

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 γ_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 240×60). В качестве базовых были взяты следующие параметры: $A = 10^{-11}$ J/m, $K = 10^2$ J/m³, $M_s = 800$ 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 γ_D , которые будем обозначать γ .

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

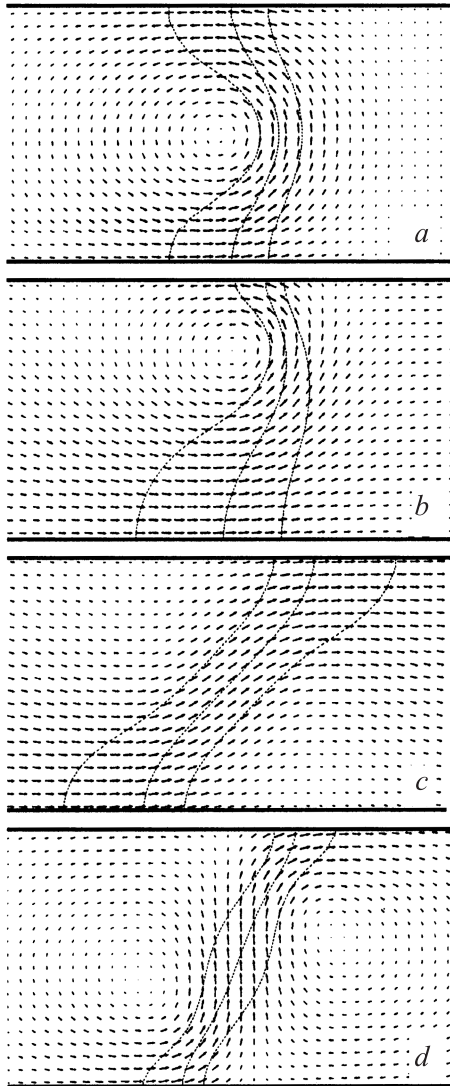


Рис. 1. Внутривихревые распределения намагниченности в магнитно-одноосных пленках с базовыми параметрами ($A = 10^{-11}$ J/m, $K = 10^2$ J/m², $M_s = 800$ G) и толщиной 100 nm в зависимости от напряжения внешнего магнитного поля H , приложенного перпендикулярно оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости 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

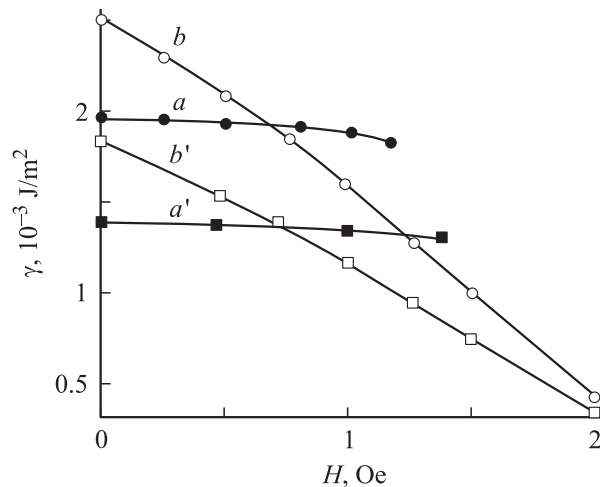


Рис. 2. Зависимость энергий асимметричной блоховской (a, a') и асимметричной двухвихревой неелевской (b, b') стенок от напряженности внешнего поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания, для пленок с базовыми параметрами двух разных значений толщины: 100 (a, b) и 150 nm (a', b').

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

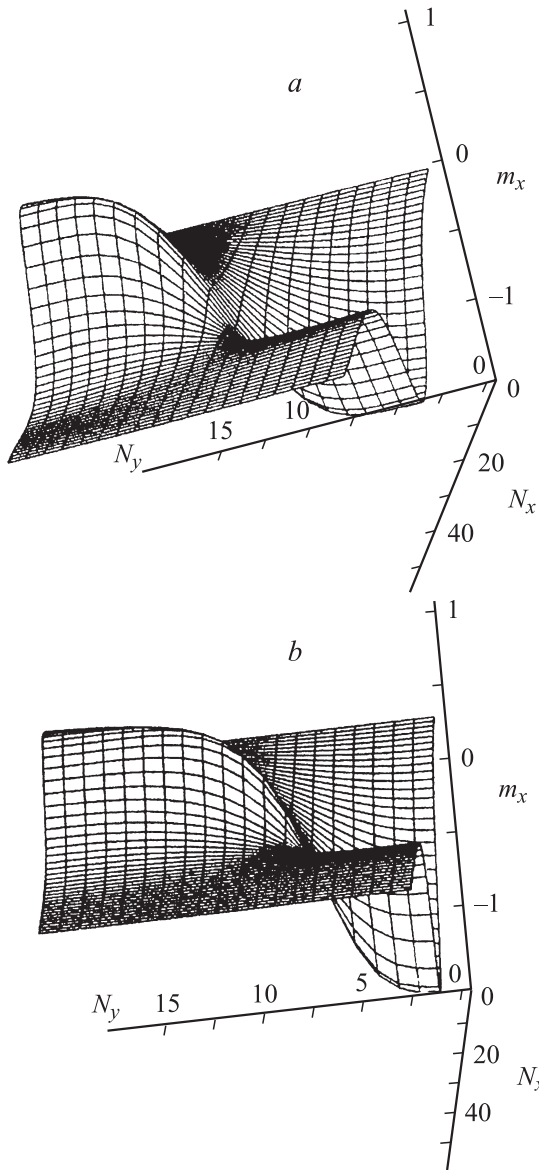


Рис. 3. Зависимость m_x -компонент намагниченности от номеров ячеек N_x и N_y (фактически — от координат x , y) для пленок толщиной $b = 50$ nm с базовыми параметрами и разными значениями полей $H: 0$ (a) и 5.5 Oe (b).

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,

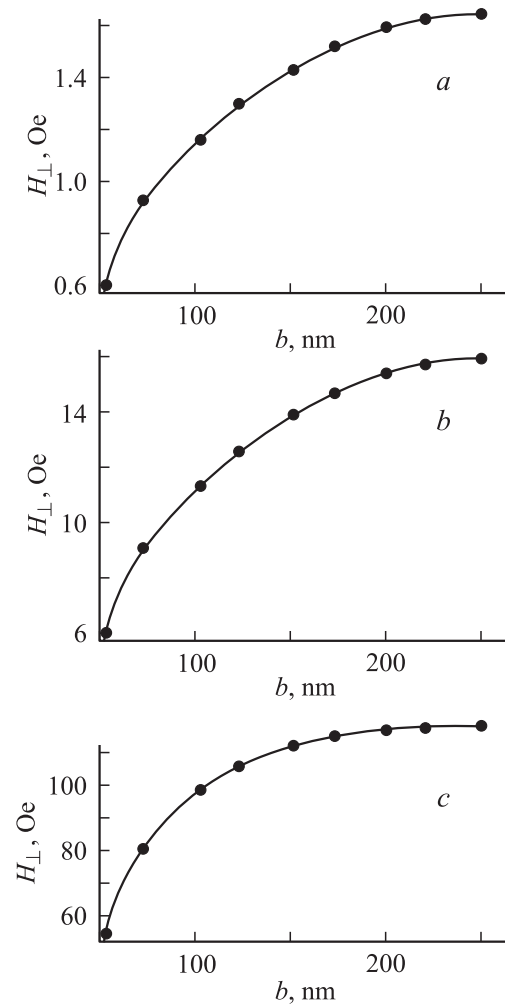


Рис. 4. Зависимость поля перестройки структуры стенки от толщины пленки для разных значений константы анизотропии K (J/m^3): 10^2 (a), 10^3 (b), 10^4 (c). Остальные параметры пленки соответствуют базовым.

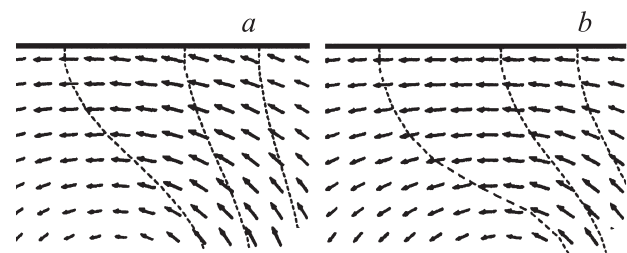


Рис. 5. Фрагменты распределения намагниченности в центральных частях стенок у верхних поверхностей пленок двух значений толщины: 50 (a) и 150 nm (b). Параметры пленок базовые.

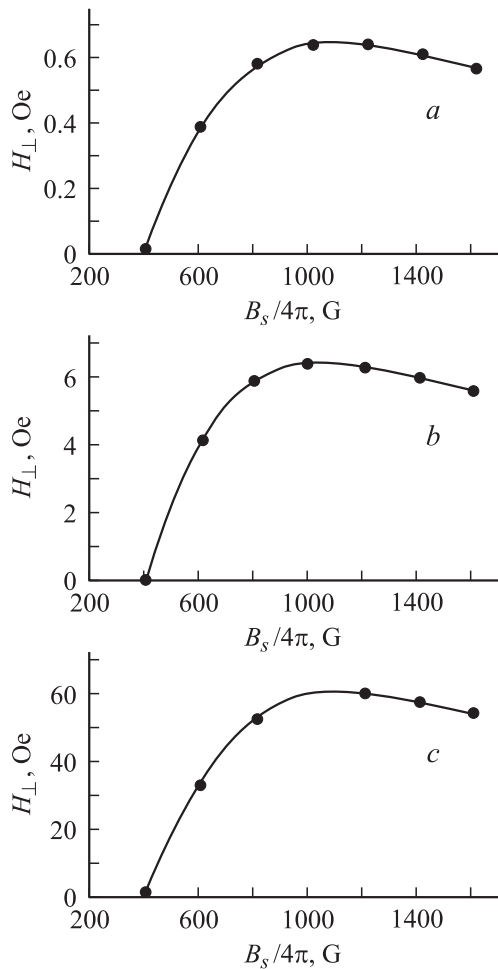


Рис. 6. Зависимость критического поля перестройки стенок в зависимости от индукции насыщения для n пленок с разной константой анизотропии K (J/m^3): 10^2 (a), 10^3 (b), 10^4 (c). Остальные параметры пленки соответствуют базовым.

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 термоманитную 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.