ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2022, том 86, № 5, с. 706–710

УДК 537.611.3

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ДВУМЕРНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ПЕРЕПЕНДИКУЛЯРНОГО ОСИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

© 2022 г. В. С. Семенов*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук”, Москва, Россия
**E-mail: vsemsem@mail.ru*

Поступила в редакцию 13.12.2021 г.
После доработки 24.12.2021 г.
Принята к публикации 21.01.2022 г.

Детально исследовано изменение распределения намагниченности в двумерных доменных границах под действием внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно оси легкого намагничивания пленки.

DOI: 10.31857/S0367676522050222

ВВЕДЕНИЕ

Теоретически [1–4] и экспериментально [5, 6] было показано, что асимметричные вихревые доменные границы (ДГ) существуют в магнитных пленках (типа пермаллоя) в широком диапазоне магнитных параметров и толщины пленки. В настоящее время достигнут большой прогресс в исследовании динамической перестройки вихревой структуры доменных границ [7, 8] под действием внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). В работе [8] было показано, что изменение вихревой структуры доменных границ происходит при действии внешнего магнитного поля перпендикулярного ОЛН. В частности, одновихревая ДГ Блоха под действием поперечного магнитного поля перестраивается в двухвихревую ДГ. Процесс перестройки двумерной структуры ДГ под действием поперечного поля изучен недостаточно.

Цель данной работы являлось исследование структуры двумерных доменных границ Блоха под действием внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно ОЛН.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим тонкую магнитную пленку с поверхностями $y = \pm D$ и бесконечной вдоль осей x и z прямоугольной системы координат. 180° доменная граница разделяет два домена магнитной пленки с противоположной намагниченностью $\pm z$. Направление намагниченности в доменах совпадает с осью легкого намагничивания (ОЛН) пленки.

В области ДГ ($-R \le x \le R, -D \le y \le D$) распределение намагниченности в ДГ характеризуется двумерным распределением вектора намагниченности $\vec{M} = M_S\vec{m} = M_S(m_x(x,y)\vec{i} + m_y(x,y)\vec{j} + m_z(x,y)\vec{k})$ и направляющие косинусы удовлетворяют условию: $m_x(x,y)^2 + m_y(x,y)^2 + m_z(x,y)^2 = 1$.

Для исследования двумерных промежуточных ДГ за исходное состояние берем двумерную 180° ДГ Блоха с направлениями намагниченности в соседних доменах:

$$m_x(x = \mp R, y) = 0, \quad m_y(x = \mp R, y) = 0, \quad m_z(x = \mp R, y) = \mp 1. \tag{1}$$

Внешнее магнитное поле $H_\perp$, приложенное перпендикулярно к ОЛН, приводит к повороту намагниченности в доменах и при этом ДГ разделяет два домена с направлениями намагниченности α для левого домена и $180° - \alpha$ для правого домена. Полный поворот намагниченности в такой промежуточной ДГ изменяется на угол $180° - 2\alpha$ и при этом направление ДГ не изменяется и совпадает с ОЛН. Равновесный угол отклонения намагниченности в доменах от ОЛН определяется из равенства

$$\sin\alpha = H_\perp / H_K,$$

где $H_K = 2K/M_S$ – поле анизотропии (K – константа анизотропии, M_S – намагниченность насыщения пленки).

Граничные условия для промежуточной ДГ имеют вид:

$$m_x(x = \mp R, y) = \sin\alpha, \quad m_y(x = \mp R, y) = 0, \quad m_z(x = \mp R, y) = \mp\cos\alpha. \tag{2}$$

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

Определение двумерного распределения намагниченности ДГ основано на проведении численных расчетов статического уравнения Брауна $\vec{m}\cdot\vec{H}_{eff} = 0$ [9], где $\vec{m} = m_x(x,y)\vec{i} + m_y(x,y)\vec{j} + m_z(x,y)\vec{k}$ – единичный вектор и $\vec{H}_{eff} = H_{effx}\vec{i} + H_{effy}\vec{j} + H_{effz}\vec{k}$ – эффективное поле.

Составляющие эффективного поля имеют вид:

$$H_{effx} = \frac{2A}{M_S}\nabla^2 m_x - H_K m_x + H_x + H_\perp,$$
$$H_{effy} = \frac{2A}{M_S}\nabla^2 m_y - H_K m_y + H_y, \quad H_{effz} = \frac{2A}{M_S}\nabla^2 m_z. \tag{3}$$

Магнитостатические поля H_x и H_y определяются изменением намагниченности в ДГ и рассчитываются путем решения уравнений магнитостатики.

Вычисления были выполнены для тонкой магнитной пленки типа пермаллоя со значениями обменной константы $A = 10^{-6}$ эрг/см, константы анизотропии $K = 10^3$ эрг/см^3, намагниченности насыщения $M_S = 800$ Гс и толщины пленки $2D = 100$ нм. В данной работе, как и в [1], берем $N_x = 200$, $N_y = 40$. Толщина слоя $\Delta = 2D/N_y = 2.5$ нм.

Решение уравнения $\vec{m}\cdot\vec{H}_{eff} = 0$ основано на численном методе, рассмотренном в [1], подробности которого для данной задачи представлены в [10]. Непрерывное изменение намагниченности $\vec{M} = M_S\vec{m}(x,y)$ заменяется дискретным распределением $\vec{M}(I,J) = M_S\vec{m}(I,J)$. Вся область ДГ делится на $N_x\cdot N_y$ бесконечных призм, параллельных ОЛН. При равновесном состоянии (в идеальном случае) направление эффективного поля $\vec{H}_{eff}(I,J)$ совпадает с направлением вектора $\vec{m}(I,J)$ для каждого значения(I,J) в области поиска $2 \le I \le N_x$; $2 \le J \le N_y$. Для определения равновесного состояния вектора $\vec{m}(I,J)$ численным способом находим нормализованное эффективное поле $\vec{h} = \vec{H}_{eff}/\left|\vec{H}_{eff}\right|$. Разница $\varepsilon(I,J) = \left|\vec{h}(I,J) - \vec{m}(I,J)\right|$ является мерой несовпадения нормализованного эффективного поля с истинным направлением намагниченности для данного значения (I,J). Значение $\vec{m}(I,J)$ заменяется найденным значением $\vec{h}(I,J)$. После прохождении полного цикла вычислений ($2 \le I \le N_x$; $2 \le J \le N_y$) определяется новое распределение направляющих косинусов $\vec{m}(I,J)$, а также полная энергия ДГ и максимальное значение ε_{max} из массива $\varepsilon(I,J)$. Далее эти циклы расчетов повторяются до тех пор, пока значение ε_{max} станет меньше $1\cdot 10^{-4}$ или при дальнейших повторениях циклов значение ε_{max} не изменяется.

Рассмотрим действие внешнего поперечного поля на одновихревую структуру ДГ Блоха, где в качестве исходной структуры возьмем 180° ДГ, распределение намагниченности которой показано на рис. 1*а* (сплошная линия на этом рисунке и на всех далее представленных рисунках отображает линию перехода $x_0(y)$, вдоль которой по толщине пленки происходит изменение намагниченности в ДГ на противоположное). При действии внешнего поперечного поля в положительном направлении нижняя область ДГ расширяется по толщине пленки, т. к. направление внешнего поля совпадает с направлением намагниченности в этой области ДГ. На рис. 1*б* показана структура ДГ для внешнего поля $H_\perp \le 1.18$ Э ($\alpha = 27°$), которая при снятии внешнего поля перейдет в исходную структуру (рис. 1*а*). При дальнейшем росте внешнего поля структура ДГ (рис. 1*б*) переходит в неустойчивое состояние (рис. 1*в*), когда центр вихревой структуры ДГ находится на верхней поверхности пленки на линии перехода $x_0(y = D)$ ($m_x = 0$, $m_y = 1$, $m_z = 0$), и при этом магнитостатическая энергия принимает максимальное значение. Данная неустойчивая структура при дальнейшем незначительном росте поперечного поля $H_\perp = 1.22$ Э ($\alpha = 28°$) переходит в устойчивую структуру (рис. 1*г*) со значительным уменьшением полной энергии за счет уменьшения как обменной, так магнитостатической энергий. Полученная структура соответствует промежуточной двумерной структуре ДГ Нееля с неполными вихрями при поверхностях пленки. На рис. 2*д* показана структура ДГ при значении поля $H_\perp(\alpha = 45°)$, что соответствует структуре 90° двумерной ДГ Нееля. В такой структуре практически отсутствуют вихри и изменение намагниченности в ДГ приближается к одномерному.

При уменьшении внешнего поля от $H_\perp(\alpha = 45°)$ до, например, $H_\perp(\alpha = 25°)$ и далее до $H_\perp(\alpha = 15°)$ распределение намагниченности становится все с более выраженными двумя неполными двумя вихрями (рис. 1*е*, 1*ж*). Полная энергия ДГ при этом увеличивается. При снятии внешнего поля $H_\perp(\alpha = 0°)$ структура ДГ (рис. 1*ж*) переходит в 180° ДГ с двухвихревым распределением намагниченности (рис. 1*з*). Следует отметить, что если исходная структура рис. 1*а* с ростом поперечного

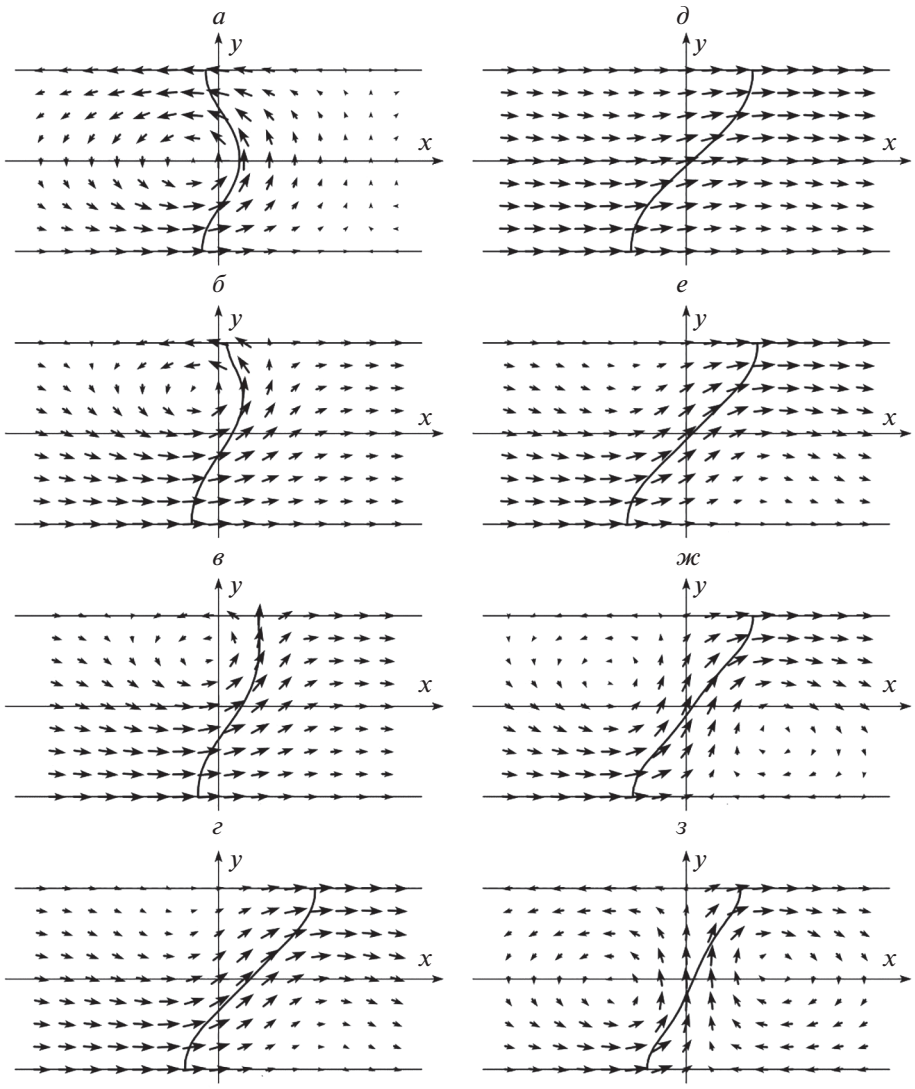

Рис. 1. Изменение структуры одновихревой ДГ Блоха при действии внешнего поперечного магнитного поля в положительном направлении: исходная одновихревая структура $H_{\perp}(\alpha = 0°)$ (*а*); $H_{\perp}(\alpha = 27°)$ (*б*); неустойчивая (переходная) структура $H_{\perp}(\alpha = 27° - 28°)$, полученная из устойчивой структуры (*б*) и переходящая в устойчивую структуру (*г*) (*в*); $H_{\perp}(\alpha = 28°)$ (*г*); $H_{\perp}(\alpha = 45°)$ (*д*); $H_{\perp}(\alpha = 25°)$ (*е*); $H_{\perp}(\alpha = 15°)$ (*ж*); двухвихревая 180° ДГ $H_{\perp}(\alpha = 0°)$ (*з*).

поля переходит в структуру рис. 1*г* и далее в структуру рис. 1*д*, то при дальнейшем изменении внешнего поля в любом направлении полученная структура ДГ не вернется в исходную структуру (рис. 1*а*), а будет изменяться от структуры рис. 1*з* до структуры рис. 1*д* с увеличением внешнего поля и, наоборот, от структуры рис. 1*д* до структуры рис. 1*з* при уменьшении внешнего поля.

При действии внешнего поперечного поля на исходную одновихревую структуру ДГ Блоха рис. 1*а* в отрицательном направлении верхняя область ДГ расширяется по толщине пленки и при дальнейшем действии внешнего поля в отрицательном направлении изменение структуры в ДГ качественно совпадает с изменением структуры, представленным на рис. 1, и конечное двухвихревое распределение совпадает с распределением, показанным на рис. 2*з*.

При действии внешнего поперечного поля на исходную одновихревую структуру ДГ Блоха рис. 1*а* в отрицательном направлении верхняя область ДГ расширяется по толщине пленки и при дальнейшем действии внешнего поля в отрицательном направлении изменение структуры в ДГ качественно совпадает с изменением структуры, представленным на рис. 1, и конечное двухвихревое распределение совпадает с распределением, показанным на рис. 2*з*.

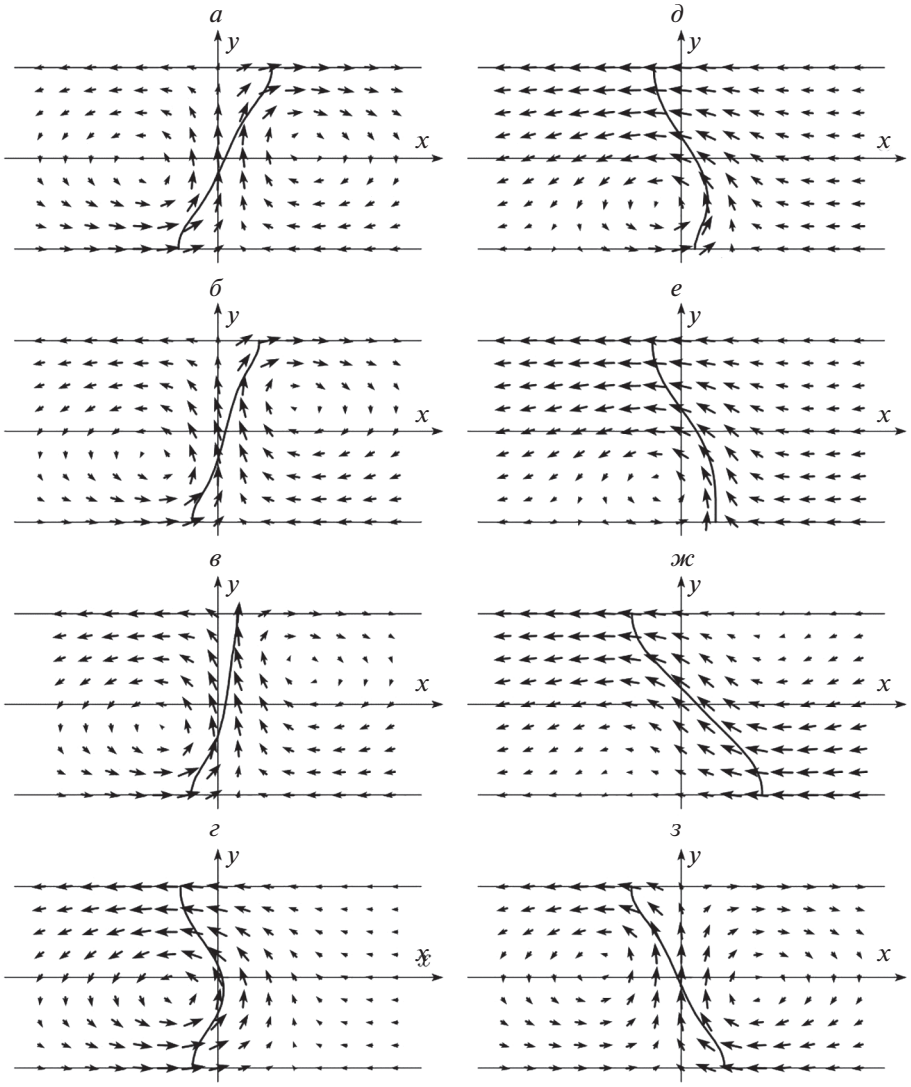

Рис. 2. Изменение структуры двухвихревой ДГ от внешнего магнитного поля в отрицательном направлении: $H_\perp(\alpha = 0°)$ (*а*); $H_\perp(\alpha = -9°)$ (*б*); $H_\perp(\alpha = -9°... -10°)$ (*в*); $H_\perp(\alpha = -10°)$ (*г*); $H_\perp(\alpha = -27°)$ (*д*); $H_\perp(\alpha = -27°... -28°)$ (*е*); $H_\perp(\alpha = -28°)$ (*ж*); $H_\perp(\alpha = 0°)$ (*з*).

Рассмотрим изменение 180° двухвихревой структуры (рис. 2*а*), полученную в результате действия внешнего поперечного поля в положительном направлении на исходную одновихревую 180° ДГ (рис. 1*а*).

При действии поперечного поля в отрицательном направлении вся область ДГ уменьшается по ширине ДГ, т. к. направление внешнего поля противоположно основному направлению намагниченности в вихрях ДГ. С ростом внешнего поля полная энергия ДГ увеличивается за счет роста как обменной энергии, так и магнитостатической энергии. На рис. 2*б* показана устойчивая структура ДГ для поля $H_\perp(\alpha = -9°) = -0.39$ Э, которая при снятии внешнего поля вернется в исходное состояние (рис. 2*а*).

При дальнейшем росте внешнего поля в отрицательном направлении полная энергия ДГ незначительно уменьшается за счет уменьшения обменной энергии при значительном росте магнитостатической энергии и в интервале значений внешнего поля $H_\perp(\alpha = -10°) < H_\perp < H_\perp(\alpha = -9°)$ направляющий косинус намагниченности m_y на верхней поверхности пленки принимает максимальное значение: $m_x = 0$, $m_y = 1$, $m_z = 0$ (рис. 2*в*). Данное распределение намагниченности является неустойчивым и оно при незначительном росте внешнего поля $H_\perp(\alpha_n = -10°) = -0.43$ Э переходит в устойчивое состояние и при этом структура ДГ соответствует одновихревой промежуточной ДГ $(180 - 2\alpha_n)°$ (рис. 2*г*), которая при уменьшении

поля до нуля переходит в исходную структуру одновихревой 180° ДГ (рис. 1*а*).

При дальнейшем росте внешнего поля в отрицательном направлении верхняя область одновихревой промежуточной ДГ (рис. 2*г*) ДГ расширяется по толщине пленки, т. к. направление внешнего поля совпадает с направлением намагниченности в этой области ДГ. На рис. 2*д* показана устойчивая структура ДГ для поля $H_\perp(\alpha = -27°) = -1.18$ Э. При дальнейшем росте внешнего поля в отрицательном направлении уменьшении внешнего поля в интервале значений $H_\perp(\alpha = -28°) < H_\perp < H_\perp(\alpha = -27°)$ центр вихревой структуры ДГ находится на нижней поверхности пленки на линии перехода $x_0(y = -D)$ ($m_x = 0$, $m_y = 1$, $m_z = 0$) (рис. 2*е*) и далее для поля $H_\perp(\alpha = -28°)$ переходит в устойчивое состояние промежуточной двумерной ДГ Нееля с неполными вихрями (рис. 2*ж*). Далее при снятии внешнего поля $H_\perp(\alpha = 0°)$ структура (рис. 2*ж*) переходит в структуру 180° ДГ с двухвихревым распределением намагниченности (рис. 2*з*) и данное двухвихревое распределение отличается от исходного распределения (рис. 2*а*) положением линии перехода: $x_0(y) = -x_0(y)$.

При действии поперечного поля на структуру рис. 2*з* в положительном направлении структура ДГ качественно изменяется в соответствии с изменением структуры, представленным на рис. 2, и конечное двухвихревое распределение совпадает с распределением, показанным на рис. 1*з*.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Под действием внешнего магнитного поперечного поля независимо от направления (отрицательного или положительного) одновихревая структура 180° ДГ Блоха переходит в промежуточную двумерную ДГ Нееля со значительным понижением полной энергии ДГ. При снятии внешнего поля структура промежуточной ДГ Нееля переходит в стабильную структуру двухвихревой 180° ДГ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *La Bonte A.E.* // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. No. 6. P. 2450.
2. *Hubert A.* // Phys. Stat. Sol. 1969. V. 32. P. 519.
3. *Filippov B.N., Korzunin L.G.* // IEEE Trans. Mag. 1993. V. 29. No. 6. P. 2563.
4. *Семенов В.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 900; *Semenov V.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 818.
5. *Tsukahara S., Kavakatsu H.* // J. Phys. Soc. Japan. 1972. V. 32. No. 6. P. 1493.
6. *Harrison C.G., Leaver K.D.* // Phys. Stat. Sol. A. 1973. V. 15. No. 2. P. 415.
7. *Филиппов Б.Н., Дубовик М.Н.* // ФММ. 2017. Т. 118. № 12. С. 1265; *Filippov B.N., Dubovik M.Y.* // PMM. 2017. V. 118. No. 12. P. 1192.
8. *Корзунин Л.Г., Филиппов Б.Н.* // ФММ. 2007. Т. 104. № 2. С. 1; *Filippov B.N., Dubovik M. Y.* // PMM. 2007. V. 104. No. 2. P. 121.
9. *Браун У.Ф.* Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 160 с.
10. *Семенов В.С.* // ФММ. 2021. Т. 122. № 7. С. 684; *Semenov V.S.* // PMM. 2021. V. 122. No. 7. P. 634.

Study of the structure of two-dimensional domain walls under the action of a magnetic field perpendicular to the easy axis

V. S. Semenov*

Trapeznikov Institute of Control Sciences of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

**e-mail: vsemsem@mail.ru*

The transitions of the domain wall (DW) structure are considered in detail: with an increase in the external field, the transition of a single-vortex Bloch DW to an intermediate two-dimensional Néel DW and, when the external field is removed, a transition to a two-vortex structure.