенки. Эти значения определяются путем минимизации (1) при отсутствии в (1) обменной энергии. В частном случае, когда  $H = 0$ ,  $M_{0x} = 0$ ,  $M_{0y} = 0$ . Таким образом, два первых условия (1) означают, что намагниченность  $\mathbf{M}$  закреплена на границах расчетной

области, перпендикулярных оси  $x$ , и имеет направление, совпадающее с направлениями намагниченности в доменах с левой и правой стороны от расчетной области.

Задача определения равновесного распределения  $\mathbf{M}(x, y)$  в общем случае сложна и может быть решена лишь путем численной минимизации (1). Следует заметить, что внешнее поле  $\mathbf{H}$ , приложенное перпендикулярно ОЛН, естественно деформирует исходное распределение намагниченности внутри доменной стенки, но не приводит к смещению стенки, а потому энергия намагниченности в этом поле может быть включена в процесс минимизации структуры стенки.

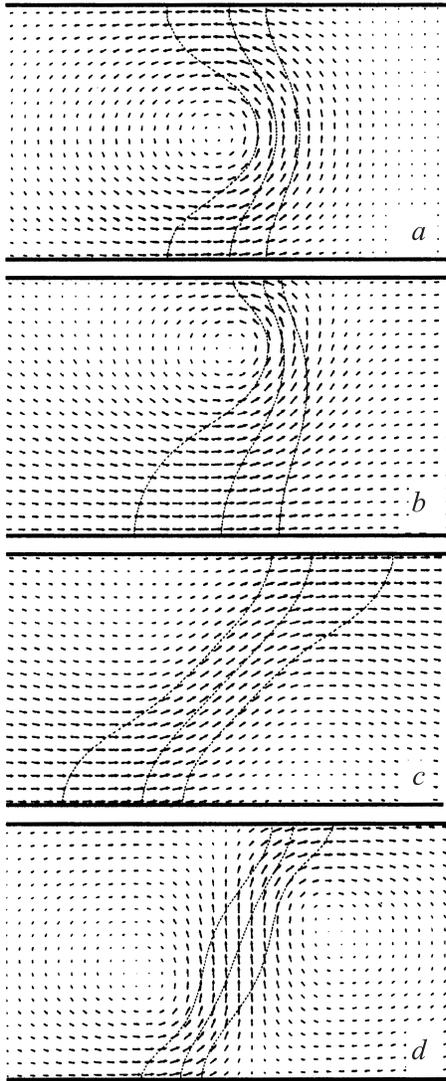
Для численной минимизации  $\gamma_D$  область  $D$  разбивалась прямоугольной сеткой на малые ячейки. При этом  $V$  разбивается на вытянутые вдоль оси  $z$ , т.е. вдоль ОЛН, параллелепипеды. Их боковые стенки параллельны координатным плоскостям  $xz$  и  $yz$ . Предполагается, что ячейки имеют малые размеры, такие, что внутри каждого из параллелепипедов направление  $\mathbf{m}$  можно считать постоянным. Вдоль  $z$   $\mathbf{m} = \text{const}$  (двумерность модели). Ориентация  $\mathbf{M}$  в  $D$  меняется при переходе от ячейки к ячейке. Подробности численной минимизации можно найти в [1,10].

Использовались сетки с различным числом ячеек (не более  $240 \times 60$ ). В качестве базовых были взяты следующие параметры:  $A = 10^{-11}$  J/m,  $K = 10^2$  J/m<sup>3</sup>,  $M_s = 800$  G, характерные для пленок пермаллоя. Критерий окончания счета выбирался в соответствии с [15]. На основе численных экспериментов выбиралось оптимальное отношение  $a/b$ , которое изменялось в пределах от 3 до 6.

Минимизация (1) позволяет найти равновесные конфигурации стенок и соответствующие им минимальные значения энергии  $\gamma_D$ , которые будем обозначать  $\gamma$ .

## 2. Результаты и их обсуждение

Основной целью работы, как указывалось выше, является определение критических полей, прикладываемых в плоскости пленки перпендикулярно оси легкого намагничивания, при которых происходит перестройка структуры вихреподобных стенок. Задача решалась следующим образом. Сначала в отсутствие внешнего магнитного поля рассчитывалась равновесная структура асимметричной блоховской стенки, распределение намагниченности в которой в рамках двумерной модели имеет на плоскости, перпендикулярной ОЛН, вихреподобную структуру (рис. 1, *a*). Стрелками изображены проекции  $\mathbf{M}$  на плоскость, перпендикулярную ОЛН в ее разных точках. После этого вдоль оси  $x$  (перпендикулярно ОЛН) включалось внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$ . При  $\mathbf{H} = 0$  средняя по толщине пленки компонента намагниченности  $M_x$  равна нулю. Это отчетливо видно из распределения, приведенного на рис. 1, *a*, которое является симметричным относительно средней плоскости, параллельной плоскости пленки. Внешнее поле может быть включено в одном из двух противоположных



**Рис. 1.** Внутривихревые распределения намагниченности в магнитно-одноосных пленках с базовыми параметрами ( $A = 10^{-11}$  J/m,  $K = 10^2$  J/m<sup>2</sup>,  $M_s = 800$  G) и толщиной 100 nm в зависимости от напряжения внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного перпендикулярно оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости пленки:  $H = 0$  (a, d); 1 (b); 1.3 Oe (c). Состояние  $a$  — исходное, состояние  $d$  получено из состояния  $c$  путем выключения поля.

направлений. Но в любом случае часть намагниченности будет ориентирована выгодно (под острым углом к  $\mathbf{H}$ ) по отношению к этому полю, а часть — невыгодно (под тупым углом к  $\mathbf{H}$ ). Если, например,  $\mathbf{H}$  ориентировано вдоль  $x$ , то, согласно рис. 1,  $a$ , намагниченность нижней части пленки имеет более выгодную ориентацию по отношению к пленке, чем верхняя. Это приведет к тому, что исходное распределение намагниченности в асимметричной стенке будет нарушено. На начальной стадии эти изменения будут сводиться лишь к смещению центра вихря к верхней поверхности пленки. Причем при каждом значении  $\mathbf{H}$  вихрь смещается от центра

пленки и занимает новое равновесное положение (см. рис. 1,  $b$ ). При этом основные черты одновихревого асимметричного блоховского распределения намагниченности остаются. Однако надо иметь в виду, что сама стенка уже не является 180-градусной, как исходная стенка (рис. 1,  $a$ ), поскольку внешнее магнитное поле приводит к повороту намагниченности в доменах.

Приведенные на рис. 1 штриховые линии соответствуют трем линиям уровня, построенным в соответствии со следующим выражением

$$m_z = \pm [1 - (1 - |k|/8)^2]^{1/2},$$

$$k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5, \pm 6, \pm 7. \quad (3)$$

Центральная линия (центр стенки) соответствует  $k = 0$ . На этой линии  $m_z$  меняет знак при переходе от домена с  $M_z = -M_s$  к домену с  $M_z = +M_s$ . Две другие линии ( $k = \pm 1$ ), ближайšie к центральной, соответствуют  $m_z = \pm 0.484$ . На участке между этими линиями при любом фиксированном  $y$  угол, под которым ориентирована намагниченность  $\mathbf{M}$  по отношению к  $z$ , изменится примерно на 67.8% от полного угла поворота  $\mathbf{M}$  в 180-градусной стенке. Будем называть область между этими линиями центральной частью стенки.

Фактически смещение вихря дает вклад в намагничивание пленки вдоль направления  $x$ , т.е. в образование результирующей намагниченности  $M_{xp}$ . Заметим, что помимо процесса, связанного со смещением вихря, в намагничивание пленки дает вклад также процесс вращения векторов намагниченности в доменах. Известно [16], что вклад доменных границ в намагничивание даже массивных образцов, где он заведомо мал, имеет решающее значение, приводя к согласованию теоретических и экспериментальных значений коэрцитивной силы.

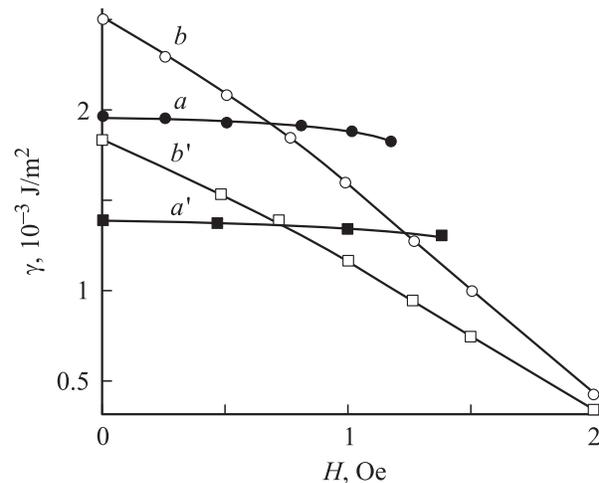
Постепенно процесс намагничивания пленки, связанный со смещением вихря, затормаживается. Дело в том, что дальнейшее увеличение  $M_{xp}$  при увеличении поля могло бы произойти только за счет разворота намагниченности в направлении приложенного поля в приповерхностных центральных участках стенки. Такой разворот  $\mathbf{M}$  хотя и может происходить, но должен приводить к росту энергии магнитостатического поля из-за увеличения на верхней поверхности пленки вблизи центрального участка стенки магнитостатических зарядов. В этой связи важно вспомнить, что сама вихревая структура стенки соответствует наименьшей энергии магнитостатических полей [1,2], и любые изменения такой структуры приводят, как показывают численные эксперименты, к увеличению указанной энергии. Таким образом, конфигурация стенки, возникающая из равновесной начальной в результате приложения поля, в силу ее топологии оказывается блокированной для дальнейшего развития в сторону увеличения суммарной намагниченности вдоль  $x$ . Единственным выходом из положения будет перестройка всей структуры стенки к такому новому состоянию, при котором будет возможно дальнейшее намагничивание пленки вдоль  $x$ , в

частности, и за счет изменения направления суммарной намагниченности стенки. Однако сама перестройка произойдет после того, как исходная стеночная конфигурация станет абсолютно неустойчивой. Проведенные численные эксперименты показывают, что новым состоянием будет распределение намагниченности в стенке, представленное на рис. 1, *c*. Такое состояние внешне сходно с асимметричной неелевской стенкой [2], однако в отличие от нее не является 180-градусным распределением намагниченности. Оно устойчиво только в присутствии поля  $H$  некоторой величины. При выключении поля структура этой стенки не возвращается к структуре асимметричной (одновихревой) блоховской стенки. Вместо этого она плавно переходит в асимметричную структуру, обладающую двумя ярко выраженными вихрями (см. рис. 1, *d*). Будем называть ее асимметричной двухвихревой неелевской стенкой. Налицо присутствие гистерезиса при перемагничивании пленки в перпендикулярном ОЛН направлении. Ясно, что структура асимметричной неелевской стенки (рис. 1, *c*) такова, что допускает намагничивание пленки до насыщения, которое должно возникать в поле, равном полю анизотропии  $H_a$ . Из сказанного выше ясно также, что поле  $H_{\perp}$ , при котором происходит перестройка, меньше поля анизотропии.

Теперь заметим, что при отсутствии поля  $H$  минимизация функционала приводит к двум минимумам. Один соответствует асимметричной блоховской стенке (структура на рис. 1, *a*), другой — асимметричной двухвихревой неелевской (структура на рис. 1, *d*). При  $H = 0$  стенка на рис. 1, *a* является стабильной, а на рис. 1, *d* — метастабильной. В присутствии магнитного поля ситуация меняется, и в полях, больших некоторого поля  $H_t$ , асимметричная блоховская стенка оказывается метастабильной. Стабильной становится асимметричная неелевская стенка (конфигурация на рис. 1, *c*). Сказанное иллюстрирует рис. 2, на котором приведены энергии асимметричных блоховских (кривые  $a$  и  $a'$ ) и асимметричных неелевских ( $b$  и  $b'$ ) стеночных конфигураций в зависимости от поля  $H$ . Данные приведены для двух толщин пленок. Видно, что в каждом случае имеется свое поле  $H_t$ . Численные эксперименты показывают, что переход из одного состояния в другое из-за существования барьера между ними, связанного с магнитостатической энергией, происходит лишь в полях  $H_{\perp} > H_t$ . Концы кривых  $a$  и  $a'$  на рис. 2 соответствуют абсолютной неустойчивости одновихревых стенок.

Из рисунка видно также, что энергия асимметричных блоховских стенок слабо зависит от внешнего магнитного поля, в то время как энергия асимметричных двухвихревых неелевских стенок изменяется довольно быстро.

Такое различие можно пояснить следующим образом. Прежде всего заметим, что абсолютное значение проекции намагничивания на направление поля является наибольшей в приповерхностных областях центральной части стенки. При этом в центральных областях асимметричных неелевских стенок на обеих поверхностях



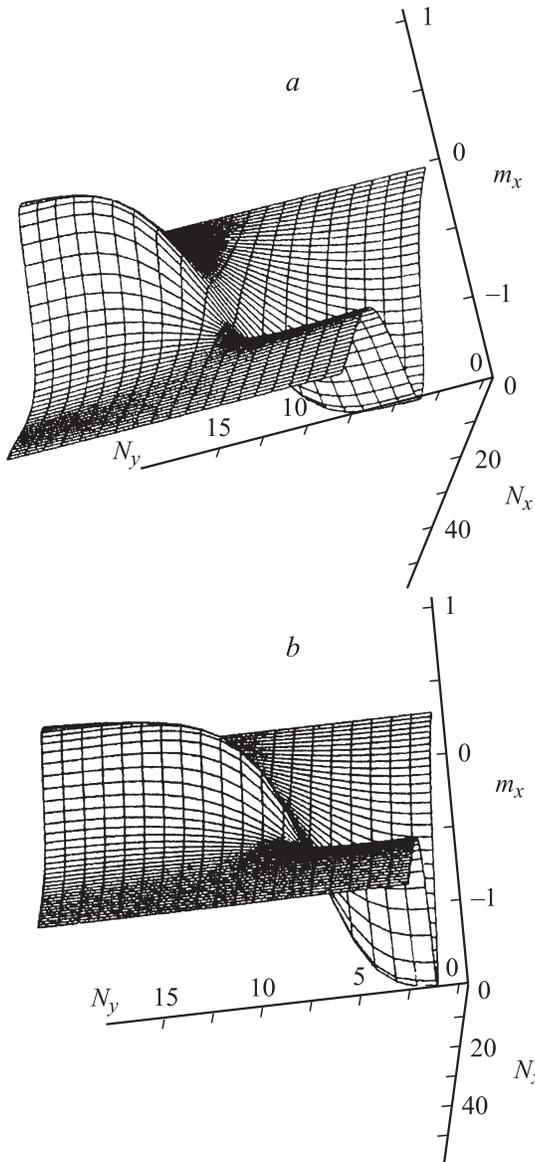
**Рис. 2.** Зависимость энергий асимметричной блоховской ( $a, a'$ ) и асимметричной двухвихревой неелевской ( $b, b'$ ) стенок от напряженности внешнего поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания, для пленок с базовыми параметрами двух разных значений толщины: 100 ( $a, b$ ) и 150 nm ( $a', b'$ ).

пленки намагниченность ориентирована наиболее выгодным образом к направлению внешнего магнитного поля (см. рис. 1, *c, d*) и способна сравнительно легко вследствие малости анизотропии поворачиваться к направлению  $\mathbf{H}$  при его росте. Последнее способствует повороту  $\mathbf{M}$  к направлению поля и в середине центральной части стенки, а также к постепенному исчезновению вихрей. Это не только значительно понижает энергию намагниченности во внешнем поле, но приводит также к уменьшению обменной энергии, связанной с существованием вихрей. Ничего подобного не происходит в случае асимметричной блоховской стенки. Здесь, как видно из рис. 1, *a*, в одном из приповерхностных центральных участков стенки  $\mathbf{M}$  ориентирована невыгодным образом по отношению к полю, и ее разворот, как отмечалось выше, сильно затруднен.

В полях выше  $H_t$  вплоть до начала перестройки происходят лишь малые изменения распределения намагниченности в стенке, связанные с указанным выше разворотом  $\mathbf{M}$  вблизи поверхности пленки. Поверхности распределения всех трех компонент намагниченности (зависимость  $\mathbf{M}(x, t)$ ) практически остаются застывшими. Сильные изменения происходят лишь на стадии смещения вихря.

В качестве примера на рис. 3 приведены поверхности  $x$ -компоненты намагниченности ( $M_x(x, y)$ ). Видно, что в начальный момент ( $H = 0$ ) две части этой поверхности оказываются симметричными относительно плоскости  $y = 0$  ( $N_y = 7.5$ ) (рис. 3, *a*). При включении поля указанная симметрия нарушается, и постепенно поверхность  $M_x(x, y)$  приобретает форму, представленную на рис. 3, *b*, которая остается неизменной вплоть до поля  $H_{\perp}$ .

Далее были проведены численные эксперименты для выявления зависимости критического поля от толщины

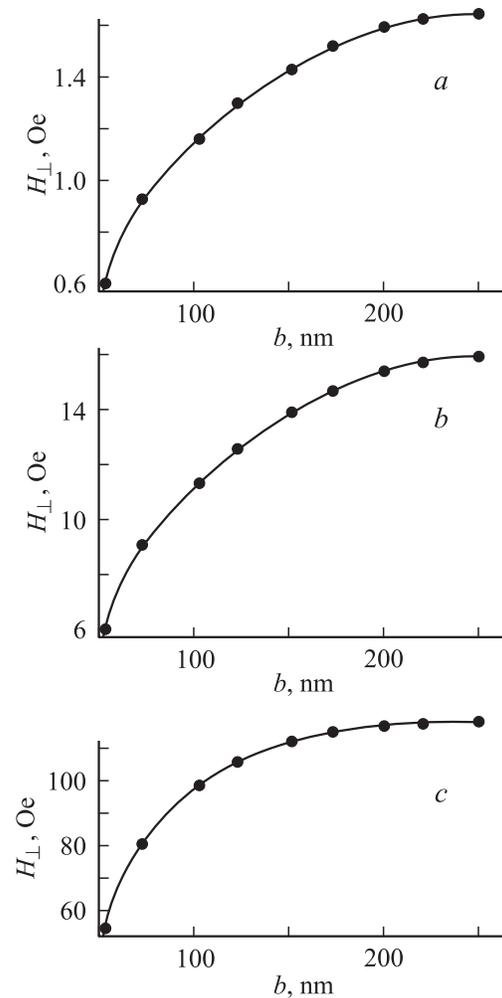


**Рис. 3.** Зависимость  $m_x$ -компонент намагниченности от номеров ячеек  $N_x$  и  $N_y$  (фактически — от координат  $x$ ,  $y$ ) для пленок толщиной  $b = 50$  nm с базовыми параметрами и разными значениями полей  $H: 0$  (a) и  $5.5$  Oe (b).

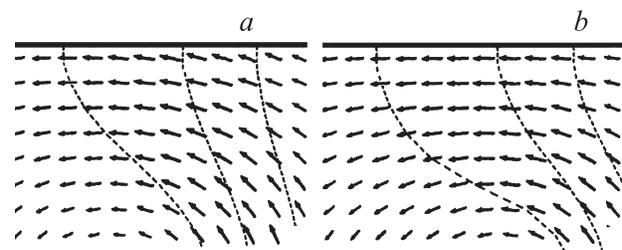
пленки. В качестве примера на рис. 4 представлены полученные данные для трех различных значений константы анизотропии. Во всех случаях поле перестройки структуры стенки растет с ростом толщины пленки. Видно также, что соответствующая зависимость  $H_{\perp}$  от  $b$  является нелинейной. Имеется тенденция к замедлению роста  $H_{\perp}$ . Для объяснения такого поведения  $H_{\perp}$  на рис. 5 приведены фрагменты распределения намагниченности в центральных частях стенки у верхних поверхностей пленок двух разных значений толщин. Можно заметить, что чем толще пленка, тем меньше выход намагниченности из ее плоскости, и следовательно, тем больше должен быть разворот намагниченности, необходимый для перестройки стенки. Это и ведет к

увеличению  $H_{\perp}$  от  $b$ . Ясно также, что этот процесс с увеличением  $b$  должен постепенно замедляться из-за ориентации намагниченностей, все более близкой к поверхности пленки.

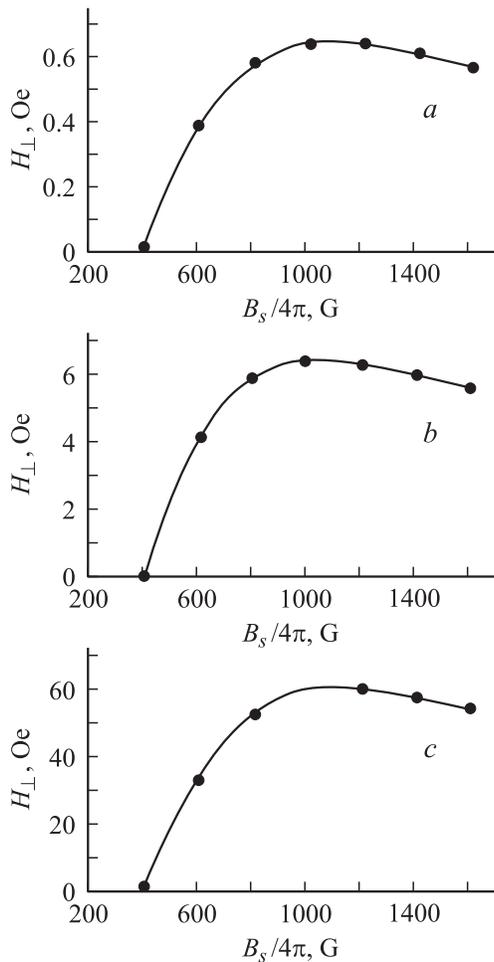
Сравнение рис. 4a–c показывает также, что критические поля тем больше, чем больше поле анизотропии,



**Рис. 4.** Зависимость поля перестройки структуры стенки от толщины пленки для разных значений константы анизотропии  $K$  ( $J/m^3$ ):  $10^2$  (a),  $10^3$  (b),  $10^4$  (c). Остальные параметры пленки соответствуют базовым.



**Рис. 5.** Фрагменты распределения намагниченности в центральных частях стенок у верхних поверхностей пленок двух значений толщины:  $50$  (a) и  $150$  nm (b). Параметры пленок базовые.



**Рис. 6.** Зависимость критического поля перестройки стенок в зависимости от индукции насыщения для  $n$  пленок с разной константой анизотропии  $K$  ( $\text{J/m}^3$ ):  $10^2$  (a),  $10^3$  (b),  $10^4$  (c). Остальные параметры пленки соответствуют базовым.

что, вообще говоря, понятно, так как при приложении  $H$  намагничивание пленки до насыщения может происходить именно в полях, равных полю анизотропии.

На рис. 6 приведены зависимости поля перестройки от индукции насыщения пленки при разных полях анизотропии. Полученные зависимости оказываются немонотонными. Сначала при увеличении индукции насыщения критическое поле растет, а затем начинает уменьшаться. Такое необычное, на первый взгляд, поведение  $H_{\perp}$  можно пояснить, если вспомнить, что, для того чтобы произошла перестройка структуры стенки, намагниченность на верхней поверхности пленки должна развернуться в противоположном направлении. Этому препятствует барьер, связанный с появлением на поверхности дополнительных магнитоэлектрических полюсов, связанных с указанным разворотом. Так что при увеличении индукции насыщения поле перестройки должно расти. Однако имеется другая тенденция, связанная с тем, что при увеличении индукции насыщения падает поле насыщения, равное полю анизотропии  $H = 8\pi K/B_s$ . Это

должно приводить к тому, что процесс намагничивания пленки, связанный с движением вихря к ее верхней поверхности, становится недостаточным во все меньших магнитных полях. Накладываясь, две эти тенденции приводят к немонотонной зависимости поля перестройки от индукции насыщения пленки.

Вернемся к вопросу о гистерезисе при намагничивании и перемагничивании пленок в поперечных ОЛН полях. В рассматриваемых магнитно-одноосных пленках, как показано выше, такой гистерезис естественным образом связан с особой структурой доменной стенки и необратимой перестройкой этой структуры при намагничивании пленки.

Хотя сам процесс перемагничивания частично идет путем вращения вектора намагниченности в доменах, тем не менее из-за наличия доменной стенки и подвижных вихрей в ней значение коэрцитивной силы  $H_0$  может быть, в частности, равным нулю. Последнее качественно согласуется с экспериментальными данными на массивных магнитно-одноосных образцах кобальта [16]. В [16] также было дано объяснение значений  $H_0$  на основе учета доменных стенок. Заметим, однако, что в нашем случае возможна более интересная ситуация, заключающаяся в том, что  $H_0$  может принимать и отличные от нуля конечные значения. Это связано с возможными задержками смещения вихрей намагниченности на неоднородностях пленки. К сожалению, в рамках приведенного расчета дать количественные оценки таких  $H_0$  невозможно.

При объяснении поведения энергий стенок в зависимости от величины  $H$ , а также поля перестройки  $H_{\perp}$  от толщины пленки и индукции насыщения нами рассматривалась лишь одна ситуация, когда намагниченность в центральной части стенки ориентирована под острым углом к внешнему магнитному полю. Такая геометрия выбиралась по той причине, что исследованный процесс намагничивания связан с переходом от структуры типа рис. 1, a к структуре типа рис. 1, c именно с таким направлением намагниченности по отношению к полю  $H$ . Если исходя из этого состояния выключить поле и затем включить его в противоположном направлении, то возникнет ситуация, когда  $\mathbf{M}$  в центральной части асимметричной двухвихревой неелевской стенки будет направлено под тупым углом к  $\mathbf{H}$ . Это приведет к новым типам перестройки структуры стенки и, следовательно, к новым особенностям гистерезиса в поперечном к ОЛН поле.

## Выводы

В работе показано, что процесс намагничивания магнитно-одноосной пленки в поле, перпендикулярном ОЛН, лежащей в плоскости пленки, происходит не только за счет вращения векторов намагниченности в доменах, но и путем необратимой перестройки структуры асимметричной блоховской стенки.

Впервые установлена зависимость полей перестройки  $H_{\perp}$  асимметричной блоховской стенки в асимметричную неелевскую от толщины пленки и индукции насыщения. При этом показано, что зависимость  $H_{\perp}$  от толщины пленки и индукции насыщения имеет соответственно нелинейный и немонотонный характер.

Установлено, что в магнитном поле, перпендикулярном ОЛН, асимметричная неелевская стенка может быть не метастабильной, как при отсутствии поля, а стабильной.

Полученные особенности статических свойств доменных стенок в тонких магнитных пленках и лентах могут оказывать влияние на магнитные свойства этих объектов при условии, что они представляют собой достаточно однородные магнитомягкие материалы, например такие, как аморфные ленты, прошедшие специальную термоманнитную обработку в переменных магнитных полях (см., например, [17]).

Наибольшее влияние указанных особенностей следует ожидать на нелинейное динамическое поведение стенок.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 06-02-17082.

## Список литературы

- [1] *La Bonte A.E.* // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 6. P. 2450.
- [2] *Hubert A.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1960. Vol. 32. N 2. P. 519.
- [3] *Tsukahara S., Kavakatsu H.* // J. Phys. Soc. Jap. 1972. Vol. 32. N 6. P. 1493.
- [4] *Korzunin L.G., Filippov B.N., Kassan-Ogly F.A., Chaikovskiy I.A.* // JMMM. 2006. Vol. 298. P.1.
- [5] *Chapman J.N., Morrison G.R., Jacobovics J.P.* et al. // JMMM. 1985. Vol. 49. P. 277.
- [6] *Suzuki T., Suzuki K., Igarashi Y.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1976. Vol. 15. N 4. P. 707.
- [7] *Sheinfein M.R., Unguris J., Celotta R.J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 63. N 6. P. 668.
- [8] *Sheinfein M.R., Unguris J., Blue J. L.* et al. // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. N 4. P. 3395.
- [9] *Yuan S.W., Bertram H.N.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44. N 22. P. 12 395.
- [10] *Filippov B.N., Korzunin L.G., Kassan-Ogly F.A.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 104 412.
- [11] *Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. Вып. 2. С. 372.
- [12] *Filippov B.N., Korzunin L.G., Kassan-Ogly F.A.* // Sol. St. Comm. 2002. Vol. 121. P. 55.
- [13] *Корзунин Л.Г., Филиппов М.Б.* // ФММ. 1998. Т. 85. № 5. С. 30.
- [14] *Корзунин Л.Г., Филиппов Б.Н.* // ФММ. 2007. Т. 104. № 2. С. 1.
- [15] *Aharoni A.* // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 2. P. 861.
- [16] *Шур Я.С., Кандаурова Г.С., Оноприенко Л.Г.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 442.
- [17] *Носкова Н.И., Шулика В.В., Потанов А.П.* // ФММ. 2006. Т. 102. № 5. С. 1.