

## ВЛИЯНИЕ СКРУЧЕННОСТИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ НА ДИНАМИКУ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ В РЕГИСТРЕ ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

И. Г. Захарова, Ю. Н. Карамзин, В. Г. Редько

1. В памяти на вертикальных блоховских линиях (ВБЛ) [1] регистрами хранения информации являются доменные границы (ДГ) полосовых магнитных доменов со сформированным вдоль ДГ потенциальным рельефом для стабилизации положений ВБЛ. Большинство работ по теоретическому анализу динамики ВБЛ в регистре хранения информации относится к одномерному случаю, когда пренебрегают скрученностью ДГ, т. е. зависимостью структуры ДГ и ВБЛ от координаты  $z$ , нормальной к поверхности доменосодержащей магнитной пленки (см., например, [2, 3]). В движущейся скрученной ДГ возможна динамическая конверсия [4], а именно возникновение новых ВБЛ за счет образования и прорыва горизонтальных [блоховских линий] (ГБЛ). В памяти на ВБЛ динамическая конверсия могла бы приводить к ошибкам работы устройства. Скрученность ДГ при моделировании работы регистра хранения учитывалась в [5]. Однако расчет [5] носит иллюстративный характер: в нем показана принципиальная работоспособность регистра хранения для фиксированных параметров магнитной пленки, потенциального рельефа и управляющего поля.

Цель настоящей работы — проанализировать динамику ВБЛ в регистре хранения информации с учетом скрученности ДГ в широком интервале управляющих полей и оценить, насколько велико влияние скрученности на условия стабильного продвижения ВБЛ в регистре.

2. Исходим из двумерных уравнений Слончевского [4], которые запишем в следующем безразмерном виде:

$$\dot{q} - \alpha \dot{\varphi} = [1 + \kappa(x)] \sin \varphi \cos \varphi + h_x \sin \varphi - h_y \cos \varphi - \nabla^2 \varphi, \quad (1)$$

$$\dot{\varphi} + \alpha \dot{q} = h_x - b^2 q + \nabla^2 q. \quad (2)$$

Здесь  $q$  — координата ДГ;  $\varphi$  — азимутальный угол, характеризующий ориентацию намагниченности в ДГ;  $\kappa(x)$  — ромбическая анизотропия, создающая потенциальный рельеф для стабилизации положений ВБЛ в регистре;  $h_x, h_y, h_z$  — компоненты магнитного поля;  $b^2$  — нормированный эффективный градиент поля смещения, стабилизирующий положение ДГ в полосовом домене;  $\alpha$  — параметр затухания;  $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2) + (\partial^2/\partial z^2)$ ; ось  $x$  ориентирована в плоскости пленки вдоль ДГ, ось  $z$  перпендикулярна пленке. Переменные в (1), (2) нормированы следующим образом:  $q \rightarrow q\Delta^{-1}$ ;  $x, z \rightarrow x\Delta^{-1}, z\Delta^{-1}$ ;  $t \rightarrow t(4\pi M\gamma)$ ;  $b^2 = (H'\Delta)/(4\pi M)$ ,  $h_x = H_x/(4\pi M)$ ,  $h_{x,y} = (H_{x,y})/8M$ ,  $\kappa(x) = (K_p(x))/(2\pi M^2)$ , где  $\Delta = A^{1/2}K^{-1/2}$ ;  $A$  — обменная константа;  $K$  — константа одноосной анизотропии;  $\Lambda = A^{1/2}(2\pi)^{-1/2}M^{-1}$ ,  $M$  — намагниченность;  $t$  — время;  $\gamma$  — гиромангнитное отношение;  $H'$  — эффективный градиент поля смещения;  $H_x = H_x(t)$  — внешнее поле смещения, под действием которого происходит движение ДГ и ВБЛ;  $H_y = H_y(z)$  — поле размагничивания, обуславливающее скрученность ДГ;  $K_p(x)$  — размерная ромбическая анизотропия. Система (1), (2) решалась численно с помощью псевдоспектральной симметричной консервативной разностной схемы [6].

Зависимость  $h_y(z)$  задавалась модельно, следуя [7],

$$h_y(z) = \frac{1}{2} \ln \frac{\frac{D}{2} + z - \frac{2}{\sqrt{Q}} \operatorname{sh}\left(\frac{z\sqrt{Q}}{2}\right) \operatorname{ch}^{-1}\left(\frac{D\sqrt{Q}}{4}\right)}{\frac{D}{2} - z + \frac{2}{\sqrt{Q}} \operatorname{sh}\left(\frac{z\sqrt{Q}}{2}\right) \operatorname{ch}^{-1}\left(\frac{D\sqrt{Q}}{4}\right)}, \quad (3)$$

где  $D$  — толщина пленки,  $Q = K(2\pi M^2)^{-1}$ .

Расчет проводился для типичных пленок:  $\alpha = 0.1$ ,  $b^2 = 0.02$ ,  $Q = 3$ ,  $D = 15$ . Магнитостатическое притяжение между ВБЛ учитывалось введением небольшого поля  $h_x = 0.05$ . Потенциальный рельеф считался синусоидальным  $\kappa(x) = \kappa_0(1 - \cos(2\pi x/L))$ . Амплитуда и период рельефа задавались исходя из аналитических оценок [8] условий стабильного продвижения ВБЛ в регистре хранения  $\kappa_0 = 0.04$ ,  $L = 20$ . Управляющее поле  $h_x(t)$  имело вид

$$h_x(t) = \begin{cases} h_0 t_\phi^{-1} t, & t < t_\phi, \\ h_0, & t > t_\phi, \end{cases} \quad (4)$$

где  $h_0$  и  $t_\phi$  — амплитуда импульса и длительность переднего фронта соответственно. Выражение (4) модельно аппроксимирует сильно асимметричные трапецеидальные или треугольные управляющие импульсы  $h_x(t)$ , которые предполагается использовать для продвижения ВБЛ по регистру.

Кроме основного двумерного расчета мы провели дополнительно одномерный по  $x$  расчет, полагая в (1), (2)  $h_y=0$ ,  $\partial^2/(\partial z^2)=0$ , и одномерный по  $z$  расчет, полагая в (1), (2)  $x_0=h_x=0$ ,  $\partial^2/(\partial x^2)=0$ .

3. Результаты расчетов иллюстрируются рис. 1, 2. На рис. 1 показаны зависимости смещения пары ВБЛ от времени  $x_L(t)$  для различных значений  $h_0$  при  $t_\phi=0$  для двумерного

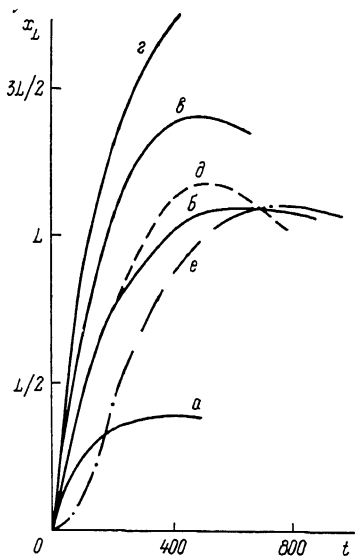


Рис. 1. Зависимость смещения пары ВБЛ от времени.

$h_0=0.02$  (а), 0.04 (б, в, е), 0.06 (д), 0.08 (з);  $t_\phi=0$  (а—в), 200 (е); а—з, е — двумерный расчет, в — одномерный по  $x$ .

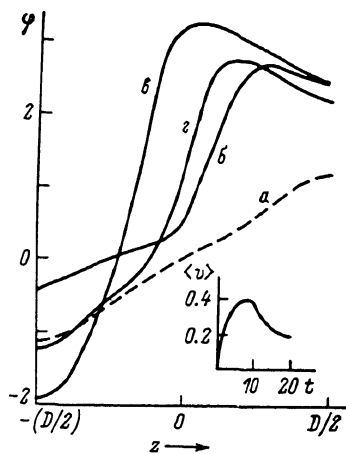


Рис. 2. Зависимости  $\varphi(z)$ .

$h_0=0.16$ ,  $t_\phi=0$ ;  $t=0$  (а), 10 (б), 20 (д), 60 (е). Одномерный по  $z$  расчет. На вставке зависимость усредненной по  $z$  скорости ДГ от времени.

расчета (кривые а—з). Видно, что амплитуды полей, при которых происходит «переброс» пары ВБЛ из исходного минимума рельефа в соседний, приблизительно соответствуют интервалу  $0.03 < h_0 < 0.06$ . Двумерный и одномерный по  $x$  расчеты дают близкие друг к другу зависимости  $x_L(t)$  (кривые б, в на рис. 1). Сравнение этих расчетов показывает, что скрученность ДГ приводит к небольшому увеличению требуемых для переброса пары амплитуд поля  $h_0$  (количественное сопоставление не проводилось из-за большого времени двумерного счета). Анализ зависимостей  $\varphi(x, z, t)$  показал, что при  $h_0 < 0.2$  структура пары ВБЛ не разрушается.

На рис. 2 показаны зависимости  $\varphi(z)$  в некоторые моменты движения ДГ, полученные в одномерном по  $z$  расчете для  $h_0=0.16$ ,  $t_\phi=0$ . Видно, что, когда скорость ДГ велика, происходят формирование и движение ГБЛ, но затем скорость ДГ уменьшается и ГБЛ «рассасывается». Следовательно, хотя амплитуда поля  $h_0$  намного больше величины  $h_p$ , соответствующей пределу Слончевского для равномерного движения ДГ [4] (в нашем случае  $h_p \approx \approx 0.015$ ), время движения ДГ мало и прорыва ГБЛ не происходит. Прорыв ГБЛ происходит только при  $h_0 > 0.2$ . При  $h_0 \leq 0.06$  для рассматриваемого движения ДГ ГБЛ вообще не образуется.

Для полей с конечным фронтом нарастания при  $t_\phi \gg \alpha^{-1}$  условие отсутствия динамической конверсии оценим аналитически. При  $t < t_\phi$  после переходного процесса длительностью порядка  $\alpha^{-1}$  устанавливается равномерное движение ДГ со скоростью  $v_{ст} = h_0 t_\phi^{-1} b^{-2}$ . Условие отсутствия динамической конверсии есть  $v_{ст} < v_p = 4.75 D^{-1}$ , где  $v_p$  — пиковая

скорость Слончевского [4]. Для реальных фронтов и амплитуд импульса и типичных пленок ( $t_\phi \sim 200$ ,  $h_0 \sim 0.04$ ,  $D \sim 15$ ,  $v_{ст} \sim 0.01$ ,  $v_p \sim 0.3$ ) это условие заведомо выполняется. Зависимость  $x_L(t)$ , полученная двумерным расчетом при  $t_\phi=200$ ,  $h_0=0.04$ , приведена на рис. 1 (кривая  $e$ ). Пара ВБЛ в этом расчете перемещалась с практически не меняющейся структурой.

4. Итак, для типичных пленок, параметров рельефа и требуемых полей управления скрученность ДГ слабо влияет на динамику ВБЛ в регистре хранения информации. Динамическая конверсия, т. е. образование «лишних» ВБЛ в результате возникновения и прорыва ГБЛ отсутствует, так как малы либо время движения ДГ (для коротких фронтов импульса  $t_\phi$ ), либо скорость ДГ (для реальных  $t_\phi$ ). Скрученность ДГ приводит к небольшому возрастанию требуемых для продвижения ВБЛ управляющих полей.

#### Список литературы

- [1] Konishi S. // IEEE Trans. Magn. 1983. Vol. 19. N 5. P. 1838—1840.
- [2] Theile J., Kosinski R. A., Engemann J. // J. Magn. Magn. Mater. 1986. Vol. 62. N 2/3. P. 139—142.
- [3] Попков А. Ф., Редько В. Г. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2383—2386.
- [4] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [5] Fujita E., Konishi S. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Vol. 26. N 9. P. 1493—1497.
- [6] Карамзин Ю. Н. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР. № 73. М., 1982. 25 с.
- [7] Hubert A. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 5. P. 2276—2287.
- [8] Редько В. Г. // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. № 1. С. 72—77.

Поступило в Редакцию  
16 января 1990 г.