

УДК 537.611.3

АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ БЛОХА

© 2019 г. В. С. Семенов*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем управления
имени В.А. Трапезникова Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: vsemsen@mail.ru

Поступила в редакцию 07.09.2018 г.

После доработки 31.01.2019 г.

Принята к публикации 27.03.2019 г.

На основе системы уравнений для линии перехода предложен метод определения аналитических моделей для описания вихревого распределения намагниченности в двумерной доменной границе Блоха. Исследована структура и энергия ДГ Блоха в тонких магнитных пленках типа пермаллоя для толщины пленки 100 нм. Проведено сравнение полученных результатов расчета с результатами расчета других авторов.

DOI: 10.1134/S0367676519070342

ВВЕДЕНИЕ

Существование вихревой асимметричной структуры 180° доменной границы (ДГ) Блоха в тонких магнитных пленках типа пермаллоя в области толщин пленки (50–200 нм) впервые было показано в работах [1, 2]. Экспериментальные исследования [3–5] подтвердили, что 180° ДГ Блоха имеют по крайней мере двумерное распределение намагниченности.

В [1] двумерное распределение намагниченности получено численным методом, а в [2] – с использованием аналитических потенциальных функций. Распределения намагниченности в обоих случаях практически совпадают.

В работах [6, 7] рассмотрены аналитические модели, в которых для описания распределения намагниченности в ДГ используются очень сложные функции с большим числом переменных параметров.

В данной работе предлагается метод, который позволяет для распределения намагниченности в двумерной ДГ Блоха, использовать простые аналитические функции с минимально необходимым числом переменных параметров.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУМЕРНОЙ ДГ БЛОХА

В тонких магнитных пленках домены с противоположной намагниченностью разделяются 180° -ДГ. Рассмотрим пленку толщиной $2D$ с осью легкого намагничивания, параллельной оси z . 180° -ДГ разделяет два домена, намагниченных вдоль оси $\pm z$. Распределение намагниченности в ДГ определя-

ется изменением вектора намагниченности $\vec{M} = M_S \vec{m} = M_S(m_x \vec{i} + m_y \vec{j} + m_z \vec{k})$, ($M_S = M_S$ – намагниченность насыщения пленки). В данной работе рассматриваются двумерные модели, в которых направляющие косинусы $m_x(x, y)$, $m_y(x, y)$ и $m_z(x, y)$ совпадают с осями x , y и z прямоугольной системы координат и зависят от двух переменных x, y и не зависят от переменной z . На рис. 1 показано пространственное распределение намагниченности в вихревой асимметричной доменной границе Блоха.

Для определения направляющих косинусов $m_x(x, y)$, $m_y(x, y)$ и $m_z(x, y)$ вектора намагниченности \vec{M} используется потенциальная функция [2], которую представим в следующем виде:

$$A(\xi, s) = p(\xi)g(s), \quad (1)$$

где согласно [2] используется переменная

$$\xi = t + Q(s) \quad (2)$$

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

Введя обозначение $q(s) = dQ(s)/ds$, направляющие косинусы можно определить следующими выражениями:

$$\begin{aligned} m_x(\xi, s) &= -\partial A(\xi, s)/\partial s = -p(t)\partial g(s)/\partial s = \\ &= -(p(\xi)g_s(s) + q(s)p_t(\xi)g(s)), \\ m_y(\xi, s) &= \partial A(t, s)/\partial t = p_t(\xi)g(s), \end{aligned} \quad (3)$$

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

В области ДГ существует линия перехода $t_0(s)$, вдоль которой по толщине пленки происходит

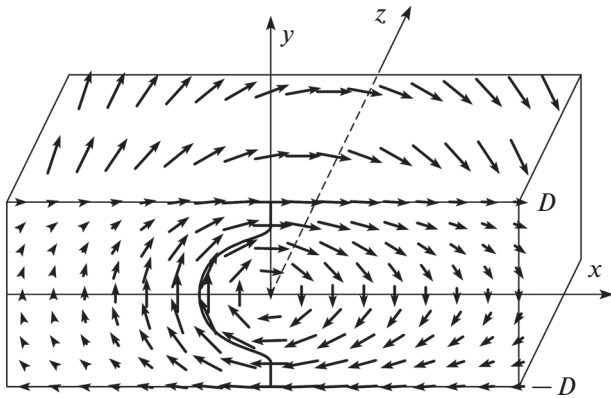


Рис. 1. Пространственное распределение намагниченности в вихревой асимметричной доменной границе Блоха, где сплошная линия по толщине пленки соответствует линии перехода.

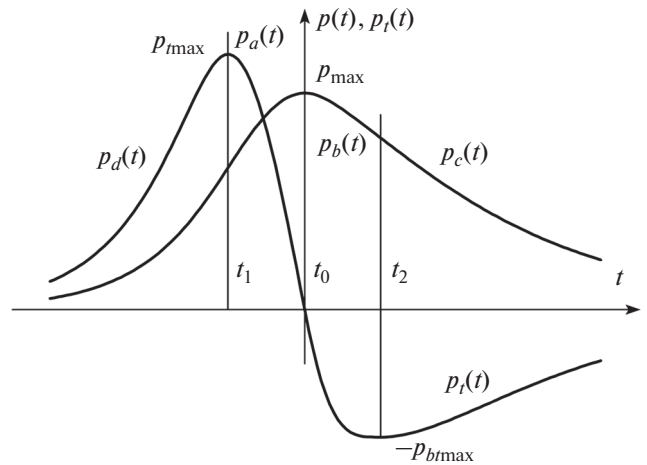


Рис. 2. Зависимости $p(t)$ и $p_t(t)$.

изменение направления намагниченности на противоположное. Линия перехода находится из совместного решения уравнений (4):

$$m_x^2(t_0(s), s) + m_y^2(t_0(s), s) = 1, \quad (4a)$$

$$m_x(t_0(s), s)dm_x(t_0(s), s)/dt + m_y(t_0(s), s)dm_y(t_0(s), s)/dt = 0. \quad (4b)$$

При построении аналитической модели изменение функции $p(t)$ для всей области $-\infty < t < \infty$ (рис. 2) разбивается на четыре области: область $t_1 \leq t \leq t_0$, в которой изменение $p(t) = p_a(t)$; область $t_0 \leq t \leq t_2$, в которой изменение $p(t) = p_b(t)$; область $t_2 \leq t < \infty$, в которой изменение $p(t) = p_c(t)$ и область $-\infty < t < t_1$, в которой изменение $p(t) = p_d(t)$.

В области $t_1 \leq t \leq t_0$ изменение $p(t)$ происходит монотонным образом от максимального значения p_{max} при $t = t_0$ до некоторого значения $p_a = p(t = t_1)$ (рис. 2), а изменение производной $p_t(t)$ происходит от $p_t(t = t_0) = 0$ до максимального значения $p_t(t = t_1) = p_{tmax}$ (рис. 2).

Для создания асимметрии в двумерной ДГ Блоха в смежной области $t_0 \leq t \leq t_2$ используется зависимость $p_b(t)$, изменение которой происходит от максимального значения p_{max} при $t = t_0$ до некоторого значения $p_b = p_b(t = t_2)$ (рис. 2), а изменение производной $db_b(t)/dt = p_{bt}(t)$ происходит от значения $p_{bt}(t = t_0) = 0$ до минимального значения $p_{bt}(t = t_2) = -p_{btmax}$ (рис. 2). Функция $p_b(t)$ имеет следующий вид:

$$p_b(t) = -\frac{a_1}{a_0^2} \cos(a_0 t) - \frac{b_1}{b_0^2} \sin(b_0 t) + c_1 t + d_1, \quad (5)$$

где $a_0 = \pi/2/t_2$ и $b_0 = \pi/t_2$. Неизвестные коэффициенты (a_1, b_1, c_1, d_1) в (5) находим из условий непрерывности для $t = t_0$:

$$1) p_b(t = t_0) = p_{max}; \quad 2) p_{bt}(t = t_0) = 0;$$

$$3) dp_b^2/dt^2(t = t_0) = p_{bt}(t = t_0) = -p_{ttmax}.$$

и из условий непрерывности для $t = t_2$: 1) $p_{bt}(t = t_2) = -p_{btmax}$; 2) $p_{bt}(t = t_2) = 0$.

Изменение функции $p_b(t)$ зависит от двух независимых параметров: параметр t_2 задает координату, для которой второй параметр принимает минимальное значение $-p_{btmax}$. Параметр p_{btmax} определяет асимметрию в двумерной ДГ Блоха при $p_{btmax} < p_{tmax}$.

Для области $(t_2 \leq t < \infty)$ с использованием функции $\varphi(ct) = 2\arctg(\exp(ct)) - \pi/2$ [8] изменение функции $p_c(t)$ принимаем в следующем виде:

$$p_c(t) = C_0 \cos \varphi(c(t - t_c)). \quad (6)$$

Параметры C_0, c и t_c в (6) определяем из условий непрерывности на границе $t = t_2$:

$$1) p_b(t = t_2) = p_c(t = t_2) = p_b;$$

$$2) p_{bt}(t = t_2) = p_{ct}(t = t_2) = -p_{btmax};$$

$$3) p_{btt}(t = t_2) = p_{ctt}(t = t_2) = 0.$$

Из совместного решения этих уравнений получим: $C_0 = \sqrt{2}p_b$, $c = \sqrt{2}p_{btmax}/p_b$ и $t_c = t_2 - \ln \tg(3\pi/8)/c$.

Для области $-\infty < t < t_1$ изменение функции $p_d(t)$ примем в следующем виде:

$$p_d(t) = D_0 \cos \varphi(d(t - t_d)). \quad (7)$$

Параметры D_0 , d и t_d в (7) определяем из условий непрерывности на границе $t = t_1$:

- 1) $p(t = t_1) = p_d(t = t_1) = p_a$;
- 2) $p_t(t = t_1) = p_{dt}(t = t_1) = p_{tmax}$;
- 3) $p_{tt}(t = t_1) = p_{dtt}(t = t_1) = 0$.

Из решения этих уравнений получим: $D_0 = \sqrt{2}p_a$, $d = \sqrt{2}p_{tmax}/p_a$ и $t_d = t_1 - \ln \operatorname{tg}(\pi/8)/d$.

Для определения неизвестной четной функции $g(s)$ и ее производной $g_s(s)$ в области линии перехода $t_1 \leq t \leq t_0$ найдем опорные значения этих функций из условия существования линии перегиба (4а) для $q(s) = 0$:

$$m_x^2(t_0(s), s) + m_y^2(t_0(s), s) = (p(t_0(s))g_s(s))^2 + (p_t(t_0(s))g(s))^2 = 1. \quad (8)$$

Для середины пленки $s = 0$ производная $g_s(s = 0) = 0$ и при $t = t_1$ (см. рис. 2) согласно (8) $(p_t(t_0(s = 0))g(s = 0))^2 = (p_t(t = t_1)g_0)^2 = (p_{tmax}g_0)^2 = 1$ получаем максимальное значение $g(s = 0) = g_0 = 1/p_{tmax}$. Для дополнительных приповерхностных областях $s_1 \leq |s| \leq 1$ для $q(s) = 0$ полагаем, что линия перегиба $t_0(s) = t_0$, и согласно (8) для $s = \pm s_1$ получаем $g(s = \pm s_1) = g_p$ и $g_s(s = \pm s_1) = \mp g_{s1} = \mp 1/p_{max}$.

Для определения функции $g(s)$ в качестве исходной функции для области $-s_1 \leq s \leq s_1$ используется выражение для третьей производной в следующем виде: $g_{sss}(s) = a_1 \sin(\pi s/s_1)$. Выражение $g(s)$ для области $-s_1 \leq s \leq s_1$ имеет следующий вид:

$$g(s) = g_p + \frac{g_{s1}s_1}{\pi^2} (1 + \cos(\pi s/s_1)) - \frac{g_{s1}}{2s_1} (s^2 - s_1^2). \quad (9)$$

Для дополнительной области $s_1 \leq s \leq 1$ изменение функции $g(s)$ происходит по линейной зависимости:

$$g(s) = g_p - g_{s1}(s - s_1). \quad (10)$$

На поверхности пленки $s = 1$ выражение (10) принимает вид: $g(s = 1) = g_1 = g_p - g_{s1}(1 - s_1)$, где g_1 характеризует выход намагниченности на поверхностях пленки, значение которого определяет магнитостатическую энергию ДГ. Выражение (10) с учетом g_1 представим так: $g_p = g_1 + g_{s1}(1 - s_1)$, и подставляя в (9) для $s = 0$, получим значение

$$s_1 = (1 - g_{01}) / (1/2 - 2/\pi^2), \quad (11)$$

где $g_{01} = (g_0 - g_1)/g_{s1}$.

Из решения системы уравнений (4) методом Ньютона находим зависимости для линии пере-

гиба $t_0(s)$ и $q(s)$ для области $-s_1 \leq s \leq s_1$, где в качестве начальных значений используются $t(s = 0) = t_1$ и $q(s = 0) = 0$. Для дополнительных областей $s_1 \leq |s| \leq 1$ линия перегиба: $t_0(s) = t_0$ и $q(s) = 0$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

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. Для сравнения с результатами, полученными другими авторами, в данной работе используются относительные значения полной энергии $\omega = E/A$ и ее составляющих $\omega_A = E_A/A$, $\omega_K = E_K/A$ и $\omega_S = E_S/A$. Вычисления были выполнены для тонкой магнитной пленки типа пермаллоя толщиной $2D = 100$ нм со значениями обменной константы $A = 10^{-6}$ эрг · см⁻¹, константы анизотропии $K = 10^3$ эрг · см⁻³ и намагниченности насыщения $M_S = 800$ Гс. Для численного вычисления полной энергии и ее составляющих толщина пленки делится на $N_x \times N_y$ квадратных призм. Ширина призмы $\Delta = 2D/N_y = 1.25$ нм. Непрерывное распределение намагниченности в каждой призме заменяется дискретным, причем каждая призма намагничена однородно. Направление дискретной намагниченности то же самое, что и направление, определяемое непрерывным распределением в центре призмы.

Для расчета в области линии перехода используем следующую зависимость

$$p_a(t) = p_{max} - p_{tmax} \frac{1 - \cos(at)}{a}. \quad (12)$$

Зависимость (12) при $p_{max} = 1$ определяется двумя независимыми параметрами: $t_1 = \pi/2/a$ и p_{tmax} . Для рассматриваемой модели двумерной ДГ Блоха получено минимальное значение полной энергии ДГ $\omega = 21.46$, обменной энергии $\omega_A = 21.13$, энергии анизотропии $\omega_K = 0.06$ и магнитостатической энергии $\omega_S = 0.27$. Структура двумерной ДГ Блоха соответствует следующим значениям переменных параметров: $t_0 = 0$, $t_2 = -t_1 = 0.459$, $p_{tmax} = p_{btmax}/2 = 1.18$, $g_1 = 0.064$ и $s_1 = 0.727$. На рис. 1 показано распределение намагниченности в двумерной ДГ Блоха.

Полная энергия ДГ Блоха, полученная для данной модели, имеет самое низкое значение по сравнению с полной энергией для аналитических моделей в [2, 6, 7], но выше полной энергии в [1],

распределение намагниченности в которой получено численным методом: $\omega = 19.55$, $\omega_A = 18.49$, $\omega_K = 0.06$ и $\omega_S = 1.00$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе решения системы уравнений для линии перехода предложен аналитический метод определения распределения намагниченности в двумерной ДГ Блоха. Для описания двумерного распределения были использованы простые аналитические зависимости, содержащие минимальное число переменных параметров, которые задают изменение намагниченности по ширине ДГ: два па-

раметра в области линии перехода и два параметра в асимметричной области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *La Bonte A.E.* // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 6. P. 2450.
2. *Hubert A.* // Phys. Stat. Sol. 1969. V. 32. P. 519.
3. *Suzuki T., Hubert A.* // Phys. Stat. Sol. 1970. V. 38. P. K5.
4. *Suzuki T.* // Zeitschrift Angew. Phys. 1971. V. 32. № 2. P. 75.
5. *Hothersall D.C.* // Phys. Stat. Sol. B. 1972. V. 51. P. 529.
6. *Aharoni A.* // Phys. Stat. Sol. A. 1973. V. 18. P. 661.
7. *Jakubovics J.P.* // Phil. Mag. 1974. V. 30. № 5. P. 983.
8. *Landau D., Lifshits E.* // Phys. Zeitsch. Sow. 1935. V. 8. P. 153.