

УДК 539.216.2

©1995

ПЕРЕХОД К НЕЛИНЕЙНОМУ РЕЖИМУ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ПРИСУТСТВИИ ПЛАНАРНОГО ПОЛЯ

В.А.Боков, В.В.Волков, А.Мажевский, Н.Л.Петриченко, А.Станкевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 14 февраля 1995 г.)

В феррит-гранатовых пленках системы YBiFeGa исследованы зависимости характерных скоростей доменной стенки (максимальной скорости стационарного движения и скорости насыщения) от постоянного планарного поля. Измерения выполнены методом трансляции цилиндрических магнитных доменов и на прямой доменной стенке, стабилизированной импульсным градиентным полем. Применялась высокоскоростная регистрация изображения. На основе анализа экспериментальных данных, полученных для максимальной скорости, сделан вывод о возможном механизме срыва стационарного движения. В области насыщения скорости найдены зависимости смещения доменной стенки от времени при разных значениях и ориентациях планарного поля. Установлено, что после приложения импульса продвигающего поля стенка вначале разгоняется до максимальной скорости стационарного режима. При этом она обладает аномально большой массой, почти на два порядка превышающей массу Деринга, что, по-видимому, связано с накапливанием в границе горизонтальных линий Блоха.

Согласно существующим представлениям [1], в пленках гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией скорость доменной стенки V связана с продвигающим магнитным полем линейным соотношением вплоть до некоторого критического значения поля, при котором скорость достигает максимальной величины V_m . При этом движение является стационарным, т.е. структура стенки не изменяется со временем, за исключением начального переходного периода. При дальнейшем увеличении амплитуды импульсов поля имеет место насыщение скорости: она уменьшается до некоторого значения V_s и далее не зависит от поля. Это явление обусловлено преобразованием структуры границы, и, согласно [2,3], режим насыщения скорости соответствует состоянию детерминированного хаоса. Очевидно, что воздействие на структуру границы постоянного планарного поля H_p должно существенно влиять на характерные скорости границы. Теоретическому и экспериментальному изучению этого вопроса посвящен целый ряд работ, но их результаты весьма противоречивы. Так, уже относительно характера зависимости максимальной скорости стационарного движения от поля H_p в теории имеются расхождения. В частности, согласно известной

одномерной модели [1,4], в поле $H_p \gg 8M$

$$V_m = \frac{\pi}{2} \Delta \gamma H_p, \quad (1)$$

где $4\pi M$ — намагниченность насыщения, γ — эффективное значение гиромагнитного отношения, Δ — параметр ширины стенки Блоха ($\Delta = (A/K)^{1/2}$, где A — константа неоднородного обменного взаимодействия, K — константа одноосной анизотропии). В [5-7] были получены другие формулы для зависимости максимальной скорости стенки Блоха от планарного поля. Согласно [5,6], скорость V_m различна при планарном поле, параллельном и перпендикулярном плоскости стенки. В то же время, согласно [7], скорость V_m при этих ориентациях поля одинакова. В рамках одномерной модели зависимость $V_m(H_p)$ была также получена путем численного расчета в [1] (см. рис. 11.3 в [1]).

Ряд работ посвящен двумерной модели, в которой учитывается «скручивание» спинов в стенке благодаря полю, создаваемому поверхностными зарядами. По данным [7], стационарное движение в планарном поле, параллельном плоскости стенки, возможно вплоть до скорости, описываемой формулой (1). Согласно [8], когда поле $H_p \ll 4\pi M$ и параллельно плоскости стенки, имеем

$$V_m = V_p^0 \left(1 + \frac{H_p}{H_h} \right), \quad (2)$$

где V_p^0 — максимальная скорость в известной модели Слончевского [1], $H_h \approx 2\Delta h^{-1}(4\pi M H_A)^{1/2}$ и H_A — поле одноосной анизотропии. В пленках с толщиной $h \sim 5 \mu\text{m}$ поле $H_h \sim 10 \text{ Oe}$, и таким образом формула (2) предсказывает достаточно сильную зависимость от H_p . В [9] для максимальной скорости в поле, параллельном плоскости стенки, была получена сложная формула, в которой одно слагаемое пропорционально максимальной скорости в модели Слончевского [1], а другое пропорционально величине H_p . В [10,11] численными методами была решена задача о движении доменной стенки в планарном поле, перпендикулярном ее плоскости. Авторы рассчитали зависимость максимальной скорости стационарного движения границы от планарного поля и зависимость скорости от продвигающего поля в интервале, включающем область насыщения. Расчеты выполнялись для образца с конкретными параметрами, поэтому сопоставлять данные экспериментов с выводами [10,11] можно лишь качественно. Что же касается аналитического выражения для скорости насыщения, то имеется только простая модель [12], согласно которой при $H_p \gg 8M$

$$V_s = \frac{1}{4} \Delta \gamma H_p. \quad (3)$$

Экспериментальные данные о зависимости характерных скоростей доменной стенки от планарного поля также противоречивы. Так, в [13-15], где изучалась динамика стенки при радиальном расширении

цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), максимум скорости в общем не наблюдался. В $[^{16-18}]$ исследовалось трансляционное движение ЦМД в присутствии планарного поля. При этом полученные в $[^{16}]$ данные для максимальной скорости согласовывались с результатами расчета, выполненного для исследованного образца в $[^{11}]$, лишь при $H_p < 0.07H_A$. Экспериментальная зависимость $V_m(H_p)$ в $[^{18}]$ имеет существенно меньший наклон, чем это следует из (1). Легко также показать, что он значительно меньше, чем дает формула из $[^7]$, но заметно больше, чем предсказывает формула из $[^5]$. В $[^{19}]$, где измерения были выполнены на изолированных полосовых доменах в поле H_p , параллельном плоскости стенки, для пленок с большим параметром диссипации α зависимость $V_m(H_p)$ согласуется с формулой, полученной в $[^9]$. Однако с уменьшением α и увеличением H_p вывод теории и данные измерений отличаются не только количественно, но и качественно. В то же время в $[^4]$ наклон экспериментального графика $V_m(H_p)$ хорошо описывался формулой (1). В этой работе значения V_m были получены путем сложной обработки результатов фотометрических измерений для стабилизированной внешним градиентным полем прямой доменной стенки,двигающейся в планарном поле, перпендикулярном ее плоскости.

Данные о зависимости скорости насыщения доменной стенки от планарного поля сопоставлены с выводами теории в немногих работах. Так, в $[^4,^{20}]$ для прямой стенки было найдено, что в небольших импульсных полях $H < 10$ Ое наклон экспериментального графика хорошо описывается формулой (3). С другой стороны, в $[^{13,^{15}}]$, где изучалось расширение доменов обратной намагниченности, значения dV_s/dH_p в несколько раз превышают величину $0.25\Delta\gamma$ из (3). На отсутствие согласия между данными измерений и соотношением (3) указывалось и в $[^{18}]$, где исследовалось трансляционное движение ЦМД в небольшом планарном поле $H_p < 0.05H_A$. Вообще следует отметить, что в большинстве работ измерения выполнены в планарных полях, не превышающих $0.15H_A$, и лишь в $[^{15}]$ величина H_p достигала $0.6H_A$.

В связи с имеющимися расхождениями между экспериментальными данными и выводами теории представляется целесообразным систематическое исследование зависимости характерных скоростей доменной стенки от величины планарного поля. Поскольку поле H_p должно существенно влиять на переход стенки в нелинейный режим движения, то можно надеяться, что полученные экспериментальные данные позволят судить о закономерностях такого перехода. В настоящей работе такие исследования были выполнены на пленке системы YBiFeGa со следующими параметрами: толщина $h = 5.3 \mu\text{m}$, намагниченность $4\pi M = 157$ Gs, поле анизотропии $H_A = 1800$ Ое, параметр ширины стенки Блоха $\Delta = 0.33 \cdot 10^{-5}$ см, эффективное значение гиромагнитного отношения $\gamma = 1.82 \cdot 10^7$ Ое $^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, параметр диссипации $\alpha = 0.0013$.

Поведение максимальной скорости изучалось методом трансляции ЦМД $[^{21}]$, находившихся в состоянии S_0 , т.е. с двумя вертикальными линиями Блоха (ВЛБ) отрицательного знака. В отсутствие планарного поля радиус r ЦМД составлял $3 \mu\text{m}$. Домены в S_0 -состоянии формировались приложением к ЦМД в любом состоянии планарного поля

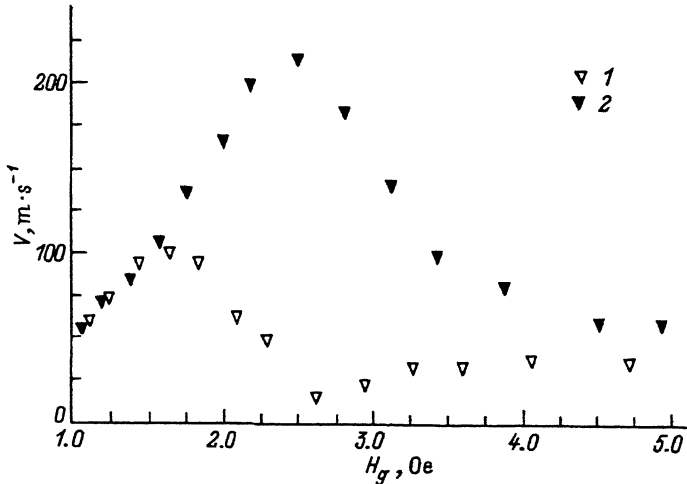


Рис. 1. Зависимость скорости ЦМД от амплитуды импульсов продвигающего поля.

Постоянное планарное поле H_p (Oe): 1 — 270, 2 — 400.

$H_p \geq 0.5 H_A$. При измерениях поле H_p было ориентировано перпендикулярно направлению движения домена, чтобы исключить влияния ВЛБ на динамику стенки. Применялся метод двукратной высокоскоростной регистрации изображения, что позволило исследовать установившееся движение, исключив начальную после включения продвигающего поля переходную фазу смещения домена. Источниками импульсной засветки с длительностью 5 ns служили два лазера на растворе красителя родамин 6Ж, накачиваемые импульсными азотными лазерами ИЛГИ-503. Приемником служила телекамера с чувствительным видиконом. Полученное изображение с помощью специального блока выводилось для обработки на экран монитора.

При разных значениях поля H_p в интервале от нуля до $0.35 H_A$ были найдены зависимости скорости ЦМД от амплитуды импульсов продвигающего поля $H_g = r \nabla H$, где ∇H — градиент поля смещения (при этом учитывалось изменение r , обусловленное планарным полем). Некоторые из полученных результатов в качестве примера представлены на рис. 1. Экспериментальные точки здесь являются усреднением данных не менее десяти измерений. На всех зависимостях $V(H_g)$ в интервале $0.1 < H_A \leq H_p \leq 0.35 H_A$ имеются начальный линейный участок, максимум скорости и область насыщения. С уменьшением H_p максимум скорости смещается в сторону меньших значений H_g и при $H_p < 0.1 H_A$ становится ненаблюдаемым, по-видимому, из-за близости соответствующего значения H_g к коэрцитивному полю. Интересно, что найденные зависимости $V(H_g)$ имеют тот же вид, что и полученные численными методами в [11] для прямой стенки в планарном поле, перпендикулярном плоскости стенки. Например, вслед за максимумом скорости имеется «провал», когда скорость сначала уменьшается, а затем несколько увеличивается.

Из зависимостей $V(H_g)$ были определены характерные скорости доменной стенки: максимальная скорость и скорость насыщения. Зави-

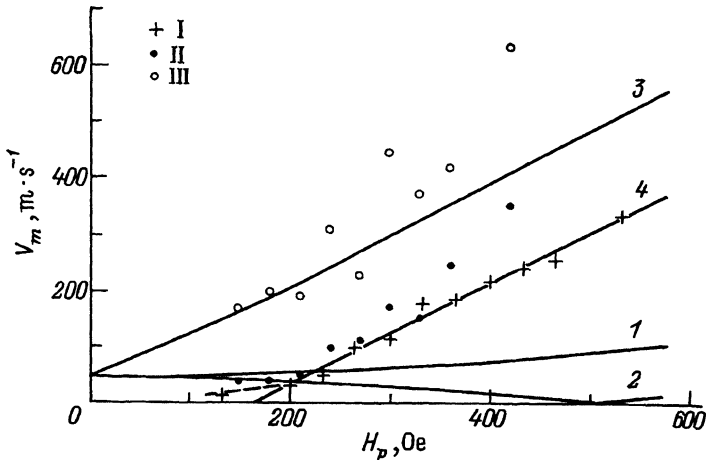


Рис. 2. Зависимость максимальной скорости от величины постоянного планарного поля.

I — экспериментальные значения максимальной скорости стационарного движения ЦМД, II — максимальные значения мгновенной скорости прямой стенки в поле H_p , перпендикулярном ее плоскости, III — максимальные значения мгновенной скорости прямой стенки в поле H_p , параллельном ее плоскости. 1 — расчет по формуле (4), поле $H_p = H_p^{\parallel}$, 2 — расчет по формуле (5), 3 — расчет по формуле (6), 4 — аппроксимация формулой (7).

Зависимость $V_m(H_p)$ представлена на рис. 2. Сопоставим полученные данные с выводами теории. Согласно [5], для блоховской стенки

$$V_m = \Delta\gamma H_A \left[\left(\sqrt{\frac{4\pi M}{H_A} + 1} - \cos\theta \right)^2 - \frac{4\pi M}{H_A} \sin^2\theta \sin^2\varphi \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{H_p^{\perp}}{H_A}, \quad \sin\theta = \frac{\left[(H_p^{\parallel})^2 + (H_p^{\perp})^2 \right]^{1/2}}{H_A},$$

а H_p^{\parallel} и H_p^{\perp} — параллельная и перпендикулярная плоскости доменной стенки составляющие планарного поля соответственно. Анизотропия скорости, предсказываемая этой формулой, невелика, поэтому на рис. 2 изображен лишь результат расчета по (4) для случая $H_p = H_p^{\parallel}$ (кривая 1). В [6] была получена точно такая же зависимость V_m от поля H_p^{\parallel} , а когда планарное поле перпендикулярно плоскости стенки, то, согласно [6], имеем

$$V_m = 4\pi M \Delta\gamma Q \left\{ \left[\sqrt{1 + \frac{1}{Q}} - \sqrt{1 - \left(\frac{H_p}{H_A} \right)^2} \right]^2 - \frac{1}{Q} \left(\frac{H_p}{H_A} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

где $Q = H_A/4\pi M$, т.е. с увеличением H_p скорость V_m вначале уменьшается, причем в случае $Q > 1$ обращается в нуль при некотором зна-

чении H_p , а затем возрастает (кривая 2 на рис. 2). Согласно [7],

$$V_m = 4\pi M \Delta \gamma \left[\frac{H_p}{16M} + \sqrt{\left(\frac{H_p}{16M}\right)^2 + \frac{1}{2}} \right] \times \left\{ \frac{1}{2} + \frac{H_p}{8M} \left[\sqrt{\left(\frac{H_p}{16M}\right)^2 + \frac{1}{2}} - \frac{H_p}{16M} \right] \right\}^{1/2}, \quad (6)$$

график, соответствующий этой формуле, приведен также на рис. 2 (кривая 3).

Как видно из рис. 2, экспериментальные данные, полученные при $H_p \geq 200$ Ое, можно аппроксимировать линейной зависимостью. Прямая линия, вдоль которой располагаются экспериментальные точки, описывается выражением

$$V_m = \mu_H (H_p - 160). \quad (7)$$

Величина $\mu_H = 0.89 \text{ м} \cdot \text{С}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$ и близка к значению коэффициента из (1): для данной пленки $0.5\pi \Delta \gamma = 0.94 \text{ м} \cdot \text{С}^{-1} \cdot \text{Ое}^{-1}$. Экспериментальная зависимость максимальной скорости ПМД от величины планарного поля имеет точно такой же вид, как и полученная в [10,11] в результате решения численными методами уравнений движения «скрученной» стенки для случая, когда поле H_p перпендикулярно плоскости стенки. Отметим также, что найденное нами при $H_p = 130$ Ое значение максимальной скорости $V_m = 16 \text{ м} \cdot \text{С}^{-1}$, в то время как, согласно одномерной модели Уокера [1], предельная скорость $V_w = 2\pi M \Delta \gamma = 47 \text{ м} \cdot \text{С}^{-1}$. Полученные результаты свидетельствуют в пользу сделанного в [10,11] вывода об особенностях перехода стенки к нелинейному режиму движения. Согласно [10,11], срыв линейного режима не связан с достижением скорости V_p , при которой первая горизонтальная линия Блоха (ГЛБ) прорывается к поверхности пленки и спины в границе переориентируются к другой магнитостатической ветви, как это предполагалось в модели Слончевского [1] (заметим к тому же, что, по данным [11], скорость V_p численно заметно меньше предельной скорости Слончевского). Режим становится нелинейным после достижения скорости $V_m > V_p$, когда в стенке возбуждаются последовательные циклы образования, перемещения и аннигиляции ГЛБ. В интервале $V_m > V > V_p$ после прорыва первой ГЛБ спины в стенке в течение некоторого времени поворачиваются относительно магнитостатической ветви, а затем устанавливается стационарное распределение спинов.

Отметим также следующее. Если полагать доменную стенку одномерной, то, согласно [1,6], в планарном поле, перпендикулярном плоскости стенки, зависимость $V_m(H_p)$ должна быть немонотонной. Это связано с тем, что скорость стенки определяется конкурирующими вращающимися моментами, обусловленными полем H_p и полем размагничивания. В большом планарном поле движение обусловлено почти исключительно связанным с этим полем вращающим моментом и $V_m \sim H_p$.

С уменьшением планарного поля скорость V_m уменьшается, при некотором значении H_p ($8M$ [1] и $\approx H_A Q^{-1/2}$ [6]) обращается в нуль и затем возрастает до значения V_w при $H_p = 0$. Если стенка «скрученная», то картина должна быть иной. В больших планарных полях скорость V_m , как и для блоховской стенки, линейно зависит от поля H_p , но при его уменьшении, начиная с некоторых значений H_p , изменение скорости становится более медленным, что связано с влиянием поля рассеяния поверхностных зарядов, изменяющегося по толщине пленки. Видимо, с этим связан характер полученной экспериментальной зависимости $V_m(H_p)$, а значение 160 Ое, найденное экстраполяцией линейного участка этой зависимости на рис. 2, просто разграничивает области больших и малых полей H_p . Сопоставить данную величину с результатами какого-либо расчета трудно из-за необходимости учета кривизны стенки ЦМД.

Движение доменной границы в присутствии планарного поля в области насыщения скорости было исследовано на прямой доменной стенке, стабилизированной градиентным полем. Обычно прямая доменная стенка стабилизируется статическим градиентным полем, создаваемым системой электромагнитов (см., например, [4]), и при этом можно создать также планарное поле в направлении, перпендикулярном плоскости стенки. В настоящей работе применен импульсный метод стабилизации прямой стенки. Импульс стабилизирующего градиентного поля создавался схемой из двух параллельных планарных проводников. Амплитуда импульса была достаточной для того, чтобы в области между проводниками исходная лабиринтная структура преобразовалась в структуру с двумя доменами, разделенными прямой стенкой, параллельной проводникам схемы. Формирование прямой стенки завершалось примерно через $1.5 \mu s$ после начала импульса градиентного поля. В процессе формирования в границе, вероятно, возникают ГЛБ, но, как известно (см., например, [8]), к моменту остановки стенки уже не содержит ГЛБ. Через $2.5 \mu s$ после начала импульса градиентного поля прикладывался импульс однородного поля, вызывавший смещение границы. Из-за малого размера используемой схемы внешнее планарное поле можно было прикладывать под любым углом относительно плоскости доменной стенки. Динамика стенки исследовалась описанным выше методом высокоскоростной регистрации, но с однократной засветкой. Изображение границы запоминалось стандартным блоком цифровой видеопамати, управляемым персональной ЭВМ типа IBM-PC/AT. Величина смещения границы определялась усреднением данных 15–20 измерений.

Объектами изучения в данном случае были две пленки системы $YBiFeGa$ с отличающимися параметрами. Полученные для них данные согласуются и поэтому будут представлены результаты для того же самого образца, на котором были выполнены описанные выше эксперименты по трансляции ЦМД. При выбранном значении амплитуды импульсного поля 84 Ое, что соответствует области насыщения скорости, были измерены зависимости $q(t)$ смещения доменной стенки от времени в присутствии постоянного планарного поля, приложенного либо параллельно, либо перпендикулярно плоскости стенки. Величина этого поля варьировалась в пределах от нуля до $0.25H_A$. При измерениях граница не искажалась, оставалась прямой, что свидетельствует об отсутствии в ней ВЛБ.

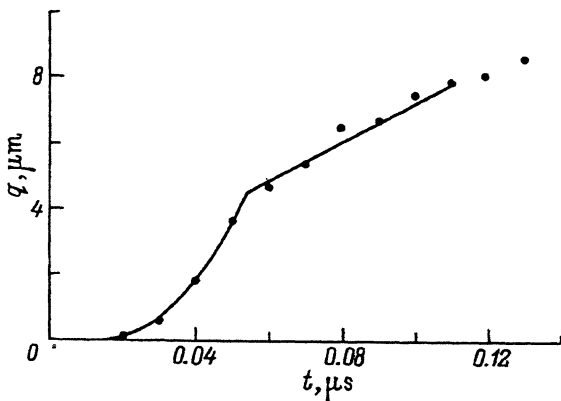


Рис. 3. Зависимость смещения прямой доменной стенки от времени. $H_p = 270$ Ое параллельно плоскости стенки. Продвигающее поле — 84 Ое. Сплошная линия — аппроксимация формулой (9).

На рис. 3 в качестве примера приведена одна из зависимостей $q(t)$, полученная в поле $H_p = 270$ Ое, параллельном плоскости стенки. На ней видны начальная после включения поля фаза движения, в течение которой стенка разгоняется до большой скорости, и следующая за ней фаза, в которой экспериментальные точки зависимости $q(t)$ оказываются на прямой линии. Эта вторая фаза и указывает на эффект насыщения скорости, поскольку стенка в действительности движется в непрерывно убывающем эффективном поле.

Существование начальной фазы движения, когда в продвигающих полях, превышающих уокеровское, после приложения поля граница вначале движется с большими скоростями, превышающими скорость насыщения, хорошо известно [1]. Это явление наблюдалось при прямом стробоскопическом наблюдении процесса радиального сжатия ЦМД [22,23], при движении стенок системы лабиринтных доменов [24] и в ряде других случаев. Согласно [23], зависимость смещения границы от времени в начальной фазе движения можно описать с помощью одномерной модели Уокера, если допустить, что релаксационные потери характеризуются параметром диссипации, существенно (в несколько раз) превышающим значение, найденное из измерений ФМР. Однако при этом никакой дополнительный механизм потерь не был предложен. Очевидно, что таким механизмом не может быть рассмотренное в [25] излучение спиновых волн при движении доменной границы, поскольку поток спиновых волн, согласно [25], должен существовать в продвигающих полях, превышающих пороговое значение $H \geq 0.5H_A$. В нашем случае это пороговое поле составляет 900 Ое и на проядок превышает использованное продвигающее поле. Кроме того, обусловленный излучением спиновых волн вклад в потери невелик по сравнению с обычным диссипативным механизмом.

В настоящей работе для объяснения начальной фазы смещения границы мы приняли во внимание возможный инерционный эффект и поэтому воспользовались известным уравнением движения стенки, записываемым в виде

$$m\ddot{y}(t) + 2M\mu^{-1}\dot{y}(t) + 2M\nabla Hy(t) = 2MH(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}), \quad (8)$$

где m — масса стенки, μ — подвижность, ∇H — стабилизирующий градиент, величина которого для данной пленки составляет $7.5 \text{ Oe}/\mu\text{m}$. Длительность фронта импульса продвигающего поля характеризуется постоянной времени $\tau = 10 \text{ ns}$. В [4,26,27] было показано, что в пленках с малыми потерями величина подвижности стенки зависит от планарного поля. Поэтому при обработке экспериментальных данных использовались найденные для исследуемого образца в [26] значения μ при соответствующих величинах H_p .

Решением уравнения (8) при начальных условиях $y(0) = \dot{y}(0) = 0$ является некоторая функция $y(t)$, явный вид которой мы не приводим из-за громоздкости записи. Для описания движения стенки мы учли начальную задержку смещения t_1 , так как эффект задержки наблюдается на всех экспериментальных зависимостях. Таким образом, функция $y(t)$ описывает движение границы от момента времени t_1 до момента t_2 (точка перегиба на рис. 3). Затем стенка движется со скоростью насыщения до некоторого момента t_3 , когда эффективное продвигающее поле уменьшается до значения, отвечающего уже начальному линейному режиму (когда $V = \mu H$), и стенка оказывается вблизи нового положения равновесия. В общем виде экспериментальные зависимости были аппроксимированы функцией

$$q(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t \leq t_1 \\ y(t) & \text{при } t_1 < t \leq t_2 \\ y(t_2) + V_s \cdot (t - t_2) & \text{при } t_2 < t < t_3. \end{cases} \quad (9)$$

В качестве подгоночных параметров использовались величины t_1 , m , t_2 , V_s . Результат такой аппроксимации изображен сплошной линией на рис. 3.

Переходя к полученным данным, отметим прежде всего, что начальная задержка смещения составляет $\approx 10 \text{ ns}$ и нам не удалось объяснить ее приборным эффектом. Масса стенки была определена при всех использованных значениях планарного поля, но на рис. 4 представлена

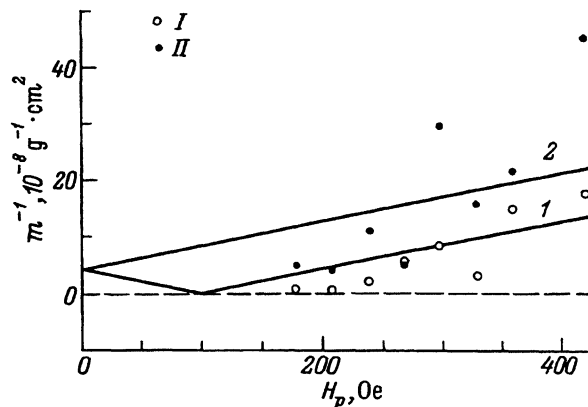


Рис. 4. Зависимость массы стенки от величины планарного поля. I — H_p перпендикулярно плоскости стенки, 1 — аппроксимация с помощью формулы (10); II — H_p параллельно плоскости стенки, 2 — расчет по формуле (16) из [28].

зависимость $m^{-1}(H_p)$, так как ее удобнее сопоставлять с формулами теории. Для случая, когда планарное поле перпендикулярно плоскости стенки, экспериментальные данные были аппроксимированы выражением

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m^*} \left(\left| \frac{H_p}{8M} - 1 \right| \right). \quad (10)$$

Оно соответствует формуле одномерной модели [1] с той разницей, что роль массы Деринга играет подгоночный параметр m^* . Результат аппроксимации изображен на рис. 4 (кривая 1). Значение m^* составляет $2.3 \cdot 10^{-9} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Кривая 2 на рис. 4 представляет результат расчета для случая, когда планарное поле параллельно плоскости стенки. Он выполнен по формуле, полученной путем строгого анализа в [28] (формула (16)), но при этом вместо массы Деринга использовалось приведенное выше значение m^* .

Отметим, что параметр m^* на два порядка превышает массу Деринга $m_D = (2\pi\Delta\gamma^2)^{-1} = 1.4 \cdot 10^{-11} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ и найденные нами величины $m(H_p)$ в десятки раз превышают следующие из формул теории, в которые входит величина m_D . Вместе с тем из рис. 4 видно, что как общий характер полученных зависимостей $m^{-1}(H_p)$, так и соотношение между найденными массами при разных ориентациях поля H_p согласуются с теорией. Поэтому использование представления о массе границы для описания начальной фазы ее движения кажется возможным. Происхождение большой массы стенки можно объяснить, сделав некоторые предположения о механизме преобразования структуры границы в начальной фазе движения. Так, можно допустить, что состояние детерминированного хаоса, отвечающее режиму насыщения скорости, возникает не сразу после приложения импульса продвигающего поля и ему предшествует переходная стадия. В течение некоторого времени после включения поля в стенке идет процесс последовательного зарождения ГЛБ, и линии не прорываются к поверхности пленки, а накапливаются в стенке по толщине образца. Наличие планарного поля не должно препятствовать генерации и накоплению ГЛБ. Например, в [10] с применением численных методов было показано, что если перпендикулярно плоскости стенки приложено большое планарное поле, достаточное для образования в части границы структуры неелевского типа, то в области насыщения скорости могут существовать 2π -ГЛБ. Возможно, что состояние хаоса возникает после того, как плотность линий становится критической и одна из них прорывается к поверхности.

Доменная стенка, двигающаяся с ускорением и заполняющаяся при этом ГЛБ, может обладать значительной массой. Согласно [1], $m^{-1} \sim dV/d\psi$, где ψ — среднее значение угла ориентации намагниченности относительно плоскости стенки, и если ГЛБ плотно располагаются по толщине пленки на расстояниях, равных ширине линии, то масса стенки может достигать величины

$$m = m_D \frac{h^2}{24\Lambda^2}, \quad (11)$$

где параметр ширины линии Блоха $\Lambda = (A/2\pi M^2)^{1/2}$. Для исследуемого образца вычисление по (11) дает $m/m_D = 94$, что удовлетворительно согласуется с приведенными выше экспериментальными данными.

Отметим, что в [29,30] путем расчета также было показано, что масса стенки заметно увеличивается, если в ней имеется несколько пар ГЛБ, а в [4] в многослойных пленках в небольших, но соответствующих области насыщения скорости продвигающих полях наблюдались низкочастотные осцилляции доменной границы, которые были объяснены «утяжелением» стенок из-за присутствия в них ГЛБ.

Таким образом, мы считаем, что непосредственно после включения продвигающего поля, соответствующего области насыщения скорости, характер смещения границы обусловлен большим инерционным эффектом и состоянию хаоса предшествует упорядоченное накопление ГЛБ.

Как указывалось выше, доменная стенка вначале разгоняется вплоть до момента времени t_2 . Здесь ее мгновенная скорость принимает некоторое максимальное значение V_m^* , и далее режим движения становится нелинейным. Эти значения V_m^* были определены для всех экспериментальных зависимостей смещения стенки от времени в разных полях H_p , и полученные результаты представлены на рис. 2. Видно, что если поле H_p перпендикулярно плоскости стенки, то при $H_p < 350$ Ое скорости V_m^* практически совпадают со значениями максимальной скорости линейного режима, найденными из измерений на ЦМД. Когда поле H_p параллельно плоскости стенки, значения V_m^* оказываются при $H_p < 270$ Ое (т.е. меньше $0.15H_A$) вблизи кривой $V_m(H_p)$, построенной по формуле (6). Напомним, однако, что, согласно [7], где эта формула получена, графики для обеих ориентаций планарного поля должны совпадать. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в продвигающем поле, соответствующем области насыщения скорости, граница вначале разгоняется до максимальной скорости стационарного режима (при котором $V = \mu H$), а затем резко падает.

Скорости насыщения при разных значениях полей H_p^\perp и H_p^\parallel определялись в том интервале значений времени Δt , следующим за начальной фазой, в котором экспериментальные точки зависимости $q(t)$ оказываются на прямой линии. Полученные для прямой стенки результаты

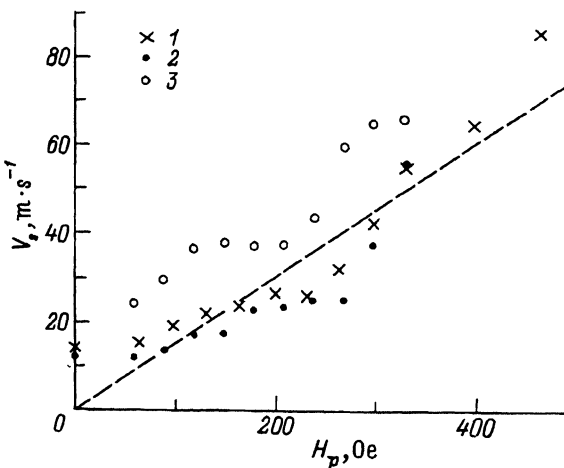


Рис. 5. Зависимость скорости насыщения стенки от планарного поля.

Экспериментальные точки: 1 — ЦМД (S_0 -состояние), 2 — прямая стенка в поле H_p , перпендикулярном ее плоскости, 3 — прямая стенка в поле H_p , параллельном ее плоскости. Штриховая линия — расчет по формуле (3).

приведены на рис. 5 вместе с зависимостью $V_s(H_p)$, найденной методом трансляции ЦМД. Пунктирная линия на рис. 5 представляет собой результат расчета по формуле (3). В отсутствие планарного поля значения скорости насыщения, найденные для ЦМД и для прямой стенки, совпадают (эта величина составляет $11 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Согласно известной двумерной модели Слончевского [1], для прямой стенки скорость насыщения в нашем случае должна составлять

$$V_s = \frac{7.7\gamma A}{hK^{1/2}} = 3.1 \text{ ms}^{-1},$$

а для ЦМД скорость насыщения, по данным [1], на 30% выше и составляет $3.9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Обе эти величины существенно меньше экспериментального значения. Гораздо ближе к измеренной скорости насыщения величина, которая получается по эмпирической формуле [31] $V_s = M\Delta\gamma(1 + 6.9\alpha) = 8.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Из рис. 5 видно, что в присутствии планарного поля скорость насыщения прямой стенки существенно зависит от ориентации поля. Аналогичная анизотропия скорости наблюдалась ранее в [13,14] в экспериментах по радиальному расширению ЦМД, ее причина остается пока необъясненной.

Отметим в заключение, что в экспериментах с прямой доменной стенкой величина стабилизирующего градиента устанавливалась достаточной для того, чтобы стенка всегда оставалась прямой, при этом не отмечалось ни искажения границы, ни ее уширения. Если величина градиента уменьшалась, то появлялись искажения, похожие на наблюдавшиеся, например, в [32] для границы, не стабилизированной градиентным полем, в импульсных полях с большой амплитудой.

Таким образом, полученные данные о зависимости максимальной скорости, достигаемой доменной стенкой на линейном участке зависимости $V(H)$ от планарного поля, согласуются с результатами численного решения задачи в [10,11], что свидетельствует в пользу предложенного в этих работах механизма срыва стационарного движения стенки. Данные для области насыщения показывают, что после приложения импульса поля стенка вначале разгоняется до максимальной скорости стационарного режима. При этом она обладает аномально большой массой, что, по-видимому, связано с накапливанием в стенке ГЛБ. Затем происходит срыв к движению со скоростью насыщения.

Список литературы

- [1] Malozemoff A.P., Slonczewski J.C. Magnetic domain walls in bubble materials. N. Y. (1979). P. 326.
- [2] Котова Е.Е., Четвериков В.М. ФТТ **32**, 4, 1269 (1990).
- [3] Sukiennicki A., Kisinski R.A. J. Magn. Magn. Mater. **129**, 2/3, 213 (1994).
- [4] de Leeuw F.H., van den Doel R., Robertson J.M. J. Appl. Phys. **49**, 2, 768 (1978).
- [5] Гуревич В.А. ФТТ **19**, 10, 2893 (1977).
- [6] Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л. ФТТ **20**, 7, 2177 (1978).
- [7] Недлин Г.М., Шапиро Р.Х. ФТТ **19**, 10, 2911 (1977).
- [8] Гуревич В.А. ФТТ **19**, 10, 2902 (1977).
- [9] Iwata S., Shiomi S., Uchiyama S. Jap. J. Appl. Phys. **20**, 6, 1073 (1981).
- [10] Kosinski R.A., Engemann J. J. Appl. Phys. **55**, 10, 3732 (1984).
- [11] Kosinski R.A., Engeimann J. J. Magn. Magn. Mater. **50**, 2, 229 (1985).

- [12] de Leeuw F.H. IEEE Trans. Magn. **9**, 4, 609 (1973).
- [13] Vural K., Humphrey F.V. J. Appl. Phys. **50**, 5, 3583 (1979).
- [14] Рандошкин В.В., Иванов Л.П., Телеснин Р.В. ЖЭТФ **75**, 9, 960 (1978).
- [15] Логунов М.В., Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Письма ЖТФ **15**, 9, 64 (1989).
- [16] Kosinski R.A., Heidmann J., Krumbholz D., Engemann J. IEEE Trans. Magn. **20**, 5, 1150 (1984).
- [17] De Luca J.C., Malozemoff A.P. AIP Conf. Proc, **34**, 151 (1976).
- [18] Malozemoff A.P. J. Appl. Phys. **48**, 2, 795 (1977).
- [19] Iwata S., Isomura S., Shiomi S., Uchiyama S. IEEE Trans. Magn. **18**, 6, 1343 (1982).
- [20] de Leeuw F.H. IEEE Trans. Magn. **13**, 5, 1172 (1977).
- [21] Vella-Coleiro G.P., Tabor W.J. Appl. Phys. Lett. **21**, 1, 7 (1972).
- [22] Vella-Coleiro G.P. Appl. Phys. Lett. **29**, 7, 445 (1976).
- [23] Vella-Coleiro G.P. IEEE Trans. Magn. **13**, 5, 1163 (1977).
- [24] Балбашов А.М., Набокин П.И., Червоненкис А.Я., Черкасов А.П. ФТТ **19**, 6, 1881 (1977).
- [25] Ходенков Г.Е. ФММ **39**, 3, 466 (1975).
- [26] Боков В.А., Волков В.В., Петриченко Н.Л., Марышко М. Письма ЖТФ **19**, 11, 89 (1993).
- [27] Николаев Е.И., Линник А.И., Саяпин В.Н. ЖТФ **64**, 6, 113 (1994).
- [28] Stankiewicz A., Maziewski A., Ivanov B.A., Safaryan K.A. IEEE Trans. Magn. **30**, 2, 878 (1994).
- [29] Hubert A. J. Appl. Phys. **46**, 5, 2276 (1975).
- [30] Schlömann E. AIP Conf. Proc, **10**, 478 (1973).
- [31] Волков В.В., Боков В.А., Карпович В.И. ФТТ **24**, 8, 2318 (1982).
- [32] Логунов М.В., Рандошкин В.В. ЖТФ **58**, 6, 1237 (1988).