

01;05

ДВУХМЕРНАЯ ТОНКАЯ СТРУКТУРА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин

Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
(Поступило в Редакцию 6 декабря 1994 г.)

На основе сеточного метода численной минимизации функционала, включающего неоднородную обменную энергию, а также энергию анизотропии и магнитостатического поля, исследована внутренняя структура распределения намагниченности в доменных стенках ферромагнитных многослойных пленок, слои которых обладают плоскостной анизотропией. Установлено, что в отличие от однослойных пленок в многослойных пленках с пониженными значениями обменных параметров в поверхностных слоях стабильными могут быть не одно-, а двухвихревые асимметричные доменные границы. Найдены критические значения отношения обменных параметров слоев в зависимости от отношения толщин слоев, которые отделяют области существования стабильных одно- и двухвихревых асимметричных стенок. Установлены тонкие особенности структуры доменных границ в многослойных пленках, отличные от структуры тех же границ в однослойных пленках.

Введение

Магнитная структура ферромагнетиков представляет собой фундаментальное свойство, определяющее многие физические явления, наблюдающиеся в этих веществах. В реальных образцах конечных размеров тонкая магнитная структура может быть очень сложной, что связано с большим многообразием взаимодействий между элементарными магнитными моментами. Однако поскольку интенсивность и радиусы этих взаимодействий различны, то магнитную структуру можно изучать на нескольких уровнях. Прежде всего это атомный уровень, где главную роль играет обменное взаимодействие, приводящее к упорядочению элементарных магнитных моментов. Существование такого упорядочения позволяет ввести макроскопический вектор намагниченности. На следующем, микромагнитном, уровне на основе континуальной модели исследуется пространственное распределение $M(\mathbf{r})$ во всех точках узкой области пространства (доменной границы) шириной δ , отделяющей области с практически постоянными значениями M (домены). На распределение $M(\mathbf{r})$ в доменных границах (ДГ)

существенное влияние оказывают неоднородная часть обменного взаимодействия, а также анизотропное и магнитостатическое взаимодействия. На третьем (доменном) уровне рассматривается лишь совокупность однородно намагниченных макроскопических областей с размерами $\Delta \gg \delta$.

Специфика магнитных структур, возникающих на каждом из этих уровней, обуславливают свои особенности явлений в ферромагнетиках. Так, важнейшие закономерности гистерезиса, электромагнитных потерь, магнитострикции и других практически важных явлений обусловлены существованием доменной структуры. В то же время основные статические и динамические свойства доменных структур определяются статическими и динамическими свойствами доменных границ. Это объясняет тот неослабевающий интерес к исследованиям тонкой структуры ДГ, который наблюдается в течение последних десятилетий.

Поскольку проблема исследования тонкой структуры ДГ упирается в решение сложной системы нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка с учетом краевых условий, то полного решения данной проблемы до настоящего времени не существует. Это относится даже к такой простейшей ситуации, которая соответствует ферромагнитным образцам в виде пластин и тонких магнитных пленок.

Поворотным пунктом в исследованиях тонкой структуры ДГ в магнитных пленках является выход за рамки использования одномерных моделей распределения $M(\mathbf{r})$ [1-7]. В результате были предсказаны доменные границы нового типа — асимметричные вихревые границы [1,2], а также ДГ, содержащие блоховские линии и точки [8]. Однако до сих пор все модели, учитывающие двух- и даже трехмерный характер распределения намагниченности в ДГ, были использованы для изучения свойств однослойных магнитных пленок. Между тем в настоящее время существенный научный интерес приобрели исследования различных физических свойств многослойных пленок. Многослойность обуславливает появление новых физических явлений, таких, например, как гигантское магнитосопротивление [9], большие магнитные моменты, приходящиеся на один атом [10], малые по сравнению с однослойными пленками поля перемагничивания [11] и др. Есть основания полагать, что она существенно скажется и на тонких особенностях структуры ДГ, а также на условиях их существования.

Всплеск интереса к исследованию ДГ в тонких магнитных пленках, наблюдаемый в последние десятилетия, был обусловлен также перспективностью их использования в качестве сред со сверхвысокой плотностью записи информации для ряда функциональных узлов (головки и датчики считывания информации) устройств магнитной памяти. Во многих случаях перспективными оказываются неоднородные вдоль нормали к поверхности, в частности многослойные, магнитные пленки.

До настоящего времени исследовались лишь одномерные ДГ, параллельные поверхностям слоев многослойных пленок с плоскостной анизотропией (см., например, [11]). Лишь недавно появились работы [12,13], в которых приведены исследования двумерной структуры ДГ в многослойных пленках. При этом в [12] показано, что взаимодействие между двумя магнитными слоями с плоскостной анизотропией, разде-

ленными воздушной прослойкой, может приводить к образованию единой для этих слоев вихреобразной доменной стенки. В [13] исследовано появление в двухслойной пленке 360-градусной ДГ.

Предлагаемая работа посвящена изучению статических особенностей двумерной структуры ДГ в трехслойных магнитных пленках с плоскостной анизотропией. В ней приведены данные численных экспериментов, позволяющих выявить влияние отношения толщин приповерхностных и внутреннего слоев, обладающих разными магнитными параметрами, на изменение тонкой структуры асимметричных одно- и двухвихревых ДГ.

Будут приведены условия, при которых в отсутствие внешнего магнитного поля \mathbf{H} асимметричные двухвихревые ДГ обладают меньшей энергией, чем одновихревые. Данный результат прямо противоположен результату, полученному ранее при $\mathbf{H} = 0$ для однослойных пленок [2].

Постановка задачи

Пусть имеется параллельная безграничная в плоскости xz магнитная пленка, магнитные параметры которой (A — константа обмена, K_v — константа одноосной магнитной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения) являются функциями координаты y . Предполагается, что ось y перпендикулярна поверхности пленки, а ось легкого намагничивания (ОЛН) при любых значениях y параллельна поверхности пленки и ориентирована вдоль z . В частном случае ступенчатого изменения магнитных параметров вдоль нормали к поверхности пленка может рассматриваться как слоистая, состоящая из слоев с различными постоянными A , K_v , M_s внутри каждого слоя.

Задача состоит в отыскании пространственного распределения вектора намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_s \mathbf{v}$ (\mathbf{v} — единичный вектор вдоль \mathbf{M}) в переходной области V между соседними доменами с постоянными вдоль плоскости xz векторами намагниченности \mathbf{M} , ориентированными вдоль двух противоположных направлений ОЛН. Это распределение $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ в области V образует доменную границу. Область V является безграничной вдоль оси z и имеет конечные размеры a и b (b совпадает с толщиной пленки) вдоль осей x и y соответственно (рис. 1). Таким

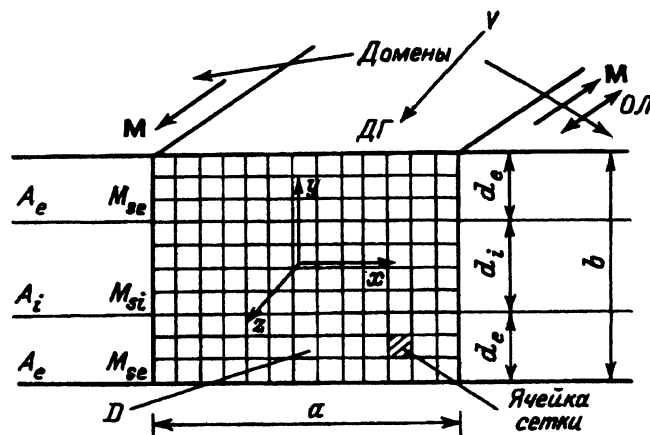


Рис. 1. Геометрия задачи, схема расчетной области D и используемой в расчетах сетки.

образом, область D , представляющая собой сечение V плоскостью xy , выбирается в виде прямоугольника $-a/2 \leq x \leq a/2$, $-b/2 \leq y \leq b/2$.

Известно, что в ситуации, когда отсутствует внешнее магнитное поле и вещество имеет слабую магнитострикцию, на характер распределения намагниченности в ДГ существенное влияние оказывает неоднородная часть обменного взаимодействия, а также диполь-дипольное и магнитно-анизотропное взаимодействия. В общем случае такое распределение может быть трехмерным. Однако, ради простоты сообразуясь с геометрией задачи, мы рассмотрим лишь тот класс доменных границ, для которых $\mathbf{v} = \mathbf{v}(x, y)$. Это так называемая двухмерная модель ДГ, впервые предложенная в работах [1,2]. В рамках такой двухмерной модели функционал энергии ДГ γ_D может быть представлен в виде

$$\gamma_D = \iint_D \left\{ A(y) \left[\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y} \right)^2 \right] - K_v(y)(\mathbf{v}\mathbf{c}) - \frac{1}{2} M_s(y) \mathbf{v} \mathbf{H}^{(m)} \right\} dx dy, \quad (1)$$

где \mathbf{c} — единичный вектор в одном из направлений вдоль ОЛН.

Магнитостатическое поле может быть представлено в виде

$$\mathbf{H}^{(m)}(\mathbf{r}) = -\nabla \int_V M_s(y) v_i \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) d\mathbf{r}'. \quad (2)$$

Слагаемые, стоящие в фигурных скобках, представляют собой соответственно плотность неоднородной части обменной энергии, плотность анизотропной и магнитостатической энергии.

Структура ДГ может быть определена путем минимизации функционала $\gamma_D[\mathbf{v}]$ при условии $M^2 = M_s^2$. При этом на обеих поверхностях пластины необходимо учесть граничные условия

$$\left[\mathbf{v}, \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial n} \right] = 0, \quad (3)$$

где \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности пленки.

Кроме того, в силу сказанного выше на границах $x = \pm a/2$ области D мы должны положить

$$v_z \Big|_{x=\pm a/2} = \pm 1, \quad v_{x,y} \Big|_{x=\pm a/2} = 0. \quad (4)$$

Ясно, что выбор конечного значения a должен приводить к неточностям в определении $\mathbf{v}(\mathbf{r})$. Поэтому a подбирается так, чтобы при имеющихся возможностях расчета сделать ошибку возможно меньшей. Опыт численных экспериментов показывает, что значения a/b можно выбирать в пределах $2 \leq a/b \leq 4$.

Из (1)–(4) видно, что выполнить минимизацию функционала γ_D аналитически не представляется возможным, поскольку она упирается в конечном итоге в решение системы нелинейных интегродифференциальных уравнений второго порядка. В связи с этим мы проводим минимизацию (1), используя численные методы. Нами используется метод сеток, в соответствии с которым область D разбивается на большое

число квадратных ячеек (рис. 1), в каждой из которых v имеет заранее неизвестное, но заведомо фиксированное направление. С учетом этого разбиения далее производится дискретизация всего функционала. Поиск поля направлений намагниченности v производится на двумерной прямоугольной сетке, в каждой из ячеек которой выполняется условие $v^2 = 1$.

В основных математических аспектах минимизация функционала γ_D с переменными $A(y)$, $K_v(y)$, $M_s(y)$ аналогична минимизации функционала для однородной однослойной пленки, т. е. при постоянных A , K_v , M_s . Поскольку указанная процедура описана в одной из наших предыдущих работ [14], где были приведены подробные выражения для всех дискретизированных величин, мы в данной работе эти, а также другие детали, например, связанные с критерием окончания счета, опускаем. Отметим лишь, что в слоистой пленке с однородными слоями на границах раздела отдельных слоев с номерами i , $i + 1$ обменное взаимодействие между элементарными магнитными моментами, находящимися в соседних точках, но в различных слоях, описывается величиной $(A_i + A_{i+1})/2$, где A_i , A_{i+1} — параметры обмена в слоях.

Значение γ_D , соответствующее минимуму функционала (1), будем обозначать γ_{\min} . В дальнейшем будем использовать безразмерную величину $\varepsilon = \gamma_{\min}/2A_0$, где $A_0 = 10^{-6}$ эрг/см.

В зависимости от условий выбирались сетки с различным числом ячеек (N_x , N_y). При этом наибольшее число ячеек, использованное нами, было $N_x = 75$, $N_y = 25$. В качестве базисных параметров пленок, для которых получены представленные ниже результаты, приняты $A = 10^{-6}$ эрг/см, $K_v = 10^3$ эрг/см³, $M_s = 800$ Гс. Однако развитая методика применима к любым другим пленкам с плоскостной анизотропией и легко может быть модифицирована для исследования пленок с одноосной перпендикулярной, а также кубической или комбинированной анизотропией.

Результаты численных экспериментов и их обсуждение

Приведенные исследования показывают, что в неоднородных вдоль нормали к поверхности, в частности в многослойных, магнитных пленках существуют как стабильные, так и метастабильные (в зависимости от толщины пленки, толщины слоев и т. д.) ДГ, аналогичные границам в однородных магнитных пленках. К их числу относятся неелевские, асимметричные одновихревые (АО) [1,2], асимметричные двухвихревые (АД) [2] и симметричные двухвихревые (СД) [14]. АО границу называют также блоховской [1,2]. Во избежание путаницы мы будем называть ее, как указано выше, оставив термин “блоховская” за известной одномерной моделью ДГ. В случае СД границ отрезок, соединяющий центры двух вихрей, может ориентироваться как параллельно, так и перпендикулярно поверхности пленки.

В качестве примера на рис. 2 и 3 представлено распределение намагниченности в ДГ двух разных типов: в АО границе (рис. 2) и в АД границе (рис. 3). Эти данные получены для трехслойной пленки, общая толщина которой составляет 0.1 мкм. Средний (внутренний) слой всегда расположен симметрично и для случаев, соответствующих рисункам 2 и 3, имел толщину (размер вдоль y) 0.05 мкм. Каждый из

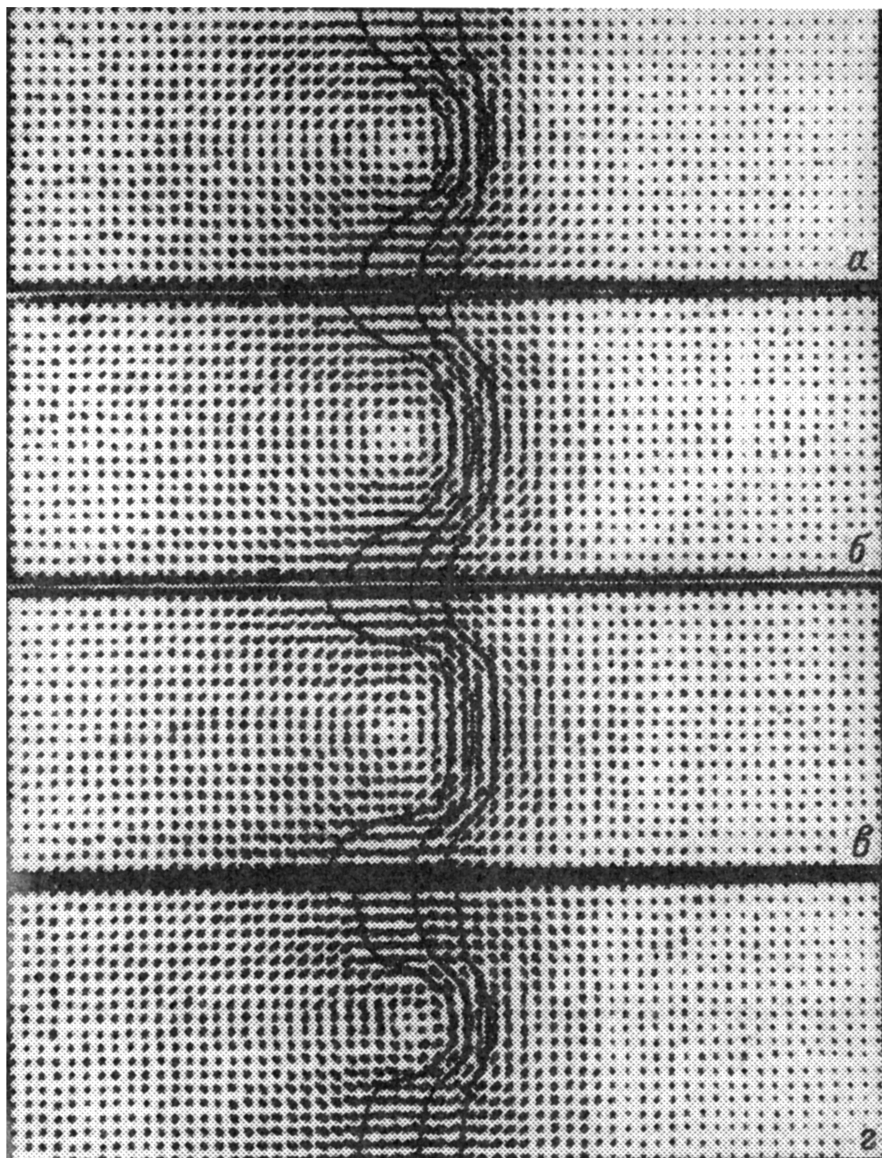


Рис. 2. Рассчитанные распределения намагниченности в асимметричных одновихревых доменных границах в пленках толщиной $b = 0.1 \mu\text{м}$, $M_s = 800 \text{ Гс}$, $K_v = 10^3 \text{ эрг/см}^3$ и слоев толщиной $b_i = 0.05 \mu\text{м}$, $b_e = 0.025 \mu\text{м}$.

Обменные параметры внутреннего слоя: а-в — $A_i = 10^{-6} \text{ эрг/см}$, г — $A_i = 10^{-7} \text{ эрг/см}$; обменные параметры приповерхностных слоев: а — $A_i = 10^{-6} \text{ эрг/см}$, б — $A_i = 5 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}$, в — $A_i = 10^{-7} \text{ эрг/см}$, г — $A_i = 10^{-6} \text{ эрг/см}$. Стрелками показаны векторы намагниченности в соответствующих точках.

поверхностных слоев имел толщину $0.025 \mu\text{м}$. Обменные параметры слоев варьировались и прослеживалось изменение внутренней структуры асимметричных одно- и двухвихревых ДГ. Безразмерные значения энергий ДГ, соответствующих распределениям рис. 2, 3, представлены в таблице.

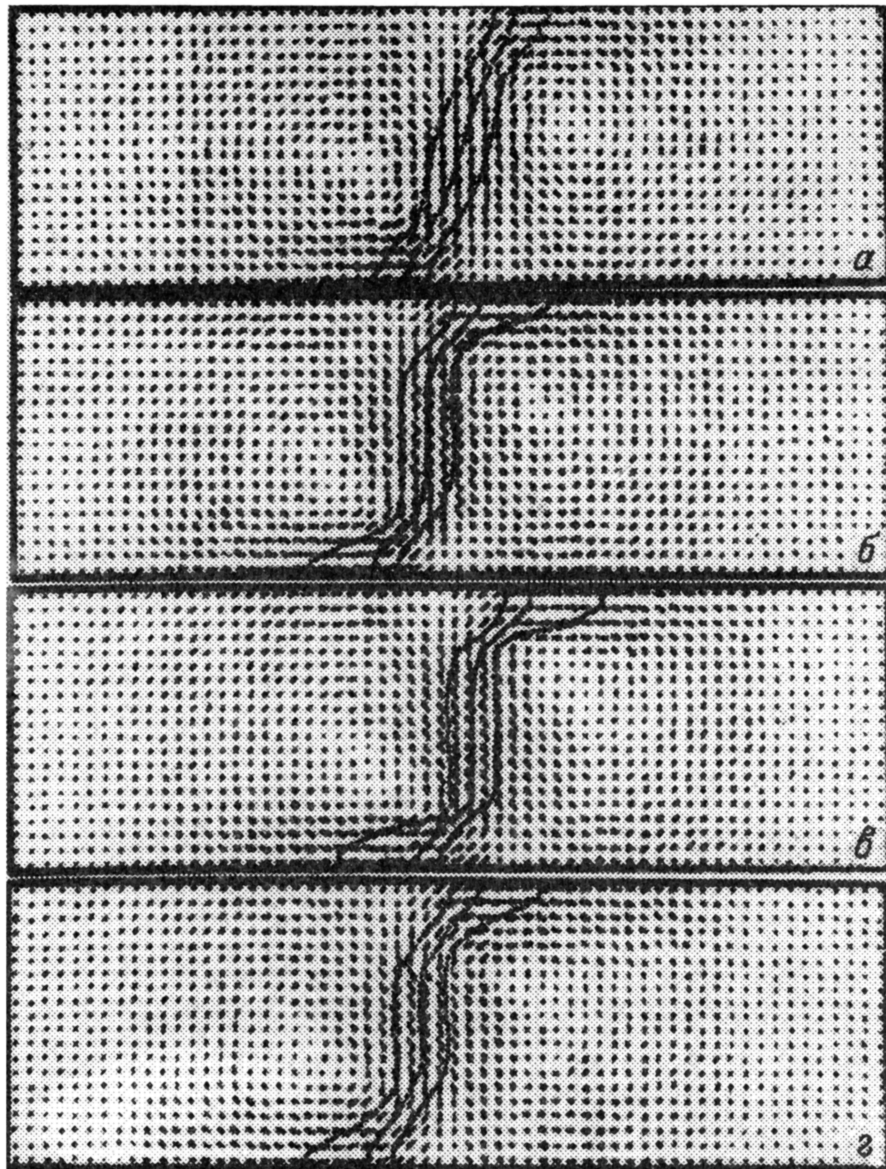


Рис. 3. Рассчитанные распределения намагниченности в асимметричных двух-вихревых доменных границах для пленок с теми же параметрами, что и на рис. 2.

Штриховые линии, приведенные на каждом из рисунков, представляют уровни постоянных значений v_z . При этом центральная линия соответствует $v_z = 0$, т.е. при переходе от домена с $v_z = -1$ к домену $v_z = +1$ компонента намагниченности v_z на этой линии меняет знак. С асимметрией этой линии относительно оси $x = 0$ связано название асимметричных ДГ. Две другие линии уровня, расположенные справа и слева от центральной, соответствуют $v_z = -0.484$ (левая) и $v_z = +0.484$ (правая). Значит, изменение v_z на расстоянии $\delta(y)$ ме-

Значения безразмерных энергий асимметричных одновихревых (ϵ_{AO}) и двухвихревых (ϵ_{AD}) доменных границ для пленок с $M_s = 800$ Гс, $K_v = 10^3$ эрг/см³, $b = 0.1$ мкм, $b_e = 0.025$ мкм, $b_i = 0.05$ мкм

Распределение	$A_i, 10^{-6}$ эрг/см	$A_e, 10^{-6}$ эрг/см	ϵ_{AO}	ϵ_{AD}
<i>a</i>	1	1	9.873	12.640
<i>b</i>	1	0.5	8.279	9.739
<i>в</i>	1	0.1	6.335	5.800
<i>г</i>	0.1	1	6.063	9.507

жду этими линиями при каждом y равно 48.4% полного изменения v_z или, другими словами, изменение угла между v и осью z составляет примерно 67.8% от полного угла разворота v 180-градусной ДГ. Приведенные значения связаны с используемым нами разбиением ДГ на 16 областей, разделенных линиями уровня с равным шагом 1/8 по величине “возмущения” ($v_x^2 + v_y^2$), изменяющейся от 0 до 1 и обратно от 1 до 0 при изменении v_z от -1 до $+1$. Таким образом, k -я линия уровня соответствует значению v_z

$$v_{zk} = \pm \sqrt{1 - (1 - |k|/8)^2}; \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm 8. \quad (5)$$

В простейших ситуациях (близкие к одномерным неелевские и блоховские ДГ) величина $\delta(y)$ может служить мерой толщины доменной границы. Построение линий уровня позволяет понять качественные изменения, происходящие внутри ДГ при изменении отношения $\alpha = A_e/A_i$ (A_e, A_i — обменные параметры приповерхностных и внутреннего слоев соответственно), отношения $\beta = 2b_e/b_i$ и других параметров.

Как следует из рис. 2, *a-в*, при постепенном уменьшении обменного параметра A_e в приповерхностных слоях вихрь асимметричной ДГ приобретает такой вид, что часть ДГ, заключенная между двумя линиями уровня $k = \pm 1$, становится все более плоской. При этом на довольно больших участках y величина $\delta(y)$ оказывается почти постоянной. Только на достаточно близких расстояниях от поверхности пленки область, заключенная между линиями уровня, резко искривляется и расширяется. Напротив, как следует из рис. 2, *a, г*, в случае если обменный параметр в приповерхностных слоях больше, чем в среднем слое, то область, заключенная между линиями уровня $k = \pm 1$, оказывается более искривленной в среднем слое. В приповерхностных слоях $\delta(y)$ в данном случае также слабо зависит от y . Однако как в первом, так и во втором случаях $\delta(y)$ в поверхностных областях оказывается больше, чем в центральной части. Это связано с тем, что в обоих случаях в приповерхностных участках фрагменты ДГ имеют неелевский характер.

Сходные с описанными выше закономерности наблюдаются и в изменении структуры асимметричной двухвихревой ДГ (рис. 2) при уменьшении A_e по сравнению с A_i .

Следует отметить, что векторы намагниченности в некоторой части ДГ вблизи центральной линии уровня направлены не вдоль этой линии, а под углом к ней.

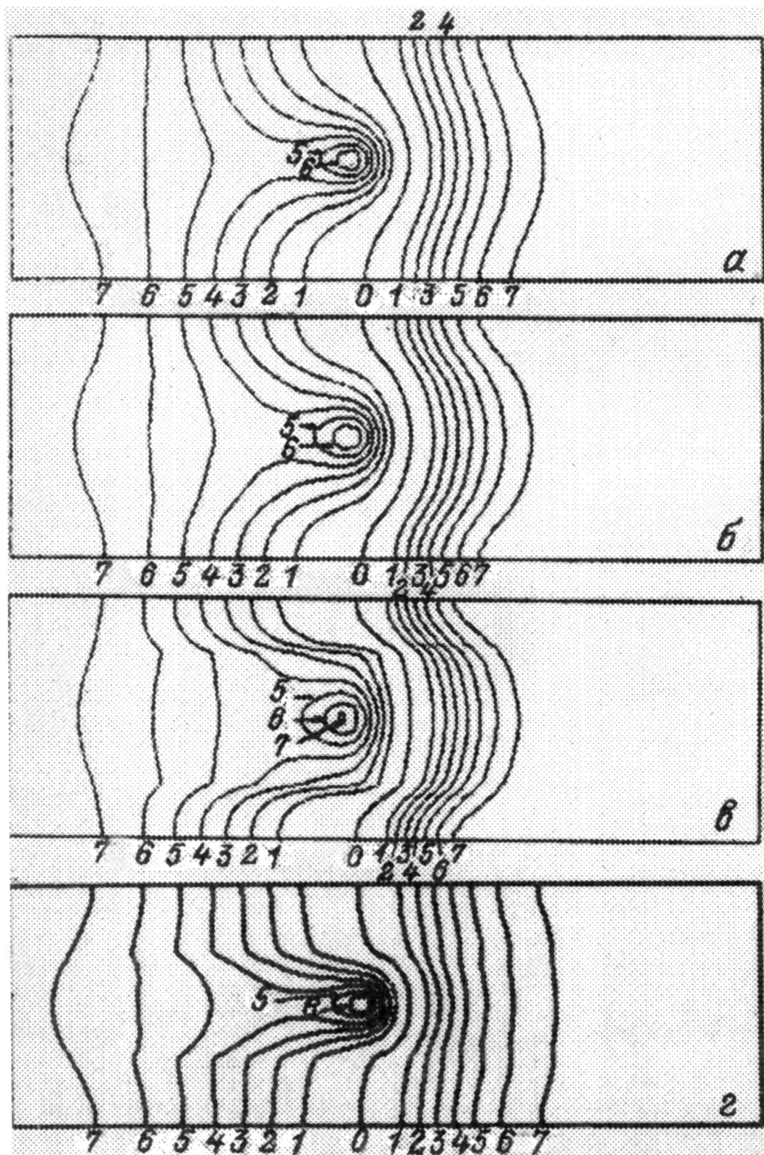


Рис. 4. Линии постоянного уровня v_x для асимметричной одновихревой ДГ. Цифры около уровней соответствуют значениям k , входящим в (5): $v_{x0} = 0$, $v_{x1} = 0.484$, $v_{x2} = 0.661$, $v_{x3} = 0.781$, $v_{x4} = 0.866$, $v_{x5} = 0.927$, $v_{x6} = 0.968$, $v_{x7} = 0.992$, $v_{x8} = 1$. Остальные параметры те же, что и на рис. 2.

На рис. 4 и 5 с помощью линий уровня $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm 8$ представлена дополнительная информация об изменении внутренней структуры ДГ. Из этих рисунков видно, что не только в центральной части ДГ, соответствующих области $\delta(y)$, но и в периферийных областях (на участках между линиями уровня с $|k| > 1$) распределение M меняется с изменением отношения A_e/A_i .

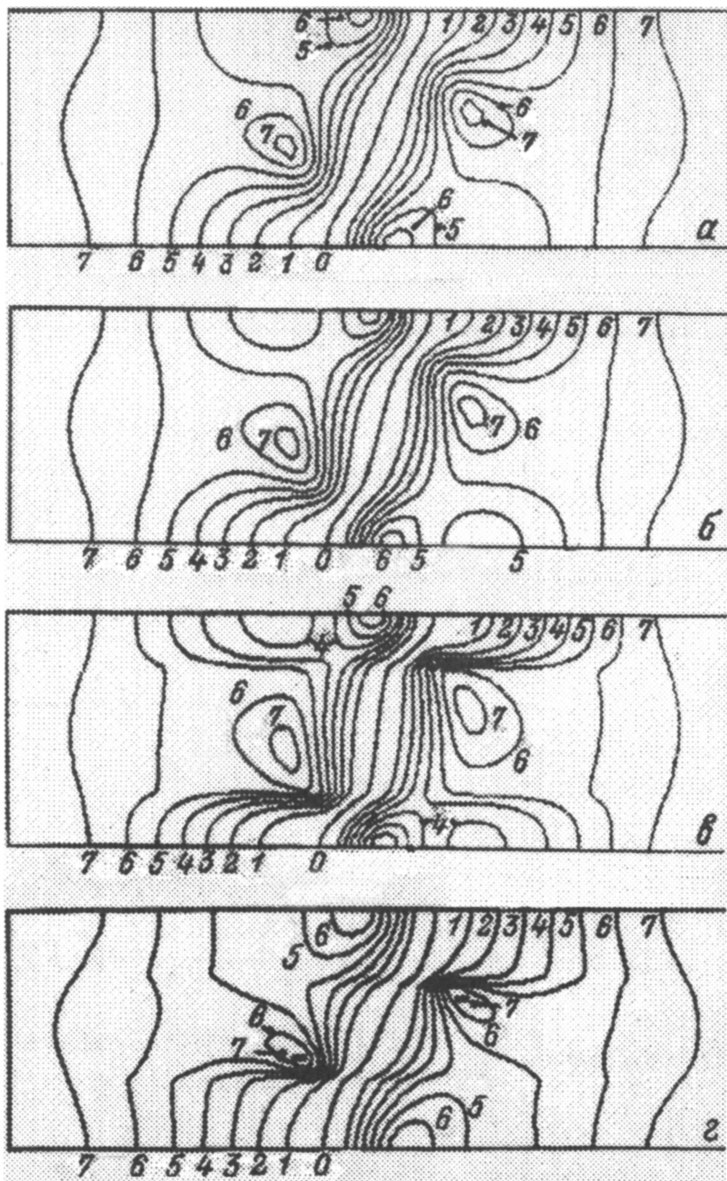


Рис. 5. Линии постоянного уровня v_z для асимметричной двухвихревой ДГ. Все обозначения те же, что на рис. 4, а параметры пленки те же, что на рис. 2.

Если теперь обратиться к энергиям ДГ, то оказывается, что как энергия асимметричной одновихревой, так и энергия асимметричной двухвихревой ДГ падают с уменьшением отношения A_e/A_i . Эти результаты для разных значений толщин слоев трехслойной пленки представлены на рис. 6. На оси абсцисс слева и справа от $\alpha = 1$ значение 10^{-6} эрг/см принимают величины A_i и A_e соответственно. Это означает, что $\max(A_e, A_i) = 10^{-6}$ эрг/см. Из рисунка видно, что при малых толщинах слоев энергия рассматриваемых ДГ падает независимо

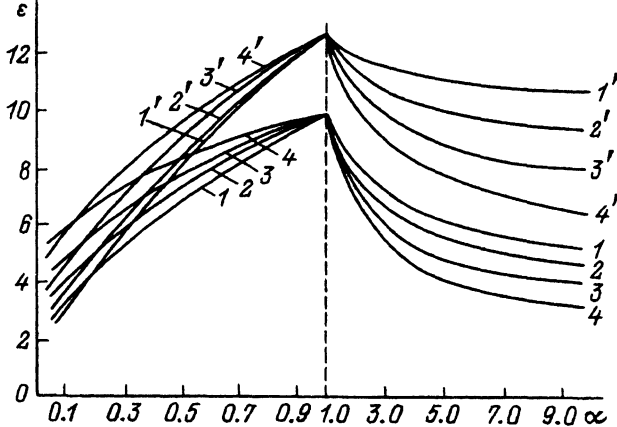


Рис. 6. Зависимость относительных энергий асимметричных доменных границ (1-4 — одновихревых, 1'-4' — двухвихревых) от $\alpha = A_e/A_i$.

$\max(A_e, A_i)$ не превосходит 10^{-6} эрг/см; b_e , мкм (b_i , мкм): 1, 1' — 0.04 (0.02); 2, 2' — 0.035 (0.03); 3, 3' — 0.03 (0.04); 4, 4' — 0.025 (0.05).

от того, какие из слоев, приповерхностные или внутренние, обладают меньшей энергией. Такое падение является естественным, поскольку в среднем обменная энергия всей пленки уменьшается. Более интересным является тот факт, что энергия АД границы с уменьшением α падает быстрее, чем энергия АО границы. Это связано с тем, что центральная часть вихрей, где сосредоточена основная часть обменной энергии двухвихревой ДГ, локализована на границах раздела слоев и, следовательно, частично попадает на участки с пониженным значением обменного параметра. В то же время в одновихревой ДГ центральная часть вихря локализована на участке с большими значениями обменного параметра. Таким образом, при некоторых достаточно малых значениях α обменная, а с ней и полная энергия двухвихревой ДГ может оказаться ниже энергии одновихревой доменной границы. Пересечения соответствующих кривых, отвечающих одним и тем же толщинам слоев, указаны на рисунке точками. Отвечающие этим точкам значения α мы будем называть критическими и обозначать α_c .

Итак, в многослойных пленках с соответствующими значениями α и β стабильными могут быть не одновихревые, а двухвихревые асимметричные ДГ. Заметим, что этот результат коренным образом отличается от соответствующего результата для однородных пленок, в которых при отсутствии внешнего магнитного поля и любых условиях (разные толщины пленок, разные A , M_s , K_v), допускающих существование АО и АД стенок, стабильными являются асимметричные одновихревые ДГ [2]. Что касается двухвихревых ДГ, то они оказываются метастабильными.

Критическое значение α_c , как видно уже из рис. 6, зависит от относительной толщины слоев β . Такая зависимость представлена на рис. 7 и, как видно, она оказывается немонотонной. Естественно, что при $\beta \rightarrow \infty$ (малые толщины среднего слоя) α_c уменьшается, так как пленка становится близкой к однородной, где стабильна АО граница. Аналогичная ситуация имеется и в обратном случае $\beta \rightarrow 0$ (узкие приповерхностные слои). Однако видно, что поведение α_c в двух этих

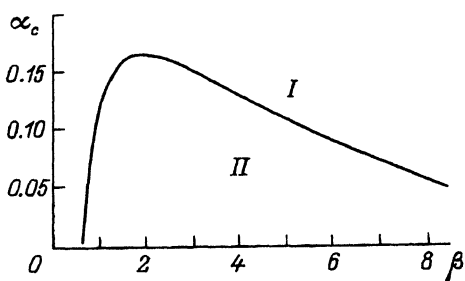


Рис. 7. Зависимость критического значения α_c от отношения $\beta = 2b_e/b_i$. $b = 0.1$ мкм, $M_s = 800$ Гс, $K_u = 10^3$ эрг/см³.

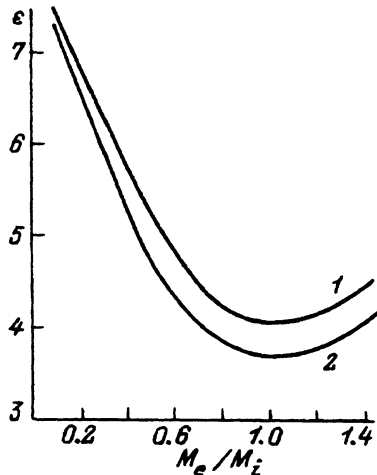


Рис. 8. Зависимость энергии асимметричных одновихревой (1) и двухвихревой (2) доменных границ от отношения $\mu = M_e/M_i$.

$\max(M_e, M_i) = 800$ Гс, $A_i = 10^{-6}$ эрг/см, $A_e = 2 \cdot 10^{-7}$ эрг/см ($\alpha = 0.1$), $b = 0.1$ мкм, $b_e = 0.035$ мкм, $b_i = 0.03$ мкм.

случаях оказывается различным. Дело в том, что вихри АД границы не могут локализоваться в очень узких областях и существенно выходят за их пределы, что увеличивает обменную, а следовательно, и полную энергию. Напротив, при $b_i \rightarrow 0$ вихри АД границ останутся в местах с более низкими значениями A_e , а центры АО границ всегда остаются на местах с повышенными A_i , вклад от которых уменьшается постепенно по мере уменьшения b_i . Приведенная на рисунке кривая отделяет две области. В одной из них (I) стабильны АО, а в другой (II) АД границы. Заметим, что область II существует при отличии параметров слоев примерно на порядок. Материалы с таким отличием параметров A вполне реальны. Так, в пленках ферритовых гранатов с редкоземельными добавками $A \approx 1-3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см [8]. В то же время в железных или пермалловых пленках $A \approx 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см (см., например, [15]).

Следует, однако, иметь в виду, что значения M_s в этих пленках также могут сильно отличаться. В связи с этим мы исследовали структуру и свойства стабильности ДГ в зависимости от отношения $\mu = M_e/M_i$. Типичный результат для зависимости ϵ от μ представлен на рис. 8. Видно, что при изменении μ в довольно широких пределах при $\alpha_c \approx 0.1$ стабильной оказывается АД граница, в то время как АО граница является метастабильной. Данные представлены для толщин слоев $b_i = 0.05$ мкм, $b_e = 0.025$ мкм.

Приведенные исследования свойств стабильности ДГ при изменении отношения констант анизотропии слоев показали, что изменение этого отношения в широких пределах (до двух порядков) не меняет приведенных выше результатов.

Проведенные численные эксперименты по исследованию внутренней структуры двумерных доменных границ в трехслойных магнитных пленках с симметрично расположенными поверхностными слоями позволяет сделать следующие выводы.

1) В многослойных пленках, как и в однородных двухслойных пленках, существуют те же классы доменных границ с двумерным распределением намагниченности: асимметричные одновихревые блоховские ДГ, асимметричные двухвихревые и симметричные двухвихревые ДГ с различным расположением вихрей относительно нормали к поверхности пленки.

2) При некоторых условиях (малые значения обменных параметров в приповерхностных слоях по сравнению с внутренним слоем) в многослойных пленках стабильными являются двухвихревые асимметричные ДГ, а не одновихревые, как в однослойных пленках.

3) Линии уровня $M_z = \text{const}$ для всех этих границ, как правило, имеют сложный характер. Однако центральные части ДГ, заключенные между первыми линиями уровня, на большом протяжении от центра пленки вдоль ее нормали имеют почти плоскопараллельный характер (по крайней мере для случая малых обменных параметров в приповерхностных слоях), но сильно искривляются и расширяются при подходе к поверхности.

4) Векторы намагниченности в центральной части асимметричных двухвихревых границ ориентированы не вдоль линии нулевого уровня, как в однослойных пленках, а под углом к ним.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] *La Bonte A.E.* // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 6. P. 2450–2458.
- [2] *Hubert A.* // Phys. St. Sol. (a). 1969. Vol. 32. N 2. P. 519–534.
- [3] *Tsukahara S., Kavakatsu H.* // J. Phys. Soc. Jap. 1972. Vol. 32. N 1. P. 72–78.
- [4] *Aharoni A.* // Phys. St. Sol. (a). 1973. Vol. 18. N 3. P. 661–667.
- [5] *Антонов Л.И., Осипов С.Г., Ханаев М.М.* // ФММ. 1984. Т. 57. № 5. С. 892–897.
- [6] *Aharoni A., Jakubovich J.P.* // IEEE Trans. Magn. 1990. Vol. 26. N 26. P. 2810–2811.
- [7] *Labrune M., Miltat J.* // IEEE Trans. on Magn. 1990. Vol. 26. N 5. P. 1521–1523.
- [8] *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [9] *Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. N 21. P. 2472–2475.
- [10] *Freeman A.J., Fu C.L.* // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. N 8. Pt IIA. P. 3356–3361.
- [11] *Goto E., Hayashi N., Miyashita T., Nakagawa K.* // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 9. P. 2951–2958.
- [12] *Labrune M., Miltat J.* // IEEE Trans. on Magn. 1993. Vol. 29. N 6. P. 2569–2571.
- [13] *Sanneck E., Ruhrig M., Hubert A.* // IEEE Trans. on Magn. 1993. Vol. 29. N 6. P. 2500–2505.
- [14] *Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г.* // ФММ. 1993. Т. 75. № 4. С. 49–62.
- [15] *Сузу П.* Магнитные тонкие пленки. М.: Мир, 1967. 422 с.