

## ЗАРОЖДЕНИЕ ТОРЦЕВОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ (ТДГ) В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ФЕРРОМАГНЕТИКА, ОБЛАДАЮЩЕГО ПОВЕРХНОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© 2004 г. Г. Е. Ходенков

*Институт электронных управляющих машин, 117812 Москва, В-334 ИНЭ УМ*

Поступила в редакцию 06.10.2003 г.

Изучается механизм образования 180-градусной ТДГ на неоднородности намагниченности в перпендикулярно намагниченном одноосном ферромагнетике типа “легкая ось” под действием магнитного поля, направленного против намагниченности в объеме образца. В качестве неоднородности рассматривается приповерхностный слой, который существует спонтанно при наличии достаточно сильной поверхностной анизотропии типа “легкая плоскость”. Установлен аналитический критерий образования ТДГ по внешнему магнитному полю, который хорошо согласуется с результатами прямого численного интегрирования уравнений Ландау–Лифшица. Обратное перемагничивание происходит без образования ТДГ и заканчивается при ином значении поля.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе перемагничивания достаточно крупных ферромагнитных образцов обычно выделяют три этапа: зарождение доменных границ (ДГ), их смещение и вращение (повороты) вектора намагниченности, которые последовательно сменяют друг друга по мере возрастания внешнего магнитного поля [1–4]. Важность первого этапа обусловлена тем, что механизм зарождения ДГ фактически определяет интервал полей, в котором происходит перемагничивание основного объема образца. К сожалению, однако, этот этап в микромагнитном отношении изучен не столь полно, как два последних.

В настоящей работе исследуется простейшая ситуация, в которой зарождение ДГ происходит на двумерном дефекте – в приповерхностном слое неоднородной намагниченности одноосного ферромагнетика. Последний намагничен перпендикулярно своей развитой плоской поверхности (ось легкого намагничивания также перпендикулярна ей), на которой сосредоточена поверхностная анизотропия типа “легкая плоскость”. Возникновение подобных слоев хорошо известно (см., напр., [5]); они дают вклад в резонансные и другие свойства магнетиков, в приповерхностных слоях наблюдаются спин-переориентационные переходы (см. [5] или недавнюю работу [6]).

Отметим, что поверхностная анизотропия типа “легкая плоскость” должна быть достаточно велика – по порядку величины она должна совпадать с основной анизотропией типа “легкая ось” образца, – чтобы приповерхностный слой находился в устойчивом состоянии. Такая ситуация, согласно [6], имеет место в наночастицах  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ . Искус-

ственный слой, связанный сильным биквадратичным обменным взаимодействием с одноосной матрицей, имитирует поверхностную анизотропию типа “легкая плоскость” [4]. Другая относительно новая технология – имплантация ионов инертных газов, широко применявшаяся для модификации поверхностных свойств пленок редкоземельных ферритов-гранатов [7].

В разд. 2 настоящей работы показано, что область существования приповерхностного слоя в магнитном поле, которое ориентировано против направления намагниченности в глубине образца, ограничена сверху некоторым критическим значением. Высказывается предположение, что дальнейшее перемагничивание происходит путем образования и смещения ДГ, поверхность которой перпендикулярна намагниченностям в доменах, или “торцевой ДГ” (head-on wall), динамика которой изучалась в [8]. Обратное перемагничивание (в поле противоположной ориентации) происходит совсем иначе – путем плавного неоднородного поворота намагниченности без образования ТДГ – и заканчивается при ином значении поля. При получении этих и других результатов весьма существен учёт *нелинейности* граничных условий, обусловленной поверхностной анизотропией.

В разд. 3 с целью проверки полученных аналитических результатов проводится прямое численное интегрирование уравнений Ландау–Лифшица с учетом нелинейных граничных условий. Моделирование подтверждает результаты разд. 2, а также полученные ранее в [8] динамические результаты, касающиеся ТДГ. Далее в разд. 4 показано, что для обеспечения устойчивости плоской формы ТДГ необходимо присутствие определен-

ного градиента поверхностной энергии ДГ или внешнего магнитного поля.

## 2. УСТОЙЧИВОСТЬ СТАТИЧЕСКИХ СТРУКТУР, КРИТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ОБРАЗОВАНИЯ ТДГ

Пусть одноосный ферромагнетик заполняет полупространство  $z \geq 0$ , а его ось легкого намагничивания (ОЛН) коллинеарна с осью  $0z$ . Если выполняется условие  $Q = K_v/2\pi M^2 > 1$  ( $Q$  – так называемый фактор качества,  $K_v > 0$  – константа одноосной анизотропии,  $M$  – намагниченность), то вектор  $\mathbf{M}$  в глубине образца также будет коллинеарен с  $0z$ . Поверхностная анизотропия типа “легкая плоскость” локализована на поверхности  $z = 0$ . Энергия системы состоит из объемной и поверхностной частей  $E = E_v + E_s$ , которые выражаются через соответствующие плотности энергий  $w_{v,s}$ :

$$E = \int dz(w_v + w_s) = \int dz(Am^2 - K_v m_z^2 + 2\pi M^2 m_z^2 - H_z M m_z) + \int dz K_s m_z^2 \delta(z). \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{m}(z, t)$  – единичный вектор намагниченности;  $A > 0$  – обменная жесткость;  $K_{v,s} > 0$  – константы объемной и поверхностной анизотропии;  $H_z > 0$  – внешнее магнитное поле по  $0z$ ;  $\delta(z)$  – дельта-функция. Известные нелинейные граничные условия следуют из вариации (1) и имеют вид

$$\begin{aligned} Am'_{x,y} + K_s m_z^2 m_{x,y} &= 0, \\ Am'_z + K_s m_z (m_z^2 - 1) &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Динамика системы описывается уравнениями Ландау–Лившица

$$\dot{m} = \frac{\gamma}{M} [m, \delta w_v / \delta m] + \frac{\alpha \gamma}{M} [m, [m, \delta w_v / \delta m]] \quad (3)$$

с граничными условиями (2), где  $\gamma > 0$  – магнито-механическое отношение и  $\alpha > 0$  – параметр затухания.

В последующем понадобится несколько простых одномерных статических решений (3) вида  $\mathbf{m} = (\sin \psi, 0, \cos \psi)$ , где угол  $\psi(z)$  отсчитывается от положительного направления  $0z$ , которые будут рассматриваться в полупространстве  $z > 0$ . Уравнение  $\delta E_v / \delta \psi = 0$  имеет первый интеграл

$$A\psi'^2 + (K_v - 2\pi M^2) \cos^2 \psi + H_z M \cos \psi = C, \quad (4)$$

где  $C$  – произвольная постоянная. Вторая произвольная постоянная  $z_s$  входит в решение (4) аддитивно –  $\psi(z) = \psi(z - z_s)$ . Граничные условия (2) после введения обозначения  $\psi_s \equiv \psi(z = 0)$  принимают вид

$$A\psi'_s + K_s \sin \psi_s \cos \psi_s = 0. \quad (5)$$

Если при выбранном значении  $C$  рассмотреть (4) на поверхности  $z = 0$ , то величину  $\psi_s$  можно определить, исключая  $\psi'_s$  из (4) и (5) и решая возникающее тригонометрическое уравнение.

Для исследования устойчивости решений в полупространстве  $z > 0$  полезно также представить полную энергию (1) в виде

$$E = 2A \int_{\psi_s}^{\psi(\infty)} \psi'(\psi) d\psi - K_s \sin 2\psi_s. \quad (6)$$

В этом выражении  $\psi(\infty)$  – значение угла в глубине образца (зависящее от выбора константы  $C$ ), а  $\psi'(\psi)$  определяется из первого интеграла (4).

Отметим, что фазовая плоскость  $(\psi, \psi')$ , определяемая (4), в пространстве  $-\infty < z < \infty$  хорошо известна (Широбоков, 1945). Ниже рассматриваются особенности, вносимые поверхностной анизотропией, для трех типов сепаратрисных решений (4).

1) Вырожденный случай  $H_z = 0$ ,  $C = K_v - 2\pi M^2$ . В неограниченном пространстве ему соответствует  $180^\circ$  ТДГ, в полупространстве  $z > 0$  и при наличии поверхностной анизотропии согласно изложенному ранее имеем

$$\psi' = \sin \psi / \Delta, \quad (7)$$

$$\cos \psi = -\text{th}(z - z_s / \Delta), \quad \Delta = \sqrt{A / (K_v - 2\pi M^2)}.$$

Здесь  $\Delta$  – параметр ширины приповерхностного слоя,  $z_s$  и  $\psi_s$  определяются соотношениями

$$1/K_s^* + \cos \psi_s = 0, \quad z_s = \text{arth} 1/K_s^*, \quad (8)$$

$$K_s^* = K_s / [A(K_v - 2\pi M^2)]^{1/2}.$$

Приповерхностный слой существует, если  $K_s^* > 1$ , а его энергия согласно (6)

$$\begin{aligned} E &= 2A/\Delta(1 + \cos \psi_s) - K_s \sin^2 \psi_s = \\ &= \frac{2A}{\Delta} \frac{1 - K_s^*}{K_s^{*2}} < 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Величина  $\partial E / \partial \psi_s$  совпадает с левой частью (5);  $\partial^2 E / \partial \psi_s^2 = (K_s^{*2} - 1) / K_s^* > 0$ , так что приповерхностный слой (7) устойчив. В последующем (7) будет использовано в качестве начального условия, которое совместимо с уравнениями Ландау–Лившица (3) и граничными условиями (2) к ним.

2) Сепаратриса, выходящая из седла ( $\psi = \pi$ ,  $\psi' = 0$ ) в область  $0 < \psi < \pi$  и возвращающаяся в то же седло;  $\psi(\infty) = \pi$ ,  $H_z > 0$  направлено против намагниченности в глубине образца,  $C = K_v - 2\pi M^2 - H_z M$ . Эта сепаратриса, имеющая вид статического солитона, определяется уравнением

$$\psi' = \pm 2 \cos \psi / 2 \sqrt{\sin^2 \psi / 2 - H}, \quad (10)$$

$$1 > H = H_z / H_a^* > 0, \quad H_a^* = 2(K_v - 2\pi M^2) / M.$$

В (10) и в последующем используется безразмерное поле  $H$ , длины измеряются в единицах  $\Delta$ , (см. (7)). Решение (10) имеет вид

$$\operatorname{tg} \psi / 2 = \sqrt{\frac{H}{1-H}} \operatorname{ch}[\sqrt{1-H}(z-z_s)]. \quad (11)$$

Отметим, что решения этого вида были использованы в [9, 10] для описания нелинейных термических возбуждений в безграничных ферромагнетиках.

Взяв (10) при  $z = 0$  и подставляя производную  $\psi'_s = -K_s^* \sin \psi_s \cos \psi_s$  из (5), приходим к уравнению, связывающему  $\psi_s$  и  $H > 0$ .

$$H = \sin^2 \psi_s / 2 (1 - K_s^{*2} \cos^2 \psi_s). \quad (12)$$

Здесь  $\psi_s$  – значение угла между вектором намагниченности и осью  $0z$  на поверхности образца;  $K_s^*$  – безразмерная константа поверхностной анизотропии, см. (8). Поскольку  $m_z(z = \infty) \rightarrow -1$ , то сравнение (5) и (10) показывает, что углы  $\psi_s$  в (12) лежат в области  $\pi/2 < \psi_s < \pi$  и в (10) следует брать положительный знак. Максимум правой части ( $\partial H / \partial \psi_s = 0$ ) достигается при

$$\cos \psi_0 = (1 - \sqrt{1 + 3/K_s^{*2}}) / 3 < 0. \quad (13)$$

Подстановка (13) в (12) определяет максимально допустимое поле  $H_0$  при данном  $K_s^*$ , см. рис. 1. Максимум поля  $-H = 4/5$  – достигается при  $K_s^* = 5^{-1/2}$ , то есть на границе существования (13), когда  $\psi_0 = \psi_s \rightarrow \pi$  и приповерхностный слой исчезает; минимум  $-H_0 = 1/2$ , то есть когда  $K_s^* \rightarrow \infty$  и  $\psi_s \rightarrow \pi/2$ .

При  $H > H_0$  уравнение (12) имеет три корня относительно  $\cos \psi_s$ . Один из них всегда превышает 1, из двух оставшихся устойчив только меньший. Можно проверить, что требование  $\partial^2 E / \partial \psi_s^2 > 0$

сводится к неравенству  $H < \cos \psi_s (K_s^{*2} \cos^2 \psi_s - 1)$ . Подставляя (12) в левую часть неравенства, приходим к требованию  $\cos \psi_s < \cos \psi_0$  (см. (13)), которому удовлетворяет только решение (минимальное), лежащее слева от максимума  $H$ .

В безграничном образце решение (11), иногда называемое “О-градусной ДГ”, неустойчиво. Рассмотрим уравнения баланса энергии

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle w_v \rangle = -\alpha \left\langle \frac{\partial M^2}{\partial t} \right\rangle / \gamma M (1 + \alpha^2), \quad (14)$$

которое является прямым следствием уравнения (3) ( $\langle \dots \rangle$  обозначает интегрирование по  $dz$  в беско-

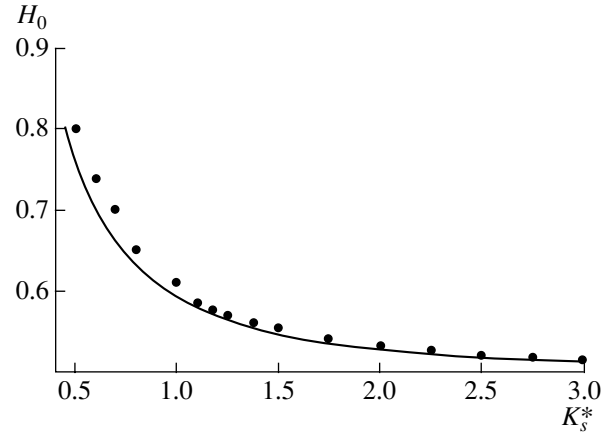


Рис. 1. Граница устойчивости приповерхностного слоя (12) относительно образования ТДГ.

нечных пределах). Для амплитуд малых колебаний намагниченности относительно статического решения (12)  $\mathbf{m}_{1,2}$  в плоскостях  $x0z$  и  $y0z$  соответственно получим вместо (14)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle m_1 \hat{L}_1 m_1 + m_2 \hat{L}_2 m_2 \rangle = \\ = -2\alpha \langle \dot{m}_1^2 + \dot{m}_2^2 \rangle / (1 + \alpha^2). \end{aligned} \quad (15)$$

Время измеряется в единицах  $1/\gamma H_a^*$  (см. (10)), а операторы  $\hat{L}_{1,2}$  имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{L}_1 = -\partial^2 / \partial z^2 + \psi''' / \psi', \\ \hat{L}_2 = \hat{L}_1 + 2H(1 + \cos \psi), \end{aligned} \quad (16)$$

где  $\psi(z)$  определено (11). Первый из указанных операторов особый;  $\hat{L}_1 \psi' = 0$  и, так как  $\psi'(z)$  – антисимметричная функция с единственным нулем при  $z = 0$ , что оператор обладает симметричным уровнем с отрицательным собственным значением. Заметим также, что  $\hat{L}_2 \sin \psi = 0$ , причем  $\sin \psi$  – симметричная знакопостоянная функция, то есть  $\sin \psi$  – нижняя собственная функция.

Приведенные свойства  $\hat{L}_{1,2}$  позволяют выбрать начальные данные при  $t = 0$  задачи Коши для  $\mathbf{m}_{1,2}$  таким образом, чтобы энергия (выражение в угловых скобках слева в (15)) была отрицательна. Интегрирование обеих частей (15) по времени от  $t = 0$  до некоторого произвольного момента показывает тогда, что энергия может только убывать, оставаясь отрицательной (правая часть (15) заведомо отрицательна). Это и показывает неустойчивость сепаратрисы (11) в безграничном образце. Напротив, в конечном образце и при наличии достаточно сильной поверхностной анизотропии (см. (13)) и сопровождающий текст, когда реализуется лишь часть

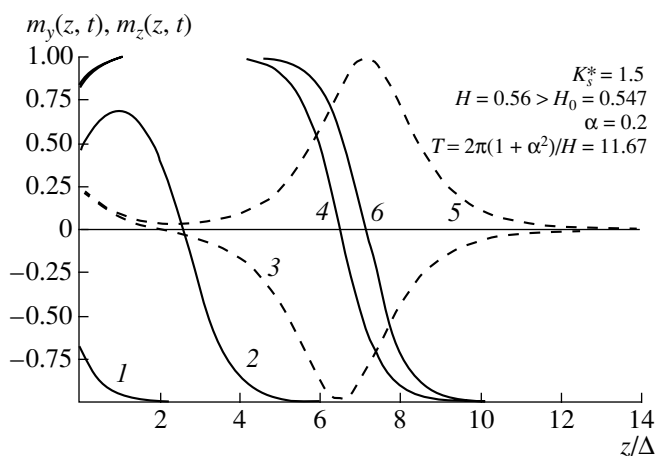


Рис. 2. Зарождение и динамика ТДГ:

1 –  $m_z(z, t = 0)$ ; 2 –  $m_z(z, 220)$ ; 3 –  $m_y(z, 254.1)$ ; 4 –  $m_z(z, 254.1)$ ; 5 –  $m_y(z, 259.9)$ ; 6 –  $m_z(z, 259.9)$ . Кривые (3, 4) и (5, 6) разделяет полупериод прецессии  $T/2$ , время измеряется в  $1/\gamma H_a^*$ .

$z > 0$  решения (11), это решение описывает устойчивый приповерхностный слой.

3. Две сепаратрисы с положительным и отрицательным знаками  $\psi'$ , выходящие из седла ( $\psi = 0, \psi' = 0$ ) и входящие в другое седло ( $\psi = 2\pi, \psi' = 0$ );  $\psi(\infty) = 0, H_z > 0$  направлено по намагниченности в глубине образца,  $C = K_v - 2\pi M^2 + H_z M$ . В прежних обозначениях имеем аналогичное (10) выражение

$$\psi' = -2 \sin \psi / 2 \sqrt{H + \cos^2 \psi / 2} \quad (17)$$

и аналогичное (12) выражение для внешнего поля

$$H = \cos^2 \psi_s / 2 (K_s^{*2} \cos^2 \psi_s - 1) > 0. \quad (18)$$

Не приводя здесь подробностей исследования, отметим, что перемагничивание приповерхностного слоя происходит теперь совсем иначе, чем в предыдущем случае. Значение угла на поверхности образца заключено в пределах  $0 < \psi_s < \pi/2$  и условие положительности (18) требует  $K_s^* > 1$ . По мере увеличения поля происходит плавное уменьшение  $\psi_s \rightarrow 0$  пока при

$$H = K_s^{*2} - 1 \quad (19)$$

образец не окажется полностью намагниченным вдоль поля.

В заключение заметим, что в отличие от (11) в безграничном образце сепаратрисное решение блоховского типа, формально определяемое (17), устойчиво, хотя его область существования и ограничена сверху [9–12].

### 3. ДИНАМИЧЕСКОЕ ЗАРОЖДЕНИЕ И ДИНАМИКА ТДГ, ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Наиболее интересным представляется результат предыдущего раздела, касающийся перемагничивания образца внешним полем, которое антипараллельно намагниченности в глубине образца. Приповерхностный слой (11) существует, если внешнее поле  $H$  не превышает некоторого верхнего предела  $H_0$ , который определяется подстановкой (13) в (12). В настоящем разделе с целью проверки этого результата, а также выказанного ранее предположения о формировании ТДГ проводится прямое численное интегрирование задачи с начальными условиями (задачи Коши) для уравнений Ландау–Лифшица в форме (3) с граничными условиями (2).

Отметим, что произвольные начальные функции могут оказаться несовместными с нелинейными уравнениями и граничными условиями к ним. Поэтому в качестве начальных условий при  $t = 0$  будет (в зависимости от обстоятельств), использоваться либо выражение (7), либо (11)

$$m_x(z, t = 0) = \sin \psi(z - z_s), \quad (20)$$

$$m_y(z, t = 0) = 0, \quad m_z(z, t = 0) = \cos \psi(z - z_s).$$

Если внешнее магнитное поле  $H < H_0$  (см. рис. 1), то, как показывают численные эксперименты, происходит плавная эволюция решения (20) к решению типа сепаратрисной петли (11) с новыми значениями  $z_s$  и  $\psi_s$ . С приближением  $H$  к  $H_0$  возрастает продолжительность перехода на новое статическое решение (вместе с затратами машинной памяти и времени).

С другой стороны, если  $H > H_0$ , то система ведет себя совершенно иначе: в приповерхностном слое происходит формирование ТДГ, ее отрыв от границы образца  $z = 0$  и последующее перемещение в глубину образца.

На рис. 1 точками нанесены численные по (3) значения  $H_0$ . В связи с отмеченными ранее замедлением релаксации и вычислительными ограничениями все расчетные точки располагаются несколько выше теоретической кривой. В области  $K_s^* > 1$  в качестве начального распределения использовался приповерхностный слой (7), (8). Поскольку при  $K_s^* < 1$  этот слой не является решением уравнений (3), (3), то в качестве начального условия использовалась сепаратриса (11) при соответствующем значении  $z_s$ . Отметим здесь, что выбор условий, отличных от (7) или (10), может привести к изменениям порога образования ТДГ.

Типичное поведение системы в закритической области, где возникает ТДГ, представлено на рис. 2 для указанных там значений параметров. При достаточном удалении  $180^\circ$  ТДГ от поверхности  $z = 0$

ее динамика в пределах достигаемой точности описывается формулами [8]

$$m_z(z, t) = \cos \psi \left( \frac{z - Vt}{\Delta} \right),$$

$$m_{x,y}(z, t = 0) = \sin \psi \left( \frac{z - Vt}{\Delta} \right) (\cos \varphi(t), \sin \varphi(t)), \quad (21)$$

$$V = \alpha \Delta \gamma H_z, \quad \varphi(t) = \gamma H_z t,$$

где функция  $\psi$  определяется (7),  $V$  – скорость ТДГ. Соответствие (21) с формулами [8] достигается заменой  $\gamma \rightarrow \gamma/(1 + \alpha^2)$ , то есть переходом к форме Гильберта в уравнениях (3) и (21).

#### 4. УСТОЙЧИВОСТЬ ТДГ ОТНОСИТЕЛЬНО ИЗГИБОВ

В экспериментах возникновение ТДГ происходит неоднородно – путем образования несвязных доменов, что вносит в теорию ряд особенностей [13]. Покажем, что безграничная в плоскости  $xOy$   $180^\circ$  плоская ТДГ неустойчива относительно изгибов своей поверхности, но стабилизация плоской формы возможна за счет введения в энергию (1) стабилизирующих факторов.

В модели бесконечно тонкой ДГ намагниченность, отвечающая (7), имеет только одну компоненту  $M_z(x, z) = -M \text{sign}(z - q(x))$ , где  $q(x) = a \sin(px)$  – функция, описывающая изгибы ТДГ в произвольно выбранном направлении  $x$ . Вычислим сначала обусловленные изгибами дополнительные вклады в поверхностную и магнитостатическую энергию, полагая амплитуду  $a$  малой ( $ap \ll 1$ ).

Средняя по периоду  $\lambda = 2\pi/a$  поверхностная энергия ДГ вычисляется тривиально:  $\Delta E_\sigma = (K_v - 2\pi M^2)a^2(\Delta p)^2$ . Магнитостатический вклад вычисляется на основании уравнения Пуассона  $\nabla_{x,y}^2 = 8\pi M \delta(z - q(x))$  для магнитостатического потенциала  $\chi(x, z)$ . Разлагая  $\chi$  по гармоникам  $\exp(ik_z z)$  и воспользовавшись представлением  $(-\chi \partial M_z / \partial z) / 2$  для плотности энергии, приходим после усреднения по периоду  $\lambda$  к выражению

$$(2M^2/\lambda) \int_{-\infty}^{\infty} dk_z / |k_z| \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \int_0^\lambda dx_2 \times \quad (22)$$

$$\times \exp[ik_z[q(x_1) - q(x_2)]] \exp[|k_z||x_1 - x_2|].$$

В длинноволновом пределе  $k_z a \ll 1$  первую экспоненту можно разложить в ряд. Нулевой член разложения не зависит от координаты  $x$  – это энергия (бесконечная) плоской ТДГ, которую можно опустить. Следующий, линейный по  $k_z a$  член антисимметричен по  $k_z$ ; интеграл от него по  $dk_z$  в бесконечных пределах равен нулю. Добавочная магнитостатическая энергия отрицательна

$$\Delta E_{ms} = -(2M^2 a^2 / \lambda) \int_0^\lambda dx_2 \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 (\sin px_1 - \sin px_2)^2 / (x_1 - x_2)^2 = \quad (23)$$

$$= -a^2 (K_v - 2\pi M^2) |p| \Delta / Q.$$

Полная добавка к энергии в квадратичном приближении равна

$$\Delta E = \Delta_\sigma E + \Delta E_{ms} =$$

$$= a^2 (K_v - 2\pi M^2) ((p\Delta)^2 - |p|D/Q), \quad (24)$$

где  $Q = K_v / 2\pi M^2 > 1$  – уже использовавшееся ранее обозначение для фактора качества,  $p = 2\pi/\lambda$  – волновое число изгибного искажения.

Выражение (24) показывает, что плоская форма ТДГ под действием магнитостатических сил неустойчива относительно изгибов в области малых волновых числе  $p$ . Устойчивость восстанавливается, если к ТДГ приложить стабилизирующее градиентное поле  $H_z = -H'_z$  [14]. Оценка показывает, что стабилизационная энергия имеет вид  $M \nabla H_z \Delta a^2$ , где под  $H_z$  можно понимать и эффективное поле, обусловленное градиентом поверхностной энергии ТДГ. Добавив это положительное выражение в (24), убеждаемся, что устойчивость ТДГ имеет место при

$$H' \geq (K_v - 2\pi M^2) / (4Q^2 M \Delta). \quad (25)$$

С понижением градиента  $H'$  из устойчивой области изгибы начинают развиваться с волновых чисел  $|p| = 1/(2Q\Delta)$ .

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье изучается перемещение приповерхностного слоя намагниченности, локализованного вблизи поверхности перпендикулярно намагниченного ферромагнетика типа “легкая ось”. Слой образуется под действием поверхностной анизотропии типа “легкая плоскость”. Его устойчивое существование требует достаточно сильной поверхностной анизотропии, сравнимой по величине с объемной.

Если внешнее магнитное поле направлено против намагниченности в глубине образца, то существует критическое значение поля (см. рис. 1), выше которого происходит спин-переориентационный переход с образованием ТДГ (см. (12) и рис. 2). Обратное перемещение происходит без образования ТДГ путем плавного исчезновения слоя и перехода образца в однородное намагниченное состояние в поле (19). Ранее для управления цилиндрическими магнитными доменами в мо-

дулях памяти успешно разрабатывались так называемые ионно-имплантированные схемы, см. [7]. Этот пример показывает, что изучение приповерхностных слоев, помимо чисто теоретического, может иметь и самостоятельное прикладное значение.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вонсовский С.В., Шур Я.С.* Ферромагнетизм. М.: ГИТТЛ, 1948. 816 с.
2. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
3. *Браун У.Ф.* микромагнетизм. М.: наука, 1979. 160 с.
4. *Hubert A. and Schaefer R.* Magnetic Domains. Berlij: Springer-Verlag, 198. 196 p.
5. *Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш.* Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 22 с.
6. *Зиненко С.И., Мураховский А.А., Ольховик Л.П. и др.* Теоретический прогноз обусловленных поверхностью спин-переориентационных фазовых переходов в нанокристаллах  $BaFe_{12}O_{19}$  // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. Вып. 5. С. 1073–1081.
7. *Эшенфельдер А.* Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
8. *Khodenkov H.E.* The motion of the head-on domain wall in the ferromagnet: new exact solution // Phys. stat. sol. (a). 1979. V. 53. № 1. P. K103–K105.
9. *Braun H.-B.* Fluctuation and instabilites of ferromagnetic domain walls pairs in an external magnetic field // Phys. Rev. 1994. V. B50. № 22. P. 16485–16500.
10. *Braun H.-B.* Statistic mechanics of nonuniform magnetic reversal // Phys. Rev. 1994. V. B50. № 22. P. 16501–16527.
11. *Куделькин Н.Н., Рандошкин В.В., Ходенков Г.Е.* Разрыв  $360^\circ$  ДГ в одноосных ферромагнетиках // Письма в ЭТФ. 1983. Т. 9. Вып. 22. С. 1357–1360.
12. *Ходенков Г.Е.* Локальные моды спектров ДГ одноосных ферромагнетиков в магнитных полях // ФММ. 1986. Т. 61. Вып. 5. С. 850–858.
13. *Ходенков Г.Е.* Неустойчивость по высоте сквозного ЦМД // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 8. С. 497–500.
14. *Звездин А.К.* Частное сообщение.