

Динамика доменных границ в пленках гранатов с малыми потерями в больших продвигающих полях

© В.А. Боков, В.В. Волков, Н.Л. Петриченко

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

(Поступила в Редакцию 22 января 2002 г.)

Исследована динамика доменных границ в пленке системы YBiFeGa с перпендикулярной магнитной анизотропией и с малыми потерями при ФМР. Измерения выполнены при радиальном расширении цилиндрических магнитных доменов в больших продвигающих импульсных полях и в присутствии постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки. Применялся метод высокоскоростной регистрации изображения. Установлен характер зависимости скорости стенки от продвигающего поля для участков стенки, ориентированных параллельно и перпендикулярно полю в плоскости пленки. Во всех случаях зависимость содержит область насыщения, скорость в этой области существенно возрастает с увеличением поля в плоскости. Полученные экспериментальные данные не согласуются с формулами теории. Предложено возможное объяснение этого расхождения. Обсуждается появление пространственно-периодических искажений стенки при движении.

Работа выполнена в рамках проекта № 00-02-16945 Российского фонда фундаментальных исследований.

Динамика доменных границ в пленках ферритов-гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией изучалась в большом числе работ, но полученные в них результаты относятся в основном к области небольших продвигающих полей H_g , не превышающих величину намагниченности насыщения $4\pi M$. Исследованиям в более сильных полях ($H_g > 4\pi M$) посвящено немного работ, полученные в них данные противоречивы. Так, согласно [1], в этой области меняется характер движения доменной стенки, режим насыщения скорости сменяется режимом, в котором скорость стенки V существенно возрастает с полем H_g . В [2,3] эффект насыщения скорости не наблюдался, тогда как в [4-6] он имел место. В нескольких работах изучалось влияние постоянного поля H_p , приложенного в плоскости пленки, на движение границы в больших продвигающих полях. Согласно [7], когда поле H_p параллельно плоскости стенки и невелико ($\sim 4\pi M$), на зависимости $V(H_g)$ имеется участок с положительной дифференциальной подвижностью, за которым при увеличении H_g следует участок с отрицательной дифференциальной подвижностью. С ростом H_p знак подвижности на втором участке меняется на положительный. В то же время, согласно [5,6], область насыщения, присутствующая в малых полях H_p , с ростом поля в плоскости исчезает и скорость стенки просто монотонно возрастает с увеличением продвигающего поля. Что касается зависимости $V(H_p)$ в больших полях H_g , то здесь результаты также различаются. Так, полученные в [7] зависимости согласуются с формулой (12) из теоретической работы [8]. С другой стороны, данные [5,6] не согласуются ни с этой формулой, ни с формулой из простой модели [9]. При движении доменной стенки часто наблюдается так называемый эффект „уширения“: образование широкой диффузной границы, генерация микродоменов

перед двигающейся стенкой [4-6,10]. Этим явлениям иногда предшествует возникновение пространственно-периодических искажений формы стенки [1,7,10]. Относительно природы данных эффектов высказывались разные соображения [1,7,11-14], но в целом вопрос остается невыясненным. В связи с имеющимися расхождениями результатов разных работ и весьма ограниченным объемом экспериментальных данных представлялось целесообразным исследовать динамическое поведение доменной границы в больших продвигающих полях в пленке с малыми потерями. Считается, что в таких пленках эффекты, специфические для этой области полей, должны быть выражены в наибольшей степени.

Измерения были выполнены на пленке системы YBiFeGa с ориентацией типа (111) со следующими характеристиками: толщина $h = 4.6 \mu\text{m}$, $4\pi M = 156 \text{ G}$, поле одноосной анизотропии 6200 Oe , параметр ширины стенки Блоха $\Delta = 2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, эффективное значение гиромангнитного отношения $\gamma = 1.67 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, параметр диссипации Гильберта $\alpha = 0.002$, поле статического коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) составляло 34 Oe . Применялась высокоскоростная регистрация изображения; источником однократной импульсной засветки с длительностью $\sim 5 \text{ ns}$ служил лазер на растворе красителя родамин 6ж, накачиваемый импульсным азотным лазером. Полученное изображение запоминалось с помощью устройства цифровой видеопамяти и выводилось на экран монитора для обработки. Пространственное разрешение составляло $\sim 0.4 \mu\text{m}$. Для исследования использовался метод расширения ЦМД, стабилизированного постоянным полем смещения H_b ; к домену прикладывались импульсы однородного поля H , направленного противоположно H_b . Смещение границы вызывалось эффективным продвигающим

полем

$$H_g = H - H_b + H_e,$$

где последнее слагаемое учитывает зависимость от радиуса домена эффективного поля, обусловленного кривизной стенки, а также эффективного размагничивающего поля, нормального к плоскости пленки. Вклад этого слагаемого в величину H_g определялся с помощью известных формул теории стабильности ЦМД (см., например, [15]). При измерениях минимальное значение продвигающего поля составляло 60 Ое, в меньших полях H_g имели место неповторяющиеся искажения формы домена. В плоскости пленки было приложено постоянное магнитное поле H_p , величина которого варьировалась. При $H_p < 145$ Ое максимальное значение H_g было 970 Ое. В более сильных полях H_p границы расширяющегося ЦМД сближались с соседними доменами, и во избежание взаимодействия между ними измерения здесь проводились в меньших продвигающих полях. Экспериментально определялась зависимость смещения участков стенки ЦМД, параллельного и перпендикулярного полю в плоскости, от времени при действии импульса продвигающего поля. Для этого варьировалась (в интервале от 0.3 до 0.7 μ s) задержка импульса лазерной засветки относительно момента приложения импульса поля. Измерения проводились многократно при каждой величине задержки. Минимальная задержка всегда составляла 0.3 μ s, чтобы исключить влияние начальной фазы смещения стенки. По полученным данным находилась скорость стенки и определялась зависимость скорости от продвигающего поля H_g при различных значениях H_p .

На рис. 1 в качестве примера представлены характерные зависимости $V(H_g)$, полученные в отсутствие поля в плоскости и при значениях H_p , равных 200 и 360 Ое. Видно, что при $H_p = 0$ имеет место эффект насыщения скорости, ее величина составляет $V_s = 4.5$ м/с. Эта скорость хорошо согласуется с величиной 4.2 м/с, вычисленной для исследуемой пленки по эмпирической формуле $V_s = M\Delta\gamma(1 + 7.5\alpha)$ [16,17], что служит дополнительным подтверждением согласующейся с этой формулой теоретической модели [18,19], по которой режиму насыщения отвечает состояние хаоса. В [18,19] рассмотрение проводилось применительно к небольшим полям $H_g < 4\pi M$. Из наших данных следует, что состояние хаоса может иметь место и в больших продвигающих полях.

При $H_p \leq 110$ Ое во всем исследованном интервале значений H_g на экспериментальных графиках имеется только область насыщения скорости. Когда $H_p > 145$ Ое и перпендикулярно плоскости стенки, становится заметным участок зависимости $V(H_g)$, предшествующий области насыщения скорости, на котором скорость границы возрастает с полем H_g (рис. 1). Когда поле H_p параллельно плоскости стенки, такой участок проявляется при $H_p > 250$ Ое. В результате на начальном участке

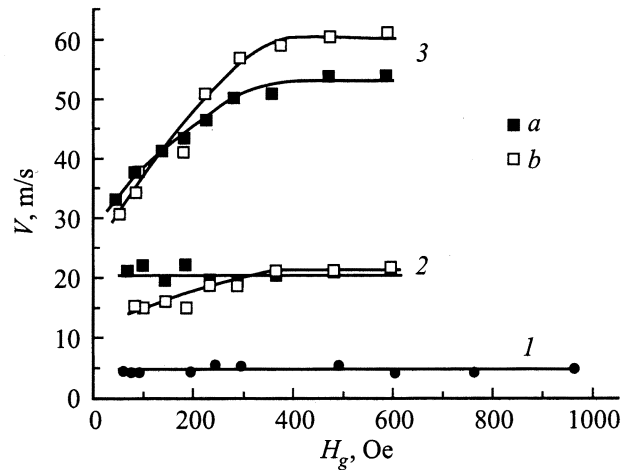


Рис. 1. Зависимость скорости доменной стенки от продвигающего поля при разных значениях поля в плоскости. H_p , Ое: 1 — 0, 2 — 200, 3 — 360. *a, b* — стенка параллельна и перпендикулярна полю H_p соответственно.

зависимости $V(H_g)$ при $H_g \leq 220$ Ое имеет место анизотропия скорости. Как указывалось выше, измерения проводились в продвигающих полях $H_g \geq 60$ Ое, и поэтому область линейного движения стенки и максимум скорости не наблюдаются, так как в пленках с малыми потерями даже в присутствии большого поля H_p максимум имеет место в поле $H_g < 5$ Ое [20]. Как считается, после срыва стационарного движения структура стенки содержит горизонтальную линию Блоха (ГЛБ) и испытывает периодические преобразования, скорость стенки при этом возрастает с полем H_g (см. рис. 1 в [21] и рис. 1 в [22]). Видимо, эта область возрастания и проявляется на соответствующих кривых на рис. 1. Участки границы, ориентированные перпендикулярно и параллельно полю в плоскости, будут иметь разную структуру. Так, в первом случае стенка должна содержать неелевский участок, размер которого увеличивается с H_p [23]. Видимо, ГЛБ в таких стенках будут иметь разные углы разворота и по-разному перемещаться, что и ведет к анизотропии скорости стенки.

Полученные нами зависимости $V(H_g)$ отличаются от наблюдавшихся в [7]. В нашем случае отсутствуют участки с отрицательной дифференциальной подвижностью, трансформирующиеся в участки с положительной подвижностью. Причина расхождений неясна; исследовавшиеся пленки имели близкие параметры, за исключением поля одноосной анизотропии (в нашем образце оно было на $\sim 60\%$ больше). Отличие от результатов [5] также трудно объяснить. Возможно, что в этой работе измерения проводились в недостаточно больших полях H_g и область насыщения скорости просто не была достигнута.

Из данных, представленных на рис. 1, была определена зависимость скорости насыщения стенки от поля в плоскости для границ, по-разному, ориентированных

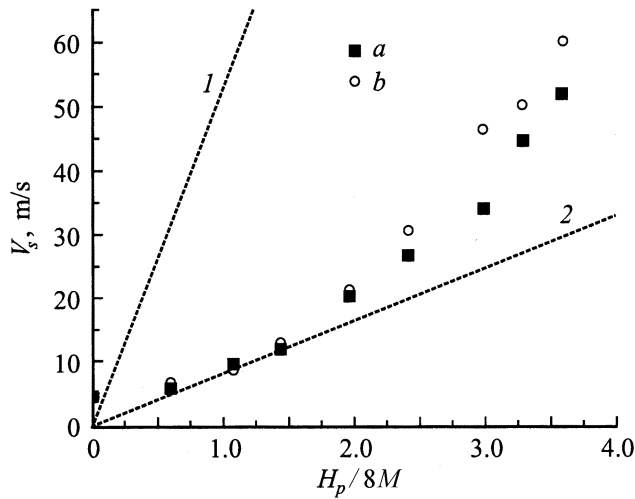


Рис. 2. Зависимость скорости насыщения доменной стенки от поля в плоскости. *a, b* — стенка параллельна и перпендикулярна полю H_p соответственно. 1 — зависимость согласно (1), 2 — зависимость согласно (2).

относительно этого поля (рис. 2). Режим насыщения возникает, как известно, когда средняя скорость стенки достигает некоторого критического значения и дальше не меняется. Видимо, зависимость $V_s(H_p)$ отражает зависимость этой критической скорости от поля в плоскости. Последнее должно стабилизировать спиновую структуру стенки. Тогда из рис. 2 следует, что начиная с некоторого значения H_p структура с нееевским участком, которой обладает стенка, перпендикулярная полю в плоскости, более стабильна. В ней состояние хаоса возникает по достижении более высокой скорости. В теории [8] был сделан вывод, что эффект насыщения скорости обусловлен сменой механизмов релаксации с увеличением скорости стенки, и получена следующая формула для скорости насыщения в присутствии поля в плоскости:

$$V_s = \frac{\pi}{2} \Delta\gamma H_p. \quad (1)$$

В [9] на основании простой модели движения стенки было получено другое выражение:

$$V_s = \frac{\Delta\gamma}{4} H_p. \quad (2)$$

Зависимости (1) и (2) показаны на рис. 2. Очевидное отсутствие согласия с экспериментальными данными связано с тем, что режим насыщения скорости обусловлен иным механизмом, чем рассматривавшиеся в указанных работах.

Во всем исследованном интервале значений полей H_g и H_p на стенке, параллельной полю в плоскости, отсутствовали пространственно-периодические искажения, наблюдавшиеся для такой ориентации границы в [7,10]. В то же время, как и в [7,10], подобные искажения появлялись на стенке, перпендикулярной полю в плоскости. Когда это поле составляло 110 Ое, искажения

появлялись при движении стенки в продвигающем поле $H_g \geq 300$ Ое. С увеличением H_p продвигающее поле, в котором возникают искажения, уменьшается: при $H_p = 360$ Ое соответствующее значение H_g составляет ~ 100 Ое. По крайней мере в полях $H_p > 240$ Ое искажения наблюдаются в продвигающих полях до области насыщения скорости. Ширина области пространственно-периодических искажений сравнительно небольшая. При $H_p = 360$ Ое через $0.7 \mu\text{s}$ после приложения поля $H_g = 590$ Ое эта ширина составляла $\sim 3 \mu\text{m}$; в этот момент размер домена в направлении, коллинеарном полю в плоскости, составлял $115 \mu\text{m}$. Пространственно-периодические искажения стенки могут быть еще одной причиной, вызывающей упомянутую выше анизотропию скорости стенки.

В [5] наблюдалось образование широкой диффузной границы в поле H_p , перпендикулярном ее плоскости; в теории [13] этот результат находил объяснение в рамках представления о хаотическом характере движения стенки в больших продвигающих полях. Мы не наблюдали такого уширения стенки, и, как показывают наши данные, появление пространственно-периодических искажений не связано с переходом к режиму насыщения скорости.

Таким образом, для пленки феррита-граната с малыми потерями при ФМР для области больших продвигающих полей установлен характер зависимости скорости от продвигающего поля для доменных стенок, ориентированных параллельно и перпендикулярно полю в плоскости пленки. Показано, что во всех случаях имеется область насыщения скорости, и найдена зависимость этой скорости от поля в плоскости. Полученные результаты в целом находят объяснение в рамках представлений, по которым режиму насыщения скорости стенки отвечает состояние хаоса. Когда поле в плоскости перпендикулярно стенке, на ней появляются пространственно-периодические искажения, и это явление не связано с насыщением скорости.

Список литературы

- [1] V.G. Kleparski, I. Pinter, G.J. Zimmer. IEEE Trans. Magn. **17**, 6, 2775 (1981).
- [2] Р.В. Телеснин, С.М. Зимачева, В.В. Рандошкин. ФТТ **19**, 3, 907 (1977).
- [3] В.В. Рандошкин. Тр. ИОФАН **35**, 49 (1992).
- [4] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий. ЖЭТФ **84**, 3, 1006 (1983).
- [5] K. Vural, F.B. Humphrey. J. Appl. Phys. **50**, 5, 3583 (1979).
- [6] T. Suzuki, L. Gal, S. Maekawa. Jap. J. Appl. Phys. **19**, 4, 627 (1980).
- [7] В.В. Рандошкин, М.В. Логунов. ФТТ **36**, 12, 3498 (1994).
- [8] Б.А. Иванов, Н.Е. Кулагин. ЖЭТФ **112**, 3, 953 (1997).
- [9] F.H. de Leeuw. IEEE Trans. Magn. **9**, 4, 609 (1973).
- [10] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. Тр. ИОФАН **35**, 107 (1992).
- [11] В.В. Рандошкин. ФТТ **37**, 3, 652 (1995).

- [12] А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, Т.Б. Розанова. ЖТФ **60**, 7, 186 (1990).
- [13] R.A. Kosinski. Phys. Rev. **B50**, 10, 6751 (1994).
- [14] П.А. Поляков. Письма в ЖЭТФ **60**, 5, 336 (1994).
- [15] В.В. Рандошкин. ПТЭ 2, 155 (1995).
- [16] В.В. Волков, В.А. Боков, В.И. Карпович. ФТТ **24**, 8, 2318 (1982).
- [17] V.A. Vokov, V.V. Volkov, N.L. Petrichenko. Phys. Met. Metallogr. **92** SI, 1 (2001).
- [18] Е.Е. Котова, В.М. Четвериков. ФТТ **32**, 4, 1269 (1990).
- [19] A. Sukiennicki, R.A. Kosinski. J. Magn. Magn. Mater. **129**, 213 (1994).
- [20] В.А. Боков, В.В. Волков, Н.Л. Петриченко, М. Марышко. ФТТ **39**, 7, 1253 (1997).
- [21] G.N. Patterson, R.C. Giles, F. V. Humphrey. IEEE Trans. Magn. **27**, 5498 (1991).
- [22] В.А. Боков, В.В. Волков. ФТТ **39**, 4, 660 (1997).
- [23] R.A. Kosinski, J. Engemann. J. Magn. Magn. Mater. **50**, 229 (1985).