

Начальная стадия нелинейного движения доменной границы в пленках гранатов

© В.А. Боков, В.В. Волков, Н.Л. Петриченко, З. Фрайт*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики Чешской академии наук,
18221 Прага, Чехия

(Поступила в Редакцию 25 апреля 2000 г.)

В монокристаллических пленках гранатов системы YBiFeGa с перпендикулярной магнитной анизотропией исследовано движение доменной границы в присутствии постоянного поля H_p , параллельного плоскости пленки и плоскости границы, при приложении импульса продвигающего поля H_g , соответствующего нелинейной области зависимости скорости границы от величины H_g . Подтверждены полученные ранее данные о существовании начальной фазы движения, когда стенка разгоняется до большой мгновенной скорости. Показано влияние поля H_p и длительности фронта импульса продвигающего поля на поведение стенки в начальной фазе. Рассмотрен возможный механизм преобразования структуры стенки после приложения импульса H_g . Установлено, что зависимость скорости стенки в области насыщения от величины H_p не согласуется с выводами теории.

Работа выполнена в рамках проекта № 00-02-16945 Российского фонда фундаментальных исследований и гранта № 00-15-96757 поддержки ведущих научных школ.

Известно, что в пленках гранатов с большой перпендикулярной магнитной анизотропией в продвигающих полях H_g , превышающих некоторое критическое значение H_g^c , доменная граница двигается с так называемой скоростью насыщения, которая не зависит от H_g . Было также установлено, что в начальные моменты времени после приложения импульса поля доменная стенка имеет большую скорость, превышающую скорость насыщения. Высказывалось предположение, что на этой стадии граница не содержит спиновые структуры типа горизонтальных линий Блоха (ГЛБ) и ее движение можно описать с помощью одномерной модели Уокера (см., например, [1–5]). Однако при этом приходилось допускать, что смещение стенки характеризуется потерями, в несколько раз превышающими потери при ферромагнитном резонансе (ФМР). В то же время в [6,7] утверждалось, что после приложения импульса продвигающего поля с амплитудой, превышающей поле срыва стационарного движения, доменная стенка вначале разгоняется до большой мгновенной скорости. В [7] для описания разгона границы было использовано известное уравнение движения с инерционным членом. Полученная величина эффективной массы стенки заметно превышала массу Деринга, что было объяснено накоплением в стенке ГЛБ. Никакие допущения относительно параметра диссипации при таком подходе уже не требовались. Измерения в [7] были выполнены на одном образце при фиксированной постоянной времени нарастания импульса продвигающего поля и полученные данные не позволяли сделать обобщающие выводы.

В настоящей работе с целью изучения начальной стадии смещения доменной стенки в нелинейной области в продвигающих полях, превышающих критическое H_g^c , и обоснования механизма преобразований ее спиновой

структуры было исследовано влияние времени нарастания импульса поля H_g на движение стенки. Измерения были выполнены на двух пленках системы YBiFeGa со следующими характеристиками: у образца № 1 толщина $h = 5.3 \mu\text{m}$, намагниченность $4\pi M = 138 \text{ G}$, поле анизотропии $H_A = 2570 \text{ Oe}$, параметр ширины стенки Блоха $\Delta = 0.28 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, эффективное значение гиромагнитного отношения $\gamma = 1.8 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, параметр диссипации Гильберта $\alpha = 0.0025$ (по данным ФМР); у образца № 2: $h = 4.6 \mu\text{m}$, $4\pi M = 156 \text{ G}$, $H_A = 6200 \text{ Oe}$, $\Delta = 0.2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, $\gamma = 1.67 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha = 0.002$. Измерения проведены на прямой доменной стенке, стабилизированной импульсным градиентным полем; такое поле создавалось с помощью схемы из двух параллельных планарных проводников при прохождении по ним импульса тока. Амплитуда импульса была достаточной для того, чтобы в промежутке между проводниками схемы из исходной лабиринтной структуры образовались два домена, граница между которыми параллельна проводникам. Через $1 \mu\text{s}$ после начала импульса градиентного поля, когда прямая стенка уже сформировалась, прикладывался импульс продвигающего поля H_g , вызывающий смещение стенки. Измерения проводились при разных значениях постоянной τ времени нарастания импульса поля: 1, 20 и 35 ns. В плоскости пленки параллельно прямой стенке прикладывалось постоянное поле H_p . При нескольких значениях H_p в интервалах 240–480 Oe для пленки № 1 и 400–1300 Oe для пленки № 2 и при разных амплитудах H_g были найдены зависимости $q(t)$ смещения стенки от времени. Применялся метод высокоскоростной регистрации изображения; источником импульсной засветки с длительностью $\sim 5 \text{ ns}$ служил лазер на растворе красителя родамин бж, накачиваемый импульсным азотным лазером. Приемником

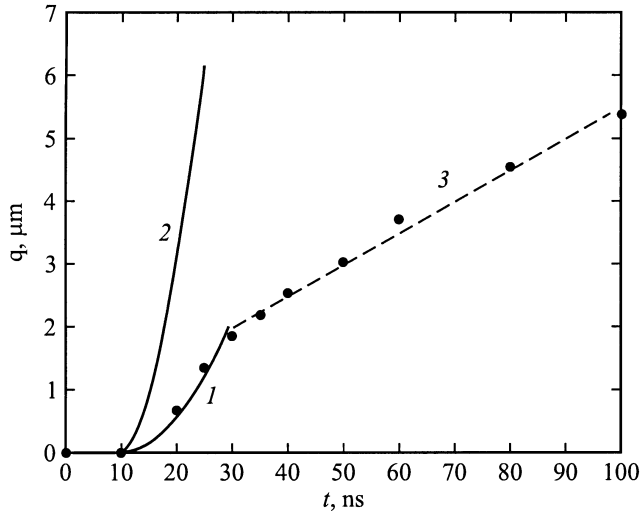


Рис. 1. Зависимость смещения доменной стенки от времени, отсчитываемого относительно момента приложения импульса H_g , для пленки № 1 при $\tau = 1$ ns, $H_g = 45$ и $H_p = 360$ Ое. Точки — эксперимент; линия 1 — аппроксимация функцией $q(t)$, 2 — расчет для случая $m = m_D$, 3 — область насыщения скорости.

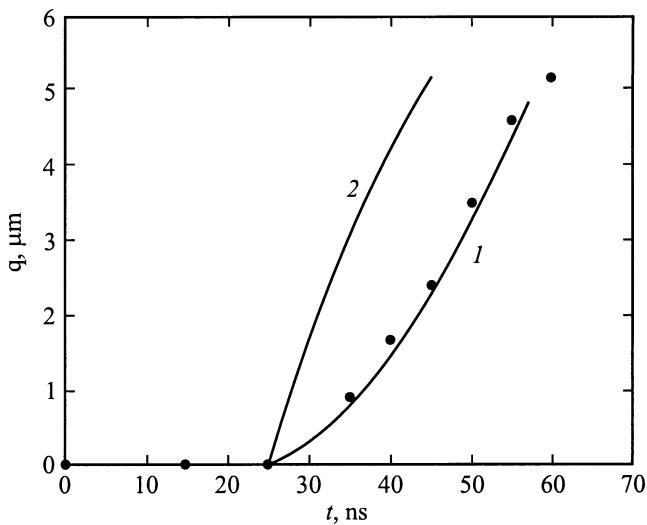


Рис. 2. Зависимость смещения доменной стенки от времени, отсчитываемого относительно момента приложения импульса H_g , для пленки № 1 при $\tau = 20$ ns, $H_g = 45$ и $H_p = 390$ Ое. Точки — эксперимент; кривая 1 — аппроксимация функцией $q(t)$, 2 — расчет для случая $\alpha = 0.2$.

служила телекамера с чувствительным видеоконсом, полученное изображение запоминалось с помощью блока памяти и выводилось для обработки на экран монитора. Величина смещения границы определялась усреднением данных нескольких десятков измерений.

На рис. 1 и 2 в качестве примера представлены характерные зависимости $q(t)$, полученные для пленки № 1 при значениях постоянной времени τ , равных 1 и 20 ns и амплитуде $H_g = 45$ Ое. Видно, что имеется

начальная задержка t' смещения границы относительно момента приложения импульса поля. Величина этой задержки возрастает от ~ 10 ns при $\tau = 1$ ns до ~ 30 ns при $\tau = 35$ ns. За начальной задержкой следует фаза разгона стенки до некоторой скорости V_m , после чего скорость уменьшается до скорости насыщения $V_s < V_m$. Качественно такие же результаты были получены и для образца № 2. Стадия разгона длится ~ 15 ns при $\tau = 1$ ns и ее длительность увеличивается до ~ 30 ns с возрастанием постоянной времени τ до 35 ns.

Как и в [7], воспользуемся для описания смещения границы при ее разгоне уравнением движения, содержащим инерционное слагаемое. С учетом эффекта начальной задержки это уравнение можно записать в следующем виде:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + 2M\mu^{-1} \frac{dy}{dt} + 2M\nabla H y(t) = 2MH_g \left[1 - e^{-(t+t')/\tau} \right], \quad (1)$$

где m — эффективная масса стенки, μ — подвижность, ∇H — стабилизирующий градиент. Явный вид функции $y(t)$, являющейся решением этого уравнения, достаточно громоздок, и мы его поэтому не приводим. Будем аппроксимировать экспериментальные данные функцией

$$q(t) = \begin{cases} 0, & \text{при } t \leq t', \\ y(t), & \text{при } t' < t \leq t''. \end{cases}$$

Здесь t'' — момент времени, когда стенка достигает максимальной скорости. Величины m и t' были использованы в качестве подгоночных параметров, значение μ определялось по результатам измерений ФМР. Ранее в [8] было показано, что в пленках с очень узкой линией ФМР подвижность, найденная из экспериментов по динамике стенки, оказывается в несколько раз меньше найденной из данных по ФМР. В нашем случае эти подвижности отличаются в 2–4 раза, однако легко убедиться, что такая разница заметно не сказывается на расчетной зависимости $q(t)$ и поэтому для определения μ использовались данные измерений ФМР.

На рис. 1 и 2 результат аппроксимации экспериментальных данных изображен кривыми 1. Найденные в исследуемом интервале полей H_p значения эффективной массы $m > 10^{-9}$ г/см² и превышают массу Деринга m_D . Так, для образца № 1 $m_D = (2\pi\Delta\gamma^2)^{-1} = 1.7 \cdot 10^{-10}$ г/см² и в полях H_p эта масса должна быть меньше, чем 10^{-10} г/см² (см. формулу (16) в [9]). Кривая 2 на рис. 1 показывает, как выглядела бы зависимость смещения стенки от времени в случае $m = m_D$, и при значениях t' и μ , отвечающих кривой 1. Согласно существующим представлениям, формула для массы стенки имеет вид [10]

$$m = \frac{\gamma}{2M} \frac{d\bar{\Psi}}{dV_i}, \quad (2)$$

где V_i — мгновенная скорость стенки. Доменная граница будет обладать аномально большой эффективной

массой, если с увеличением скорости при разгоне будет существенно возрастать среднее (по толщине пленки) значение угла $\bar{\Psi}$ выхода намагниченности из плоскости стенки. Таким образом, данные, полученные нами в настоящей работе и в [7] для пленок с очень малыми потерями, позволяют заключить, что когда под действием продвигающего поля, заметно превышающего поле срыва стационарного движения, доменная стенка начинает смещаться, то в ней в начальные моменты времени происходит накопление ГЛБ. Это приводит к росту угла $\bar{\Psi}$.

Зависимость продолжительности фазы разгона от постоянной времени нарастания импульса поля можно объяснить следующим образом. На границу, стабилизированную градиентным полем ∇H и смещающуюся под действием импульса H_g , действует эффективное поле

$$H' = H_g \left[1 - e^{-(t+t')/\tau} \right] - \nabla H \cdot y(t). \quad (3)$$

Это поле вызывает увеличение угла $\bar{\Psi}$, описываемое при малых потерях формулой

$$\frac{d\bar{\Psi}}{dt} = \gamma H'. \quad (4)$$

Возможно, что стенка разгоняется до тех пор, пока угол $\bar{\Psi}$ не достигает некоторого критического значения $\bar{\Psi}'$. После этого одна из ГЛБ прорывается к поверхности, и затем возникает состояние хаоса, отвечающего режиму насыщения скорости. Очевидно, что интервал времени, за который величина $\bar{\Psi}$ достигает критического значения, определяется зависимостью (4). Если импульс H_g имеет форму ступеньки, то в момент включения поля амплитуда $H' = H_g$, а затем величина H' , согласно (3), уменьшаются. При конечных значениях τ всегда $H' < H_g$. Если построить зависимости $H'(t)$ при разных τ , то можно убедиться, что с увеличением постоянной времени нарастания импульса должен расти и интервал времени, необходимый для закручивания спинов в стенке на угол $\bar{\Psi}'$. При больших временах τ может даже получиться так, что граница достигает нового положения равновесия, когда $H' = 0$, но при этом она не успеет перейти к движению со скоростью насыщения.

По-видимому, реально стадию разгона стенки можно наблюдать только в пленках с очень малым параметром диссипации α . При относительно больших величинах α превалирует эффект вязкости. Так, например, если бы образец № 1 обладал достаточно большим параметром диссипации, например $\alpha = 0.2$, то при значениях m и t' , соответствующих кривой 1 на рис. 2, решение уравнения (1) изображалось бы кривой 2. Отметим, что такой же вид имеют начальные участки зависимости смещения стенки от времени, полученные в продвигающих полях $H_g > H_g^c$ в [1–6] и в других работах, где исследовались пленки с большими значениями $\alpha \sim 0.1$.

Возможное объяснение начальной задержки смещения стенки можно предложить, следуя результатам работы [11]. Согласно выполненным в ней расчетам, в стенке

в большом продвигающем поле вначале зарождается одиночная ГЛБ, и она возникает не вблизи поверхности пленки, а посередине (см. также [12,13]). Когда линия Блоха смещается по толщине пленки, скорость стенки определяется соотношением

$$V_i = \frac{\gamma}{2M} \frac{\partial \sigma}{\partial \bar{\Psi}}, \quad (5)$$

где σ — плотность энергии стенки. Если ГЛБ перемещается вблизи середины пленки, изменение σ обусловлено в основном изменением энергии спинов ГЛБ в поле рассеяния, создаваемом зарядами на поверхности пленки. Согласно расчетам, вблизи середины пленки эта энергия, а следовательно, и σ при заметном увеличении угла $\bar{\Psi}$ возрастают лишь незначительно. Отсюда и скорость стенки в течение некоторого времени возрастает очень слабо, что воспринимается как задержка смещения. Наблюдаемое увеличение длительности задержки t' по мере увеличения постоянной времени τ можно объяснить тем, что из-за характера зависимости эффективного поля H' от τ угол скручивания $\bar{\Psi}$ с ростом τ будет достигать значений, при которых скорость стенки заметно отличается от нуля, в более поздние моменты времени. Заметим, что начальная задержка смещения стенок наблюдалась ранее в [14,15] при трансляционном движении цилиндрических доменов, но в малых продвигающих полях, порядка коэрцитивного, и была объяснена магнитным последствием.

Известно, что постоянное магнитное поле, параллельное плоскости пленки, существенно влияет на скорость насыщения доменной стенки. Этому эффекту посвящено несколько работ, но их результаты заметно отличаются. Так, в соответствии с простой моделью [10] в нелинейной области в поле $H_p \gg 8M$

$$V = V_s = \frac{1}{4} \Delta \gamma H_p. \quad (6)$$

В [16] была теоретически рассмотрена динамика стенки в поперечном поле $H_p \gg 4\pi M$, параллельном ее плоскости, и был сделан вывод о том, что эффект насыщения скорости при движении стенки в присутствии поперечного поля обусловлен сменой механизмов релаксации с увеличением величины продвигающего поля. При этом скорость насыщения дается формулой

$$V_s = \frac{\pi}{2} \Delta \gamma H_p. \quad (7)$$

Согласно полученным в [17] экспериментальным данным, соотношение (6) выполняется в сравнительно небольших продвигающих полях ($H_g < 4M$), а при более высоких значениях H_g скорость насыщения с ростом поля H_p возрастает в 2π раз сильнее. Такое сильное возрастание скорости стенки наблюдалось и в [18] при $H_p > 12\pi M$; здесь измерения проводились в продвигающих полях $H_g > 25M$. Этим результатам противоречат данные [7,19]. В частности, полученные в [7] при

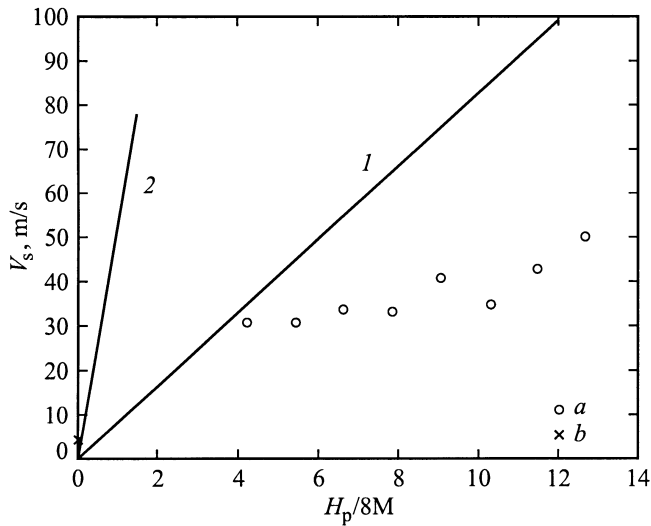


Рис. 3. Зависимость скорости насыщения от постоянного поля H_p для пленки № 2. (а) — экспериментальные точки, (б) — значение V_s по формуле из [20]; 1 — расчет по формуле (6), 2 — расчет по формуле (7).

разных значениях продвигающего поля ($H_g = 0.5$ и $6M$) зависимости $V_s(H_p)$ были существенно нелинейными и не согласовывались с формулами (6) и (7). В связи с такими расхождениями представлялось целесообразным вновь обратиться к исследованию движения стенки в области насыщения скорости в присутствии поперечного поля в пленках с разными параметрами. В настоящей работе, как и в [7], скорость насыщения определялась для линейного участка кривой $q(t)$, следующего за фазой разгона стенки. На рис. 3 в качестве примера представлены экспериментальные результаты, полученные для образца № 2 в интервале $4 < H_p/8M < 13$ при $H_g = 60\text{--}85$ Ое. Приведены также зависимости, полученные путем расчета по формулам (6) и (7). На оси ординат указано значение V_s , вычисленное по эмпирической формуле из [20]: $V_s = M\Delta\gamma(1+6.9\alpha)$. Как видно, экспериментальная зависимость не описывается формулами (6) и (7), в частности в той области значений H_p ($H_p \gg 8M$), где по [16–18] должно выполняться линейное соотношение (7). Качественно данные на рис. 3 похожи на зависимость, полученную нами ранее в [7]. Наш результат также не свидетельствует в пользу предложенного в [16] механизма насыщения скорости.

Таким образом, в настоящей работе получены новые данные, подтверждающие предложенную ранее модель преобразований спиновой структуры доменной границы в начальные моменты ее движения в области насыщения скорости. Показано также, что имеющаяся теория не дает правильного объяснения движения доменной стенки в области насыщения скорости в присутствии поперечного магнитного поля.

Список литературы

- [1] G.J. Zimmer, L. Gal, F.B. Humphrey. AIP Conf. Proc. **29**, 85 (1975).
- [2] G.P. Vella-Coleiro. IEEE Trans. Magn. **13**, 5, 1163 (1977).
- [3] А.М. Балбашов, П.И. Набокин, А.Я. Червоненкис, А.П. Черкасов. ФТТ **19**, 6, 1881 (1977).
- [4] В.Г. Клепарский, В.В. Рандошкин. ФТТ **21**, 2, 416 (1979).
- [5] А.Г. Шишков, В.В. Гришачев, Е.Н. Ильичева, Ю.Н. Федюнин. ФТТ **30**, 8, 2257 (1988).
- [6] F.H. de Leeuw. J. Appl. Phys. **45**, 7, 3106 (1974).
- [7] В.А. Боков, В.В. Волков, А. Мажевский, Н.Л. Петриченко, А. Станкевич. ФТТ **37**, 10, 2966 (1995).
- [8] В.А. Боков, В.В. Волков, Н.Л. Петриченко, М. Марышко. ФТТ **39**, 7, 1253 (1997).
- [9] A. Stankiewicz, A. Maziewski, B.A. Ivanov, K.A. Safaryan. IEEE Trans. Magn. **30**, 2, 878 (1994).
- [10] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski. Magnetic Domain Walls in Bubble Materials. N.Y. (1979). P. 326.
- [11] T.J. Gallagher, F.B. Humphrey. J. Appl. Phys. **50**, 11, 7093 (1979).
- [12] J. Zebrowski, A. Sukiennicki. J. Appl. Phys. **52**, 6, 4176 (1981).
- [13] A. Sukiennicki, R.A. Kosinski. J. Magn. Magn. Mater. **129**, 2/3, 213 (1994).
- [14] B. Barbara, J. Magnin, H. Jouve. Appl. Phys. Lett. **31**, 2, 133 (1977).
- [15] С.Е. Юрченко, М.А. Розенблат. Письма ЖТФ **4**, 22, 1370 (1978).
- [16] Б.А. Иванов, Н.Е. Кулагин. ЖЭТФ **112**, 3, 953 (1997).
- [17] F.H. de Leeuw. IEEE Trans. Magn. **13**, 5, 1172 (1977).
- [18] В.В. Рандошкин, М.В. Логунов. ФТТ **36**, 12, 3498 (1994).
- [19] K. Vural, F.B. Humphrey. J. Appl. Phys. **50**, 5, 3583 (1979).
- [20] В.В. Волков, В.А. Боков, В.И. Карпович. ФТТ **24**, 8, 2318 (1982).