

УДК 537.611.3

# ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ДВУМЕРНЫХ ГРАНИЦ БЛОХА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТОЛЩИНЫ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ И КОНСТАНТЫ АНИЗОТРОПИИ

**В.С. Семенов***Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН*

Россия, 117997, Москва, Профсоюзная ул., 65

E-mail: vsemsen@ipu.ru

**Ключевые слова:** магнитная пленка, аналитический метод, структура двумерной доменной границы Блоха.

**Аннотация:** На основе предложенного алгоритма [1] в данной работе получены распределения намагниченности в двумерной доменной границе (ДГ) Блоха для толщины магнитной пленки в широком диапазоне и для различных значений константы анизотропии.

## 1. Введение

В тонких магнитных пленках  $180^\circ$  доменные границы имеют двумерное вихревое распределение намагниченности, в которых практически отсутствуют поля рассеяния. Наличие вихря приводит к уменьшению (или полному отсутствию) магнитостатической энергии. В работе [2] впервые была вычислена структура двумерных ДГ численным методом, и в работе [3] для описания вихревых двумерных структур с помощью аналитических зависимостей полностью отсутствовала магнитостатическая энергия.

Цель настоящей работы – исследовать изменения двумерной структуры ДГ в зависимости от значений толщины магнитной пленки и от значений константы анизотропии.

## 2. Модель

Рассмотрим магнитную пленку толщиной  $2D$  с поверхностями  $y = \pm D$  и осью легкого намагничивания (ОЛН) в плоскости пленки и направленной вдоль оси  $z$ .

Изменение вектора намагниченности происходит в поперечной плоскости ДГ  $(x, y)$

$$\begin{aligned}
 \vec{M} &= M_x(x, y)\vec{i} + M_y(x, y)\vec{j} + M_z(x, y)\vec{k} = \\
 (1) \quad &= M_S(\alpha(x, y)\vec{i} + \beta(x, y)\vec{j} + \gamma(x, y)\vec{k}) = \\
 &= M_S\vec{m}(x, y)
 \end{aligned}$$

( $M_S$  – намагниченность насыщения) и не изменяется вдоль координаты  $z$ .

Направляющие косинусы  $m_x(x, y)$ ,  $m_y(x, y)$ ,  $m_z(x, y)$  определяем с помощью потенциальной функции [3]:

$$(2) \quad A(\xi, s) = p(\xi)g(s),$$

с использованием переменной

$$(3) \quad \xi = t + Q(s),$$

где  $t = x/D$  и  $s = y/D$  – относительные переменные.

Введя обозначение  $q(s) = dQ(s)/ds$ , направляющие косинусы для потенциальной функции (2) определяются следующим образом:

$$(4a) \quad m_x(\xi, s) = -\frac{\partial A(\xi, s)}{\partial s} = -(q(s)p_t(\xi)g(s) + p(\xi)g_s(s)),$$

$$(4b) \quad m_y(\xi, s) = \frac{\partial A(\xi, s)}{\partial t} = p_t(\xi)g(s),$$

$$(4c) \quad m_z(\xi, s) = \text{sign}(\xi - t_0(s))\sqrt{1 - m_x^2(\xi, s) - m_y^2(\xi, s)}.$$

Функция  $p(t = \xi/D)$  и ее производные задает изменение намагниченности по ширине ДГ, а функция  $g(s = y/D)$  и ее производные по толщине пленки.

При таком определении направляющих косинусов объемные магнитные заряды отсутствуют, так как

$$\rho_m(t, s) = \text{div}\vec{M} = M_S(\partial m_x/\partial t + \partial m_y/\partial s) = 0,$$

и, следовательно, отсутствует магнитостатическая энергия от этих зарядов, требующая для своего вычисления четырехкратного интеграла.

В области ДГ по толщине пленки существует линия перехода  $t_0(s)$ , вдоль которой по толщине пленки происходит изменение направления намагниченности на противоположное.

Линия перехода находится из совместного решения уравнений (5):

$$(5a) \quad m_x^2(t_0(s), s) + m_y^2(t_0(s), s) = 1,$$

$$(5b) \quad m_x(t_0(s), s)\frac{dm_x(t_0(s), s)}{dt} + m_y(t_0(s), s)\frac{dm_y(t_0(s), s)}{dt} = 0.$$

Уравнения (5) могут быть решены численным методом Ньютона, из решения которого получаем зависимости для линии перехода  $t_0(s)$  и зависимость  $q(s)$ . Далее определяется функция (3):  $Q(s) = \int_{-1}^s q(s) ds$ .

Зависимость  $p(t)$  в (2) представлено в виде произведения двух функций:

$$(6) \quad p(t) = \exp(bt) \cos \varphi(at),$$

где  $\varphi(at) = 2 \arctg(e^{at}) - \pi/2$ .

Зависимость  $p(t)$  имеет максимальное значение  $p_{max}$  для  $t = t_0$ :  $p(t = t_0) = p_{max}$ , а зависимость  $p_t(t)$  принимает максимальное значение для  $t = t_1$ :  $p_t(t = t_1) = p_{tmax}$ .

Для определения неизвестной функции  $g(s)$  и ее производной  $g_s(s)$  найдем опорные значения этих функций из уравнений для линии перехода (5).

Для координаты линии перехода ( $t = t_1, s = 0$ ) из (5a) находим максимальное значение функции  $g_0 = g(s = 0)$ , которое определяется максимальным значением

функции  $p_t(t = t_1) = p_{tmax}$ , т. е.

$$(7) \quad g_0 = g(s = 0) = \frac{1}{p_t(t = t_1)} = \frac{1}{p_{tmax}}.$$

Для координаты  $t = t_0$  и на поверхностях ДГ ( $s = \pm s_1 = \pm 1$ ) производная  $g_s(s)$  имеет постоянное значение и из (5а) находим:

$$(8) \quad g_{s1} = g_s(\pm s_1) = -\text{sign}(s) \frac{1}{p(t = t_0)} = -\text{sign}(s) \frac{1}{p_{max}}.$$

С учетом опорных значений, что

$$\begin{aligned} g(-s_0 \leq s \leq s_0) &= g_0, & g(s = \pm s_1) &= g_1, \\ g_s(-s_0 \leq s \leq s_0) &= 0, & g_s(s = \pm s_1) &= \mp g_{s1}. \end{aligned}$$

получены выражения для функции  $g(s)$  и ее производной  $g_s(s)$ :

$$(9) \quad \begin{aligned} g(s) &= g_0 - \frac{g_{s1}(s_1 - s_0)}{\pi^2} \left( 1 - \cos \pi \frac{s - s_0}{s_1 - s_0} \right) - \frac{g_{s1}}{2} \frac{(s - s_0)^2}{s_1 - s_0}, \\ g_s(s) &= -\frac{g_{s1}}{\pi} \sin \left( \pi \frac{s - s_0}{s_1 - s_0} \right) - g_{s1} \frac{s - s_0}{s_1 - s_0}. \end{aligned}$$

Зависимость  $g(s)$  изменяется от максимального значения  $g(s = s_0 = 0) = g_0$  до значения  $g(s = \pm s_1 = \pm 1) = g_1 = 0$ . Из выражения (9) для  $g(s)$  определяем переходное значение

$$g_{01} = g_0/g_{s1} = g_{01cr} = 0.5 + 2/\pi^2,$$

когда  $s_0 = 0$  и  $g_1 = 0$ . Для случая,

$$g_{01} > g_{01cr}$$

$$s_0 = 0.0; \quad g_1 = g_0 - g_{s1} g_{01cr}$$

$$g_{01} < g_{01cr}$$

$$s_0 = s_1 - g_{01}/g_{01cr}; \quad g_1 = 0.0.$$

### 3. Энергия доменной границы

Равновесное состояние ДГ определяется минимумом полной энергии

$$E = E_A + E_K + E_S,$$

где  $E_A$  – обменная энергия,  $E_K$  – энергия анизотропии и  $E_S$  – магнитостатическая энергия.

Обменная энергия на единицу длины

$$(10) \quad E_A = A \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-D}^D [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] dy.$$

где  $A$  – обменная константа.

Энергия анизотропии на единицу длины

$$(11) \quad E_K = K \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-D}^D (m_x^2 + m_y^2) dy.$$

где  $K$  – константа анизотропии.

Магнитостатическая энергия на единицу длины при отсутствии объемных зарядов определяется поверхностными магнитными зарядами на верхней ( $y = D$ )  $\sigma_m(x, y = D, z) = M_S m_y(x, y = D)$  и нижней ( $y = -D$ ) поверхностях пленки  $\sigma_m(x, y = -D, z) = -M_S m_y(x, y = -D)$

$$(12) \quad E_S = M_S^2 \int_{-\infty}^{\infty} m_y(x, y = D) dx \int_{-\infty}^{\infty} m_y(x', y' = D) \ln \left[ 1 + \frac{(2D)^2}{(x - x')^2} \right] dx'.$$

Для сравнения с результатами, полученными другими авторами, используются относительные значения полной энергии  $\omega = E/A$  и ее составляющие ( $\omega_A = E_A/A$ ,  $\omega_K = E_K/A$ ,  $\omega_S = E_S/A$ ).

## 4. Результаты расчета

Вычисления были выполнены для магнитной пленки типа пермаллоя со значениями обменной константы  $A = 10^{-6}$  эрг/см, намагниченности насыщения  $M_S = 800$  Гс для различных значений константы анизотропии  $K(10^3 - 10^6)$  эрг/см<sup>3</sup> и различных значений толщины магнитной пленки  $2D(100-500)$  нм. Результаты расчеты представлены в табл. 1 для трех пар  $(2D, K)$ : ( $2D=100$  нм,  $K=10^3$  эрг/см<sup>3</sup>, рис.1), ( $2D=100$  нм,  $K=10^6$  эрг/см<sup>3</sup>, рис.2),  $2D=500$  нм,  $K=10^5$  эрг/см<sup>3</sup>, рис.3).

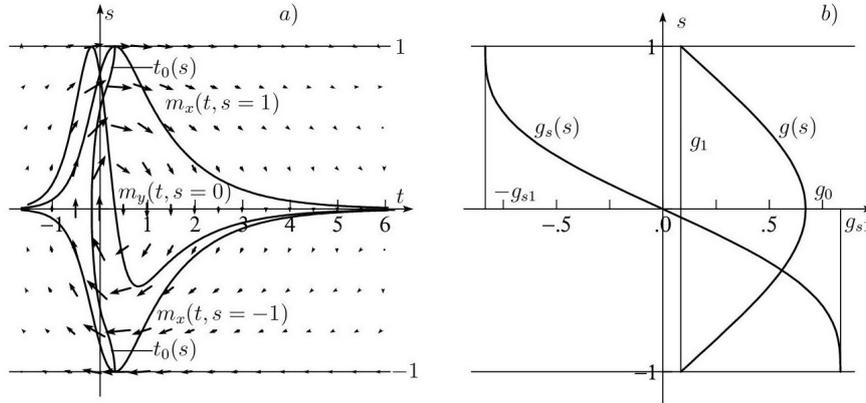


Рис. 1.  $2D=100$  нм,  $K=10^3$  эрг/см<sup>3</sup>. а) Распределение намагниченности, где:  $m_y(t, s = 0)$  в середине пленки;  $m_x(t, s = ±1)$  на поверхностях пленки;  $t_0(s)$  – линия перегиба. б) Зависимости  $g(s)$  и  $g_s(s)$  по толщине пленки

Таблица 1. Результаты расчета параметров, полной энергии и ее составляющих для двумерной ДГ Блоха.

$2D$ , нм	$K$ , эрг/см <sup>3</sup>	$a$	$b$	$s_0$	$g_1$	$\omega_A$	$\omega_K$	$\omega_S$	$\omega$	
100	$10^3$	2.11	1.23	0.0	0.085	20.65	0.058	0.66	21.37	Рис.1
100	$10^6$	4.20	2.66	0.43	0.0	35.85	25.02	0.0	60.87	Рис.2
500	$10^5$	6.16	4.37	0.61	0.0	51.82	40.36	0.0	92.18	Рис.3

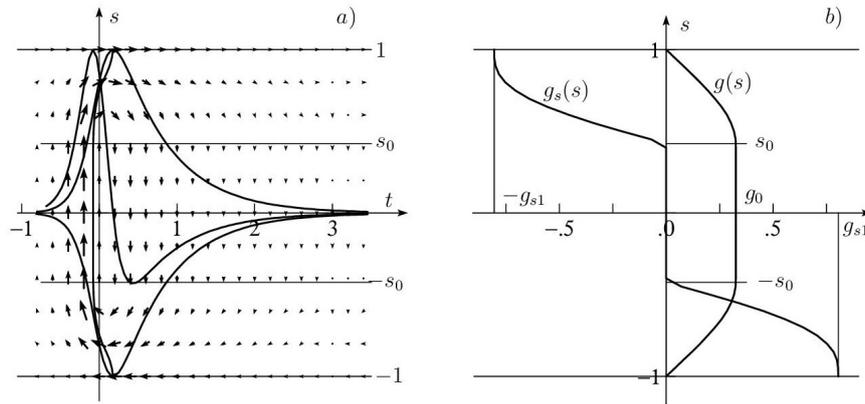


Рис. 2.  $2D=100$  нм,  $K=10^6$  эрг/см<sup>3</sup>. а) Распределение намагниченности. б) Зависимости  $g(s)$  и  $g_s(s)$  по толщине пленки

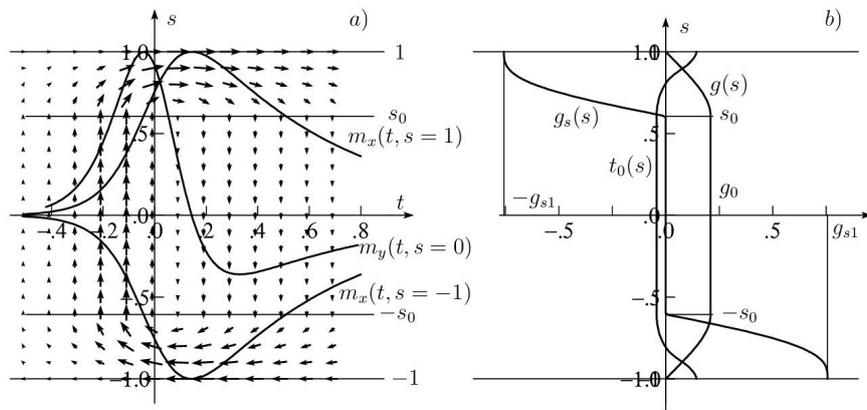


Рис. 3.  $2D=500$  нм,  $K=10^5$  эрг/см<sup>3</sup>. а) Распределение намагниченности. б) Зависимости  $g(s)$  и  $g_s(s)$  по толщине пленки

## Список литературы

1. Семенов В.С. Аналитическое представление вихревой структуры доменной границы Блоха // Физика металлов и металловедение. 2020. том 121 № 8. С. 781–788.
2. La Bonte A.E. Two-dimensional Bloch-type domain walls in ferromagnetic films // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40, No. 6, P. 2450-2458.
3. Hubert A. Stray-field-free magnetization configurations // Phys. Stat. Sol. 1969., Vol. 32. P. 519–534.