

01;05

О новых сценариях нелинейной динамической перестройки доменных границ в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией

© Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Поступило в Редакцию 29 ноября 2000 г.

Проведено прямое численное решение уравнения Ландау и Лифшица в рамках двухмерной модели распределения намагниченности \mathbf{M} в пленках с осью легкого намагничивания, параллельной их поверхности. В магнитных полях, больших критического, обнаружены новые типы нелинейной динамической перестройки доменных границ, возникающие в пленках разных толщин.

Известно, что в пленках с осью легкого намагничивания параллельной поверхности в определенной области толщин $b \in (0.05-0.20) \mu\text{m}$ (пермаллоевые пленки) существуют асимметричные блоховские доменные стенки с вихревой внутренней структурой [1]. Их нелинейная динамика впервые исследована в [2]. Установлено, что в полях выше критического поля H_c структура движущейся стенки перестраивается. Описан сценарий этой нелинейной перестройки. Он состоит в преобразовании асимметричной блоховской стенки в асимметричную неселевскую и обратно с одновременным изменением киральности стенки.

Исследовав нелинейную динамику стенок в пленках разных толщин, в полях H , слабо отличающихся от $H_c(H-H_c)/H_c \ll 1$, мы нашли новые сценарии нелинейной перестройки стенок. В данной работе описаны эти сценарии и их генезис.

Рассмотрены пленки типа пермаллоя с намагниченностью насыщения $M_s = 0.08 \text{ Wb/m}^2$, константой анизотропии $K = 10^2 \text{ J/m}^3$ и обменным параметром $A = 10^{-11} \text{ J/m}$. В области толщин $0.05-0.15 \mu\text{m}$ в качестве равновесной, как обычно [1], имеем асимметричную блоховскую стенку (рис. 1, a), отделяющую два домена, намагниченных вдоль поверхности пленки в $\pm z$ направлениях. На центральной штриховой линии M_z меняет знак. Между двумя другими линиями уровня $M_z = \text{const}$,

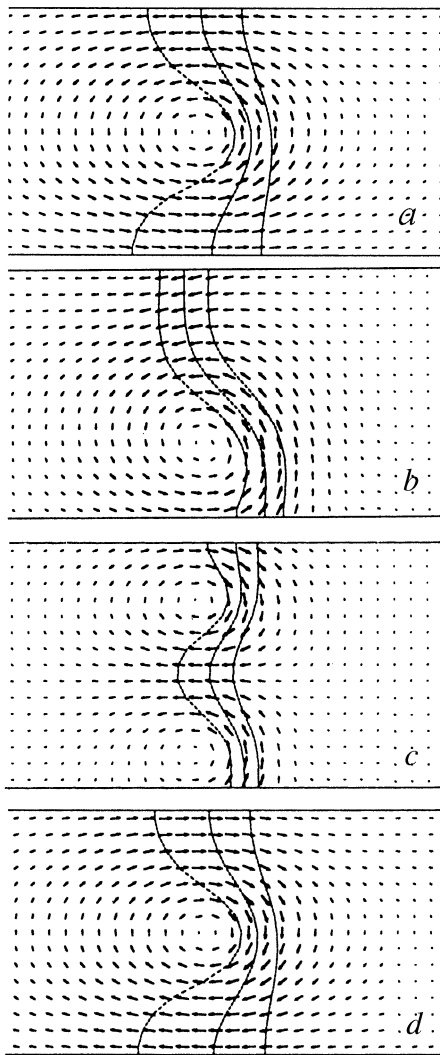


Рис. 1. Пример последовательности мгновенных конфигураций доменной стенки в пленке толщиной $0.07 \mu\text{m}$.

\mathbf{M} поворачивается на 60° . Временную эволюцию структуры стенки при включении поля \mathbf{H} вдоль z описываем путем численного решения уравнения Ландау и Лифшица, представленного в виде

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma|[\mathbf{M}, \mathbf{H}_{eff}] - |\gamma|(\alpha/M_S^2)[\mathbf{M}, [\mathbf{M}, \mathbf{H}_{eff}]], \quad (1)$$

где

$$\mathbf{H}_{eff} = (2A/M_S^2)\Delta\mathbf{M} + (2K/M_S^2)(\mathbf{M}\mathbf{c}) + \mathbf{H}^{(m)} + \mathbf{H}, \quad (2)$$

t — время, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания (в наших расчетах $\alpha = 0.1$), $\mathbf{H}^{(m)}$ — магнитостатическое поле, Δ — оператор Лапласа в плоскости xu , \mathbf{c} — единичный вектор вдоль оси z . Метод численного решения (1) описан в [2–4].

Проводимые исследования позволяли получать мгновенные конфигурации \mathbf{M} . На рис. 1 дана последовательность таких конфигураций, иллюстрирующая один из новых механизмов нелинейной динамической перестройки стенки.

На первой стадии внутрстеночный вихрь смещается к нижней поверхности пленки (рис. 1, *b*), как и в классическом случае [2]. Далее, в отличие от [2], где на следующем этапе образуется асимметричная неелевская стенка, в нашем случае у верхней поверхности пленки и с той же стороны по отношению к центральной линии стенки формируется второй вихрь с киральностью, обратной первому, и, в конце концов, образуется структура, представленная на рис. 1, *c*. Затем оба вихря смещаются вниз, нижний исчезает, а верхний, продолжая смещаться, проходит через стадию, представленную на рис. 1, *d*. Эта конфигурация отличается от рис. 1, *a* только киральностью. Ею заканчивается первый полупериод преобразований стенки. Аналогичные явления происходят на втором полупериоде. В его конце структуры стенки, включая киральность, оказываются такими же, что и на рис. 1, *a*.

Описанный сценарий существует в пленках с $b \in (0.065 \div 0.080) \mu\text{m}$. В пленках с $b > 0.080 \mu\text{m}$ мы обнаружили еще один сценарий динамических преобразований структуры стенки. В этом случае после смещения вихря к нижней поверхности имеем структуру, аналогичную данной на рис. 1, *b*. Примем ее за исходную. Далее вихрь, сильно деформируясь, просачивается (туннелирует) слева направо через центральную линию стенки (рис. 2, *a* и *b*). Вихрь, зародившийся справа, движется к нижней поверхности. Одновременно у верхней поверхности пленки рождается второй вихрь с киральностью, обратной первому, и

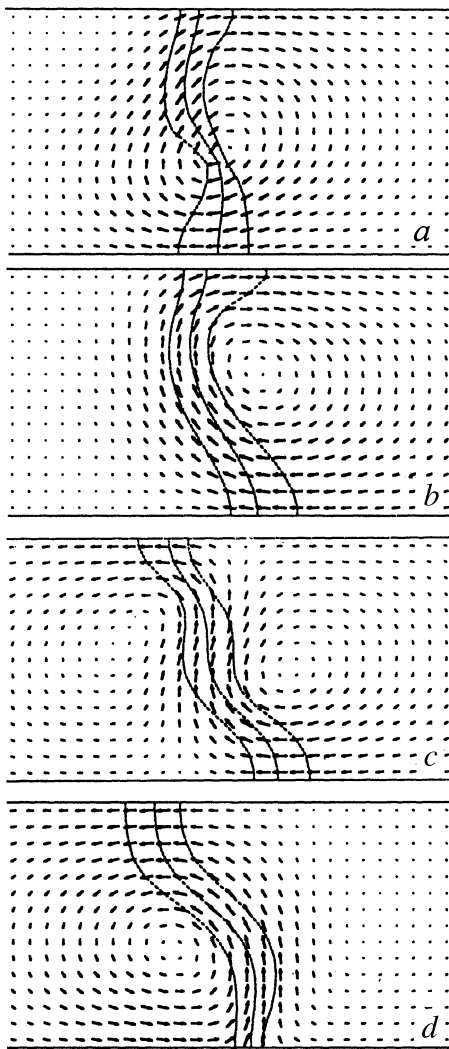


Рис. 2. Пример последовательности мгновенных конфигураций доменной стенки в пленке толщиной $0.10 \mu\text{m}$.

возникает асимметричная структура с двумя вихрями, изображенная на рис. 2, *c*. Далее оба вихря смещаются вниз и правый исчезает (рис. 2, *d*). Оставшийся вихрь, продолжая смещаться вниз, образует конфигурацию стенки, аналогичную исходной, но с противоположной киральностью. Этим заканчивается первый полупериод преобразований стенки. На втором полупериоде происходят аналогичные явления. В его конце структура стенки, а также киральность вихря возвращаются к исходным.

Расчеты показывают, что основной причиной появления описанных сценариев динамического преобразования стенки является связанное с ними существенное уменьшение магнитостатических полей, обусловленное дроблением полюсов на боковой поверхности стенки. Это облегчает появление прецессии \mathbf{M} вокруг оси легкого намагничивания, неизбежно возникающей в полях $H \geq H_c$ [5]. Чтобы понять это, полезно вспомнить сценарий перестройки, исследованный в [2]. Здесь после смещения вихря к нижней поверхности асимметричная блоховская стенка превращается в асимметричную неелевскую, а последняя — почти в классическую одномерную неелевскую стенку. С одномерной стенкой Нееля связаны большие магнитостатические полюса. В новых сценариях перестройки стенки стадия, связанная с появлением одномерной неелевской стенки, исчезает и вместо нее возникают стадии, изображенные на рис. 1, *b* и 2, *a*. В этом случае распределение \mathbf{M} на плоскости стенки таково, что приводит к дроблению полюсов.

Таким образом, нелинейная динамика доменной стенки оказывается очень чувствительной к изменению параметров пленки. Результаты позволяют ожидать появления немонотонной зависимости поля бифуркации H_c от толщины пленки.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 99–02–16279.

Список литературы

- [1] LaBonte A.E. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 2450.
- [2] Yuan S.V., Bertram H.N. // Phys. Rev. 1991. B 44. P. 12395.
- [3] Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г. // ФТТ. 1996. Т. 38. С. 2442.
- [4] Filippov B.N., Korzunin L.C. // Phys. Rev. B (в печати).
- [5] Schryer N.E., Walker L.B. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 5406.