

УДК 548:538.221:537.611

©1994

## О ДИНАМИКЕ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ И БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ В МАГНЕТИКЕ С ЭФФЕКТОМ МАГНИТНОГО ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ

*А. Ф. Хапиков*

Построена теория, описывающая движение доменной границы и изолированной блоховской линии в кристалле с эффектом магнитного последействия. Для магнитоодноосного (но с кубической кристаллической решеткой) кристалла в приближении большого фактора качества получены уравнения, описывающие динамику  $180^\circ$  доменной стенки с учетом ее внутренней структуры. Показано, что в присутствии последействия эффективная масса монополярной стенки перенормируется. Получена простая конечномерная модель, описывающая динамику блоховской линии. Найдено, что зависимости скорости движения доменной стенки и линии от продвигающего поля являются бистабильными функциями. Показано, что при больших скоростях движения блоховской линии наряду с вязкими потерями важную роль играет диффузионный механизм торможения, связанный с локальным изгибом доменной границы.

Основы теории движения доменной границы в кристаллах с диффузионным магнитным последействием были заложены Неелем [1] и получили дальнейшее развитие в работах [2-5]. В результате ряд эффектов, наблюдавшихся при экспериментальном изучении процессов намагничивания (дезаккомодация, большая величина вязкого трения при движении доменных стенок, изменение со временем формы петли гистерезиса, магнитные потери в переменных полях), был объяснен с единой точки зрения [6]. Однако созданная в то время теория движения доменных границ в магнетиках с эффектом памяти не учитывает внутреннюю структуру доменных стенок, прежде всего возможность существования в них блоховских линий. Хорошо известно, что в материалах без магнитного последействия линии Блоха изменяют массу и подвижность доменных границ, определяют необычные свойства цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) [7]. В свою очередь динамические характеристики линий зависят от свойств доменной границы, в частности от ее жесткости [8]. С точки зрения математической физики, блоховская линия в бездиссипативном кристалле является нелинейной уединенной волной намагниченности — магнитным солитоном. В этой связи представляется интересным изучение зависимости скорости стационарного движения линии от внешнего поля в реальном магнитном кристалле с учетом как вязких, так и диффузионных потерь.

Цель данной работы заключается в построении последовательной теории, описывающей динамику доменной границы с учетом ее внутренней структуры, а также изолированной блоховской линии в маг-

нитных средах с последствием. Сначала из вариационного принципа выводятся уравнения Ландау–Лифшица, включающие в себя члены, ответственные за последствие. Наиболее общий вид соответствующей диссипативной функции в кубическом кристалле постулируется из симметричных соображений. В приложении микроскопический вывод такой функции приведен для механизма обмена валентностями. Поскольку полученные уравнения слишком сложны для конструктивного анализа динамики намагниченности, мы используем методику, предложенную Слончевским [9], для редукции уравнений Ландау–Лифшица к уравнениям на координату стенки и азимутальный угол. Путем анализа полученных уравнений вычисляется поправка к эффективной массе монополярной стенки, обусловленная последствием, и находится зависимость скорости границы от продвигающего поля. Далее мы используем солитонную теорию возмущений [8] для получения укороченных уравнений, описывающих движение блоховской линии, и в рамках полученной конечномерной модели изучаем стационарное движение линии.

Поскольку детали эффектов, связанных с диффузионным последствием, зависят от многих факторов (кристаллической структуры, типа доменных стенок, их ориентации относительно кристаллографических осей [6]), мы для определенности ограничим наш количественный анализ случаем кубического кристалла с большой одноосной анизотропией, причем легкую ось будем считать ориентированной вдоль направления [001]. Наиболее близко указанным условиям удовлетворяют пленки, выращенные на подложке (001) из гадолиний-галлиевого граната. Заметим, что наш анализ тривиально распространяется на случай (111)-пленок, которые активно используются в технических приложениях. Требование большого фактора качества связано с тем, что процедура получения уравнений Слончевского корректна лишь при наличии в задаче малого параметра  $\varepsilon = 2\pi M_s^2 / K_u$  ( $M_s$  — намагниченность насыщения,  $K_u$  — константа одноосной анизотропии).

## 1. Уравнения Ландау–Лифшица с учетом магнитного последствия

Уравнения динамики магнитных моментов в ферромагнетике могут быть выведены из вариационного принципа и записаны в виде уравнений Лагранжа

$$-\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{I}}{\partial \dot{q}_i} + \frac{\partial \mathcal{I}}{\partial q_i} + \nabla \cdot \frac{\partial \mathcal{W}}{\partial (\nabla q_i)} - \frac{\partial \mathcal{W}}{\partial q_i} = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{q}_i},$$

где  $q_i$  — обобщенные координаты, в качестве которых мы выберем полярный угол  $\theta$ , отсчитываемый от направления  $x_3$  вдоль оси анизотропии, и угол  $\varphi$ , отсчитываемый от оси  $x_1$ .

В сферических координатах плотности кинетической  $\mathcal{I}$  и потенциальной  $\mathcal{W}$  энергии магнитоодноосного магнетика записываются в виде

$$\mathcal{I} = -\frac{M_s}{\gamma} \dot{\varphi} \cos \theta,$$

$$W = A \left[ (\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta (\nabla\varphi)^2 \right] + K_u \sin^2\theta - M \left( \mathbf{H} + \frac{1}{2} \mathbf{H}^{(m)} \right).$$

Здесь  $\gamma$  — гиромангнитное отношение;  $M_s$  — намагниченность насыщения;  $A$  — обменная константа;  $K_u$  — постоянная одноосной анизотропии;  $\mathbf{M} = M_s(m_1, m_2, m_3)$ , где  $m_1 = \sin\theta \cos\varphi$ ,  $m_2 = \sin\theta \sin\varphi$ ,  $m_3 = \cos\theta$ ;  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле;  $\mathbf{H}^{(m)}$  — поле размагничивания, определяемое уравнениями магнитостатики.

Диссипативная функция  $\mathcal{F}$  в нашем случае состоит из двух частей, одна из которых  $\mathcal{F}_R$  имеет обычный релейевский вид

$$\mathcal{F}_R = \frac{\alpha M_s}{2\gamma} \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right)^2 = \frac{\alpha M_s}{2\gamma} (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2\theta),$$

где  $\alpha$  — постоянная затухания Гильберта, а вторая  $\mathcal{F}_D$  обусловлена потерями, связанными с диффузией атомов или электронов.

В Приложении выражение для диссипативной функции получено для конкретного микроскопического механизма последействия, обусловленного ориентационной диффузией электронов, однако часто вклад в эффекты последействия вносят одновременно несколько механизмов и в общем случае удобнее пользоваться феноменологическим выражением, которое получается из требований симметрии

$$\mathcal{F}_D = - \int_{-\infty}^t e^{-(t-s)/\tau} \left[ F \sum_i m_i^2(s) \frac{d(m_i^2(t))}{dt} + G \sum_{i,j} m_i(s) m_j(s) \frac{d(m_i(t) m_j(t))}{dt} \right] \frac{ds}{\tau}.$$

В дальнейшем ради простоты положим  $G = 0$ . Тогда в угловых переменных выражение для  $\mathcal{F}_D$  примет вид

$$\mathcal{F}_D = -F \int_{-\infty}^t e^{-(t-s)/\tau} \left[ M(s, t) \dot{\theta} + L(s, t) \dot{\varphi} \right] \frac{ds}{\tau},$$

где явный вид  $M(s, t)$  и  $L(s, t)$  дается выражениями

$$M(s, t) = \sin^2\theta(s) \sin 2\theta(t) \left[ \cos^2\varphi(s) \cos^2\varphi(t) + \sin^2\varphi(s) \sin^2\varphi(t) + 1 \right] - \sin 2\theta(t),$$

$$L(s, t) = -\sin^2\theta(s) \sin^2\theta(t) \cos 2\varphi(s) \sin 2\varphi(t).$$

С целью упрощения дальнейших формул введем также обозначения

$$M_\varphi(s, t) = \cos^2\varphi(s) \cos^2\varphi(t) + \sin^2\varphi(s) \sin^2\varphi(t) + 1,$$

$$L_\varphi(s, t) = \cos 2\varphi(s) \sin 2\varphi(t).$$

Уравнения Ландау–Лифшица с учетом эффекта последействия могут быть записаны в виде

$$\frac{M_s}{\gamma} \sin\theta \frac{\partial\varphi}{\partial t} - \frac{\alpha M_s}{\gamma} \frac{\partial\theta}{\partial t} + F \int_{-\infty}^t M(s, t) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau} = \frac{\delta W}{\delta\theta}, \quad (1a)$$

$$-\frac{M_s}{\gamma} \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{M_s \alpha}{\gamma} \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} + F \int_{-\infty}^t L(s, t) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau} = \frac{\delta \mathcal{W}}{\delta \varphi}. \quad (1b)$$

Они должны быть дополнены соответствующими граничными условиями и уравнениями магнитостатики. Полученные нелинейные интегродифференциальные уравнения слишком сложны для анализа динамики неоднородных распределений намагниченности, поэтому мы используем процедуру, предложенную Слончевским [9], для получения укороченных уравнений на координату доменной стенки и азимутальный угол.

## 2. Уравнения Слончевского с учетом последействия

Пусть намагниченность в доменах направлена вдоль оси [001], нормаль к доменной стенке совпадает с вектором (0,1,0) и изменение полного угла  $\theta$  описывается формулой

$$\theta = 2 \arctan \exp \left[ \left( x_2 - q(x_1, x_3, t) \right) / \Delta \right], \quad (2)$$

где  $\Delta = (A/K_u)^{1/2}$  — параметр толщины доменной границы.

Используя уравнения Ландау-Лифшица, получаем выражение для вариации полной потенциальной энергии магнетика

$$\begin{aligned} \delta W &= \iiint d^3 x \delta \mathcal{W} = \iiint d^3 x \left( \frac{\delta \mathcal{W}}{\delta \varphi} \delta \varphi + \frac{\delta \mathcal{W}}{\delta \theta} \delta \theta \right) = \\ &= \iint dx_1 dx_3 \left\{ \left[ \frac{2M_s}{\gamma} (\dot{q} - \alpha \Delta \dot{\varphi}) - F \Delta \int_{-\infty}^t L_\varphi(s, t) I_1(y) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau} \right] \delta \varphi - \right. \\ &\quad \left. - \left[ \frac{2M_s}{\gamma} (\dot{\varphi} + \alpha \Delta^{-1} \dot{\theta}) - 2F \int_{-\infty}^t M_\varphi(s, t) I_2(y) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau} \right] \delta q \right\}, \end{aligned}$$

где интегралы  $I_1(y)$  и  $I_2(y)$  даются выражениями

$$I_1(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{\cosh^2 \xi \cosh^2(\xi + y)}, \quad I_2(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sinh \xi d\xi}{\cosh^3(\xi) \cosh^2(\xi + y)},$$

$y = (q(t) - q(s))/\Delta$ . Их вычисление дает

$$I_1(y) = -4 \frac{\sinh y - y \cosh y}{\sinh^3 y} = -4\mathcal{N}(y),$$

$$I_2(y) = -2 \frac{2y + y \cosh 2y - 3 \sinh y \cosh y}{\sinh^4 y} = -2\mathcal{K}(y).$$

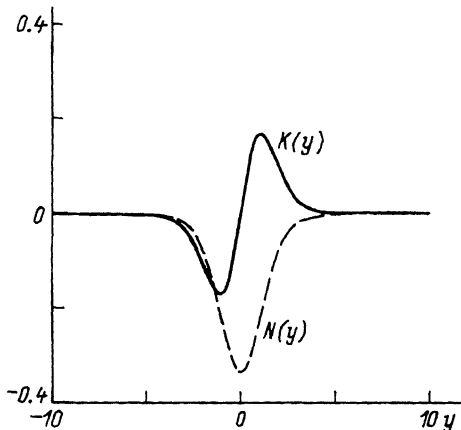


Рис. 1. Самоиндуцированная 180° доменной границей потенциальная яма, обусловленная диффузией дефектов  $N(y)$ , и соответствующая зависимость возвращающей силы  $K(y)$  от расстояния от центра доменной границы, нормированного на толщину границы.

Введенные функции  $N(y)$  и  $K(y)$  связаны соотношением  $K(y) = dN(y)/dy$  и приведены на рис. 1. Функция  $N(y)$  описывает дополнительный стабилизирующий потенциал для доменной границы, обусловленный наведенной анизотропией, а функция  $K(y)$  — соответствующее значение возвращающей силы, действующей на доменную границу, мгновенно перенесенную в положение  $y$ . Окончательно получаем

$$\frac{\delta\sigma}{\delta\varphi} = \frac{2M_s}{\gamma} (\dot{q} - \alpha\Delta\dot{\varphi}) + 4F\Delta \int_{-\infty}^t L_\varphi(s, t) \mathcal{N}((q(t) - q(s))/\Delta) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau}, \quad (3a)$$

$$\frac{\delta\sigma}{\delta q} = -\frac{2M_s}{\gamma} (\dot{\varphi} + \alpha\Delta^{-1}\dot{q}) - 4F \int_{-\infty}^t M_\varphi(s, t) \mathcal{K}((q(t) - q(s))/\Delta) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau}, \quad (3b)$$

$\sigma$  — поверхностная плотность энергии.

С целью получения физических следствий конкретизируем вид плотности потенциальной энергии. А именно будем учитывать магнитостатическую энергию в приближении Винтера [7]. Кроме этого, пренебрежем зависимостью намагниченности от  $x_3$ . Тогда плотность поверхностной энергии определится формулой

$$\sigma = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial q}{\partial x_1} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} \right)^2 + \frac{1}{2} \sin^2 \varphi - h_1 \cos \varphi - h_2 \sin \varphi - h_3 q + \frac{1}{2} b^2 q^2. \quad (4)$$

Мы использовали безразмерные величины

$$x_i \rightarrow x_i/\Lambda, \quad q \rightarrow q/\Delta, \quad t \rightarrow 4\pi\gamma M_s t, \quad h_1 = H_1/8M_s,$$

$$h_2 = H_2/8M_s, \quad h_3 = H_3/4\pi M_s, \quad b^2 = H'\Delta/4\pi M_s,$$

где  $H = (H_1, H_2, H_3)$  — внешнее магнитное поле,  $\Lambda = (A/2\pi M_s^2)^{1/2}$  — толщина блоховской линии, а  $H'$  — градиент магнитного поля, удерживающий границу в положении равновесия.

Соответствующие уравнения движения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} - \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial t} + F \int_{-\infty}^t L_{\varphi}(s, t) \mathcal{N}(q(t) - q(s)) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau} = \\ = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \sin \varphi \cos \varphi + h_1 \sin \varphi - h_2 \cos \varphi, \end{aligned} \quad (5a)$$

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial t} - \alpha \frac{\partial q}{\partial t} - F \int_{-\infty}^t M_{\varphi}(s, t) \mathcal{K}(q(t) - q(s)) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau} = -\frac{\partial^2 q}{\partial x_1^2} - h_3 + b^2 q, \quad (5b)$$

где мы переобозначили  $F \rightarrow F/2\pi M_s^2$ ,  $\tau \rightarrow 4\pi M_s \gamma \tau$ . Полученные уравнения отличаются от классических уравнений Слончевского наличием интегральных членов, учитывающих эффекты последействия. Заметим, что если мы пренебрежем изгибами доменной стенки и положим  $\varphi = 0$ , то получим по существу уравнение, постулированное Неелем [1].

Из полученных уравнений следует простое физическое следствие — эффективная масса доменной стенки в присутствии последействия перенормируется. Чтобы это увидеть, положим в (5a)  $\varphi$ ,  $q(t) - q(s) \ll 1$ ,  $h_1 = h_2 = 0$ ,  $\partial^2 / \partial x_1^2 = 0$  и пренебрежем членом, описывающим обычное затухание. Тогда, умножив это уравнение на  $e^{t/\tau}$  и продифференцировав его по  $t$ , получим

$$\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} = \left(1 + \frac{2F}{3}\right) \frac{\partial \varphi}{\partial t},$$

где мы учли, что  $\mathcal{N}(y) \approx -1/3$  при  $y \ll 1$ . Подставляя выражение для  $\varphi$  в (5b), получаем

$$m_{\text{eff}} = 1/(1 + 2F/3),$$

т.е. эффективная масса стенки отличается от деринговской в  $1/(1 + 2F/3)$  раза. Этот эффект объясняется примерно так же, как и уменьшение массы в поле  $h_1$  или при наличии дополнительной анизотропии в перпендикулярной легкой оси плоскости [7]. Поскольку при  $F \neq 0$  намагнитченность в направлении [100] дополнительно стабилизирована, то вращающие моменты, удерживающие спины в этом направлении, увеличиваются. Следовательно, при данном импульсе (т.е.  $\varphi$ ) кинетическая энергия стенки увеличивается, а масса уменьшается.

В качестве второго физического следствия полученных уравнений рассмотрим стационарное движение доменной границы под действием продвигающего поля  $h_3$ . Для этого положим  $q = vt$ ,  $\varphi(s) = \varphi(t) = \text{const}$ ,  $h_1 = h_2 = 0$  и опять пренебрежем изгибами стенки. Обозначив  $z = v(t-s)$ ,  $p = v\tau$  и сделав замену переменных в интегралах, получаем систему связанных нелинейных уравнений

$$v + \frac{F}{v\tau} g(p) \sin 2\varphi \cos 2\varphi = \sin \varphi \cos \varphi, \quad (6a)$$

$$\alpha v + \frac{F}{4v\tau} f(p)(7 + \cos 4\varphi) = h_3, \quad (6b)$$

где через  $f(p)$  и  $g(p)$  обозначены интегралы

$$f(p) = \int_0^{\infty} e^{-z/p} \mathcal{K}(z) dz, \quad g(p) = \int_0^{\infty} e^{-z/p} \mathcal{N}(z) dz.$$

Их вычисление дает

$$g(p) = \frac{1}{2p} + \frac{1}{2} - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(1 + 2np)^2}, \quad f(p) = \frac{1}{3} + \frac{g(p)}{p}.$$

Для того чтобы найти зависимость скорости доменной границы от продвигающего поля, заметим, что зависящий от  $\varphi$  член в (6b) дает несущественный вклад в  $v(h_3)$ , особенно при малых  $\varphi$ . Поэтому, полагая  $\cos 4\varphi \approx 1$ , получаем бистабильную зависимость  $v(h_3)$  (рис. 2, a). Штриховыми линиями показаны два вклада в зависимость  $v(h_3)$ , обусловленные вязким и диффузионным механизмами затухания. Аналогичная зависимость была получена в [4] для  $180^\circ$  стенки в кубическом кристалле. Физическая причина смены характера зависимости  $v(h_3)$  заключается в отрыве доменной границы от облака дефектов при увеличении скорости. Это происходит, когда частота прецессии спинов в границе превосходит обратное время релаксации  $1/\tau$  дефектной структуры. Оценим величины продвигающего поля и скорости, при которых возникает неустойчивость, для практически важного случая ПМД-материалов [7]. Считая, что для типичных условий эксперимента намагниченность насыщения  $M_s = 15$  Gs, толщина доменной границы  $\Delta = 3 \cdot 10^{-6}$  см, время релаксации, обусловленное механизмом

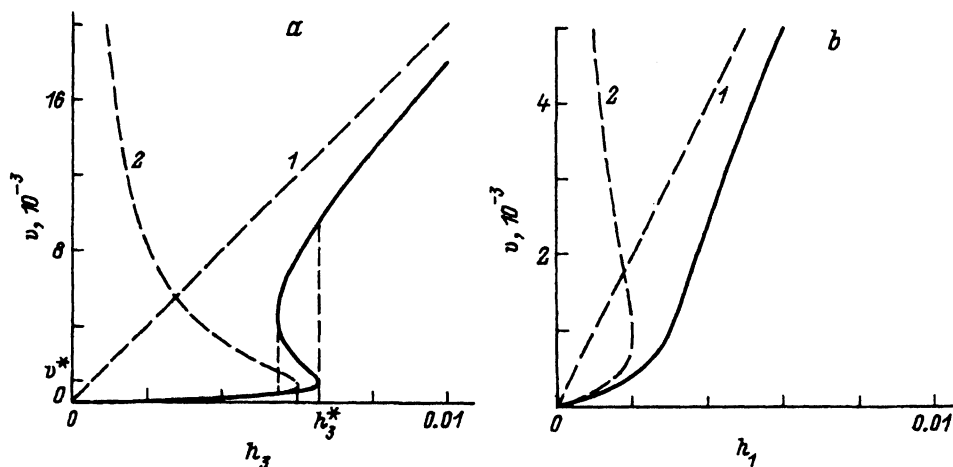


Рис. 2. Зависимость скорости монополярной доменной стенки от продвигающего поля с учетом диффузионного торможения для различных значений параметра вязкого трения  $\alpha$  и константы наведенной анизотропии  $F$ .

Значения параметров материала для кривой на рис. 2, a в размерном виде приведены в тексте. 1 — вклад вязкого трения, 2 — вклад диффузионного механизма торможения.  $\tau = 10^3$ ,  $\alpha = 0.5$  (a) и 1 (b),  $F = 0.03$  (a) и 0.01 (b).

обмена валентностью,  $\tau = 3 \cdot 10^{-7}$  s и постоянная наведенной анизотропии  $F = 40 \text{ erg/cm}^3$  [6], получаем в размерных единицах  $H_3^* = 10 \text{ Oe}$ ,  $v^* = 10 \text{ cm/s}$ . Заметим, что характерная скорость  $v^*$ , при которой происходит отрыв стенки от облака дефектов, на порядки меньше как уокеровской скорости  $V_W = 2\pi\gamma\Delta M_s$ , так и предельной скорости Слончевского  $V_S = 24\gamma A/K_u^{1/2}d$  ( $d$  — толщина ПМД-пленки), при достижении которой срыв стационарного движения границы происходит за счет образования горизонтальной блоховской линии. Следовательно, неустойчивости; обусловленные дефектной структурой кристаллов, могут наблюдаться в эксперименте. При увеличении постоянной вязкого затухания  $\alpha$  и уменьшении константы наведенной анизотропии  $F$  результирующая зависимость  $v(h_3)$  качественно изменяется (рис. 2, b). Вместо скачкообразного изменения скорости при некотором критическом значении продвигающего поля  $v(h_3)$  плавно меняет наклон с увеличением поля. Ясно, что подобные аномалии должны наблюдаться и на зависимостях амплитуды колебаний доменной границы  $q_0$  от амплитуды переменного поля  $h_0$ , когда частота прецессии спинов в стенке превысит частоту релаксации дефектов. Экспериментально они были обнаружены в пластинках железоиттриевого граната (ЖИГ) [10] и в пленке с перпендикулярной анизотропией (ПМД-пленка) [11], причем в пластинках ЖИГ (для которого постоянная вязкого затухания  $\alpha$  экстремально мала) наблюдалось скачкообразное изменение амплитуды колебаний, сопровождавшееся значительным гистерезисом, а в ПМД-пленке имело место изменение наклона зависимости  $q_0(h_0)$ .

Наконец, заметим что при малых скоростях движения доменной стенки (т.е. при  $p \ll 1$ )  $f(p) \approx p^2 K(0) = 4p^2/15$ , что дает линейную зависимость скорости доменной стенки от поля  $v = \mu^* h_3$ , где подвижность  $\mu^*$  в размерных единицах определяется выражением

$$\mu^* = \frac{\gamma\Delta}{\alpha + \frac{2F\tau\gamma}{M_s}}$$

Для типичных значений параметров магнитных материалов  $2F\tau\gamma/M_s \gg \alpha$  [6], следовательно, при малых значениях продвигающего поля  $v < v^*$  скорость доменной границы лимитируется диффузионным механизмом диссипации.

### 3. Динамика уединенной блоховской линии в среде с последствием

Для получения уравнений, описывающих динамику изолированной блоховской линии, воспользуемся солитонной теорией возмущений [12], модификация которой для уравнений Слончевского была предложена в [8].

В нулевом приближении при  $\alpha = 0$ ,  $\mathbf{h} = 0$ ,  $F = 0$  движение блоховской линии описывается функциями вида

$$\varphi = \Psi(x - ut - x_0, u), \quad q = q(x - ut - x_0, u),$$



где  $u$  — скорость,  $x_0$  — координата центра линии, которые удовлетворяют уравнениям

$$-u\Psi_\zeta = q_\zeta\zeta - b^2q, \quad (7a)$$

$$-uq_\zeta = -\Psi_\zeta\zeta + \sin\Psi \cos\Psi \quad (7b)$$

с граничными условиями

$$\Psi_\zeta \Big|_{\zeta \rightarrow \pm\infty} = q_\zeta \Big|_{\zeta \rightarrow \pm\infty} = 0,$$

где  $\zeta = x - ut - x_0$ . Приближенное решение этих уравнений для типичных условий эксперимента  $b, u \ll 1$  дается формулами

$$\Psi_0 = 2 \arctan \exp \zeta,$$

$$q_0 = \left( \pi u / 2b \right) \exp \left( -b|\zeta| \right).$$

Ради простоты ограничимся случаем равномерного движения блоховской линии под действием продвигающего поля  $h_1$ . Полагая  $\varphi = \Psi_0 + \varphi_1$ ,  $q = q_0 + q_1$ , из условия исключения секулярных членов получаем уравнение стационарного движения блоховской линии

$$\alpha u + \frac{\alpha \pi^2 u^3}{8b} + \frac{4F}{3u\tau} \int_0^\infty e^{-z/u\tau} \mathcal{K}(z) dz + \frac{\pi^2 u F}{30\tau b} \int_0^\infty e^{-z/u\tau} \mathcal{I}(z, b) dz = h_1, \quad (8)$$

где  $\mathcal{K}(z)$  — функция, введенная выше, а выражение для  $\mathcal{I}(z, b)$  дается интегралом

$$\begin{aligned} \mathcal{I}(z, b) = & \int_0^\infty \left( 2 + \frac{2}{\cosh^2(\xi + z) \cosh^2 \xi} - \frac{1}{\cosh^2(\xi + z)} - \frac{1}{\cosh^2 \xi} \right) \times \\ & \times \frac{\xi}{|\xi|} e^{-b|\xi|} \left( e^{-b|\xi|} - e^{-b|\xi+z|} \right) d\xi. \end{aligned}$$

Рассмотрим подробнее физический смысл различных членов полученного уравнения. Нелинейная зависимость вязкого трения от скорости обусловлена дополнительной диссипацией, возникающей от изгиба доменной границы при движении линии. Третий член аналогичен соответствующему слагаемому в уравнении для доменной границы и связан с перераспределением дефектов по неэквивалентным позициям в процессе движения линии. Четвертое слагаемое в левой части (8) также обусловлено диффузией дефектов, но связанной с локальным изгибом доменной границы в месте нахождения линии. При малых значениях скорости блоховской линии оно пропорционально  $u^3$ , а при больших —  $u$ . Зависимость скорости блоховской линии  $u$  от продвигающего поля  $h_1$  показана на рис. 3 для типичного для ПМД-пленок значения возвращающей силы магнитостатической природы  $H^{\pm} = 2M_s/d$ , где  $d$  — толщина пленки. Штрихом показаны все четыре вклада в эту

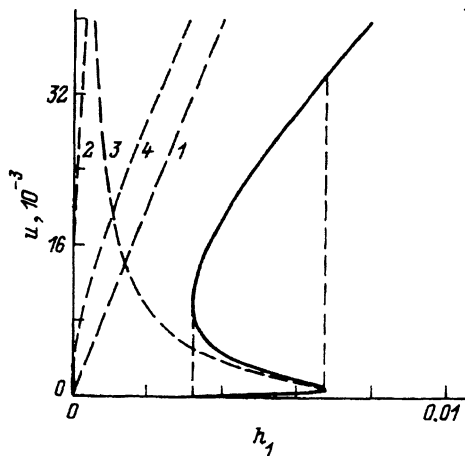


Рис. 3. Зависимость скорости движения блоховской линии от продвигающего поля.

1 — вязкое трение; 2 — нелинейная поправка к вязкому трению, связанная с изгибом доменной границы; 3 — вклад диффузионного механизма, связанный с наведенным линией потенциалом; 4 — диффузионный вклад, обусловленный изгибом стенки.  $\alpha = 0.05$ ,  $F = 0.05$ ,  $\tau = 0.5 \cdot 10^3$ ,  $b = 0.1$ .

зависимость. Важно отметить, что при достаточно больших значениях скорости вклад диффузионного затухания, обусловленный изгибом доменной границы, становится сравнимым с обычным вязким трением и должен учитываться наряду с ним. Чем меньше значение силы, удерживающей доменную границу в положении равновесия, тем этот вклад существенней.

В работе получены уравнения, описывающие динамику доменной границы с учетом ее внутренней структуры и изолированной блоховской линии в магнитной среде с последствием. Уравнения для стационарного движения линии содержат три нелинейности, одна из которых — зависимость силы вязкого трения от скорости, а две другие имеют диффузионную природу и связаны с перераспределением дефектов при движении линии и изгибе доменной стенки. В типичной экспериментальной ситуации диффузионные нелинейности должны учитываться наряду с вязкими потерями.

В настоящей работе мы не рассматривали влияния линий на динамические и релаксационные свойства доменной границы. Однако отметим, что в [11] впервые экспериментально наблюдалась дестабилизация границы, обусловленная смещением линий вдоль стенки, и там же приведено качественное объяснение этого эффекта. Представляется, что экспериментальное изучение зависимостей скорости движения доменной границы от продвигающего поля или амплитуды колебаний стенки от величины переменного поля с последующей подгонкой, согласно (5), дает метод оценки величины наведенной анизотропии.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Проиллюстрируем вычисление  $\mathcal{F}_D$  для конкретного случая, когда механизм последствия связан с перераспределением электронов между четырьмя неэквивалентными позициями  $\langle 111 \rangle$  в допированном кремнии ЖИГ [6]. Считается, что кремний входит в решетку граната в виде ионов  $\text{Si}^{4+}$  и вызывает изменение валентности ионов железа  $\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+}$ , находящихся в октаэдрических позициях. Тригональная компонента кристаллического поля вдоль одной из осей  $[111]$  расщепляет уровни иона  $\text{Fe}^{2+}$  на дублет и синглет, причем дублет является

основным состоянием. Вырождение основного состояния приводит к отличному от нуля орбитальному моменту. Совместное действие обменного поля и спин-орбитального взаимодействия снимает это вырождение и приводит к зависимости энергии нижайшего уровня от ориентации намагниченности

$$\mathcal{E}_i = -\delta \cos^2 \beta_i, \quad i = 1, 2, 3, 4,$$

где  $\delta$  — параметр энергии, связанный со спин-орбитальной константой;  $\beta_i$  — угол между направлением намагниченности и одним из направлений [111]. В состоянии термодинамического равновесия распределение электронов дается формулой

$$n_{i0} = N \exp(-\mathcal{E}_i/kT) / \sum_{i=1}^4 \exp(-\mathcal{E}_i/kT),$$

где  $N$  — число дополнительных электронов на единицу объема, которое мы считаем малым по сравнению с числом октаэдрических позиций. Будем считать, что скорость перескоков этих электронов при изменении ориентации намагниченности определяется простым кинетическим уравнением

$$\dot{n}_i = (n_i - n_{i0})/\tau,$$

где  $\tau$  — время релаксации. Решение этого уравнения есть

$$n_i = - \int_{-\infty}^t e^{-(t-s)/\tau} n_{i0}(s) \frac{ds}{\tau}.$$

Скорость изменения энергии, т.е. диссипативная функция  $\mathcal{F}_D$ , может теперь быть записана как

$$\mathcal{F}_D = \sum_{i=1}^4 \dot{n}_i \frac{d\mathcal{E}_i(t)}{dt} = \int_{-\infty}^t e^{-(t-s)/\tau} \sum_{i=1}^4 n_{i0}(s) \frac{d\mathcal{E}_i(t)}{dt} \frac{ds}{\tau}.$$

Полагая  $\delta \ll kT$ , находим

$$\mathcal{F}_D = -\frac{4N\delta^2}{9kT} \int_{-\infty}^t e^{-(t-s)/\tau} \left[ m_1(s)m_2(s) \frac{d(m_1(t)m_2(t))}{dt} + m_2(s)m_3(s) \frac{d(m_2(t)m_3(t))}{dt} + m_3(s)m_1(s) \frac{d(m_3(t)m_1(t))}{dt} \right] \frac{ds}{\tau}.$$

Общее выражение для диссипативной функции в кубическом кристалле можно получить, заметив, что независимо от конкретного механизма она записывается в виде

$$\mathcal{F}_D = \int_{-\infty}^t e^{-(t-s)/\tau} \frac{dW_D}{dt} \frac{ds}{\tau},$$

где  $\mathcal{W}_D$  — плотность энергии наведенной анизотропии. В кубическом кристалле из соображений симметрии [6]

$$\mathcal{W}_D = -F \sum_i m_i^2(s) m_i^2(t) - G \sum_{i,j} m_i(s) m_j(s) m_i(t) m_j(t).$$

Тогда выражение для  $\mathcal{F}_D$  принимает вид

$$\mathcal{F}_D = - \int_{-\infty}^t e^{-(t-s)/\tau} \left[ F \sum_i m_i^2(s) \frac{d(d_i^2(t))}{dt} + G \sum_{i,j} m_i(s) m_j(s) \frac{d(m_i(t) m_j(t))}{dt} \right] \frac{ds}{\tau}.$$

### Список литературы

- [1] Neell L. // J. Phys. Radium. 1952. V. 13. N 2. P. 249–253.
- [2] Galt J.K. // Bell System Tech. 1954. V. 33. N 4. P. 1023–1028.
- [3] Clogston A.M. // Bell System Tech. 1955. V. 34. N 3. P. 739–746.
- [4] Janak J.K. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 11. P. 3356–3362.
- [5] Hunt R.P. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 7. P. 2826–2836.
- [6] Krupička S. Physik der Ferrite. Prag., 1973 (пер.: Физика ферритов. М.: Мир, 1976. 504 с.).
- [7] Malozemoff A.P., Slonczewski J.C. Magnetic Domain Walls in Bubble Materials. Academic Press, 1979. (пер.: А.Малоземов, Дж.Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.).
- [8] Звездин А.К., Попков А.Ф. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 5. С. 1789–1798.
- [9] Slonczewski J.C. // Intern. J. Magn. 1972. V. 2. N 1. P. 85–97.
- [10] Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Prudnikov I.A., Synogach V.T. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. N 17. P. 10829–10835.
- [11] Власко-Власов В.К., Успенская Л.С., Хапиков А.Ф. // ФТТ. 1994. Т. 36. № 8. С. 0000.
- [12] McLaughlin D.W., Scott A.C. // Solitons in Action / Ed. K.Lonngren and A.Scott. New York–San Francisco–London: Academic Press, 1978 (пер.: Солитоны в действии. М.: Мир, 1981. 312 с.).

Институт физики твердого тела РАН  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
5 января 1994 г.