

05.2
©1995

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ПОДВИЖНОСТЬ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Б.Н.Филиппов, Л.Г.Корзунин, В.И.Береснев

Известно [1], что структура доменных границ (ДГ) в тонких магнитных пленках (ТМП) не является одномерной. Так, было показано [1-3], что в ТМП с осью легкого намагничивания (ОЛН), параллельной поверхности, могут существовать как одномерные блоховские и неелевские ДГ, так и двумерные асимметричные ДГ. Отметим также, что в ТМП существенное влияние на структуру ДГ может оказывать поверхностная магнитная анизотропия, связанная с наличием поверхностей пленки [4,5]. В данном сообщении рассматривается стационарное движение ДГ, в частности с двумерным распределением вектора намагниченности, в пленках с ОЛН, параллельной поверхности, с учетом поверхностной анизотропии.

Рассмотрим ТМП толщиной h и с осью легкого намагничивания, параллельной поверхности пластины, совпадающей с координатной плоскостью xz системы координат xuz . Пусть в пленке существует 180-градусная ДГ, разделяющая домены с намагниченностями, ориентированными вдоль $\pm z$. Будем считать, что намагниченность M является функцией x, y и не зависит от z (двумерная модель ДГ). Функционал плотности энергии W в данном случае можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 W = & \int_{-h/2}^{h/2} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx \left\{ (A/M^2) [(\partial M/\partial x)^2 + (\partial M/\partial y)^2] - \right. \\
 & \left. - (K/M^2)(M \cdot c) - 0.5M \cdot H^m \right\} + \\
 & + (K_s/M^2) \int_{-\infty}^{\infty} dx [M_y^2(y = h/2) - M_y^2(y = -h/2)]. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь A — обменный параметр, K и K_s — константы внутриобъемной и поверхностной анизотропии, M — намагниченность насыщения, c — единичный вектор вдоль оси анизотропии, H^m — напряженность магнитостатического поля, которое в рамках нашей модели не зависит от z .

Рассмотрим стационарное движение ДГ вдоль оси x . При этом полагаем, что зависимость от времени вектора M имеет вид $M = M(x - vt, y)$, где v — скорость движения ДГ. Подвижность ДГ с двумерной структурой в нашем случае имеет вид (см., например, [1])

$$\mu = 2h\gamma/(\alpha I), \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания Гильберта,

$$I = (1/M^2) \int_{-h/2}^{h/2} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx (\partial M / \partial x)^2. \quad (3)$$

Таким образом, для расчета подвижности ДГ необходимо знать ее структуру. При малых скоростях движения ДГ для расчета μ можно использовать структуру статических стенок, которая находится в результате минимизации функционала (1). Метод минимизации функционала (1) при условии $M = M^2 = \text{const}$ описан в [5]. Нами были проведены численные расчеты структуры ДГ при различных значениях K_s и при различных толщинах пленки. На основе полученного распределения вектора намагниченности в ДГ, согласно (2, 3), находилась подвижность стационарного движения ДГ в ТМП.

В качестве примера на рис. 1, 2 приведены зависимости подвижности ДГ в ТМП от величины константы поверхностной анизотропии. Результаты расчета структуры ДГ в тонких пленках (на рис. 1 приведены результаты для $h = 3 \cdot 10^{-6}$ см) показывают, что при $K_s < K_c \simeq -0.2$ эрг/см² стабильной является двухвихревая симметричная блоховская ДГ; $\mu(K_s)$ такой ДГ дает кривая 1. При увеличении K_s более выгодной становится одновихревая блоховская ДГ ($\mu(K_s)$ одновихревой ДГ — кривая 2). Однако одновихревая ДГ является при малых h метастабильной. При $K_s > K_c$ стабильна неелевская ДГ. Причем подвижность неелевской ДГ, как показывают расчеты (кривая 3), слабо зависит от K_s . Влияние поверхностной анизотропии на структуру неелевской ДГ проявляется в том, что при $K_s < 0$ она становится метастабильной. Это связано с тем, что $K_s < 0$ соответствует поверхностной анизотропии с ОЛН, перпендикулярной поверхности, в результате чего более выгодной будет

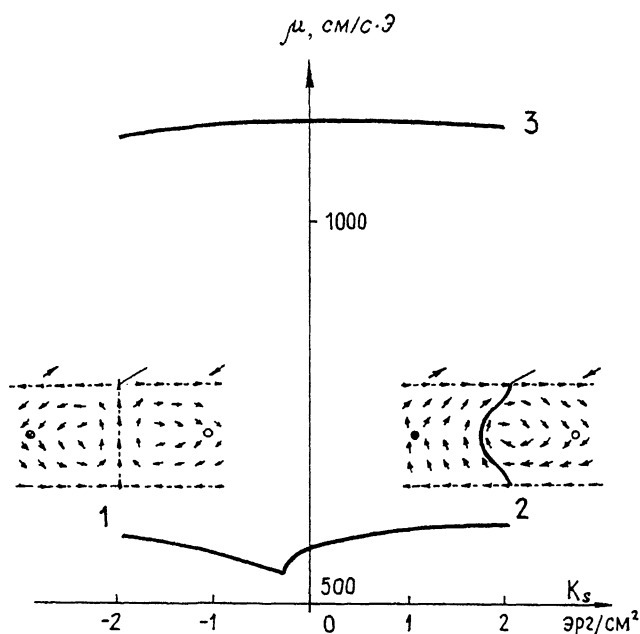


Рис. 1. Зависимость подвижности стационарного движения ДГ от константы поверхностной магнитной анизотропии: $h = 3 \cdot 10^{-6}$ см, $\alpha = 0.02$, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (1/с·Э). На вставках качественно изображены структуры доменных границ.

блеховская двухвихревая ДГ. Из рисунка также видно, что μ неелевской ДГ значительно выше, чем подвижность вихревых блеховских структур. Обращает на себя внимание тот факт, что μ двухвихревой ДГ падает, а с одновихревой растет с увеличением K_s .

На рис. 2 приведены зависимости $\mu(K_s)$ ДГ в более толстых пленках ($h = 10^{-5}$ см). При этом, в отличие от предыдущего случая, во всем интервале изменения K_s стабильной является одновихревая блеховская ДГ ($\mu(K_s)$ — кривая 1). Видно, что при $K_s < 0$ μ резко уменьшается. Это связано с уменьшением эффективной ширины ДГ, в результате чего возрастает градиент вектора \mathbf{M} в направлении оси x . В толстых пленках в данном интервале изменения K_s в качестве метастабильных состояний могут существовать двухвихревые — симметричная блеховская ДГ ($\mu(K_s)$ — кривая 2) и асимметричная неелевская ДГ ($\mu(K_s)$ — кри-

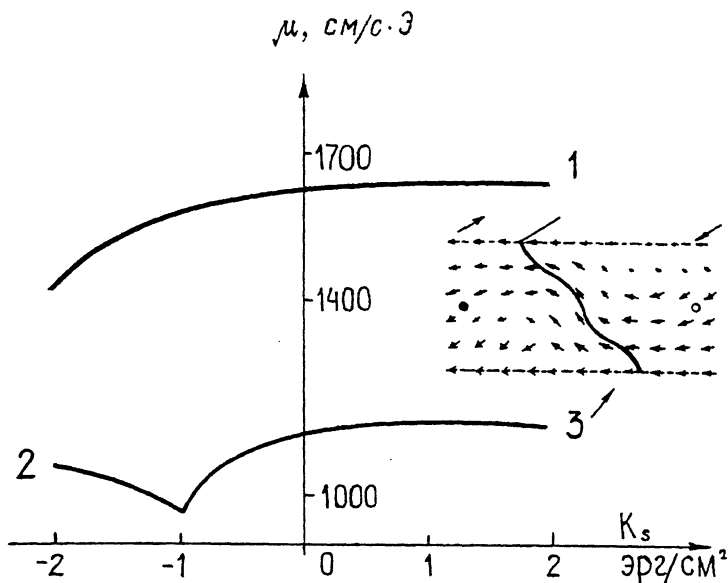


Рис. 2. Зависимость подвижности стационарного движения ДГ от константы поверхностной магнитной анизотропии. $h = 10^{-5}$ см, $\alpha = 0.02$, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (1/с·Э). На вставках качественно изображены структуры доменных границ.

вая Э). Из рисунка видно, что подвижность блоховской ДГ падает, а подвижность асимметричной неелевской ДГ растет с увеличением константы поверхностной анизотропии, причем подвижности двухвихревых структур значительно ниже подвижности одновихревой ДГ.

Таким образом, в данной работе впервые рассчитаны подвижности двумерных ДГ в тонких магнитных пленках с учетом влияния поверхностной магнитной анизотропии. Показано, что подвижность одновихревой ДГ увеличивается, а двухвихревой симметричной блоховской ДГ уменьшается с ростом K_s . Наиболее сильное количественное влияние поверхностной анизотропии проявляется в области отрицательных значений K_s .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-02-16802).

Список литературы

- [1] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 307 с.
- [2] La Bonte A.E. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 6. P. 2450-2458.
- [3] Aharony A. // Phys. stat. sol. (a). 1973. V. 18. N 3. P. 661-667.
- [4] Игнатченко В.А., Захаров Ю.В. // ЖЭТФ. 1965. V. 49. № 2(8). С. 599-607.
- [5] Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г. // ФММ. 1993. V. 75. В. 4. С. 49-62.

Институт физики металлов
Уро РАН
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
18 июля 1995 г.
