

УДК 538.221

© 1990

## ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ СТЕНОК В ТУЛИЙСОДЕРЖАЩИХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

В. В. Рандошкин, В. Б. Сигачев

Методом высокоскоростной фотографии исследована динамика доменных стенок (ДС) в монокристаллических пленках феррит-граната (МПФГ) составов  $(\text{Bi}, \text{Tm})_3 \times (\text{Fe}, \text{Ga})_5 \text{O}_{12}$  и  $(\text{Bi}, \text{Tm}, \text{Gd})_3 (\text{Fe}, \text{Ga})_5 \text{O}_{12}$  в состоянии, близком к компенсации момента импульса (КМИ). Измерение скорости ДС  $v$  проводили в широком диапазоне полей  $H$ , продвигающих ДС, и в диапазоне температур  $T$ , включающем точку КМИ при  $T = T_{\text{КМИ}}$ . В полях  $H$  выше уокеровского порога  $H_{\text{W}}$  обнаружена особенность, состоящая в том, что при достижении некоторого порогового поля  $H_1 > H_{\text{W}}$  появляются локальные пространственные искажения движущейся ДС. Эти искажения наблюдаются в относительно узком интервале продвигающих полей шириной  $\Delta H \lesssim 40$  Э, а их исчезновение сопровождается уширением изображения ДС и переходом в состояние, характеризующееся более высоким значением дифференциальной подвижности, которая превышает в некоторых случаях начальную линейную подвижность ДС  $\mu^0$ . Температурные зависимости предельной скорости стационарного движения ДС  $v_p$  и начальной подвижности ДС  $\mu^0$  имеют максимум при  $T = T_{\text{КМИ}}$ .

Монокристаллические пленки феррит-гранатов (МПФГ) с компенсацией момента импульса (КМИ) в системе спинов являются интересным объектом для исследования линейной и нелинейной динамики доменных стенок (ДС) [1]. В этих материалах наблюдаются высокие значения предельной скорости стационарного движения ДС  $v_{\text{кр}}$  ( $\sim 10^3$  м/с), реализуемые вследствие повышенного эффективного значения гиромангнитного отношения  $\gamma$ . В настоящее время разработан ряд составов европий- [2-6], эрбий- [7] и тулийсодержащих [8-10] МПФГ с повышенным  $\gamma$ . Динамика ДС в этих материалах исследовалась либо при комнатной температуре [2-5, 8-10], либо в интервале температур, не включающем точку КМИ [6, 7].

Настоящая работа посвящена исследованию динамики ДС в пленках  $(\text{Bi}, \text{Tm})_3 (\text{Fe}, \text{Ga})_5 \text{O}_{12}$  и  $(\text{Bi}, \text{Tm}, \text{Gd})_3 (\text{Fe}, \text{Ga})_5 \text{O}_{12}$  при различных температурах в диапазоне, включающем точку КМИ. МПФГ выращивали методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора—расплава на подложках из  $\text{Gd}_3 \text{Ga}_5 \text{O}_{12}$  с ориентацией (111) [11]. Параметры пленок измеряли так же, как и в [7]. Точность измерения составляет 2 % для толщины пленки  $h$  и поля коллапса ЦМД  $H_0$ , 3 % для характеристической длины  $l$ , 5 % для намагниченности насыщения  $4\pi M$ , 10 % для поля одноосной анизотропии  $H_k$ , 18 % для параметра ширины ДС  $\Delta$ , 15 % для константы одноосной анизотропии  $K$ . Стабильность поддержания температуры, которую измеряли с помощью термпары медь—константан, составляла  $\pm 0.2$  К. В работе приводятся результаты исследования образцов, параметры которых приведены в табл. 1.

Динамику ДС исследовали на установке высокоскоростной фотографии [12] с помощью той же методики, что и в [7]. Измеряли скорость движения ДС доменов с обратной намагниченностью (ДОН) при импульсном перемагничивании МПФГ из насыщенного состояния. В исходном состоянии пленку

Таблица 1  
 Параметры МПФГ  $(\text{BiR})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  при  $T=293\text{ K}$

	Номер образца						
	1	2	3	4	5	6	7
	Tm	TmGd	TmGd	TmGd	TmGd	TmGd	TmGd
Толщина $h$ , мкм	3.8	5.4	15.6	9.6	8.1	6.4	6.9
Равновесный период доменов $P_0$ , мкм	18.0	18.3	25.2	28.3	23.9	19.2	13.8
Поле коллапса ЦМД $H_0$ , Э	33.0	55	86	46	50	55	78
Намагниченность насыщения $4\pi M_s$ , Гс	124	158	152	119	130	145	153
Поле одноосной анизотропии $H_K$ , Э	2450	890	1020	833	883	707	492
Температура Нееля $T_N$ , К	372	433	436	435	435	432	431
Параметр ширины ДС $\Delta$ , $10^{-6}$ см	3.0	6.4	5.7	7.0	6.5	6.8	8.0

намагничивали до насыщения постоянным магнитным полем смещения  $H_{см} > H_0$ , приложенным перпендикулярно плоскости пленки. В противоположном направлении прикладывали импульсное однородное магнитное поле  $H_{н}$ , под действием которого происходит зарождение ДОН и движение его ДС. При каждом фиксированном значении  $H_{н}$  измеряли временную зависимость смещения ДС ДОН цилиндрической формы, по наклону кото-

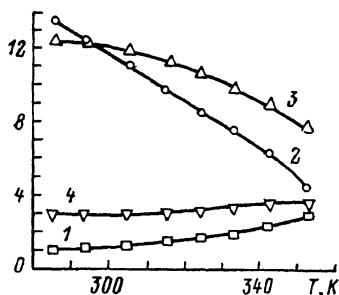


Рис. 1. Температурные зависимости статических магнитных параметров МПФГ состава  $(\text{Bi, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ .  
 1 —  $l$ , мкм; 2 —  $4\pi M \cdot 0.1$ , Гс; 3 —  $H_K \times 0.005$ , Э; 4 —  $\Delta \cdot 10^6$ , см (образец № 1).

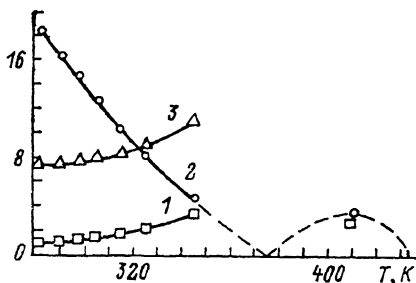


Рис. 2. Температурные зависимости статических магнитных параметров МПФГ состава  $(\text{BiTmGd})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ .  
 1 —  $l$ , мкм; 2 —  $4\pi M \cdot 0.1$ , Гс; 3 —  $H_K \cdot 0.01$ , Э (образец № 2).

рой определяли скорость  $v$ . Усреднение скорости при измерении проводили за время  $t \geq 100$  нс. Измерения начинали, когда радиус ДОН достигал  $\geq 100$  мкм; при этом действующие на ДС размагничивающие поля не превышали 2 Э, а продвигающее поле можно было считать равным  $H = H_{н} - H_{см}$ . При использовании такой методики точность измерения  $v \approx 10^3$  м/с составляла не менее 4%. Основной вклад в погрешность измерения  $H$ , которая не превышала 3%, связан с неточностью калибровки катушек Гельмгольца, использовавшихся для создания поля  $H_{н}$ .

Для количественного анализа динамических данных были измерены зависимости основных статических магнитных параметров МПФГ температуры  $T$  (рис. 1, 2). Следует отметить, что образец № 2 обладает точкой компенсации магнитного момента (КММ) при  $T = T_{КММ}$ , поэтому динамику ДС для него исследовали при  $T < T_{КММ} \approx 390$  К. Из-за наличия точки КММ поле анизотропии с ростом  $T$  для образца № 2 увеличивается (рис. 2), тогда как для образца № 1 оно монотонно уменьшается (рис. 1). Заметим, что  $l$  (рис. 1, 2) в отличие от тулийсодержащих МПФГ без КМИ [13] увеличивается с ростом  $T$ , поэтому при использовании МПФГ исследуемых составов в магнитооптических управляемых транспарантах (МОУТ) нагревание МОУТ не приводит к потере моноодносности его ячеек.

Наиболее характерные зависимости  $v(H)$  при нескольких значениях  $T$  приведены на рис. 3, а, б. Как и в работах [6, 7, 10], в общем случае по мере нарастания  $H$  на кривой  $v(H)$  можно выделить три участка: 1) начальный линейный участок с подвижностью  $\mu^0$ , который экстраполируется в начало координат; 2) нелинейный участок слабой зависимости  $v$  от  $H$ , начинающийся при достижении предельной скорости  $v_{кр}$  в пороговом поле  $H_{кр} = v_{кр}/\mu^0$ ; 3) линейный участок с дифференциальной подвижностью  $\mu_0^0 < \mu^0$ , который начинается в поле  $H > H_{кр}$  и при экстраполяции к  $H=0$  отсекает на оси ординат отрезок  $v_0 > 0$ .

На кривых  $v(H)$  (рис. 3, а, б) указанные участки также можно выделить. В частности, первый (начальный) линейный участок с подвижностью

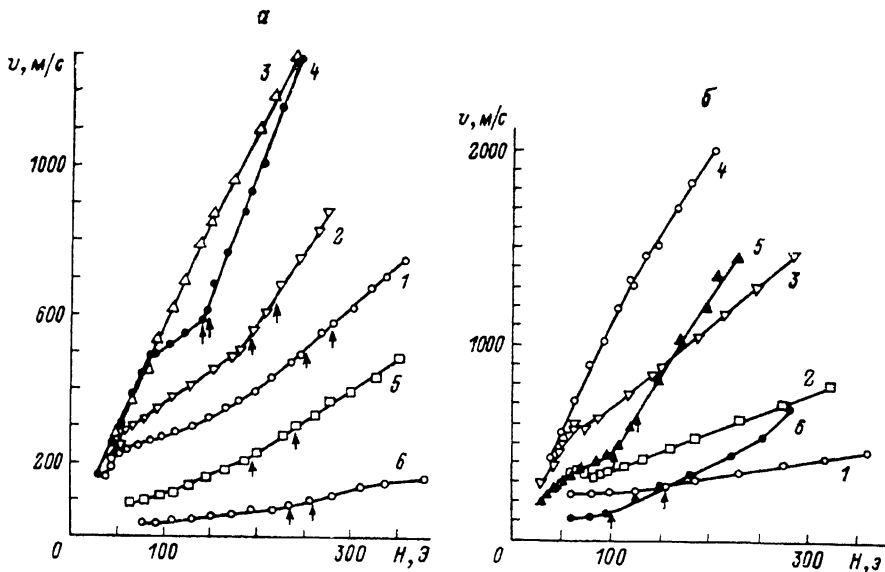


Рис. 3. Зависимости скорости ДС от продвигающегося магнитного поля  $H$  для МПФГ состава  $(\text{BiTm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  (а) и  $(\text{Bi, Tm, Gd})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  (б).

а: 1 —  $T=285$ , 2 — 294, 3 — 304, 4 — 315, 5 — 343, 6 — 368 К (образец № 1); б: 1 — 282, 2 — 290, 3 — 298, 4 — 306, 5 — 315, 6 — 325 К (образец № 2).

$\mu^0$  хорошо виден на кривых 1—4 (рис. 3, а) и 3—5 (рис. 3, б). На кривых 5, 6 (рис. 3, а) и 1, 2, 6 (рис. 3, б) этот участок отсутствует, поскольку он заканчивается в меньших полях, чем пороговое поле зарождения ДОН. Второй (нелинейный) участок наиболее ярко выражен на кривых 2, 3 (рис. 3, б). Его отсутствие на кривых 3 (рис. 3, а) и 4 (рис. 3, б) соответствует одномерной теории для безразмерного параметра затухания Гильберта  $\alpha > 1$ . Третий (линейный) участок с дифференциальной подвижностью  $\mu_0^0 < \mu^0$ , отсекающий на оси ординат отрезок  $v_0 > 0$ , наблюдается на всех кривых (с этого участка начинаются кривые 5, 6 (рис. 3, а) и 1, 6 (рис. 3, б)). Однако в целом кривые  $v(H)$  (рис. 3, а, б) имеют более сложный вид, чем предсказывает одномерная теория [1]. В частности, в пленках состава  $(\text{Bi, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  при всех исследованных температурах и в пленке состава  $(\text{Bi, Tm, Gd})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  при  $T \geq 313$  К движение ДС в нелинейной области (при  $H > H_{кр}$ ) имеет особенность. Эта особенность состоит в том, что при достижении некоторого порогового поля  $H_1$  начинают появляться локальные пространственные искажения движущейся ДС (рис. 4, в—д). Эти искажения наблюдаются в относительно узком интервале продвигающихся полей шириной  $\Delta H \leq 40$  Э. В поле с напряженностью  $H_2 = H_1 + \Delta H$  они исчезают, что сопровождается уширением изображения ДС (рис. 4, е). Значения  $H_1$  и  $H_2$  показаны на рис. 3, а, б стрелками. Для образца № 1 с ростом  $T$  по мере приближения к  $T_{км}$  значение  $H_1$  уменьшается (рис. 3, а), а в окрестности  $T_{км}$  искажения ДС не наблюдаются

вообще. Для образца № 2 искажения движущейся ДС наблюдаются только при  $T > T_{\text{КММ}}$ , причем по мере приближения к точке КММ ( $T_{\text{КММ}} > T_{\text{КММ}}$ ) значение  $H_1$  уменьшается, уширение изображения ДС при  $H > H_2$  возрастает, а зависимость  $v(H)$  приобретает существенно нелинейный вид (рис. 3, б, кривая б). Следует отметить, что в полях, близких

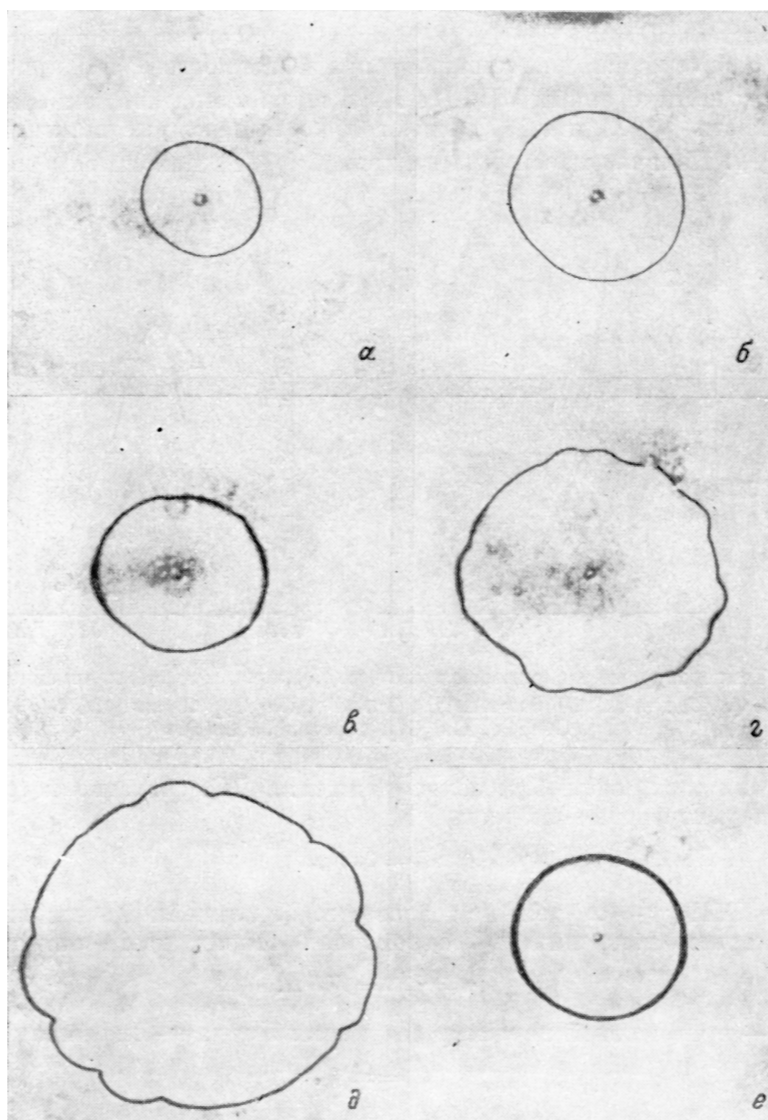


Рис. 4. Типичные микрофотографии ДС динамических ДОН при различных амплитудах импульсного магнитного поля  $H_n$  в различные моменты времени  $t$  при  $H_{\text{ок}}=203$  Э.  $H_n$  (Э),  $t$  (мкс): а — 337, 0.2; б — 337, 0.3; в — 426, 0.2; г — 426, 0.3; д — 426, 0.4; е — 525, 0.2 (образец № 3).

к порогу  $H_1$ , ДС переходит в состояние, характеризующееся более высоким значением дифференциальной подвижности, чем до появления искажений ДС. Дифференциальная подвижность при  $H > H_1$  в некоторых случаях превышала значение начальной линейной подвижности  $\mu^3$  (кривая 4 на рис. 3, а; кривая б на рис. 3, б).

Описанная особенность при движении ДС не может быть адекватно описана в рамках существующих моделей. Уширение изображения ДС и исчезновение ее искажений могут быть связаны с наклоном движущейся

ДС, который проявляется в достаточно сильном магнитном поле и является следствием неоднородности по толщине пленки ее основных магнитных параметров, в том числе эффективного значения гиромангнитного отношения  $\gamma$  и безразмерного параметра затухания Гильберта  $\alpha$ . В результате наклона ДС на ее поверхности появляются магнитные «заряды» и связанное с ними дополнительное размагничивающее поле, которое может приводить к подавлению неустойчивости ДС.

С помощью кривых  $v(H, T = \text{const})$ , аналогичных приведенным на рис. 3, а, б, были найдены температурные зависимости  $\mu^3$  и  $v_{\text{кр}}$  (рис. 5, а, б). Для всех исследованных МПФГ с КМИ выше комнатной температуры обе зависимости  $\mu^3(T)$  и  $v_{\text{кр}}(T)$  имеют ярко выраженные максимумы при  $T = T_{\text{КМИ}}$ . Наличие максимума на кривой  $v_{\text{кр}}(T)$  находится в полном со-

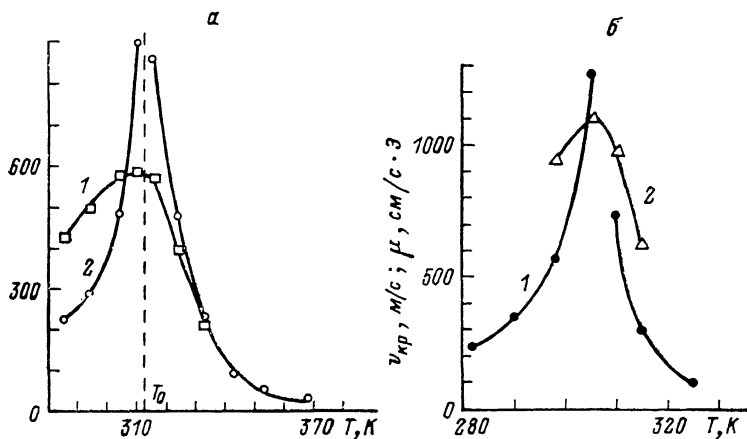


Рис. 5. Температурные зависимости критической скорости  $v_{\text{кр}}$  (1) и линейной подвижности ДС  $\mu^3$  (2) для МПФГ состава  $(\text{Bi}, \text{Tm})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ , образец № 1 (а) и  $(\text{Bi}, \text{Tm}, \text{Gd})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ , образец № 2 (б).

ответствии с одномерной моделью движения ДС, согласно которой предельная уокеровская скорость [1]

$$v_W = 2\pi M \gamma \Delta \quad (1)$$

в точке КМИ ( $\gamma \rightarrow \infty$ ) должна возрастать. Для линейной подвижности при стационарном движении ДС одномерная теория дает соотношение [2]

$$\mu = \gamma \Delta / \alpha = M \Delta / \Lambda, \quad (2)$$

где  $\Lambda$  — приведенный параметр затухания Ландау—Лифшица

$$\Lambda = aM / \gamma_0 \quad (3)$$

Считают, что  $\Lambda$  пропорционален скорости потери энергии при прецессии намагниченности и не зависит от  $4\pi M$  и  $\gamma$  [1, 3, 6, 7, 10, 14]. Исходя из этого, максимум на зависимости  $\mu^3(T)$  не должен наблюдаться. Наличие этого максимума свидетельствует о том, что при приближении к точке КМИ какие-то диссипативные механизмы при движении ДС «выключаются», что приводит к уменьшению  $\Lambda$  и росту линейной подвижности.

Количественное определение  $\gamma$  и  $\alpha$ , а также сопоставление экспериментальных значений  $v_{\text{кр}}$  и  $H_{\text{кр}}$  с уокеровской предельной скоростью  $v_W$  и уокеровским пороговым полем  $H_W$

$$H_W = 2\pi a M \quad (4)$$

было выполнено с помощью зависимости  $v(H)$  [6, 7, 10]. Основываясь на выводах одномерной модели и модели БЛ, считали, что подвижность ДС на втором линейном участке  $\mu^3$  определяется соотношением

$$\mu_0^3 = \mu a^2 (1 + \alpha^2)^{-1}. \quad (5)$$

Начальную подвижность  $\mu^0$  отождествляли с линейной подвижностью  $\mu$  при стационарном движении ДС. По экспериментальным данным  $\mu^0$  и  $\mu_0^0$  из соотношения (5) находили безразмерный параметр затухания Гильберта

$$\alpha = (\mu^3/\mu_0^0 - 1)^{-1/2}, \quad (6)$$

значения  $\alpha$  и  $4\pi M$  использовали для расчета значений  $H$  и

$$v_W = \mu^3 H_W = 2\pi M \alpha \mu^3. \quad (7)$$

Значения константы обменного взаимодействия  $A$ , которая определялась с помощью соотношения [15]

$$A = A_0 (T_N - T)/(T_{N_0} - T), \quad (8)$$

где  $A_0 = 4.15 \cdot 10^{-7}$  эрг/см,  $T_{N_0} = 560$  К, и толщины пленки  $h$  использовали для расчета порогового поля Слончевского [16]

$$H_p = 23.8 A^{1/2} \alpha / h \quad (9)$$

и соответствующей предельной скорости  $v_p = \mu^3 H_p$ . Определенные таким образом значения  $\alpha$ ,  $H_W$ ,  $v_W$ ,  $H_p$  и  $v_p$  приведены в табл. 2. Видно, что зна-

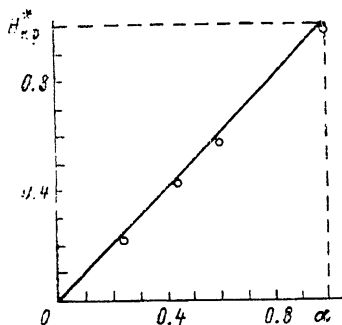


Рис. 6. Зависимости  $H_{кр}^*$  ( $\alpha$ ) для МПФГ состава  $(\text{Bi}, \text{Tm}, \text{Gd})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ .

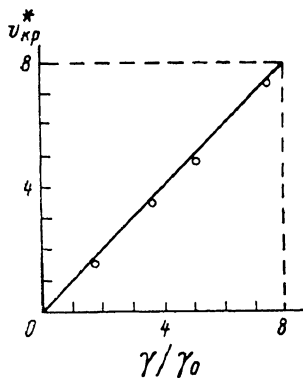


Рис. 7. Зависимости  $v_{кр}^*$  от  $\gamma/\gamma_0$  для МПФГ состава  $(\text{Bi}, \text{Tm}, \text{Gd})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ .

чения  $H_{кр}$  и  $v_{кр}$  с точностью не хуже 8 % совпадают с соответствующими уокеровскими значениями. В табл. 2 приведены также значения  $\gamma$ , рассчитанные с помощью соотношений (2) и (6).

На рис. 6 представлена зависимость нормированного критического поля

$$H_{кр}^* = H_{кр}/2\pi M \quad (10)$$

от  $\alpha$ , а на рис. 7 — зависимость нормированного значения критической скорости

$$v_{кр}^* = v_{кр}/(2\pi M \gamma_0 \Delta) \quad (11)$$

от  $\gamma/\gamma_0$ , где  $\gamma_0 = 1.76 \cdot 10^{-7}$  Э $\cdot$ с $^{-1}$ . Видно, что экспериментальные значения  $H_{кр}$  хорошо ложатся на теоретические прямые линии, имеющие наклон, равный 1, и проходящие через начало координат.

В табл. 2 приведены также значения гиромагнитного отношения  $\gamma$ , и параметра затухания  $\alpha_r$ , полученные по данным ферромагнитного резонанса (ФМР). Если расхождение эффективных значений гиромагнитного отношения, определенных двумя методами, находится в пределах ошибки определения  $\gamma$  по подвижности ДС ( $\sim 40\%$ ), то значения  $\alpha$ , полученные

из данных  $\mu^0$ , в 2—4 раза превышают значения, найденные по ширине линии ФМР. Заметим, что такое же значительное расхождение между параметрами затухания наблюдалось в [4].

Таким образом, в настоящей работе при исследовании динамики ДС в тулийсодержащих МПФГ в окрестности точки КМИ показано следующее.

1. Одномерная модель адекватно описывает динамику ДС только в непосредственной близости к точке КМИ, при этом экспериментальные значения критической скорости  $v_{кр}$  и поля  $H_{кр}$  в пределах точности измерений совпадают с соответствующими уокеровскими  $v_W$  и  $H_W$ .

Таблица 2

Динамические параметры МПФГ состава  $(Bi, Tm, Gd)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$  при  $T=293$  К

	Номер образца			
	4	5	6	7
$\mu^0$ , м/(с·Э)	9.00	9.60	10.00	...
$\mu_T^0$ , * м/(с·Э)	9.10	9.70	10.20	10.00
$\mu_0^0$ , м/(с·Э)	4.60	2.60	1.60	0.55
$\alpha$	1.02	0.61	0.44	0.24
$\gamma$ , $10^7$ Э <sup>-1</sup> ·с <sup>-1</sup>	13	9.0	6.4	3.0
$H_{кр}$ , Э	58	37	31	17
$H_W$ , Э	61	40	32	18
$H_p$ , Э	35	25	23	11
$v_{кр}$ , м/с	535	360	310	170
$v_W$ , м/с	549	384	320	180
$v_p$ , м/с	315	240	230	110
$\gamma_r$ , $10^7$ Э <sup>-1</sup> ·с <sup>-1</sup>	7.9	6.0	5.1	3.9
$\alpha_r$	0.31	0.22	0.17	0.15

\* Измерения проведены методом трансляционного продвижения ЦМД [17].

2. Температурные зависимости предельной скорости стационарного движения ДС  $v_{кр}$  и начальной подвижности ДС  $\mu^0$  имеют максимум при  $T=T_{КМИ}$ .

3. В полях  $H > H_{кр}$  в относительно узком ( $\sim 40$  Э) интервале продвигающих полей могут наблюдаться пространственные искажения движущейся ДС, которые появляются при достижении продвигающим полем определенного порогового значения  $H_1$ .

4. Исчезновение искажений ДС сопровождается уширением ее изображения и переходом в состояние, характеризующее более высоким значением дифференциальной подвижности, превышающим в некоторых случаях начальную линейную подвижность ДС.

В заключение авторы выражают благодарность Н. В. Васильевой и Н. А. Логинову за помощь при выращивании МПФГ.

### Список литературы

- [1] Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [2] Le Craw R. C., Blank S. L., Vella-Coleiro G. P. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 7. P. 402—404.
- [3] Vella-Coleiro G. P., Blank S. L., Le Craw R. C. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 12. P. 722—724.
- [4] Vella-Coleiro G. P. // IEEE Trans. Magn. 1977. V. MAG-13. N 5. P. 1163—1165.
- [5] Зоря В. И., Зуева И. Ю., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б., Тимошечкин М. И. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 7. С. 1381—1383.
- [6] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 12. С. 2350—2354.
- [7] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2658—2665.

- [8] Ohta N., Ikeda T., Ishida F. // J. Phys. Soc. Jap. 1977. V. 43. N. 2. P. 705—706.
- [9] Заболотная Н. В., Осико В. В., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б., Тимошечкин М. И. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 13. С. 788—792.
- [10] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 1. С. 34—37.
- [11] Логинов Н. А., Рандошкин В. В., Тимошечкин М. И. // Препринт ИОФАН, № 120. М., 1987. С. 1—30.
- [12] Логунов М. В., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ПТЭ. 1985. № 5. С. 247—248.
- [13] Ануфршев А. Н., Бондарь С. А., Кожухарь А. Ю., Кудряшкин И. Г., Лютюк Л. М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 3. С. 621—623.
- [14] Ikeda T., Ohta N., Shide F., Sugita Y. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 10. P. 5502-5507.
- [15] Slonczewski J. C., Malozemoff A. P., Giess E. A. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. N 8. P. 396—397.
- [16] Slonczewski J. C. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1759—1770.
- [17] Vella-Coleiro G. P., Tabor W. J. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 21. N 1. P. 7—8.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
20 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
30 августа 1989 г.