

©1995

## ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ДОМЕННЫХ СТЕНОК ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОДНООСНЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ С РАЗНЫМ ЗАТУХАНИЕМ

*В.В.Рандошкин*

Совместная хозрасчетная лаборатория «Магнитооптоэлектроника»  
Института общей физики РАН  
при Мордовском государственном университете им.Н.П.Огарева, Саранск  
(Поступила в Редакцию 25 мая 1994 г.)

Обсуждаются экспериментальные результаты, подтверждающие теоретически предсказанное исчезновение нелинейного участка на зависимости скорости доменных стенок от действующего магнитного поля при превышении безразмерным параметром затухания Гильберта значения, равного единице.

Теория движения доменных стенок (ДС) в магнетике с высокой одноосной магнитной анизотропией [1,2] показывает, что вид зависимости скорости ДС  $V$  от действующего магнитного поля  $H$  определяется безразмерным параметром затухания Гильберта  $\alpha$ , при этом кривая  $V(H)$  содержит два линейных участка: первый из которых характеризуется начальной подвижностью  $\mu$ , а второй — дифференциальной подвижностью  $\mu_0$ .

Как для нескрученной ДС [1-3], так и для скрученной ДС с малым числом блоховских линий (БЛ) [2,4] теория дает следующее выражение для начальной подвижности:

$$\mu = (\gamma/\alpha)\Delta_0 = \Lambda^{-1}M_s\Delta_0, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — эффективное значение гиромагнитного отношения,  $\Delta_0 = (A/K_u)^{1/2}$  — параметр ширины ДС,  $A$  — константа обменного взаимодействия,  $K_u$  — константа одноосной магнитной анизотропии,  $\Lambda = \alpha M_s/\gamma$  — приведенный параметр затухания Ландау-Лифшица,  $4\pi M_s$  — намагниченность насыщения.

Первый линейный участок заканчивается, когда поле  $H$  достигает порогового значения  $H_{cr}$ , при котором происходит срыв стационарного движения ДС. Для безграничного магнетика это происходит при достижении уокеровского порога [3]

$$H_W = 2\pi\alpha M_s = 2\pi\Lambda\gamma, \quad (2)$$

который соответствует уокеровской предельной скорости ДС

$$V_W = 2\pi\gamma M_s\Delta_0. \quad (3)$$

Для тонкой одноосной магнитной пленки со скрученной ДС срыв стационарного движения происходит при меньшем поле [4]

$$H_p = 23.8\alpha A^{1/2}h^{-1}, \quad (4)$$

при этом предельная скорость равна

$$V_p = 23.8\gamma A/(hK_u^{1/2}). \quad (5)$$

Дальнейший ход кривой  $V(H)$  при  $H > H_{cr}$  зависит от  $\alpha$  [3]. Если  $\alpha > 1$ , то сразу за первым линейным участком следует второй, характеризующий подвижностью  $\mu_0$ . Если  $\alpha < 1$ , то за первым линейным участком следует нелинейный, соответствующий нестационарному осцилляторному движению ДС с отличной от нуля средней скоростью. Этот нелинейный участок сростом  $H$  переходит во второй линейный участок.

Вне зависимости от конкретного механизма движения ДС, исходя только из закона сохранения энергии, для дифференциальной подвижности ДС на втором линейном участке кривой  $V(H)$  получено следующее выражение [1]:

$$\mu_0 = \alpha\gamma\Delta_0(1 + \alpha^2)^{-1} = \mu\alpha^2(1 + \alpha^2)^{-1}. \quad (6)$$

Точно такое же соотношение между  $\mu$  и  $\mu_0$  получено и для конкретного механизма движения векторов намагниченности (так называемого режима свободной процессии [3]).

Настоящая работа посвящена поиску экспериментальных подтверждений предсказанного теорией [1-4] различия вида кривых  $V(H)$  при  $\alpha > 1$  и  $\alpha < 1$ , причем для подтверждения в основном использовались ранее опубликованные экспериментальные результаты [5-9]. Были выбраны эксперименты, проводимые с помощью метода [10], поскольку только этот метод обеспечивает постоянство действующего магнитного поля, а также повышенную точность измерений скорости ДС. В традиционных методах измерения скорости ДС (метод динамического коллапса ПМД, метод импульсного расширения ПМД, метод трансляционного продвижения ПМД и др.) [2,11,12] в исходном состоянии домен, движение ДС которого изучается, является статически стабильным, причем структура ДС, в значительной мере влияющая на ее динамику [2], несет отпечаток своей предыстории, как правило, не контролируемой на практике. После приложения импульса магнитного поля из-за конечной длительности его фронта действующее магнитное поле проходит все значения от нуля до амплитудного, в том числе и те, для которых выгодна перестройка структуры ДС. Однако и при достижении полем амплитудного значения, постоянного во времени, действующее магнитное поле в процессе движения ДС меняется из-за изменения размера домена. Непостоянство действующего поля может маскировать динамические эффекты, имеющие место в узком диапазоне магнитных полей, а также «смазывать» четкость порога для тех или иных динамических механизмов. Кроме того в традиционных методах [2,11,12] ДС перемещается на расстоянии порядка равновесного размера домена, что не позволяет обеспечить высокую точность измерения скорости ДС.

В методе [10], в отличие от традиционных, в качестве исходного выбрано насыщенное состояние исследуемого образца, а в процессе действия импульса магнитного поля зарождается домен с обратной намагниченностью (ДОН), скорость ДС которого измеряется. Как следствие, исключается неопределенность в структуре ДС, обусловленная предысторией образца. Более того, ДС зарождающихся ДОН имеют одинаковую хиральность [13,14]. Кроме того, зарождение ДОН и формирование его ДС обычно занимают достаточно большое время ( $\sim 10^{-7}$  с) [15,16], превышающее длительность фронта импульса магнитного поля, поэтому ДС ДОН не подвергается действию слабых магнитных полей, при которых происходит преобразование структуры ДС. Чтобы обеспечить постоянство действующего поля, измерения начинают, когда ДС удаляется от центра зародышеобразования на расстояние 50–100  $\mu\text{m}$ , при этом эффективные магнитные поля (нормальная к плоскости пленки компонента размагничивающего поля и поле, обусловленное кривизной ДС) компенсируют друг друга.

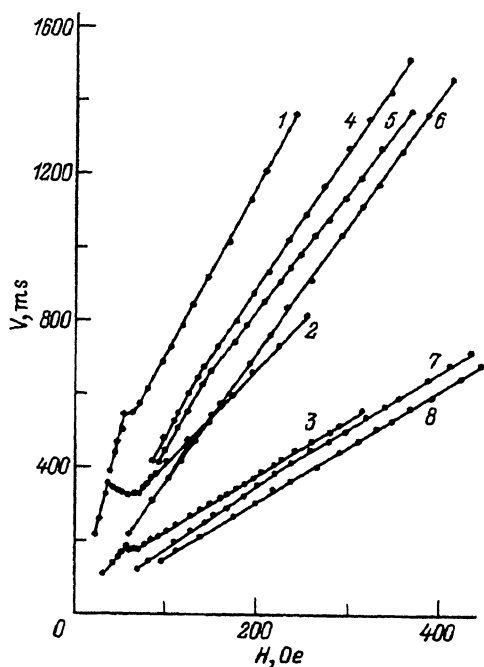
При измерении скорости ДС в исходном состоянии образец намагничивали до насыщения полем смещения вдоль оси легкого намагничивания с напряженностью  $H_1 > H_0$ , где  $H_0$  — поле коллапса ПМД, а импульсное магнитное поле  $H_p$  прикладывали в противоположном направлении. При этом действующее магнитное поле с высокой точностью совпадает с внешним магнитным полем  $H = H_p - H_1$  и практически не зависит от размера домена.

Для измерения  $\alpha$  обычно используют метод ферромагнитного резонанса (ФМР) [11,12]. Однако при ФМР векторы намагниченности в пленке прецессируют на малые углы, тогда как при движении ДС они поворачиваются по крайней мере на  $180^\circ$ . При этом не могут различаться и процессы диссипации, т.е. малоугловая прецессия векторов намагниченности и движение ДС характеризуются, вообще говоря, различными значениями  $\alpha$ . Другим недостатком метода ФМР является то, что он не пригоден для измерения параметра затухания в одноосных пленках с повышенным  $\gamma$ , поскольку в этом случае резонансные поля ФМР выходят за пределы развертки ФМР-спектрометра, а линия ФМР уширяется.

В связи с этим в настоящей работе параметр затухания определяли с помощью кривой  $V(H)$  [5]. Для этого кривую определяли в достаточно широком диапазоне полей  $H$ , включающем пороговое поле срыва стационарного движения ДС  $H_{\text{ст}}$ . Эта кривая должна содержать начальный линейный участок, характеризуемый начальной подвижностью  $\mu$ , а также второй линейный участок, характеризуемый дифференциальной подвижностью  $\mu_0$ . Значение  $\alpha$  определяли из соотношения (6)

$$\alpha = (\mu/\mu_0 - 1)^{-1/2}. \quad (7)$$

Среди кривых  $V(H)$ , полученных с помощью метода [10], для дальнейшего анализа выбирали только те, которые содержат достаточно большое количество экспериментальных точек для идентификации первого и второго линейных участков и нахождения соответствующих значений подвижности ДС. Из рассмотрения исключали зависимости  $V(H)$ , для которых в исследованном диапазоне полей наблюдается участок с повышенной дифференциальной подвижностью, начинающийся



Зависимости скорости ДС  $V$  от действующего магнитного поля  $H$  для образцов, представленных в таблице. 1 — № 1, 2 — № 2, 3 — № 9, 4 — № 12, 5 — № 13, 6 — № 14, 7 — № 15, 8 — № 16.

сразу за начальным линейным участком (как в [17]) или в полях, не намного превышающих  $H_{cr}$  (как в [7,18]). Такое ограничение связано с тем, что участку кривой  $V(H)$  с повышенной дифференциальной подвижностью соответствует иной механизм движения ДС, чем предполагается в теории [1-4], приводящий, в частности, к искривлению движущейся ДС и уширению ее изображения [7].

Изображение динамических доменов регистрировали с помощью метода высокоскоростной фотографии на универсальной магнитооптической установке [19] с временем экспозиции 5 нс.

Параметры некоторых образцов, для которых анализируются кривые  $V(H)$ , приведены в таблице, а типичные зависимости  $V(H)$  — на рисунке. В таблице знаками + и — обозначено соответственно наличие или отсутствие на кривой  $V(H)$  нелинейного участка, расположенного между двумя линейными.

Из таблицы и рисунка видно, что нелинейный участок на кривой  $V(H)$  имеет место только при  $\alpha < 1$ , а при  $\alpha > 1$  он отсутствует. Этот экспериментальный результат находится в полном соответствии с теорией [1,2].

В таблице приведены также значения порогового поля Уокера, рассчитанные с помощью соотношения (2). Видно, что они достаточно хорошо совпадают с экспериментальными значениями  $H_{cr}$ . Наибольшее расхождение получено для образцов № 12 (21%) и № 6 (13%). Он объясняется близостью наклонов первого и второго линейных участков, что не позволяет с достаточной точностью определить значение  $H_{cr}$ . Для других образцов в таблице значения  $H_{cr}$  и  $H_W$  совпадают с точностью не хуже 8%.

Параметры одноосных магнитных пленок (R, Vt)<sub>3</sub>(Fe, Ga)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> с ориентацией (111)

Номер образца	R	Литературная ссылка	Рисунок	Кристаллическая структура	$H_{cr}$ Ое	$\mu$ , m/(s·Oe)	$\mu_0$ , m/Oe	$\alpha$	$h$ , $\mu$ m	$4\pi M_s$ , Gs	$H_W$ , Ое	Нелинейный участок ток
1	Tm, Gd	[5]	1	1	58	9.0	4.6	1.02	9.6	119	61	+
2	Tm, Gd	[5]	1	2	37	9.6	2.6	0.61	8.1	130	40	+
3	Tm, Gd	[5]	1	3	31	10.2	1.6	0.44	6.4	145	32	+
4	Tm	[7]	3, a	3	148	5.70	4.95	2.57	3.8	109	140	-
5	Tm, Gd	[7]	3, б	3	63	9.24	4.2	0.91	5.4	145	66	+
6	Tm, Gd	[7]	3, б	4	120	11.0	8.15	1.69	6.4	125	106	-
7	Eu	[8]	2	1	150	4.36	3.17	1.92	6.0	160	154	-
8	Eu	[8]	2	2	83	3.63	1.97	1.09	6.0	144	78	-
9	Eu	[8]	2	3	53	3.22	1.53	0.95	6.0	117	56	+
10	Er	[9]	3	2	155	1.65	1.25	1.78	2.9	177	158	-
11	Er	[9]	3	3	80	1.35	0.87	1.34	2.9	123	82	-
12	Eu	-	-	1	142	4.63	3.70	1.84	4.1	195	179	-
13	Eu	-	-	2	143	4.33	3.18	1.66	6.0	176	146	-
14	Eu	-	-	3	>420	4.36	...	8.1	4.4	140	...	-
15	Er	-	-	4	247	1.76	1.41	2.04	2.9	170	247	-
16	Er	-	-	5	>460	1.50	...	4.3	2.8	212	...	-

Для образцов № 14 и № 16, для которых кривая  $V(H)$  состоит из одного линейного участка (см. рисунок), в таблице указана нижняя граница для  $\alpha$ , которая определялась из соотношения (2) в предположении, что  $H_{cr} = H_W$ .

Тот факт, что скорость стационарного движения ДС достигает ускоренного предела, объясняется неоднородностью эпитаксиальных пленок феррит-гранатов [20]. Для таких пленок характерно наличие переходных поверхностных слоев, отличающихся по составу и магнитным параметрам от основного объема пленки. Вблизи точки компенсации момента импульса малые вариации содержания ионов  $Fe^{3+}$ ,  $Ga^{3+}$  и  $Gd^{3+}$  приводят к значительным изменениям  $\gamma$ . Наличие неоднородности  $\gamma$  в переходных поверхностных слоях должно значительно влиять на процесс зарождения БЛ, который происходит у поверхности пленки. В частности, в слое пленка/подложка необходимая для компенсации момента импульса концентрация галлия и (или) гадолиния может обеспечиваться вследствие твердотельной диффузии ионов  $Ga^{3+}$  и  $Gd^{3+}$  из подложки в пленку, а в слое пленка/воздух — вследствие снижения скорости роста пленки и повышения за счет этого коэффициента распределения галлия [20,21].

Влияние неоднородности  $\gamma$  можно качественно проанализировать на основе результатов численного решения уравнения [22-24]

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{M_s}{2A} \left[ f(\psi) - \frac{V}{\gamma\Delta_0} \right], \quad (8)$$

описывающего изменение по толщине пленки (в направлении оси  $z$ ) азимутального угла  $\psi$  поворота вектора намагниченности в центре стационарно движущейся со скоростью  $V$  скрученной ДС, где

$$f(\psi) = \frac{\pi}{2} \left\{ H_x \sin \psi - [H_y + H_d(z)] \cos \psi \right\} + 2\pi M_s \sin 2\psi, \quad (9)$$

где  $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$  — внешнее магнитное поле,  $H_d(z)$  — размагничивающее поле, которое в случае изолированной прямой ДС может быть рассчитано по формуле [25]

$$\frac{H_d(z)}{4M_s} = \ln \left\{ (z^2 + \Delta_0^2/4) [(h-z)^2 + \Delta_0/4]^{-1} \right\} + 4\Delta_0^{-1} \left\{ z \operatorname{arctg}(\Delta_0/2z) - (h-z) \operatorname{arctg}[\Delta_0/2(h-z)] \right\}. \quad (10)$$

Численное решение уравнения (8) показывает [22,25], что на зависимости  $V$  от среднего по толщине пленки значения азимутального угла  $\psi$  есть две критические скорости: скорость  $V_B$ , при которой вблизи одной из критических точек зарождается горизонтальная БЛ, и скорость  $V_p$ , при которой эта БЛ теряет устойчивость у другой поверхности пленки. В случае однородной пленки увеличение  $\gamma$  в несколько раз (например, за счет изменения температуры) приводит к такому же повышению  $V_B$  и  $V_p$ , которые всегда ниже  $V_W$ .

При рассмотрении случая неоднородного распределения  $\gamma$  по толщине пленки предположим, что вблизи поверхности пленки в переходных слоях эффективное значение гиромангнитного отношения  $\gamma_s$  выше, чем в основном объеме пленки, где оно постоянно и равно  $\gamma_v$ . Отклик ДС без БЛ в такой пленке на внешнее магнитное поле будет определяться вращающимися моментами и давлениями, действующими в той ее части, которая находится в основном объеме. Следовательно, уокеровская предельная скорость в этом случае близка к значению

$$V_W^v = 2\pi M_s \gamma_v \Delta_0. \quad (11)$$

Зарождение БЛ должно происходить в критической точке  $z_1$ , лежащей в пределах переходного поверхностного слоя, где  $\gamma(z_1) = \gamma_s > \gamma_v$ . Исходя из известных результатов [22-25] решения уравнения (8), можно заключить, что в этих условиях критическая скорость  $V_B$  для неоднородной пленки повышается в  $\gamma_s/\gamma_v$  раз по сравнению с соответствующим значением при однородном распределении гиромангнитного отношения, равного  $\gamma_v$ . Таким образом, повышенное значение гиромангнитного отношения в переходных поверхностных слоях пленки может приводить к увеличению  $V_B$  вплоть до уокеровского предела (11).

Важную роль неоднородности пленок в повышении порогового поля срыва стационарного движения ДС подтверждают опубликованные данные (рис. 7 в [6]) о зависимости нормированной критической скорости срыва стационарного движения ДС  $V_{cr}/V_W$  от эффективного значения гиромангнитного отношения для двух пленок состава  $(Tm, Gd, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ , одна из которых достаточно однородна, а другая — неоднородна. Значение  $\gamma$  в [6] варьировали изменением температуры. Оказалось [6], что критическое значение гиромангнитного отношения  $\gamma_{cr}$ , при котором отношение  $V_{cr}/V_W$  начинает заметно отличаться от единицы, меньше для неоднородной пленки ( $\gamma_{cr}/\gamma_0 \approx 3$ ), чем для однородной ( $\gamma_{cr}/\gamma_0 \approx 5$ ), где  $\gamma_0$  — гиромангнитное отношение ионов  $Fe^{3+}$ .

Поскольку спектр изменения  $\gamma$  в переходных поверхностных слоях широк (и тем шире, чем неоднородней пленка), то, хотя основной объем пленки при изменении температуры удаляется от точки компенсации момента импульса, тем не менее при каждой температуре, для которой  $V_{cr}/V_W \approx 1$ , находится тот или иной субслой, в котором компенсация момента импульса имеет место, и, как следствие, сохраняется режим стационарного движения ДС. Очевидно, что чем неоднородней пленка, тем при большем удалении от точки компенсации момента импульса для основного объема пленки будет существовать субслой, для которого  $\gamma_s \rightarrow \infty$ . При  $\gamma = \gamma_{cr}$  уже нет ни одного субслоя, который может обеспечить стационарный режим движения ДС в основном объеме пленки при скоростях, близких к  $V_W$ , поэтому  $V_{cr}$  снижается.

По существу, роль переходных поверхностных слоев с повышенным гиромангнитным отношением при движении ДС сводится к «экранировке» влияния полей рассеяния, приводящих к скручиванию ДС и формированию БЛ, что обеспечивается соответствующей прецессией векторов намагниченности в этих переходных слоях.

Таким образом, в настоящей работе показано, что 1) если безразмерный параметр затухания  $\alpha > 1$ , на кривой  $V(H)$  наблюдаются два последовательно расположенных линейных участка, а при  $\alpha < 1$  между

двумя линейными участками расположен нелинейный участок; 2) если значение  $\alpha$  близко к единице, то предельная скорость срыва стационарного движения ДС достигает уокеровского предела; 3) достижение уокеровской предельной скорости объясняется наличием в пленке переходных поверхностных слоев, в которых эффективное значение гироманнитного отношения значительно выше, чем в основном объеме пленки.

### Список литературы

- [1] Slonczewski J.C. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1759-1770.
- [2] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами / Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [3] Walker L.R. Не опубликовано; процит. Dillon J.E., Jr. в книге «Magnetism» / Ed. G.T. Rado and H. Suhl. N.Y.: Acad. Press. 1963. V. III. P. 450-453.
- [4] Slonczewski J.C. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 6. P. 2276-2287.
- [5] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 34-37.
- [6] Логинов А.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 10. С. 58-63.
- [7] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1. С. 246-253.
- [8] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 2350-2354.
- [9] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 2658-2665.
- [10] Рандошкин В.В. Патент РФ № 1788523. МКИ<sup>5</sup> G 11 C 11/14.
- [11] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник / Под ред. Н.Н. Евтихиева, Б.Н. Наумова. М.: Радио и связь, 1987. 488 с.
- [12] Рандошкин В.В., Старостин Ю.В. // Радиоэлектроника за рубежом. 1982. № 18. С. 1-57.
- [13] Мартынов А.Ф., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 4. С. 169-171.
- [14] Куделькин Н.Н., Прохоров А.М., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. Тимошечкин М.И. // ДАН СССР. 1985. Т. 281. № 4. С. 848-851.
- [15] Иванов Л.П., Логинов А.С., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. № 11. С. 627-631.
- [16] Дурасова Ю.А., Иванов Л.П., Клепарский В.Г., Логинов А.С., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 5. С. 1522-1524.
- [17] Рандошкин В.В., Ефремов В.В., Логунов М.В., Сажин Ю.И. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 2. С. 28-32.
- [18] Айрапетов А.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В., Чани В.И. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 2. С. 74-77.
- [19] Логунов М.В., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ПТЭ. 1985. № 5. С. 247-248.
- [20] Грошенко Н.А., Прохоров А.М., Рандошкин В.В., Тимошечкин М.И., Шапошников А.Н., Ширков А.В., Степанов Ю.И. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1712-1717.
- [21] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [22] Hubert A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2276-2287.
- [23] Mac Neal B.E., Humphrey F.B. // IEEE Trans. Magn. 1979. V. MAG-15. N 5. P. 1272-1284.
- [24] Kosinski R.A., Engemann J. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. N 10. P. 3732-3738.
- [25] Hagedorn F.B. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3129-3140.