05; 09

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СКРУЧЕННЫХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Г. Е. Ходенков

Рассматриваются ВБЛ в скрученных ДГ магнитных пленок с большой перпендикулярной одноосной анизотропией. Получены уравнения движения скрученных ВБЛ и на их основании оценены динамические параметры ВБЛ: подвижность, масса, продольный и поперечный пространственный изгиб. Обсуждается влияние скрученности на область устойчивой работы памяти на ВБЛ.

Сверхплотная интегральная память на ВБЛ по С. Кониси (1983 г.) — одно из современных направлений магнитной микроэлектроники (более ранняя попытка в [1]), и здесь, как и для всякого запоминающего устройства, возникает задача построения области устойчивой работы (ОУР). Свойства нескрученных ВБЛ достаточно хорошо изучены [2]. Построение ОУР сдвигового регистра памяти, которым служит ДГ с перемещаемыми в ней по ячейкам ВБЛ, наиболее эффективно в рамках «сокращенных» уравнений [3-5] (см. также [6-8]). Подход на основании уравнений Слончевского или тем более Ландау—Лифшица требует больших затрат времени ЭВМ.

Следует помнить однако, что в пленках с перпендикулярной анизотропией ДГ вместе с содержащимися в них ВБЛ скручены [2]. Степень скрученности определяется параметром $\varepsilon=(2\Lambda)/h\equiv l/(\sqrt{Q}h)$ (Λ — ширина ВБЛ, h — толщина пленки, l — характеристическая длина, Q — фактор качества). Хотя для ВБЛ памяти рекомендуется уменьшение h [9] ($l/h=0.25$ [7]) по сравнению с ЦМД памятью ($l/h\sim 0.1$), параметр ε остается малым и, следовательно, скрученность большая. Подавляющее большинство работ по скрученности носит сугубо численный характер. Укажем только на [10], где численно моделировалось прохождение 360° скрученных пар ВБЛ — единиц информации в ЗУ по сдвиговому регистру. В качестве исключений из этого ряда можно указать на [11] (оценка массы скрученной ВБЛ) и [12] (взаимодействие между ВБЛ и их статика в магнитных полях). Динамические свойства скрученных ВБЛ остаются тем не менее во многом не освещенными. Цель настоящей работы — получить уравнения движения скрученных ВБЛ, аналогичные полученным в [3-5] для нескрученного случая, и оценить влияние скрученности на их динамические свойства и ОУР памяти.

Для скрученной ДГ (рис. 1) уравнения Слончевского для азимутального угла $\psi\,(x, z, t)$ намагниченности $\mathbf{M}$ в центре ДГ $q\,(x, z, t)$ запишем в безразмерном виде

$$\psi_{,t}+\alpha q_{,t}=q_{,xx}+\varepsilon^2 q_{,zz}-\varepsilon^2(q-Vt), \tag{1.1}$$

$$q_{,t}-\alpha\psi_{,t}-H_x\sin\psi=-\psi_{,xx}-\varepsilon^2\psi_{,zz}+[\sin\psi-H_y(z)]\cos\psi=0 \tag{1.2}$$

с граничными условиями на поверхностях пленки $q_{,z}(x, z=\pm1)=\psi_{,z}(x, z=\pm1, t)=0$. Здесь использованы следующие переходы к безразмерному положению ДГ q, координатам в плоскости ДГ x и z, времени t, полю размагничивания

$H_y\,(z)=\mathrm{Arth}\,z$, нормальному плоскости ДГ и вызывающему скрученность; магнитному полю вдоль ДГ H_x:

$$q\to\frac{q}{\Delta},\quad x\to\frac{x}{\Lambda},\quad z\to\frac{2z}{h},\quad t\to t\,(4\pi\gamma M),\quad H_{x,y}\to\frac{H_{xy}}{8M},\tag{2}$$

где Δ, Λ — ширины ДГ и ВБЛ, причем $\Lambda=\Delta\sqrt{Q}$, $\varepsilon=2\Lambda/h<1$, $\gamma>0$ — магнитомеханическое отношение, $\alpha>0$ — параметр затухания Гильберта.

Таким образом, скорость ДГ V измеряется в единицах $4\pi\gamma M\Delta$ (скорость Уокера в этих единицах $1/2$), скорость ВБЛ вдоль координаты x — $4\pi\gamma M\Lambda$. Предполагается, что ДГ стабилизирована относительно продольных изгибов внешним магнитным полем $H_x=H'_y$ (рис. 1), которое продвигается вместе с ДГ с некоторой постоянной малой скоростью V, которая не превышает пиковую скорость Слончевского. Параметр жесткости ДГ — $\varkappa^2=H'\Delta/4\pi M$.

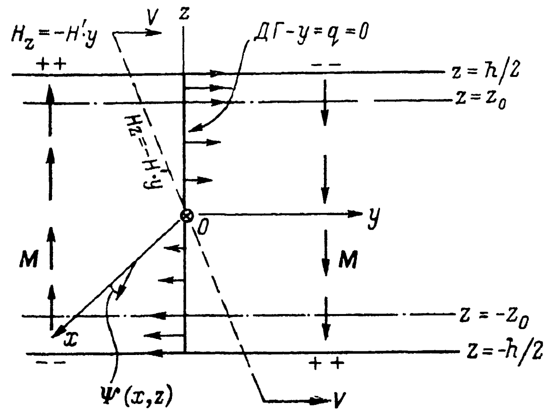

Рис. 1. Скрученная ДГ в магнитной пленке.

Фрагмент статического периодического распределения ВБЛ в скрученной ДГ схематически показан на рис. 2. На пространственном периоде по оси x имеются две скрученные ВБЛ с производной одного знака $\psi_{,x}\,(x,z)>0$, которые различаются расположением 360° участков, выходящих на противоположные поверхности пленки. Нескрученному случаю отвечают сечения $z=0$ и однородность по z конфигураций ВБЛ1 и ВБЛ2. Статическая скрученная структура определяется уравнением

$$q^{(0)}=0,\ -\psi^{(0)}_{,xx}-\varepsilon^2\psi^{(0)}_{,zz}+[\sin\psi^{(0)}-H_y\,(z)]\cos\psi^{(0)}=0.\tag{3}$$

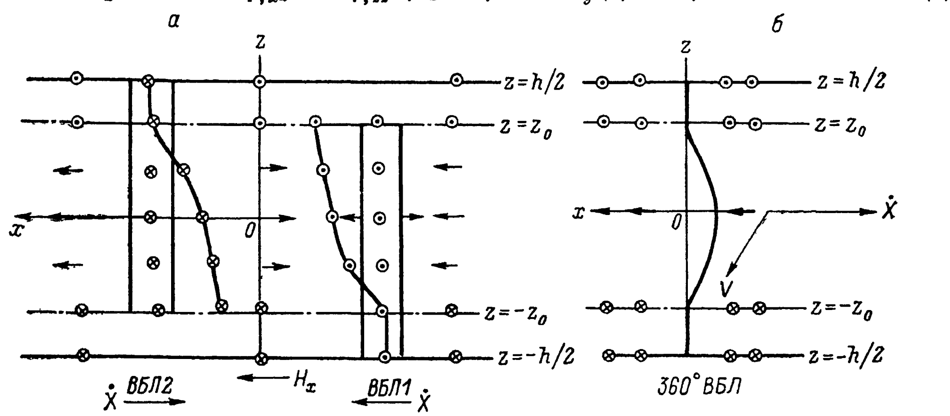

Рис. 2.

а — скрученные ВБЛ и их изгибы в поле H_x, *б* — динамический изгиб пары ВБЛ в движущейся равномерно ДГ.

Какие-либо аналитические решения (3) неизвестны, но в отвечающем реальности приближении $\varepsilon^2=0$ для ВБЛ1 (помещенной в начало координат) имеем непрерывное по z решение

$$\cos\psi^{(0)}=\begin{cases}\dfrac{-2\sqrt{H\,(H+1)}\,\mathrm{sh}\,(x\sqrt{-H-1})}{1+H\,\mathrm{ch}^2\,(x\sqrt{-H-1})} & -1\leqslant z\leqslant -z_0, \quad (-\infty<H<-1) \qquad (4.1)\\[2ex] -\dfrac{\sqrt{1-H^2}\,\mathrm{sh}\,(x\sqrt{1-H^2})}{H+\mathrm{ch}\,(x\sqrt{1-H^2})} & -z_0\leqslant z\leqslant z_0, \quad (1\leqslant H\leqslant 1) \qquad (4.2)\end{cases}$$

в котором $H=H_y\,(z)=\mathrm{Arth}\,z$ — скручивающее поле.

Важную роль в теории скрученности играют так называемые критические линии $z=\pm z_0$ ($H_y(\pm z_0)=\pm 1$, $z_0=\operatorname{th}1$), на которых решения (3) почти лабильны. В последующем необходимо также значение $\psi^{(0)}_{,x}$ от составного решения (4), усредненное по x,

$$\overline{\psi^{(0)}_{,x}}=\psi(x=\infty,\ z)-\psi(x=-\infty,\ z)=\begin{cases}2\pi & -1\leqslant z\leqslant -z_0, \quad (5.1)\\ 4\operatorname{artg}\sqrt{\dfrac{1-H}{1+H}} & -z_0\leqslant z\leqslant z_0. \quad (5.2)\end{cases}$$

Оно зависит от z, как и локальный топологический заряд ВБЛ,

$$s(x)=\psi_{,x}/\pi. \tag{6}$$

Здесь и в последующем черта сверху означает интегрирование в пределах $-\infty<x<\infty$. Соответствующие величины для ВБЛ2 получаются после учета симметрии по z. Решения (4), (5) хорошо описывают истинное в меру малости ε, за исключением малых областей вблизи критических линий $z=\pm z_0$ и поверхностей пленки $z=\pm 1$.

Переходя к динамическому случаю, ограничимся сначала двумя стационарными режимами движения: прямым продвижением ВБЛ внешним магнитным полем вдоль ДГ $H_x<1$ и гиротропным продвижением, когда ДГ перемещается равномерно со скоростью $V<1$ вместе с движущимся градиентным полем $H_z=-H'_y$. Решения системы (1) ищем в виде следующих рядов:

$$q=Vt-\frac{\alpha V}{\varkappa^2}+q^{(1)}(x-X(z,\ t),\ z)+\ldots, \tag{7.1}$$

$$\psi=\psi^{(0)}(x-X(z,\ t),\ z)+\psi^{(1)}(x-X(z,\ t),\ z)+\ldots, \tag{7.2}$$

в которых $X(z,\ t)$ — искомая неизвестная функция, определяющая скорость и изгиб ВБЛ в плоскости ДГ xz; $\psi^{(0)}_{(x,\ z)}$ — статическое решение (1) (см. (3)); $\alpha V/\varkappa^2$ — фазовое отставание ДГ от движущего градиентного поля; $q^{(1)}$ — поперечный прогиб ДГ по оси y.

Малые величины $q^{(1)}$, $\psi^{(1)}\sim H_x$, $V\ll 1$ (причем также малы $X_{,t}$, $X_{,z}\sim H_x$, V) находятся в первом неисчезающем приближении из уравнений

$$-X_{,t}\psi^{(0)}_{,x}=q^{(1)}_{,xx}+\varepsilon^2 q^{(1)}_{,xx}-\varkappa^2 q^{(1)}, \tag{8.1}$$

$$V+\alpha X_{,t}\psi^{(0)}_{x}-H_x\sin\psi^{(0)}-\varepsilon^2(2\psi^{(0)}_{,xz}X_{,z}+\psi^{(0)}_{,x}X_{,zz})=\hat{L}\psi^{(1)}. \tag{8.2}$$

Члены $\sim\varepsilon^2$ в левой части (8. 2) возникли вследствие неявной зависимости $\psi^{(0)}(x-X,\ z)$ от z через $X(z,\ t)$ после введения новой независимой переменной $x-X$ вместо x. Самосопряженный оператор $\hat{L}$ в правой части (8. 2) имеет вид

$$\hat{L}=-\varepsilon^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\cos 2\psi^{(0)}+H_y(z)\sin\psi^{(0)}. \tag{9}$$

Так как исходная система (1) в силу трансляционной инвариантности не зависит явно от x, то оператор $\hat{L}$ особый: $\hat{L}\psi^{(0)}_{,x}=0$. Поэтому неоднородная задача (8. 2) по альтернативе Фредгольма разрешима, если неоднородность в левой части будет ортогональна $\psi^{(0)}_{,x}$ по двум независимым переменным. Но задача останется разрешимой, если вместо ортогональности по двум переменным, как это сделано в [11], потребовать лишь ортогональности по x и специального выбора $X(z,\ t)$ с помощью возникающего уравнения. Требуемое по Фредгольму обращение в нуль левой части (8. 2) будет выполнено, если удовлетворяется следующее уравнение скрученных ВБЛ:

$$\varepsilon^2[X_{,z}\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}]_{,z}=V\overline{\psi^{(0)}_{,x}}-H_x(\overline{\sin\psi^{(0)}\psi^{(0)}_{,x}})+\alpha X_{,t}\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}. \tag{10}$$

Граничные условия к (10) определяются из таковых для (1): $X_{,z}(z=\pm 1,\ t)=0$. Решив (10) относительно $X(z,\ t)$, с помощью (8. 1) определяем поперечный прогиб ДГ $q^{(1)}(x,\ z)$, пропорциональный гиротропной реакции $X_{,t}$ движущейся ВБЛ. Коэффициенты (10) — функции z; поскольку аналитические выражения для них неизвестны, то для их вычисления воспользуемся выражениями (4) в приближении $\varepsilon^2=0$. Имеем для ВБЛ1

$$\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}=\begin{cases}4\left[\sqrt{-1-H}-H\operatorname{arcctg}\sqrt{-1-H}\right] & -1\leqslant z\leqslant -z_0, \quad (11.1)\\ 2\left[\sqrt{1-H^2}-2H\operatorname{arctg}\sqrt{\dfrac{1-H}{1+H}}\right] & -z_0\leqslant z\leqslant z_0, \quad (11.2)\end{cases}$$

а также

$$\overline{\sin\psi^{(0)}\psi^{(0)}_{,x}}=\begin{cases}0 & |z_0|\leqslant |z|\leqslant 1, \quad (12.1)\\ 2\sqrt{1-H^2} & -z_0\leqslant z\leqslant z_0, \quad (12.2)\end{cases}$$

где, напомним, $H=H_y(z)=\operatorname{Arth} z$.

Величина (12) определяет нескомпенсированный «магнитный заряд» ВБЛ1 [12], суммарный заряд ВБЛ1+ВБЛ2=0. Уравнение (10) справедливо и для ВБЛ2, и для 360° пары, если в соответствии с симметрией по z модифицировать коэффициенты в уравнении (10).

Решение линейного уравнения (10) ищем в виде $X(z, t)=\dot{X}t+X(z)$, где $\dot{X}$ — скорость скрученной ВБЛ как целого, а $X(z)$ — ее динамическая форма. Граничное условие для ВБЛ1 при $z=1$ в приближении $\varepsilon^2=0$ приходится заменять на подходящее условия при $z=z_0$. Вновь задача содержит самосопряженный особый оператор, на этот раз в левой части (10). Так как его нулевая собственная функция $X_0=1/\sqrt{2}$, то из условия ортогональности получаем скорость ВБЛ

$$\dot{X}=[H_x(\overline{\overline{\sin\psi^{(0)}\psi^{(0)}_{,x}}})-V\overline{\psi^{(0)}_{,x}}]/(\alpha\cdot\overline{\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}}), \tag{13}$$

где вторая черта сверху означает интегрирование в пределах $-1\leqslant z\leqslant 1$.

Если иметь в виду ВБЛ1, то в приближении $\varepsilon^2=0$

$$\overline{\overline{\psi^{(0)}_{,x}}}=2\pi;\quad \overline{\overline{\sin\psi^{(0)}\psi^{(0)}_{,x}}}\simeq 4\cdot 0.6;\quad \overline{\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}}\simeq 4\cdot 3/2. \tag{14}$$

Восстанавливая размерности, получаем

$$\dot{X}=-\frac{2}{3}\left(\frac{\pi\sqrt{Q}}{2a}\right)V+0.4\left(\frac{\pi}{2a}\gamma\Lambda\right)H_x. \tag{15}$$

Численные факторы перед скобками показывают падение подвижности скрученных ВБЛ по сравнению с нескрученными (в скобках). Оно особенно значительно при прямом продвижении полем H_x. Для ВБЛ2 перед последним членом слева следует сменить знак. В [13] проводилось экспериментальное изучение подвижности ВБЛ в поле H_x, причем для исследуемого образца ($l=0.638$ мкм, $Q=4.5$, $h=1.97$ мкм, $\alpha=0.086$, $\gamma=1.785\cdot 10^7$ рад/с·э, $4\pi M=103$ Гс) была получена подвижность 15 м/с·Э. Подвижность нескрученной ВБЛ велика (50 м/с·Э) по сравнению с экспериментальным значением, тогда как (15) дает более приемлемое значение — 20 м/с·Э.

Продвижение 360° пары полем H_x невозможно, так как $\overline{\sin\psi^{(0)}\psi^{(0)}_{,x}}=0$. Если ВБЛ1 и ВБЛ2 (рис. 2) хорошо разделены, то значения коэффициентов (14) удваиваются. Скорость пары в этом пределе совпадает с гиротропной частью (15). К сожалению, в настоящее время неизвестны даже численные решения для скрученной пары статических уравнений Слончевского. Поэтому реальное значение ее подвижности определить не удается. Расчет подвижности нескрученной 360° пары [14] показывает, что с уменьшением ее размеров происходит падение подвижности.

Уравнение (10) после подстановки в правую часть определенной скорости (15) позволяет найти форму движущейся ВБЛ. Возникающий продольный изгиб ВБЛ целиком обусловлен скрученностью. Проще сначала обратиться к 360° паре рис. 2, так как для нее $\overline{\psi^{(0)}_{,x}}=2\pi$ постоянно и $\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}$ четно по z. Последняя функция непрерывна в приближении $\varepsilon=0$, имеет минимум $\overline{(\psi^{(0)}_{,x}(z=0))^2}=4$ (см. (11.2)) и монотонно возрастает при $z\to\pm 1$. Интегрируя (10) один раз, получаем

$$\varepsilon^2 X' (\psi^{(0)}_{,x})^2 = 2\pi V f(z),$$

$$f(z) \equiv \int\limits_0^z [1 - 2\,\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}/\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}, \tag{16}$$

где по (14) $\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}=12$.

В силу перечисленных выше свойств на интервале $0 \leqslant z \leqslant 1$ антисимметричная функция $f(z) > 0$. Отсюда следует, что движущаяся пара изгибается вперед по ходу движения $\dot{X} < 0$ своей центральной, менее скрученной частью, как показано на рис. 2. Интегрирование (16) с функциями из (11) затруднено их сложным видом, поэтому интерполируем (11) удовлетворяющим необходимым требованиям выражением $\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}=4\,(1+{}^3/_2 z^2)$. Тогда получим изгиб

$$X(z) = \frac{V}{\varepsilon^2}\,\frac{\pi}{18}\left[\frac{5}{3}\ln\left(\frac{2}{3}+z^2\right) - z^2\right], \tag{17}$$

который удовлетворяет граничным условиям $X'(\pm 1)=0$. Величина изгиба $X(1)-X(0)=0.1\cdot V/\varepsilon^2$. Оценки показывают, что в условиях работы [10] ($\pi\Lambda = 0.41$ мкм, $h=2$ мкм, $V \sim 1/2$) изгиб мал, но следует помнить, что он растет с уменьшением ε.

В поле H_x разделенные ВБЛ1 и ВБЛ2 рис. 2 движутся навстречу друг другу. Рассмотрим свободное движение ВБЛ1, для которой

$$\varepsilon^2 X' \overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2} = H_x \int\limits_{-1}^{z} [(\overline{\sin\psi^{(0)}\psi^{(0)}_{,x}}) \cdot \overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}/\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2} - (\overline{\sin\psi^{(0)}\psi^{(0)}_{,x}})]\,dz, \tag{18}$$

где все величины определены (11), (12) и (14).

Граничное условие при $z=-1$ удовлетворяется автоматически. Однако при $z \to z_0$ граничное условие не выполняется: правая часть (18) ведет себя как $(z_0\, z)^{3/2}$ и точно также ведет себя величина $\overline{(\psi^{(0)}_{,x})^2}$ в левой части. Дело в том, что помимо использованной разрешимости по Фредгольму должно еще выполняться некоторое условие на поведение коэффициента при X' в граничных точках. Этот коэффициент должен стремиться к нулю медленнее правой части, иначе существование конечного решения не гарантировано. Возникший парадокс связан, конечно, с приближением $\varepsilon^2=0$, в котором вычислялись коэффициенты (18). Но эта аномальная область вблизи критической линии мала $\sim\varepsilon$, локальный топологический заряд $s(z)$ (6) в ней мал, как и величина (11), так что ее влияние в целом на динамику ВБЛ1 несущественно.

Исследование правой части (18), аналогичное проделанному для (16), показывает, что ВБЛ1 и ВБЛ2 также изгибаются вперед по ходу движения своими менее скрученными частями, примыкающими к критическим линиям, как показано на рис. 2. Конечно, в линейном приближении допустимы лишь малые изгибы $\Delta X \sim \Lambda$, но численные эксперименты [13] показывают, что продольные изгибы достигают $\sim h/5$. Аналогичные результаты справедливы и при гиротропном продвижении скрученных ВБЛ движущейся со скоростью V ДГ.

При переходе к нестационарной динамике важно сначала определить поперечный (по оси y) прогиб ДГ $q^{(1)}(z, x)$ по уравнению (8. 1), в левой части которого скорость $\dot{X}$ теперь определена. Если жесткость ДГ мала $\varkappa^2 < 1$, что и имеет место в обычных условиях, то

$$\frac{q^{(1)}(x,\ z)}{\Delta} = \frac{\pi s(z)\, X_{,t}}{8\Lambda\gamma M\varkappa}\exp(-\varkappa|x|/\Lambda), \tag{19}$$

где $s(z)$ (6).

В этом приближении размер поперечного прогиба ДГ $\Delta x = \Lambda/\varkappa$ превосходит ширину ВБЛ. Опущенный вклад $\varepsilon^2 q^{(1)}_{,zz}$ существен лишь в приповерхностных областях пленки (погранслои $\sim\varepsilon h/2$) и на критических линиях.

Известная величина прогиба (19) позволяет определить массу — по терминологии [4] продольную — скрученной ВБЛ. В силу малости $\varkappa^2$ основная часть кинетической энергии ВБЛ сосредоточена в прогибе (19) [3, 4]. Вычисляя энергию ДГ $\bar{E}(z)=\bar{q}, \ +\varkappa^2\bar{q}_x^2$ и определяя линейную плотность массы как $m(z)=(1/2)\delta^2\bar{E}/\delta X_{,t}^2$, получаем

$$m(z)=m_0 s^2(z), \tag{20}$$

где $m_0=\pi/(4\varkappa\gamma^2\sqrt{Q})$ — плотность массы нескрученной 180° ВБЛ [3-5].

Характерна зависимость $m_0 \sim \varkappa^{-1}$, полученная для ВБЛ в ДГ ЦМД еще в [15]. Магнитодипольный вклад «магнитных зарядов» на поверхностях пленки [16, 17] здесь опущен: он увеличивает m_0.

Теперь с учетом (10), (20) запишем уравнение для скрученных ВБЛ в размерном виде

$$m(z)X_{,tt}+\alpha\frac{E(z)}{4\pi\gamma M\Delta\Lambda}X_{,t}-[E(z)X_{,z}]_{,z}+$$

$$+4\Delta\Lambda\frac{\partial U(X,\ z)}{\partial X}=-\frac{2\pi MV}{\gamma}s(z)+\pi\Delta MH_x\rho(z), \tag{21}$$

Здесь $m(z)$ — локальная масса ВБЛ (20); $E(z)=4\Delta A\,\overline{(\psi_{,x}^{(0)})^2}$ — линейная плотность энергии ВБЛ (A — обменная константа, энергия 180° ВБЛ $E=8\Delta A/\Lambda$); $U(X,\ z)$ — энергия ВБЛ в потенциале ячеек регистра сдвига; $V=\dot{q}$ — скорость ДГ, которая определяется из уравнения $\dot{q}+\mu H'q=\mu H_z$ [6-8] (H_z — нормальное к плоскости пленки магнитное поле, $\mu=\gamma\Delta/\alpha$ — подвижность ДГ); $\rho(z)=\overline{\sin\psi^{(0)}\psi_{,x}^{(0)}}$ — безразмерный «магнитный заряд» ВБЛ (12); остальные обозначения были введены в связи с (1). Уравнение (20) справедливо для скоростей ДГ ниже пиковой скорости Слончевского при условии, что все характерные частоты ВБЛ лежат ниже основного резонанса ДГ.

Переход от (21) к «сокращенному» уравнению возможен, если вклад изгибной жесткости — третий член слева в (21) доминирует над всеми остальными. Тогда условие разрешимости, аналогичное использованному при переходе от (10) к (13), позволяет получить уравнение, в котором перенормированные за счет скрученности коэффициенты не зависят от z,

$$\bar{m}\ddot{X}+\frac{\bar{m}}{\tau}\dot{X}+4\Delta\Lambda\frac{\partial\bar{U}(X)}{\partial X}=-\frac{2\pi M}{\gamma}V+(0.6)\,2\pi\Delta MH_x. \tag{22}$$

Здесь средняя масса изолированной ВБЛ $\bar{m}=m_0\overline{s^2(z)}\simeq 1.6m_0$ получена численным интегрированием (в [11] $\bar{m}=(4/3)m_0$); время релаксации ВБЛ $\tau=(2/3)\tau_0$, где $\tau_0=m_0\gamma\sqrt{Q}/4M\alpha$ — время релаксации нескрученной ВБЛ; потенциал $\bar{U}(X)$ получается усреднением $U(X,\ z)$ по z. Следует отметить, что условия перехода от (21) к (22) выполняются плохо в силу $\varepsilon<1$. Для 360° пары масса $\bar{m}=4m_0$ не перенормируется, так как в (20) $s(z)=2$, время релаксации по-прежнему уменьшается на фактор 2/3, вклад поля H отсутствует, скорость V следует увеличивать вдвое, как и в нескрученном случае.

Уравнение (22) учитывает лишь нижнюю моду дифференциального оператора в (21). Исследование высших изгибных скрученных ВБЛ численными методами проводилось в [15]; в [18] рассматривался нескрученный случай. Не касаясь здесь вопроса о спектре изгибных колебаний ВБЛ на основании (21), отметим только, что спектр состоит из квазиклассического ряда уровней $\sim\varepsilon\,\omega_0 n$, где ω_0 — основная частота, $n>1$, $\varepsilon=2\Lambda/h<1$.

Уравнение (21) вместе с уравнением для ДГ должно использоваться при анализе движения ВБЛ в узлах схемы памяти. Наибольший интерес представляет ОУР сдвигового регистра 360° пар на фазовой плоскости «амплитуда перебрасывающего импульса поля H_z — время следования импульсов T». Т складывается из времени переброса ВБЛ в соседнюю яму T_j под действием H_z и времени релаксации ее в этой яме T_r. Важную роль играет форма импульса, но очень грубо: $T=(3/2)T_{0j}+(2/3)T_{0r}$, где $T_{0,\,j,\,r}$ относятся к нескрученному случаю. Часто T_r «обрезают» задним фронтом несимметричного импульса H_z. Тогда для сохранения быстродействия необходимо увеличить H_z в 1.5 раза. Это очень опасная тенденция, так как скорость ДГ может превысить пиковую и в устройстве наступит сбой. Но, с другой стороны, скрученность понижает взаимодействие между ВБЛ на больших расстояниях на фактор $\sim(0.6)^2$ [12]. Таким образом, понижаются требуемые значения $U(X)$ и H_z, так что в сумме обе тенденции могут быть скомпенсированы.

С изолированными ВБЛ приходится оперировать в узлах генерации и детектирования. Воздействие поля H_x не эффективно: $T=(^5/_2)T_{0j}+0.9T_{0r}$, и для сохранения быстродействия требуются увеличенные значения H_x. Но уже в полях $H_x \leqslant 8\pi M(\Lambda/h)$ [2] в ДГ спереди по ходу ВБЛ образуются блоховские петли, портящие регистр. В [13] насыщение скорости наступает в полях $H_x \sim 10$ Э (формула [2] дает 15 Э). Продвижение полем H_x здесь более эффективно. Нежелательные изгибы ВБЛ могут быть подавлены либо увеличением $\bar{U}(X)$, либо увеличением периода схемы.

Наконец, явная зависимость от z потенциала $U(X, z)$ в (21) вместе с несимметричной по z структурой ВБЛ (рис. 2) показывает, что пространственная локализация потенциала ячейки у поверхности пленки должна превосходить $(h/2)(1-z_0)=h/8$ — размер квазинеелевской области скрученной ДГ.

Список литературы

[1] *Раев В. К., Андреев А. К., Ходенков Г. Е., Ляшенко Е. П.* А. С. 780039. БИ. 1980. № 42.
[2] *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.
[3] *Звездин А. К., Попков А. Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 3. С. 90—92.
[4] *Никифоров А. В., Сонин Э. Б.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 5. С. 1309—1316.
[5] *Звездин А. К., Попков А. Ф.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 5. С. 1789—1798.
[6] *Попков А. Ф., Редько В. Г.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2383—2386.
[7] *Редько В. Г.* // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. № 1. С. 72—77.
[8] *Попков А. Ф., Зюбин В. В.* // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. № 2. С. 166—171.
[9] *Ferrand B., Armand H. F., Daval H., Arnaud L.* // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. MAG-23. N 5. P. 3391—3393.
[10] *Fujita E., Konishi S.* // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Vol. 26. N 9. P. 1493—1497.
[11] *Звездин А. К., Попков А. Ф., Сереченко В. А.* // ФММ. 1988. Т. 65. № 5. С. 877—881.
[12] *Ходенков Г. Е.* // ФММ. 1988. Т. 65. № 6. С. 1059—1067.
[13] *Theile J., Engemann J.* // IEEE Trans. Magn. 1988. Vol. MAG-24. N 2. P. 1781—1783.
[14] *Ходенков Г. Е.* // ФТТ. 1979. Т. 21. Вып. 6. С. 1609—1614.
[15] *Jantz W., Slonczewski J. C., Argyle B. E.* // JMMM. 1981. Vol. 23. N 1. P. 8—11.
[16] *Ходенков Г. Е.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 6. С. 1170—1172.
[17] *Попков А. Ф.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1548—1550.
[18] *Куфаев Ю. А., Сонич Э. Б.* // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 11. С. 3372—3379.

Институт электронных управляющих машин
Москва

Поступило в Редакцию
2 февраля 1990 г.