

АСИММЕТРИЯ СКОРОСТИ ОДНОМЕРНОЙ 180-ГРАДУСНОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КУБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Г.Е.Ходенков

Институт электронных управляющих машин, Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 июля 1998 г.

После переработки 2 ноября 1998 г.

Отсутствие определенной пространственной симметрии у структуры 180-градусной доменной границы в ферромагнетиках с отрицательным значением кристаллографической магнитной анизотропии приводит к появлению четных по внешнему движущему магнитному полю членов в скорости одномерной доменной границы и ее дрейфу в осциллирующем поле.

PACS: 75.60.Ch

В настоящее время иттриевый феррогранат, ферримагнетик с отрицательной кубической анизотропией, широко используется для изучения нелинейной динамики солитонов, доменных границ (ДГ), блоховских линий и др. в магнетиках. Большой интерес представляет группа "асимметричных" эффектов, обнаруженная в иттриевом феррогранате: зависимость спектра пристеночных магнонов от знака скорости ДГ (и обратное влияние) [1], дрейф блоховских линий [2] и ДГ [3]. Естественно связывать эти эффекты с хорошо известной магнитостатической асимметрией спектра колебаний неоднородной ДГ [4–6]. Однако в настоящей работе показано, что наряду с этим механизмом возможен и другой механизм, существующий уже в пространственно одномерном случае и обусловленный отсутствием пространственной симметрии у реальной 180-градусной ДГ в ферромагнетиках с отрицательной кубической анизотропией (аналогичная точка зрения высказывалась в [7]).

Рассматривается одномерная 180-градусная ДГ, состоящая в изучаемых ферромагнетиках из 71-градусного и 109-градусного участков, и показывается, что для нее возможен механизм дрейфа, совершенно отличный от известных в одноосных ферромагнетиках. Отличие, в частности, состоит в том, что даже в пределах нулевой частоты и всего лишь одной компоненты внешнего поля присутствует знаковая асимметрия скорости (четные по полю члены в ее разложении), обусловленная нарушением симметрии структуры исходной ДГ.

В рассматриваемых ферромагнетиках намагниченности в доменах ориентированы вдоль $\langle 111 \rangle$, а плоскости ДГ совпадают с одной из эквивалентных диагональных плоскостей кубической решетки. Пусть, для определенности, легкая ось намагничивания – $[111]$ и ось z коллинеарна с ней; нормаль к плоскости ДГ (ось y) – $[\bar{1}10]$; ось x , лежащая в плоскости ДГ, – $[112]$. Тогда плотность энергии может быть представлена в виде

$$w = (\nabla \vec{m})^2 - bm_z^2 + m_x^2(m_x - \sqrt{8}m_z)^2/12 + m_y^2(1 + m_x^2 + 7m_z^2 + 12\sqrt{2}m_x m_z)/12 + m_y^2/Q - 2H_z m_x. \quad (1)$$

Безразмерная плотность энергии w отнесена к константе кубической анизотропии $|K_1|$ и выражена через единичные векторы намагниченности $m_{x,y,z}$. Расстояние вдоль координаты y , нормали к плоскости ДГ, измеряется в единицах $\Delta = (A/|K_1|)^{1/2}$ (A – обменная жесткость); $b > 0$ – константа одноосной анизотропии магнитоупругого происхождения, отнесенная к $|K_1|$; $Q = 2\pi M^2/|K_1|$ – фактор качества (M – номинальная намагниченность); H_z – внешнее магнитное поле по оси z , измеряется в единицах поля анизотропии $H_a = 2|K_1|/M$.

Уравнение движения намагниченности запишем в угловых переменных $m_y = \cos \vartheta$, $m_{x,z} = \sin \vartheta (\sin \varphi, \cos \varphi)$:

$$\sin \vartheta \dot{\varphi} - \alpha \dot{\vartheta} = \frac{1}{2} \delta w / \delta \vartheta, \quad \sin \vartheta (\dot{\vartheta} + \sin \vartheta \dot{\varphi}) = -\frac{1}{2} \delta w / \delta \varphi, \quad (2)$$

в которых α – параметр затухания Гильберта и время измеряется в единицах $1/\gamma H_a$ ($\gamma > 0$ – магнитомеханическое отношение). Стационарное решение (2) ищем в виде рядов по слабому внешнему полю H_z :

$$\varphi(y - \dot{q}t) = \varphi_0 + \varphi_1 + \dots, \quad \vartheta(y - \dot{q}t) = \pi/2 + \vartheta_1 + \dots, \quad \dot{q} = \dot{q}_1 + \dot{q}_2 + \dots, \quad (3)$$

где \dot{q} – скорость ДГ и, по предположению, все функции зависят только от локальной координаты $y - \dot{q}t$.

В нулевом приближении движущаяся ДГ сохраняет свою статическую форму:

$$\vartheta_0 = \pi/2, \quad ((m_y)_0 = 0); \quad (4.1)$$

$$\varphi'_0(y) = \pm \sin \varphi_0 [(\sin \varphi_0 - \sqrt{8} \cos \varphi_0)^2 / 12 + b]^{1/2}, \quad (4.2)$$

$$\text{ctg} \varphi_0 = 1 / (3\sqrt{2}k_0^2) \mp (\sqrt{(3b/4) + b^2/k_0^2}) \text{sh}(k_0 y), \quad (4.3)$$

где $k_0^2 = 2/3 + b$ и подразумевается замена $y \rightarrow y - \dot{q}t$. Приведенное решение не обладает определенной пространственной симметрией. При смене знака производной (4.2) меняется порядок расположения 71-градусного и 109-градусного участков ДГ на оси y – нормали к плоскости ДГ ($\text{arctg} \sqrt{8} \approx 71^\circ$). Уравнения первого порядка имеют вид

$$\hat{L}_1 \varphi_1 = \alpha \varphi'_0 \dot{q}_1 - H_z \sin \varphi_0, \quad (5.1)$$

$$\hat{L}_2 \vartheta_1 = -\dot{q}_1 \varphi'_0, \quad (5.2)$$

и в них входят операторы

$$\hat{L}_1 = -d^2/d^2 y + 2/3 - \sin^2 \varphi_0/6 + \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 (8\sqrt{2} \sin^2 \varphi_0 - 3\sqrt{2} - 14 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0)/3, \quad (6.1)$$

$$\hat{L}_2 \approx -d^2/d^2 y + 1/Q, \quad (6.2)$$

в которых, для определенности, будут использоваться выражения (4.2), (4.3) с верхними знаками. Во втором операторе опущены все потенциальные члены порядка единицы, так как в обычных кубических ферромагнетиках $1/Q \gg 1$ (так, в иттриевом феррогранате $Q \approx 1/20$).

Обратимся сначала к уравнению (5.1). На рис.1. изображен потенциал оператора \hat{L}_1 , не имеющий определенной пространственной симметрии, и его две собственные

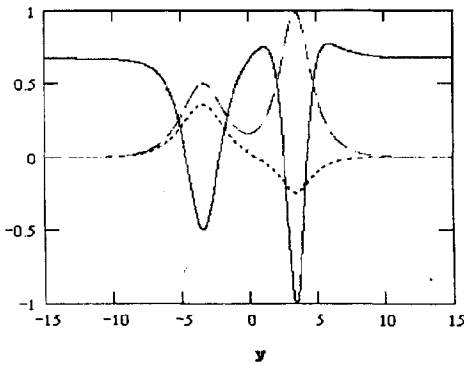


Рис.1. Сплошная кривая – потенциал оператора L_1 ; штриховая и пунктирная кривая – ненормированная безактивационная и первая возбужденная мода L_1 , соответственно

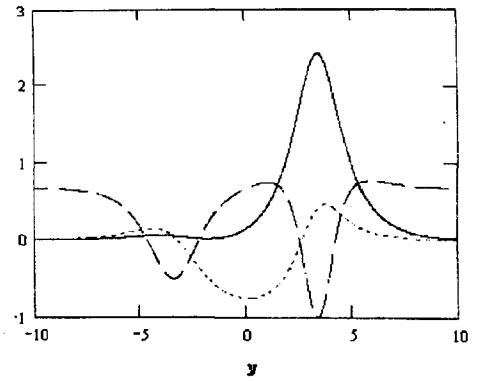


Рис.2. Сплошная кривая – решение уравнения (5.1), масштаб по оси ординат уменьшен в 10 раз; штриховая кривая – потенциал оператора L_1 ; пунктирная кривая – правая часть (5.1)

дискретные моды: $\varphi'_0(y)$ с энергией $E = 0$ и указанная в [8] более высокая мода – $E \approx 2b$. Так как оператор \hat{L}_1 особый ($\hat{L}_1 \varphi'_0 = 0$), то убывающее на $y \rightarrow \pm\infty$ решение существует, если $\varphi'_0(y)$ ортогонально правой части (5.1). Это условие определяет скорость ДГ в первом приближении по внешнему полю:

$$\dot{q}_1 = H_z / (\alpha \langle \varphi_0'^2 \rangle), \quad \langle \varphi_0'^2 \rangle = k_0 + \frac{1 + 4b/3}{2\sqrt{3}} \arcsin \frac{1}{3\sqrt{1 + 4b/3}} + b \frac{4\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \text{Arsh} \sqrt{\frac{2}{3b}}, \quad (7)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает, здесь и в дальнейшем, интеграл в бесконечных пределах по dy . После подстановки (7) в правую часть уравнения (5.1) оно становится корректным. Численное решение (5.1) представлено на рис.2 для функции φ_1/H_z , не зависящей от H_z (случай иттриевого феррограната, $b = 0.01$). Обращает на себя внимание пик решения в области второй ямы потенциала. В его формирование, как показывают проведенные оценки, второй дискретный уровень с $E \approx 2b$ вносит только $\sim 1/4$ высоты, так что основной вклад следует отнести к интерференции мод непрерывного спектра \hat{L}_1 . Точность решения контролировалась применением различных разностных схем, а также прямым представлением решения через квадратуры по явным решениям однородной части (5.1):

$$\varphi'_0(y) \text{ и } \varphi'_0(y) \int dy / \varphi_0'^2 \quad (8)$$

и была не ниже двух разрядов после десятичной точки.

Уравнение (5.2), в свою очередь, имеет очевидное решение:

$$\vartheta_1(y) = \frac{\dot{q}_1 \sqrt{Q}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi'_0(y') \exp(-|y - y'|/\sqrt{Q}) dy'; \quad (9)$$

оно первого порядка малости по H_z , и в пределе малых Q функционально не сильно отличается от $\varphi'_0(y)$.

Оказывается, что для получения искомой квадратичной поправки к скорости ДГ (7) достаточно уже уравнений первого приближения (5). Это становится очевидным, если воспользоваться уравнением баланса плотности энергии (1) для уравнений (2):

$$\dot{w} = -2\alpha(\dot{\vartheta}^2 + \sin^2 \vartheta \dot{\varphi}^2) + 2(\vartheta' \dot{\vartheta} + \sin^2 \vartheta \varphi' \dot{\varphi}). \quad (10.1)$$

Его интегральная форма в стационарном случае, когда $\partial/\partial t = -\dot{q}\partial/\partial y$, принимает форму

$$\dot{q} = 2H_z / \langle \varphi'^2 \sin^2 \vartheta + \vartheta'^2 \rangle, \quad (10.2)$$

из которой, после обращения к разложениям (3), очевидно, что квадратичная поправка к скорости по (10.2) определяется только вкладом интеграла $\langle \varphi'_0(y) \varphi'_1(y) \rangle \sim H_z$, так как согласно (9) $\vartheta_1'^2 \sim \vartheta_1^2 \sim H_z^2$. В симметричных случаях (например, одноосного или кубического ферромагнетика с положительной анизотропией и др.) соответствующие интегралы равны нулю. Скорость ДГ с учетом возникающей квадратичной по внешнему полю поправки, таким образом, равна

$$\dot{q} = \frac{2H_z \gamma \Delta}{\alpha \langle \varphi_0'^2 \rangle} \left(1 + \frac{f(b)}{\langle \varphi_0'^2 \rangle} \frac{MH_z}{|K_1|} \right). \quad (11)$$

Здесь $f(b) = \langle \varphi_0''(y) \varphi_1(y) / H_z \rangle$ – функция, не зависящая от внешнего поля; $\langle \varphi_0'^2 \rangle$ – определено в (7), остальные обозначения введены ранее. Численные оценки для случая иттриевого феррограната дают: $\langle \varphi_0'^2 \rangle = 0.95$ и $f(0.01) = -0.62$. Знак $f(b)$ меняется при переходе к нижнему знаку в (4.2) – (4.3), то есть к 180-градусной ДГ с противоположным направлением поворота намагниченности и обратным расположением 71-градусного и 109-градусного участков в ней.

Плотность массы ДГ в адиабатическом приближении определяем обычным образом с помощью функции (9) как

$$m = \frac{\partial^2}{\partial \dot{q}^2} \langle \vartheta_1 \hat{L}_2 \vartheta_1 \rangle \approx \frac{\langle \varphi_0'^2 \rangle}{4\pi \gamma^2 \Delta}. \quad (12)$$

Выражения (11) и (12) позволяют записать эффективное уравнение движения 180-градусной ДГ, не содержащей блоховских линий, в достаточно слабом магнитном поле:

$$m\ddot{q} + \frac{2M}{\mu} \dot{q} - \frac{2f(b)}{\langle \varphi_0'^2 \rangle} \frac{M^2}{|K_1|} \frac{\dot{q}^2}{\mu^2} + kq = 2MH_z(t). \quad (13)$$

Здесь m – плотность массы ДГ – (12); $\mu = 2\gamma\Delta / (\alpha \langle \varphi_0'^2 \rangle)$ – подвижность ДГ; k – коэффициент жесткости ДГ.

Согласно (13), в осциллирующем поле $H_z = H_0 \cos \omega t$ ДГ испытывает дрейф, скорость которого

$$\bar{q} = \frac{f(b)}{\langle \varphi_0'^2 \rangle} \frac{H_0}{H_a} \frac{\mu H_0}{1 + (\omega / \alpha 4\pi \gamma M)^2}. \quad (14)$$

Данный механизм дрейфа, конечно, не является единственно возможным в иттриевом феррогранате (см. другие механизмы для одноосного ферромагнетика [9], требующие, однако, двух поляризаций поля). Но он интересен тем, что лежащее в его основе нарушение симметрии ДГ может привести к определенному вкладу и в другие асимметричные эффекты, обнаруженные в [1–3].

Автор благодарит В.И.Никитенко за полезное обсуждение работы и замечания.

-
1. V.S.Gornakov, V.I.Nikitenko, I.A.Prudnikov, and V.T.Synogach, Phys. Rev. **B46**, 10829 (1992).
 2. L.M.Dedukh, V.S.Gornakov, and V.I.Nikitenko, Phys. Stat. Sol. (a) **75**, K117 (1983); В.С.Горнаков, Л.М.Дедух, В.И.Никитенко, ЖЭТФ **86**, 1505 (1984).
 3. В.К.Власко-Власов, Л.С.Успенская, ЖЭТФ **91**, 1494 (1986).
 4. J.F.Janak, Phys. Rev. **A134**, 441 (1964).
 5. И.А.Гишинский, ЖЭТФ **68**, 1032 (1975).
 6. A.V.Mikhailov and I.A.Shimokhin, Phys. Rev. **B48**, 9569 (1993).
 7. V.S.Gornakov, V.I.Nikitenko, and V.T.Synogach, IEEE Trans. Magn. **29**, 2073 (1993).
 8. Г.Е.Ходенков, ФТТ **31**, 226 (1989).
 9. В.Г.Барьяхтар, Ю.И.Горобец, С.И.Денисов, ЖЭТФ **98**, 1345 (1990).