

05

Критические скорости скрученной доменной границы в очень тонких магнитных пленках

© Г.Е. Ходенков

Институт электронных управляющих машин, Москва
E-mail: angeline@mtu-net.ru

Поступило в Редакцию 6 сентября 2002 г.

Для учета влияния нелокального магнитостатического поля на структуру скрученной доменной границы в области очень малых толщин пленок (меньше ширины ДГ) сформулирован интегродифференциальный вариант уравнений Слончевского. В этой области, если отвлечься от специфических для магнитных мультислоев особенностей, предельная скорость СДГ очень мала, хотя скрученность СДГ и невелика, и ее динамика здесь носит в основном прецессионный характер. В области толщин пленок, превышающих ширину ДГ, численными методами определен максимум пиковой скорости, который на 20% превышает известное уокеровское значение.

В настоящей работе изучается динамика скрученных доменных границ (СДГ), которые присущи магнитным пленкам с перпендикулярной анизотропией (фактор качества $Q > 1$, см. [1]), в области малых толщин. Такие пленки, в частности, рассматриваются как среды для построения системы перпендикулярной записи информации, отличающейся повышенной, по сравнению с используемой параллельной, плотностью записи, предназначенной для жестких дисков компьютеров (см., например, [2]). Теоретические результаты, полученные в этой области, помимо самостоятельного значения, могут служить континуальными пределами соответствующих результатов для магнитных мультислоев, исследования которых интенсивно ведутся в настоящее время. Конечно, ДГ в мультислоях обладают большим разнообразием типов (см., в частности, [3,4]), причем динамика в области крайне малых толщин может определяться и причинами, не учитываемыми в континуальном приближении.

Толщины h рассматриваемых пленок лежат в диапазоне $a < h < \Lambda$, который ниже для удобства разбивается на два:

$$a) a < h < \Delta \equiv \sqrt{A/K} \quad \text{и} \quad b) \Delta \leq h \leq \Lambda \equiv \sqrt{A/2\pi M^2} \equiv \sqrt{Q} \Delta. \quad (1)$$

Здесь a — постоянная решетки; Δ и Λ ($\Delta < \Lambda$) — ширины блоховской ДГ и блоховской линии соответственно ($A, K > 0$ — константы неоднородного обмена и одноосной анизотропии, M — намагниченность). В области (1b) неоднородная часть обменного взаимодействия не допускает возникновения больших углов скрученности в структуре СДГ. Она, согласно вариационным расчетам [5], близка по своим свойствам к одномерной блоховской ДГ (аналитическая теория СДГ здесь была развита в [6,7]). В области (1a) ситуация та же, но магнитостатическую энергию уже нельзя аппроксимировать одномерным приближением $2\pi M_n^2$ (n — нормаль к плоскости ДГ), как в (1b). Ниже для учета эффектов нелокальной магнитостатики формулируются интегродифференциальные уравнения Слончевского, охватывающие оба диапазона (1).

Для азимутального угла $\psi(z)$ вектора намагниченности в центре СДГ обобщение обычного уравнения Слончевского [1] имеет вид

$$V = -\varepsilon^2 \psi''(z) + \cos \psi(z) \left[\int_{-1}^1 G_\delta(z - z_1) \sin \psi(z_1) dz_1 - H_\delta(z) \right] \quad (2)$$

с граничными условиями $\psi'(z = \pm 1) = 0$ на поверхностях пленки. V — скорость СДГ, отнесенная к $2V_w$, где $V_w = 2\pi M \gamma \Delta$ — скорость Уокера, $\gamma > 0$ — магнитомеханическое отношение, координата z отнесена к $h/2$: $-1 < z < 1$; $\varepsilon = 2\Lambda/h$ и $\delta = 2\Delta/h$ — важные параметры теории, определяющие характер решений (2).

Необходимо пояснить происхождение интегрального ядра в (2)

$$G_\delta(z) = \ln(1 + \delta^2/z^2)/2\pi\delta, \quad (3)$$

тем более что в литературе [8] встречаются и иные представления. Рассмотрим следующий вклад в энергию магнитостатического взаимодействия:

$$\int_{-h/2}^{h/2} dz dz_1 \int_{-\infty}^{\infty} dy dy_1 \frac{\partial M_y(y, z)}{\partial y} \frac{\partial M_y(y_1, z_1)}{\partial y_1} \ln \frac{1}{\sqrt{(z - z_1)^2 + (y - y_1)^2}},$$

где $M_y(y, z) = M \sin \theta(y) \sin \psi(z) \approx M \sin \psi(z) / \text{ch}(y/\Delta)$ — перпендикулярные плоскости ДГ компоненты намагниченности, записанные в приближении, принятом для вывода уравнений Слончевского [1]. Магнитный диполь $\sim \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\cosh y/\Delta}$ представим через δ -функцию: $\delta(y + \Delta) - \delta(y - \Delta)$, что и приводит к (3). (3) совпадает с ядром интегродифференциального уравнения для неслесовой ДГ в тонких пермалловых пленках [9] и в отличие от [8] имеет корректную асимптотику $G_\delta(z \rightarrow \infty) \rightarrow 1/z^2$, отвечающую полю линейного диполя. В области (1b) $\lim_{\delta \rightarrow 0} G_\delta(z) \rightarrow \delta(z)$, так что (2) переходит в известное дифференциальное уравнение [1]. Приводящее к скрученности размагничивающее поле от полюсов на поверхностях пленки после усреднения по толщине ДГ не имеет расходимостей:

$$H_\delta(z) = \frac{1}{4} \ln \frac{(1+z)^2 + \delta^2}{(1-z)^2 + \delta^2}. \quad (4)$$

Рассмотрим сначала область предельно малых толщин (1a), когда условие $\delta = 2\Delta/h \geq 1$ позволяет разложить коэффициенты в (2) по $1/\delta$:

$$G_\delta(z) \rightarrow [2\pi \ln \delta - \ln z^2 + z^2/\delta^2]/2\pi\delta + O(1/\delta^5),$$

$$H_\delta(z) \rightarrow z/\delta^2 + O(1/\delta^4). \quad (5)$$

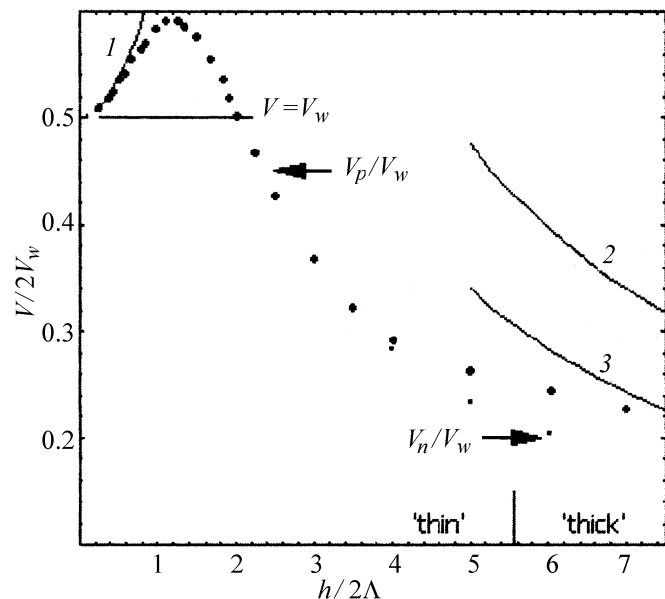
Вводя параметр $\lambda = 1/\varepsilon^2 \ll 1$ ($\varepsilon = 2\Delta/h$), ищем решение (2) аналогично [7] в виде рядов $\psi(z) = \psi_0 + \lambda\psi_1(z) + \dots$, $V = V_0 + \lambda V_1 + \dots$. Уравнение нулевого порядка $\psi_0''(z) = 0$ совместно с граничными условиями $\psi_0'(\pm 1) = 0$ показывает, что решение нулевого порядка ψ_0 — константа, от которой зависят последующие приближения. В первом порядке имеем уравнение

$$\psi_1'' = -V_0 - \frac{z}{\delta^2} \cos \psi_0 + \left[\frac{2 \ln \delta}{\pi \delta} - \frac{1}{2\pi \delta} \int_{-1}^1 \ln(z - z_1)^2 dz_1 \right] \sin \psi_0 \cos \psi_0. \quad (6)$$

Поскольку $\psi_1'(\pm 1) = 0$, то, интегрируя (6) в пределах $-1 < z < 1$, получаем в первом приближении (выбираем ДГ с $0 < \psi_0 < \pi/4$)

$$V = \sin \psi_0 \cos \psi_0 (2 \ln \delta + 3 - 2 \ln 2) / \pi \delta. \quad (7)$$

Таким образом, величина пиковой скорости V_p (аналог скорости Уокера, в (7) $\psi_0 = \pi/4$ в пределе слабого влияния магнитодипольного



взаимодействия является малой величиной $\sim V_w \ln \delta/\delta$. Вклад скрученности (второй член в правой части (6)) очень мал $\sim \lambda/\delta^2$. Если движущее поле превышает V_p/μ (μ — подвижность ДГ), динамика СДГ приобретает прецессионный характер. Подчеркнем, однако, что перечисленные результаты могут не учитывать ряда факторов, специфичных для области (1a) (см., в частности, [3,4]), влияния магнитоупругих взаимодействий [10,11], а также и изменение параметра затухания [12].

В заключение обратимся к динамике СДГ в области толщина (1b) ($\delta < 1$), где (2) превращается в обыкновенное дифференциальное уравнение. В отличие от [5] в настоящей работе для численного решения (3) использовался метод установления, а в ряде случаев также метод „стрельбы“.

Для области (1b) результаты расчетов предельной скорости V_p и скорости V_i , при которой происходит нуклеация ГБЛ-горизонтальной блоховской линии (последняя — без учета слабого гистерезиса, см. [1]) представлены на рисунке точками. В области $\varepsilon \sim 1$ скорость V_p имеет

отчетливо выраженный максимум, превышающий уокеровское значение на $\sim 20\%$, что значительно выше представленных на графике в [3] значений (см. также рис. 17.4 в [1]). Сплошная кривая 1 — теоретическая зависимость [5]

$$V/V_w = [1 + (1 + \ln 2)/6\varepsilon^2], \quad (8)$$

удовлетворительно согласующаяся с расчетными значениями. Отметим, что с точностью до нескольких процентов согласуется с расчетным также и предельный угол $\psi(z)$, полученный в [5] (в формулу (13а) [5] нужно подставить $\psi = \pi/4$ и $C_2 = 0$). Хуберт [5] вводит критическое значение $\varepsilon = 0.18$ ($h/\Lambda \sim 11$), ниже которого не происходит нуклеации ГБЛ (отметка „тонкие“/„толстые“ пленки на рисунке). Проведенные расчеты указывают, что нуклеация ГБЛ прекращается в пленках с несколько большими значениями — $\varepsilon \geq 0.25$. Сплошная кривая 2 — зависимость $V_p/V_w = 9.5\Lambda/h$ Слободянского [1], относящаяся к „толстым“ пленкам; кривая 3 — зависимость $V_h/V_w = 6.8\Lambda/h$, полученная в [13].

Список литературы

- [1] Малоземов А., Слободянский Дж. // Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [2] Hubert A., Schaefer R. // Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1998. 696 p.
- [3] Labrune M., Miltat J. // J. Magn. Magn. Mater. 1995. V. 151. N 1, 2. P. 231–245.
- [4] Костюченко В.В. // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 1. С. 93–95.
- [5] Hubert A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2276–2287.
- [6] Танкеев А.П., Страшников О.Г. // ФММ. 1982. Т. 53. В. 2. С. 257–266.
- [7] Ходенков Г.Е. // ФММ. 1984. Т. 5. В. 1. С. 37–41.
- [8] Fujii T., Kimosaki K., Inoue M. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 10. P. 1913–1922.
- [9] Хуберт А. // Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.
- [10] Сукстанский А.Л., Тарасенко В.В. // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. В. 4. С. 76–89.
- [11] Lamponova K.V., Sukstanskii A.L., Vargukhin V.N. // Phys. Rev. 1999. V. B. 60. N 14. P. 10262–10270.
- [12] Berger L. // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. N 9. P. 4632–4638.
- [13] Ходенков Г.Е. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 8. С. 2286–2289.