

Торможение движущейся доменной границы в слабых ферромагнетиках

© Е.А. Жуков, А.П. Кузьменко, Ю.И. Щербаков

Тихоокеанский государственный университет,
680035 Хабаровск, Россия

E-mail: kap@mail.khstu.ru

(Поступила в Редакцию 1 августа 2007 г.)

С помощью магнитооптического эффекта Фарадея исследовано торможение одиночной доменной границы в пластинках $YFeO_3$ и $FeVO_3$ при ее движении с дозвуковыми и сверхзвуковыми скоростями. Экспериментальные результаты обсуждаются с учетом взаимодействия магнитной и упругой подсистем кристалла.

PACS: 75.50.Dd, 75.70.Kw

1. Введение

Более 40 лет не пропадает интерес к исследованиям слабых ферромагнетиков и особенно к динамике доменных границ (ДГ) в них [1]. К настоящему времени общепризнанными фактами являются нелинейный и неоднородный характер движения ДГ [2]. Исследуются процессы перестройки тонкой структуры ДГ [3], обнаружены явления сверхбыстрого фотоиндуцированного [4] и упругоиндуцированного перемагничивания [5], измерена амплитуда поверхностных волн, возбуждаемых ДГ [6].

Ортоферриты ($RFeO_3$, где R — редкоземельный элемент или иттрий) и борат железа ($FeVO_3$) обладают высокой магнитооптической добротностью на длине волны 630 и 550 nm соответственно. Это обстоятельство позволяет применять оптические методы в режиме реального времени для исследования динамики ДГ. Перемагничивание монокристаллов слабых ферромагнетиков в полях вдали от спиновой переориентации преимущественно обусловлено движением ДГ. Только в этих магнетиках скорости движения ДГ могут превышать скорости поперечного и продольного звуков: в $YFeO_3$ $V_t = 4.1$ km/s и $V_l = 7.2$ km/s, в $FeVO_3$ $V_{t1} = 4.6$ km/s, $V_{t2} = 7.0$ km/s и $V_l = 10.5$ km/s. Наибольшая величина скорости стационарного движения ДГ достигается в иттриевом ортоферрите. Ее предельное значение $C = 20$ km/s, что совпадает со скоростью спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии [1]. Показано, что при некоторых значениях скорости движения ДГ она остается неизменной при возрастании намагничивающего (продвигающего) поля в определенных интервалах (полочка — ΔH). Следовательно, в этих интервалах имеет место торможение ДГ, которое связано с процессами взаимодействий между магной и фоновой подсистемами кристалла [1,7].

Экспериментально и теоретически динамика ДГ в $YFeO_3$ была исследована преимущественно на околосверхзвуковых и сверхзвуковых скоростях в плоскопараллельных образцах, что привело к обнаружению размерного эффекта [8]. В настоящей работе детально исследовано торможение одиночной ДГ в $YFeO_3$ как со скоростями, меньшими скорости поперечного звука для плоскопараллельного образца, так и при ее движении

на всех скоростях в образцах с переменной толщиной (клинообразной формы).

2. Движение доменных границ в образцах $YFeO_3$ клинообразной формы

Для исследования влияния поверхностей на торможение ДГ исследовались образцы $YFeO_3$ клинообразной формы, вырезанные перпендикулярно оптической оси, расположенной в кристаллографической плоскости bc , с толщинами, изменяемыми в пределах 20–90 μm (образец №1) и 30–320 μm (образец №2). Введем координаты X, Y, Z , как показано на вставке к рис. 1. Монокристаллы ортоферритов выращивались методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом в Московском энергетическом институте (лаборатория профессора А.М. Балбашова).

Динамика ДГ в образцах клинообразной формы исследовалась методом двукратной лазерной подсветки [8]. С помощью магнитооптического эффекта Фарадея регистрировались два положения ДГ с временем задержки 15 ns. Погрешность измерений скорости ДГ не превышала 2%. Все измерения производились при комнатной

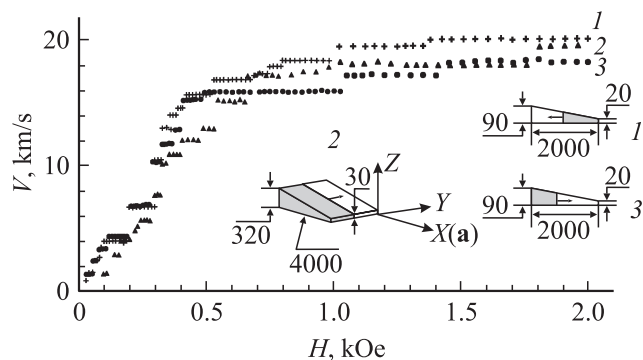


Рис. 1. Полевые зависимости скорости движения ДГ вдоль оси X (1, 3) в образце №1 и Y (2) в образце №2. Размеры образцов (в μm) и направления движения указаны на соответствующих вставках.

Скорости V (km/s) и величины интервалов ΔH (Oe): $V/\Delta H$

Клиновидные образцы					Плоскопараллельные образцы [2,8,9]			
Образец № 1		Образец № 2			10 μm	100 μm	25 μm	
$V \rightarrow -X$	$V \rightarrow +X$	$V \rightarrow -X$	$V \rightarrow +X$	$V \rightarrow Y$	$V \rightarrow \mathbf{a}$	$V \rightarrow \mathbf{a}$	$V \rightarrow \mathbf{a}$	$V \rightarrow \mathbf{b}$
1.6/20	1.5/25	0.9/25	1.2/25	1.5/30				
2.7/20	2.6/25	3.1/35	2.2/35	3.2/30				
	3.4/25							
4.2/90	4.5/75	4.2/90	4.2/100	4.2/50	4.2/500	4.35/75	4/400	4/25
6.9/100	7.0/75	5.9/25	5.2/25	5.9/50	16.2/300	7.2/50	13.5/125	7/560
10.6/25	10.4/30	13.5/40	13.2/25	7.9/30	17/275	10.0/25	14.5/25	13.5/400
13.1/25	11.8/60	14.5/25	14.5/50	10.4/25	19.5/ > 10 ³	12.0/40	15.7/165	14/150
14.1/25	13.9/50	15.5/100	15.3/30	11.0/50		13.0/50	17/35	16/325
14.7/25	15.0/130	17.5/150	16.2/70	12.1/75		14.0/160	19.5/ > 10 ³	19.8/ > 10 ³
15.7/100	16.0/600	18.1/270	17.2/180	13.0/50		16.2/550		
17.0/150	17.3/400	19.2/ > 10 ³	18.2/250	15.2/100		17.8/325		
17.3/50	18.2/800		19.2/ > 10 ³	17.5/300		19.2/ > 10 ³		
18.0/50	19.1/300			18.1/700				
18.3/225	20/ > 10 ³			19.8/ > 10 ³				
19.5/325								
20/ > 10 ³								

температуре. Продвигающие ДГ магнитные импульсные поля создавались с помощью катушек Гельмгольца. Без градиентного поля в образце устанавливалась двухдоменная структура, в которой плоскость ДГ ориентируется практически перпендикулярно оси \mathbf{a} . Для установления ДГ под другими углами и ее возвращения в исходное положение после выключения продвигающего поля использовалось градиентное магнитное поле $H_{gr} = udH/du$, где u — координата, перпендикулярная плоскости ДГ (с градиентом вплоть до 2 kOe/cm).

Исследовалось движение ДГ в положительном и отрицательном направлениях оси X , а также вдоль оси Y . Зависимости скоростей движения ДГ от амплитуды продвигающего магнитного поля $V(H)$ представлены на рис. 1, а величины скоростей и интервалов ΔH представлены в таблице.

Для образца № 1, как и для плоскопараллельных образцов $YFeO_3$ (см. таблицу), наблюдалось торможение ДГ при скоростях вблизи звуковых скоростей V_t и V_l и предельной скорости C . Отмечаются изменения как величин отдельных ΔH , так и некоторых скоростей торможения ДГ. Для образца № 2 при аналогичных движениях ДГ (параллельно, „+X“, или антипараллельно, „-X“, оси X) количество заметных полочек убывает по сравнению с образцом № 1. В то же время в этом образце не наблюдается заметного изменения вида зависимости $V(H)$ при $V > V_t$ (рис. 1). Торможение практически отсутствует вплоть до скорости 14 km/s. При более высоких скоростях зависимость $V(H)$ не претерпевает существенных изменений. Для всех направлений движений в обоих образцах наблюдалось торможение ДГ на дозвуковых скоростях, где проявлялись зависимости величины скоростей и интервалов ΔH от направления движения ДГ ($\pm X$ и Y) и толщины образца.

Для сравнения в таблице представлены значения сверхзвуковых скоростей и интервалов ΔH в плоскопараллельных пластинках с разными толщинами и типами ДГ (10 и 100 μm — промежуточная ДГ, 25 μm — ДГ Нееля и Блоха) [2,8,9]. Следует отметить, что в указанных работах исследовалась преимущественно около- и сверхзвуковая динамика ДГ. Торможение промежуточной ДГ при скоростях 10, 12, 14, 16, 20 km/s всегда наблюдалось практически для всех плоскопараллельных образцов $YFeO_3$ с толщинами $\geq 100 \mu\text{m}$. Для плоскопараллельных образцов характерен размерный эффект — с уменьшением толщины пластинок убывает число полочек на сверхзвуковых скоростях и существенно возрастают ΔH при скоростях ДГ, совпадающих со звуковыми. Также имеет место ориентационная зависимость для разных типов ДГ.

Представленные на рис. 1 и в таблице величины для клинообразных образцов подчиняются этим же закономерностям. Наилучшее согласие величины скоростей и интервалов ΔH на зависимостях $V(H)$ достигается при движении ДГ в клинообразных образцах в сравнении с плоскопараллельным образцом толщиной 100 μm .

Для всех клинообразных образцов наблюдалась зависимость в образовании полочек не только от направления движения ДГ относительно кристаллографических осей, но и от изменения направления скорости ($\pm X$).

3. Дозвуковое движение доменных границ в пластинчатых образцах

Для регистрации колебаний ДГ на скоростях $V \leq V_t$ был также применен магнитооптический метод, основанный на эффекте Фарадея. Источником непрерывного лазерного излучения служил He—Ne-лазер с длиной волны

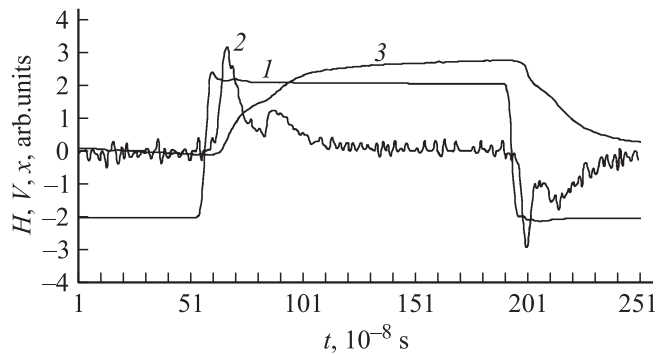


Рис. 2. Временные зависимости магнитного поля (1), скорости ДГ (2) и смещения ДГ (3) вдоль оси X (а).

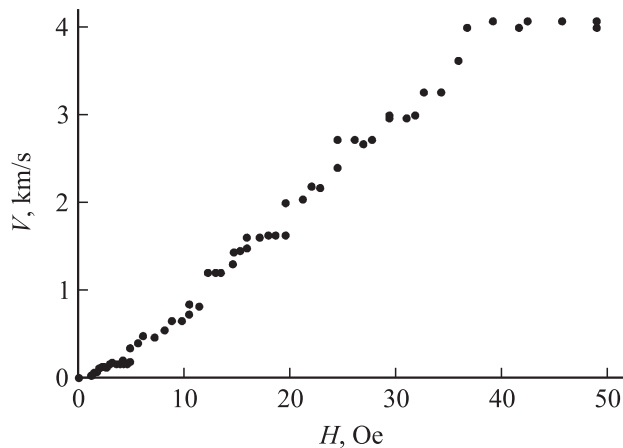


Рис. 3. Полевая зависимость движения ДГ на дозвуковых скоростях.

излучения 632.8 nm. Образец YFeO_3 представлял собой плоскопараллельную пластинку толщиной $100 \mu\text{m}$, вырезанную перпендикулярно оптической оси. Измерения проводились при комнатной температуре. Для возбуждения колебаний ДГ применялось импульсное переменное магнитное поле (до 70 Oe) с частотами до 10 MHz.

Одинокая ДГ располагалась в центре области, ограниченной катушками. Для регистрации смещения ДГ (u) измерялась мощность излучения, линейная зависимость которой от u обеспечивалась щелевой диафрагмой на образце. Величина смещений ДГ была достаточной для регистрации мощности прошедшего излучения с помощью ФЭУ и цифрового осциллографа в режиме реального времени [10] в отличие от работы [11], где измерялось ее среднее значение. Погрешность в определении скорости этим методом вблизи V_i не превышала 5%.

На рис. 2 представлены типичные осциллограммы биполярного импульса магнитного поля (1), смещения ДГ (3) и кривая скорости движения ДГ (2), рассчитанная по осциллограмме смещения.

Зависимость скорости ДГ от амплитуды магнитного поля $V(H)$, измеренная этим методом, приведена на рис. 3. $V(H)$ имеет полочки при значениях 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.8, 1.2, 1.4, 1.6, 2.0, 2.2, 2.7, 3.0, 3.2, 4.0 km/s. В YFeO_3

ранее наблюдалось торможение ДГ на скоростях 2.3 и 2.8 km/s в работе [11] и примерно 0.5 и 0.8 km/s в работе [12], которые близки к результатам, представленным на рис. 3.

4. Обсуждение

Как показано экспериментально и теоретически, торможение ДГ на поперечных (V_t) и продольных (V_l) звуковых возбуждениях [1] обусловлено магнитоупругими взаимодействиями, величина которых приобретает резонансный характер. Аналогично при совпадении скорости ДГ со скоростью объемных спиновых волн наблюдается ее торможение (при $V = C$) [1]. Торможение ДГ на других полочках связывается с возбуждением поверхностных спиновых и звуковых волн как на поверхности образцов, так и на самой ДГ [1,7–9,13]. Предложены также теории взаимодействия ДГ с пристеночными магнонами, объясняющие некоторые из сверхзвуковых полочек [1,7,9].

Из общих соображений следует, что рост торможения ДГ происходит при взаимодействии с одним из названных возбуждений в условиях фазового синхронизма $\omega = \omega_i$, $k = k_i$. Здесь ω , k — частота и волновое число спектральной компоненты вынуждающей силы, создаваемой ДГ, которые связаны соотношением $\omega = kV$; при этом сила действует в основном в интервале $0 < k < 1/\Delta$, где $\Delta = \Delta_0(1 - (V/C)^2)^{1/2}$ — толщина движущейся ДГ, $\Delta_0 \sim 10^{-6}$ cm для YFeO_3 ; ω_i , k_i — частота и волновое число квазичастичных возбуждений с номером i .

В то же время, как следует из приведенных экспериментальных данных, существует ряд скоростей, не укладывающихся в рамки этих теорий. Большинство наблюдаемых участков торможения ДГ укладывается в эмпирическую формулу $V_{nm} = nS/m$, где n , m — целые числа. Здесь S может принимать одно из значений, равное V_t , V_l или C . Эта же эмпирическая формула хорошо описывает скорости торможения ДГ для FeBO_3 , в котором, согласно [14,15], при изучении динамики одиночной ДГ были получены значения постоянных скоростей $V = 2.0, 2.2, 3.0, 3.6, 4.6, 7.0, 10.5, 14.0$ km/s. Таким образом, эта формула соответствует возбуждению ДГ многоволновых процессов с участием объемных продольного или поперечного звуков и спиновых волн.

В основе возможного физического объяснения выбранной эмпирической формулы предлагается учесть нелинейные процессы, связанные с возбуждением ДГ многоволновых возбуждений. В этом случае условия синхронизма выполняются при скорости ДГ

$$V = \frac{n\omega_1 + m\omega_2}{nk_1 + mk_2} \quad (1)$$

при одновременном возбуждении спиновой и звуковой волн с законами дисперсии $\omega_1^2 = \omega_0^2 + C^2k_1^2$, $\omega_2 = k_2V_{t,l}$, где ω_0 — частота антиферромагнитного

резонанса. Из формулы (1) при $m = 1$ для $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, $k_1 = 0$, $k_2 = \omega_2/V_{t,l}$ (связанных с ω и k соотношениями $\omega = (n+1)\omega_2$ и $k = k_2$) для V_t получается $V = (n+1)V_t \approx 8, 12, 16, 20 \text{ km/s}$ в YFeO_3 , где $n = 1, 2, 3, \dots$

Появление полочек на дозвуковых скоростях может быть обусловлено наличием в образцах периодических неоднородностей, к примеру магнитных ростовых неоднородностей [9]. Это соответствует $\omega_1 = 0$, $m = 1$, что приведет к скоростям $V = V_t/(n+1)$, при $k_1 = k_2$, наблюдаемых в эксперименте, как это показано в разделе 3.

Оставшиеся полочки вблизи $\sim 13, 15, 17, 19 \text{ km/s}$ могут быть связаны с одновременным возбуждением обоих звуков или поверхностных звуковых или спиновых волн.

5. Заключение

Представленные в работе результаты по исследованиям динамики ДГ в слабых ферромагнетиках (YFeO_3 и FeVO_3) дополняют сведения о механизмах ее торможения во всем диапазоне скоростей движения. Так же как и при $V > V_t$, зависимость $V(H)$ на дозвуковых скоростях состоит из набора скоростей торможения, отличительной особенностью которых является небольшая ширина интервалов ΔH .

Приведенные результаты свидетельствуют о заметном влиянии формы образца и направления движения ДГ на ее торможение. Эти факты могут быть связаны с возбуждением поверхностных волн.

Таким образом, большинство случаев наблюдаемого постоянства скоростей движения одиночной ДГ в образцах YFeO_3 и FeVO_3 достаточно хорошо объясняется процессами многочастичных взаимодействий магнов и фононов, включая поверхностные магны и фононы. Исследование динамики ДГ в слабых ферромагнетиках вполне может рассматриваться как метод изучения квазичастичных возбуждений.

Для более полного объяснения наблюдаемых механизмов торможения ДГ требуется проведение дополнительных экспериментальных и теоретических исследований.

Список литературы

- [1] V.G. Baryakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskii. Dynamics of topological magnetic solitons. Springer (1994). 129 p.
- [2] М.В. Чёткин, С.Н. Гадецкий, А.И. Ахуткина, А.П. Кузьменко. ЖЭТФ **82**, 1411 (1984).
- [3] М.В. Чёткин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева, О.А. Борщевский. Письма в ЖЭТФ **85**, 232 (2007).
- [4] A.V. Kimel, C.D. Stanciu, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, Th. Rasing. Phys. Rev. B **74**, 060403 (2006).
- [5] A.P. Kuz'menko, A.V. Kaminskii, E.A. Zhukov, V.N. Filatov, M.V. Dobromyslov. J. Magn. Mater. **257**, 327 (2003).
- [6] А.П. Кузьменко, Е.А. Жуков. Письма в ЖТФ **32**, 49 (2006).
- [7] А.К. Звездин, А.Ф. Попков. Письма в ЖТФ **10**, 449 (1984).
- [8] М.В. Чёткин, А.П. Кузьменко, С.Н. Гадецкий, В.Н. Филатов, А.И. Ахуткина. Письма в ЖЭТФ **37**, 223 (1983).
- [9] М.В. Чёткин, А.П. Кузьменко, А.В. Каминский, В.Н. Филатов. ФТТ **40**, 1656 (1998).
- [10] А.П. Кузьменко, Е.А. Жуков, А.В. Каминский, Ц. Ли, Р.Л. Сухов, М.И. Васьков, М.В. Петерсон, В.А. Луговой, П.В. Базылев. Вестн. ДВО РАН **6** (Приложение), 150 (2005).
- [11] П.Д. Ким, Д.Ч. Хван. ФТТ **24**, 2300 (1982).
- [12] Y.S. Didosyan, H. Hauser, V.Y. Borash, P.L. Fulmek. J. Magn. Mater. **177–181**, 203 (1998).
- [13] Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров. УФН **167**, 735 (1997).
- [14] М.В. Чёткин, Ю.И. Щербаков, С.Н. Гадецкий, В.Д. Терещенко. ЖТФ **55**, 207 (1985).
- [15] М.В. Чёткин, В.В. Лыков, В.Д. Терещенко. ФТТ **32**, 939 (1990).