

©1995

## ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ СТЕНОК С ИЗЛУЧЕНИЕМ СПИНОВЫХ ВОЛН ПРИ РАЗНОМ ЗАТУХАНИИ

*В.В.Рандошкин*

Совместная хозрасчетная лаборатория «Магнитооптоэлектроника»  
института общей физики Российской академии наук  
при Мордовском государственном университете,  
430000, Саранск, Россия  
(Поступила в Редакцию 4 февраля 1995 г.  
В окончательной редакции 3 апреля 1995 г.)

Обсуждается форма зависимости скорости доменных стенок от действующего магнитного поля в монокристаллических пленках феррит-гранатов с одноосной магнитной анизотропией при разном затухании, включая диапазон полей, в котором имеет место излучение спиновых волн движущейся доменной стенки, приводящее к локальному вращению намагниченности перед ней, в том числе к генерации микродоменов.

Динамика доменных стенок (ДС) в одноосных магнитных пленках, в частности вид зависимости скорости ДС  $V$  от действующего магнитного поля  $H$  (амплитуды импульсного магнитного поля  $H_p$ ), определяется безразмерным параметром затухания Гильберта  $\alpha$   $^{[1-5]}$ . Чем меньше  $\alpha$ , тем выше начальная подвижность ДС

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

но ниже порог  $H_{cr}$  срыва ее стационарного движения. Здесь  $\gamma$  — эффективное значение гиромангнитного отношения,  $\Delta_0 = (AK_u)^{1/2}$  — параметр ширины ДС,  $A$  — константа обменного взаимодействия,  $K_u$  — константа одноосной магнитной анизотропии,  $\Lambda$  — приведенный параметр затухания Ландау–Лифшица, не зависящий в отличие от  $\alpha$  от других параметров материала, при этом

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

$4\pi M_s$  — намагниченность насыщения. Если пленка обладает повышенным эффективным значением гиромангнитного отношения и  $\alpha$  близко или выше единицы, то значение  $H_{cr}$  достигает уокеровского порога  $^{[6]}$

$$V_W = 2\pi\alpha M_s = 2\pi\Lambda\gamma, \quad (3)$$

а при  $\alpha \leq 10^{-1}$  значение  $H_{cr}$  в несколько раз меньше.

Пороговое поле срыва стационарного движения ДС в первом приближении по  $Q^{-1}$  ( $Q = H_K/4\pi M_s$  — фактор качества материала,  $H_K = 2K_u/M_s$  — поле одноосной магнитной анизотропии) не зависит от параметров одноосной магнитной анизотропии. Если безразмерный параметр затухания превышает единицу, то на кривой  $V(H)$  имеются два последовательно расположенных линейных участка, а при  $\alpha < 1$  между двумя линейными участками расположен нелинейный [3,5]. Подвижность ДС для первого линейного участка (начальная подвижность  $\mu$ ) и дифференциальная подвижность ДС  $\mu_{d.pr}$  для второго линейного участка связаны соотношением [1,7]

$$\mu_{d.pr} = \alpha\gamma\Delta_0(1 + \alpha^2)^{-1} = \mu\alpha^2(1 + \alpha^2)^{-1}. \quad (4)$$

В [8] при исследовании динамического коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) в монокристаллических пленках феррит-гранатов (МПФГ) состава  $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Gd}, \text{Yb})_3(\text{Fe}, \text{Ga}, \text{Al})_5\text{O}_{12}$ , выращенных на подложках  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (ГГГ) с ориентацией (111), с помощью метода электронно-оптической хронографии в полях, почти на два порядка величины превышающих порог (3), обнаружен участок кривой  $V(H_p)$ , на котором скорость ДС резко увеличивается с ростом импульсного магнитного поля (дифференциальная подвижность ДС для этого участка в несколько раз выше, чем для предыдущего). Аналогичный эффект имеет место в неимплантированных и ионно-имплантированных МПФГ составов  $(\text{Sm}, \text{Y})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  и  $(\text{Sm}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Ca})_3(\text{Fe}, \text{Ge})_5\text{O}_{12}$  на подложках ГГГ с ориентацией (111) [9]. При этом установлено, что ионная имплантация МПФГ приводит к снижению порогового поля перехода к участку с повышенной дифференциальной подвижностью. Этот факт позволяет сделать вывод о том, что в изменении динамического поведения ДС важную роль в отличие от срыва стационарного движения ДС играет магнитная анизотропия. Изображение ДС, соответствующей участку кривой  $V(H_p)$  с повышенной дифференциальной подвижностью, является уширенным (наблюдается «диффузная» ДС), поэтому было сделано предположение о локальном вращении намагниченности перед движущейся ДС.

В [10–16] при исследовании динамического расширения ЦМД и полюсовых магнитных доменов в МПФГ составов  $(\text{Bi}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ ,  $(\text{Bi}, \text{Tm})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ ,  $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Tm})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  и  $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Gd}, \text{Tb})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  на подложках ГГГ с ориентацией (111) обнаружен и изучен новый механизм движения ДС. Он заключается в том, что при превышении критической напряженности импульсного магнитного поля  $H_p^*$  локальные участки движущейся ДС за счет неоднородного вращения намагниченности генерируют опережающие ее так называемые «магнитные возмущения», изолированные друг от друга и представляющие собой несквозные магнитные образования. С течением времени такие возмущения, как правило, трансформируются в макродомены. В дальнейшем эти микродомены расширяются и, генерируя вокруг себя новые «магнитные возмущения», сливаются с исходным доменом. Поскольку скорость распространения «магнитных возмущений» существенно превосходит предельную скорость ДС, скорость перемещения границы раздела двух магнитных фаз может значительно превышать эту предельную скорость (эффект сверхпредельного движения).

В [12,13] утверждается, что именно генерация «магнитных возмущений» ответственна за диффузное уширение изображения ДС [17-23], которое является лишь кажущимся и связано только с низким пространственным разрешением и слабой контрастностью изображений доменов. Однако такой механизм формирования диффузной ДС не является единственно возможным. В [4,24], где исследовалась неоднородная по толщине МПФГ с повышенным  $\gamma$ , а ширина диффузной ДС вследствие этого достигала  $100 \mu\text{m}$  и более, пространственное и временное разрешение экспериментальной установки было вполне достаточным для регистрации микродоменов, если бы их генерация имела место. Однако она отсутствовала, но были обнаружены «ступеньки» на профиле наклонной ДС.

В [25-28] этот эффект генерации микродоменов перед движущейся ДС наблюдался и в случае, когда исходным является однородно намагниченное состояние (приложено постоянное магнитное поле смещения  $H_b$ ), а ДС зарождаются под действием перемагничивающего импульса. Как известно, такие ДС формируются с одинаковой хиральностью, т.е. не содержат блоховских линий [25,29-31]. Исследование большого числа образцов показало, что зарождение микродоменов происходит только в МПФГ с малым параметром затухания Гильберта  $\alpha$ , а при  $\alpha \geq 0.15$  оно не наблюдается. На этом основании сделан вывод о том, что эффект генерации микродоменов является чисто динамическим, а диссипативные процессы с малым временем релаксации препятствуют генерации микродоменов.

Для объяснения эффекта генерации микродоменов перед движущейся ДС использовался предложенный Ходенковым спин-волновой механизм [32]. Согласно этому механизму, в сильных действующих магнитных полях  $H$  (выше порога Уокера) векторы намагниченности в ДС прецессируют с частотой  $\gamma H$ , где  $\gamma$  — эффективное значение гиромагнитного отношения. В силу нелинейности системы прецессия намагниченности оказывается связанной со спин-волновыми частотами  $\omega(k)$  в глубине доменов [26]

$$n\gamma H = \omega(k), \quad (5)$$

где  $k$  — волновое число,  $n$  — порядок аягармонизма. Используя закон дисперсии спиновых волн (СВ)

$$\omega(k) = \gamma H_K \left\{ [(\Delta_0 k)^2 + 1 - H/H_K] [(\Delta_0 k)^2 + 1 - Q^{-1} - H/H_K] \right\}^{1/2}, \quad (6)$$

с учетом только  $n = 2$  в [26] мы получили следующие выражения для нижней  $H^*$  и верхней  $H^{**}$  границ диапазона изменения действующего магнитного поля, в котором имеет место генерация микродоменов перед движущейся ДС:

$$H^* \approx (H_K/3) [1 - (2Q)^{-1}], \quad (7)$$

$$H^{**} \approx 2H_K/3. \quad (8)$$

Для ширины  $\lambda$  области вблизи ДС, для которой справедливо представление о незатухающих СВ, в [26] получено следующее выражение:

$$\lambda \approx (2\pi\Delta_0/\alpha)(H_K/H) [3H/H_K + (2Q)^{-1} - 1]^{1/2}. \quad (9)$$

Для всех исследованных МПФГ измеренное в эксперименте [26] расстояние  $L$ , на которое от движущейся ДС удалены микродомены, удовлетворяло условию  $\lambda < L$ , причем по мере увеличения  $\alpha$  значение  $L$  уменьшалось.

В [4,27,28] путем варьирования поля одноосной магнитной анизотропии за счет изменения температуры в специально подобранных однородных МПФГ [33] с малым затуханием подтверждена справедливость соотношений (7), (9).

Проведенный анализ [34] результатов работ [10–16] позволил заключить, что они также подтверждают предложенную в [26] спин-волновую модель генерации микродоменов перед движущейся ДС.

Мы предположили, что спин-волновой механизм реализуется не только в МПФГ с малым затуханием, но и более широком классе материалов. В настоящей работе обсуждаются проявления указанного спин-волнового движения ДС в МПФГ с разным затуханием.

Для экспериментов были выбраны МПФГ следующих составов: I.  $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  [4,25–28,35], II.  $(\text{Sm}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Ca})_3(\text{Fe}, \text{Ge})_5\text{O}_{12}$  [9,29–31,36], III.  $(\text{Bi}, \text{Gd}, \text{Tm})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  [3,24,37–40], IV.  $(\text{Bi}, \text{Tm})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  [3,39–42], V.  $(\text{Bi}, \text{Yb})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  [43], VI.  $(\text{Bi}, \text{Tb})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  [44].

МПФГ систем I–V выращивали на подложках ГГГ с ориентацией (111), а пленки системы VI — на подложках  $(\text{Cd}, \text{Ca})_3(\text{Mg}, \text{Zr}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  (ГКМЦГГ) с ориентацией (111). При выборе образцов для исследований учитывали прежде всего влияние гранатообразующих компонентов на параметр затухания. С целью снижения вероятности образования нетрехвалентных ионов железа, вносящих значительное затухание, при жидкофазной эпитаксии мы использовали свинецсодержащий раствор-расплав [2,45–47].

Наименьшим затуханием обладали пленки системы I. По данным ферромагнитного резонанса (ФМР), они имели параметр затухания  $\alpha$  не более 0.01. Для повышения  $\alpha$  в состав МПФГ вводили быстрорелаксирующие редкоземельные ионы. В пленках системы II, нашедших наибольшее практическое применение в запоминающих устройствах на ЦМД [48], быстрорелаксирующими являются немагнитные ионы  $\text{Sm}^{3+}$ , а параметр затухания составляет 0.10–0.15. МПФГ остальных систем, содержащие быстрорелаксирующие магнитные редкоземельные ионы, обладали повышенным эффективным значением гиромагнитного отношения и за счет этого  $t$  повышенным значением  $\alpha$ . Параметр затухания  $\Lambda$  возрастает в ряду:  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Tb}^{3+}$  (при одинаковой концентрации в МПФГ этих ионов). В пленках систем III–V безразмерный параметр затухания при комнатной температуре находился в диапазоне от 0.1 до 1, а в пленках системы VI он превышал единицу. В МПФГ с повышенным эффективным значением гиромагнитного отношения значение  $\alpha$  варьировали изменением температуры.

Параметры образцов, свойства которых обсуждаются в данной работе, приведены в таблице. Здесь  $h$  — толщина пленки,  $l$  — характеристическая длина,  $H_0$  — поле коллапса ЦМД.

Для измерения скорости ДС использовали метод [49,50], в котором в качестве исходного в отличие от традиционных [48] было выбрано насыщенное состояние МПФГ. В эксперименте регистрировали движение ДС домена с обратной намагниченностью (ДОН), зарождающегося на дефекте в процессе действия каждого импульса магнитного

Параметры исследованных МПФГ  
с ориентацией (111) при комнатной температуре

Номер образца	Система	$h, \mu\text{m}$	$l, \mu\text{m}$	$H_0, \text{Oe}$	$4\pi M_s, \text{Gs}$	$H_K, \text{Oe}$
1	I	7.5	0.54	104	176	1130
2	I	5.8	0.52	101	184	1100
3	I	9.8	0.30	182	322	2400
4	II	6.5	0.60	105	193	970
5	III	4.8	0.65	63	135	740
6	III	15.6	1.20	86	152	1020
7	IV	3.8	1.18	33	124	2450
8	V	9.5	0.48	83	128	750
9	VI	9.0	0.18	345	446	1800
10	VI	6.6	0.20	200	277	2000
11	VI	2.5	0.24	180	352	2000

поля. Как следствие исключается неопределенность в структуре ДС, обусловленная предысторией образца. Более того, ДС зарождающихся ДОН имеют одинаковую хиральность [25,29]. Кроме того, зарождение ДОН и формирование его ДС обычно занимают достаточно большое время [51], превышающее длительность фронта импульса магнитного поля, поэтому доменная стенка ДОН не подвергается действию относительно слабых магнитных полей, при которых зарождение блоховских линий является выгодным [1]. Чтобы обеспечить постоянство действующего магнитного поля, измерения начинали, когда ДС удаляется от центра зародышеобразования на расстояние около 100  $\mu\text{m}$ .

На рис. 1 приведены фотографии динамических доменов, иллюстрирующие процесс генерации микродоменов в образце системы I с малым затуханием. Заметим, что при выращивании этого образца были приняты меры по взаимной компенсации изменений магнитострикционной и ростовой компонент магнитной анизотропии в переходном поверхностном слое, что обеспечило повышенную однородность МПФГ [52]. Видно, что искажения движущейся ДС нарастают со временем, причем искажения обусловлены не только генерацией микродоменов перед ДС, но и изгибными искривлениями по длине ДС. При этом микродомены, зародившиеся перед ДС, вызывают генерацию новых микродоменов, еще не слившись с исходной ДС (рис. 1, *c-e*). Наиболее ярко это проявляется в больших полях  $H$  (рис. 1, *f*). Если значение  $H$  ниже некоторого порога, то генерация микродоменов не наблюдается, однако имеют место изгибные искривления ДС (рис. 1, *b*). Микродомены в момент зарождения являются несквозными, поскольку на фотографиях, выполненных при фазовом контрасте (поляризатор и анализатор скрещены), они выглядят темными.

Мы полагаем, что СВ, излучаемые движущейся ДС, вызывают локальное вращение векторов намагниченности вблизи ДС. Именно такое вращение является первой стадией зарождения микродоменов. Локальный характер генерации микродоменов перед искривленной движущейся ДС, по-видимому, объясняется наложением (интерференцией) СВ, излучаемых такой ДС.

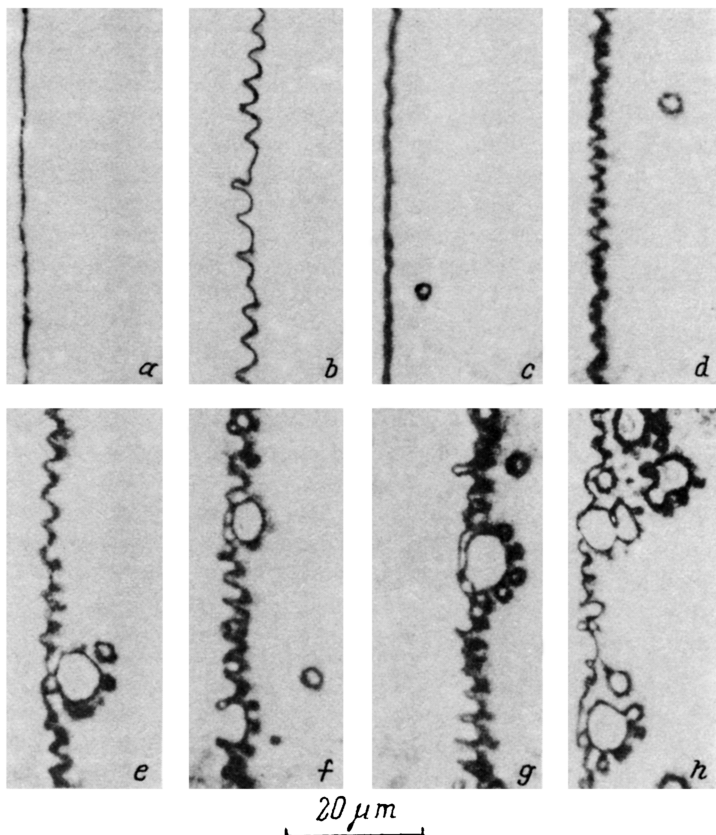


Рис. 1. Изображение движущейся ДС в МПФГ  $(\text{Bi, Y, Lu})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  при различном действующем магнитном поле  $H = 170$  (a, b), 335 (c-g) и 421 Oe (h) в разные моменты времени  $t = 0.2$  (a, c), 0.3 (d), 0.4 (e), 0.5 (f, h) и 0.7  $\mu\text{s}$  (b, g) при  $H_s = 270$  Oe (образец № 2).

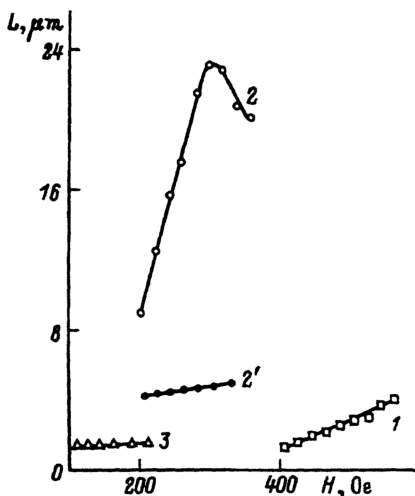


Рис. 2. Зависимости удаления  $L$  генерируемых движущейся ДС микродоменов от действующего магнитного поля  $H$  для разных образцов.

1 — № 1, 2 — № 2, 3 — № 5.

В эксперименте также измеряли максимальное удаление  $L$  микродоменов от порождающей их ДС. Типичные зависимости  $L(H)$  приведены на рис. 2. Для образца № 2 (см. таблицу) наблюдался большой разброс значений  $L$ , поэтому определяли максимальное и минимальное удаление микродоменов от ДС (кривые 2 и 2' соответственно). Для всех кривых, кроме кривой 2, величина  $L$  увеличивается с ростом  $H$  и достигает максимума вблизи верхней границы диапазона, в котором происходит генерация микродоменов. Если, следуя [26], в расчетные соотношения подставлять значения поля одноосной магнитной анизотропии, измеренные для переходного поверхностного слоя с пониженной анизотропией, то указанная верхняя граница, найденная в эксперименте, находится в полном согласии с соотношением (9). Наличие максимума на кривой 2 (рис. 2) может быть связано с тем, что в зарождении доменов принимает участие не только исходная ДС, но и ранее сформировавшиеся микродомены (рис. 1).

Схема механизмов движения ДС при увеличении действующего магнитного поля отражается и на виде кривой  $V(H)$  (рис. 3). На первом регистрируемом в эксперименте участке кривой  $V(H)$  (при  $H \approx 80 \div 250$  Ое) скорость ДС слабо увеличивается с ростом  $H$  (соответствующая этому участку дифференциальная подвижность  $\mu_{d.pr} > 0$ ), а движущаяся ДС остается плоской (первый линейный участок, характеризующийся подвижностью  $\mu$ , в эксперименте не наблюдается из-за низкого значения  $H_W$ , не превышающего 20е). Движению ДС, по длине которой наблюдаются изгибные искривления (рис. 1, б), соответствует участок кривой  $V(H)$  (рис. 3), который характеризуется отрицательной дифференциальной подвижностью  $\mu_{d.n}$  (при  $H \approx 250 \div 540$  Ое). Генерации микродоменов перед движущейся ДС (рис. 1, с-г), когда, по существу, регистрируется не скорость исходной ДС, а скорость перемещения фронта перемагниченной области [12,13], соответствует участок зависимости  $V(H)$  (кривая 1 на рис. 3), на котором скорость  $V$  резко возрастает при увеличении действующего магнитного поля (при  $H \approx 540 \div 920$  Ое). Появление максимума на этой кривой  $V(H)$  при больших  $H$  (при  $H \approx 920$  Ое) и последнего участка с отрицательной дифференциальной подвижностью (при  $H \approx 920 \div 1020$  Ое) обусловлено теми же причинами, что и максимум на кривой  $L(H)$  (рис. 2). Заметим, что из-за сильной одноосной магнитной анизотропии и относительно высокой намагниченности насыщения исследуемого образца измерения (рис. 3) проводились при температуре  $T = 383$  К.

Изменение механизма движения ДС путем «выключения» механизма генерации микродоменов перед движущейся ДС приводит к появлению ступеньки на кривой импульсного перемагничивания (КИП)  $\tau^{-1}(H)$  (кривая 2 на рис. 3). Здесь  $\tau$  — время перемагничивания МПФГ. Заметим, что в отличие от [53,54] ступенька наблюдается не для неоднородных МПФГ с ярко выраженным переходным поверхностным слоем, обладающим пониженной магнитной анизотропией, а для однородной пленки, в которой такой слой практически отсутствовал, если она обладает малым затуханием. Следующему за ступенькой участку КИП (кривая 2 на рис. 3) при  $H \approx 1020 \div 1200$  Ое соответствует безакти-

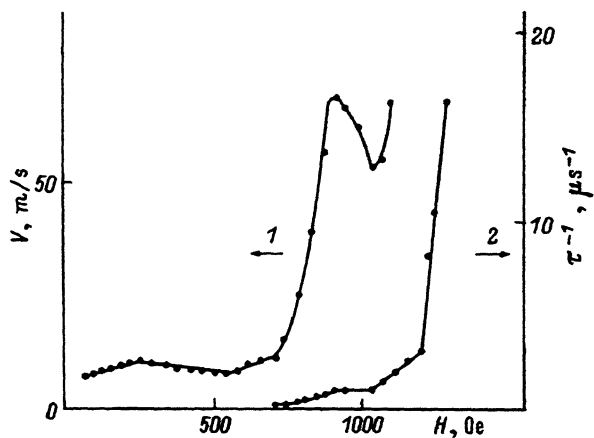


Рис. 3. Зависимость скорости расширения ДОН  $V$  от действующего магнитного поля  $H(t)$  и кривая импульсного перемагничивания  $\tau^{-1}(H)$  (2) при  $T = 383$  К для МПФГ  $(\text{Bi, Y, Lu})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  (образец № 3).

вагонное (термофлуктуационное) зарождение ДОН по всей площади МПФГ, при котором центры зародышеобразования не связаны с дефектами, а их местоположение меняется от импульса к импульсу. Началу действия этого механизма соответствует последний участок на кривой  $V(H)$  (кривая 1 на рис. 3) при  $H \approx 1020 \div 1070$  Ое. Последнему линейному участку КИП (кривая 2 на рис. 3) соответствует механизм перемагничивания, протекающий путем вращения векторов намагниченности без какого-либо видимого структурирования по площади пленки. При этом, естественно, никакие ДС не формируются.

Мерой интенсивности протекания процесса локального вращения намагниченности перед движущейся ДС может служить отношение дифференциальных подвижностей, соответствующих нестационарному движению ДС, когда имеет место такое вращение ( $\mu_{d.rot}$ ) и когда ДС не испытывает искажений ( $\mu_{d.pr}$ ). Для кривой 1 на рис. 3 получаем  $\mu_{d.rot} \approx 45$  см/(с · Ое) и  $\mu_{d.pr} \approx 1.9$  см/(с · Ое), т. е.  $\mu_{d.rot}/\mu_{d.pr} \approx 23.5$ .

На рис. 4 приведены типичные зависимости  $V(H)$  для МПФГ системы II, измеренные при двух значениях температуры. Из-за низкого

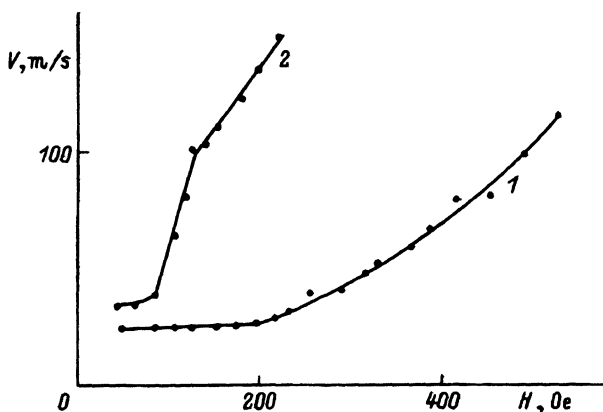


Рис. 4. Зависимости скорости ДС  $V$  от действующего магнитного поля  $H$  для МПФГ  $(\text{Sm, Y, Lu, Ca})_3(\text{Fe, Ge})_5\text{O}_{12}$  (образец № 4) при различных температурах.  $T$  (К): 1 — 293, 2 — 378.



порогового поля срыва стационарного движения ДС начальный линейный участок на кривой  $V(H)$  не наблюдается (как и на рис. 3). На обеих приведенных кривых (рис. 4) за участком «насыщения» скорости ДС следует участок, где  $V$  резко увеличивается с ростом  $H$ . Отношение  $\mu_{d,rot}/\mu_{d,pr}$  составляет  $\sim 20.8$  и  $\sim 20.5$  для кривых 1 и 2 соответственно, что ниже, чем для кривой 1 на рис. 3. Это коррелирует с повышением параметра затухания из-за введения в состав МПФГ быстрорелаксирующих ионов  $Sm^{3+}$ . При этом соответствующие значения  $\mu_{d,rot}$  равны  $\sim 33.3$  и  $\sim 190.7$  см/(с · Ое). Различие значений  $\mu_{d,rot}$  при двух температурах обусловлено тем, что в Sm-содержащих МПФГ безразмерный параметр затухания, определенный по данным ФМР, монотонно снижается с температурой (исключая диапазон вблизи температуры Нееля) [36]. Следовательно, глубина затухания СВ и ширина области, где имеет место процесс локального вращения намагниченности, увеличиваются с ростом температуры.

К сожалению, слабый контраст изображения доменов (из-за отсутствия висмута в составе МПФГ) относительно малый их размер не позволяют провести детальное исследование процесса вращения намагниченности перед движущейся ДС для пленок этой системы. Однако во всех случаях участку кривой с повышенной дифференциальной подвижностью соответствовало уширенное изображение движущейся ДС, хотя генерация микродоменов перед ней не наблюдалась.

Более детально искажение ДС при движении удалось исследовать в Tm-содержащих МПФГ (системы III и IV), где безразмерный параметр затухания варьировали изменением температуры вблизи точки компенсации момента импульса (КМИ).

На рис. 5 приведены зависимости  $V(H)$  при разных температурах для пленки системы III. На кривых 3–5 наблюдается начальный линейный участок зависимости  $V(H)$ , характеризуемый подвижностью  $\mu$ . Для других кривых  $V(H)$  на рис. 5 он отсутствует, поскольку пороговое поле зарождения ДОН превышало значение  $H_{cr}$ . На этом кривая 4 состоит только из двух (линейных) участков, тогда как на кривой 3 линейные участки разделены нелинейным. КМИ для данного образца имеет место при  $T_{амс} = 305$  К (точка КМИ), поэтому эффективное значение  $\gamma$  и, следовательно, значение  $\alpha$ , характеризующие соответствующие зависимости на рис. 5, в ряду кривых 1–4 увеличиваются, а в ряду кривых 4–6 уменьшаются. Наличие только двух линейных участков на кривой 4, первый из которых проходит через начало координат, свидетельствует о том, что ей соответствует значение  $\alpha > 1$  [5]. При этом второй линейный участок на кривой 4, несмотря на его сильный наклон, является участком «насыщения» скорости ДС, движущейся в режиме свободной прецессии [1]. Кривые 1, 2 на рис. 5 также можно аппроксимировать двумя линейными участками, однако первый из них, как и на рис. 3, 4, не проходит через начало координат и, следовательно, не может соответствовать стационарному движению ДС. Сравнение кривых 1, 2 и 3 позволяет заключить, что при указанной аппроксимации первый из регистрируемых в эксперименте участков на кривых 1, 2 является «нелинейным» (аналогичным нелинейному участку, расположенному между двумя линейными на кривой 3), а вторые линейные участки — участками «насыщения» скорости ДС, соответствующими ее движению в режиме свободной прецессии.

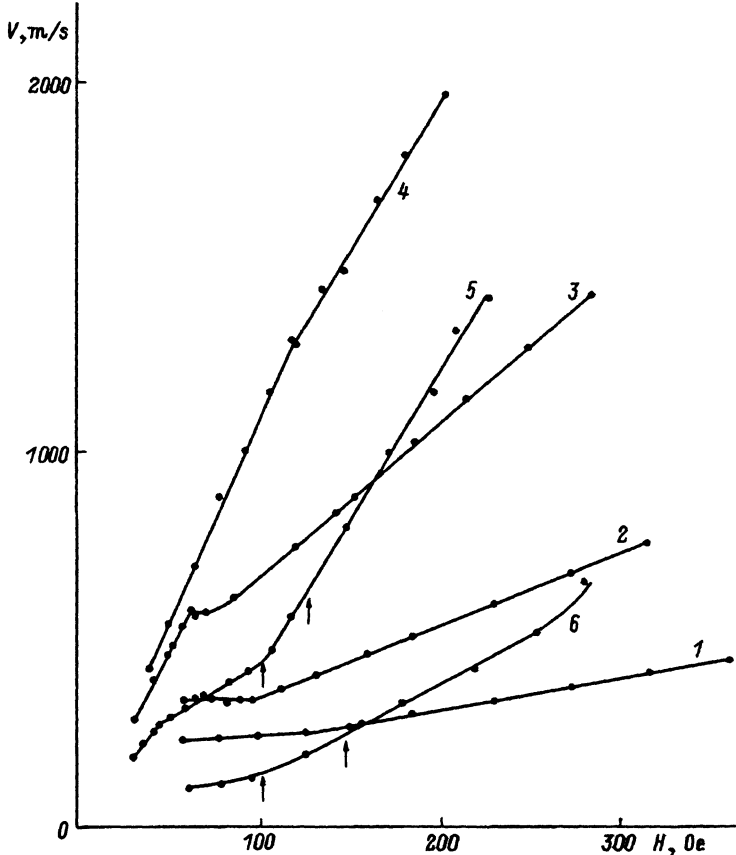


Рис. 5. Зависимости скорости ДС  $V$  от действующего магнитного поля  $H$  для МПФГ  $(\text{Bi, Cd, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  (образец № 6) при различных температурах.  $T$  (К): 1 — 282, 2 — 290, 3 — 298, 4 — 306, 5 — 315, 6 — 325. Из двух стрелок, указывающих на кривые  $V(H)$ , первая относится к  $H_1$ , а вторая — к  $H_2$ .

Участок с повышенной дифференциальной подвижностью на кривой  $V(H)$  для МПФГ системы III проявляется только выше точки КМИ (кривые 5, 6 на рис. 5). Наблюдение динамической доменной структуры показало, что началу этого участка при  $H = H_1$  соответствует появление локальных пространственных искажений движущейся ДС (ср. рис. 6, а и б). В поле  $H_2 = H_1 + \Delta H$  они исчезают, сопровождаясь уширением изображения ДС (ср. рис. 6, а и б). Значения полей  $H_1$  и  $H_2$  показаны на рис. 5 стрелками. По мере приближения к точке компенсации магнитного момента (КММ), которая в МПФГ системы IV находилась выше точки КМИ, уширение изображения ДС при  $H > H_2$  возрастает, а зависимость  $V(H)$  приобретает существенно нелинейный вид (кривая 6 на рис. 5). Дифференциальная подвижность при  $H > H_1$  в некоторых случаях превышает начальную линейную подвижность (кривая 5 на рис. 5). Заметим, что искажения движущейся ДС проявляются в достаточно узком интервале действующих магнитных полей ( $\Delta H \leq 50$  Oe).

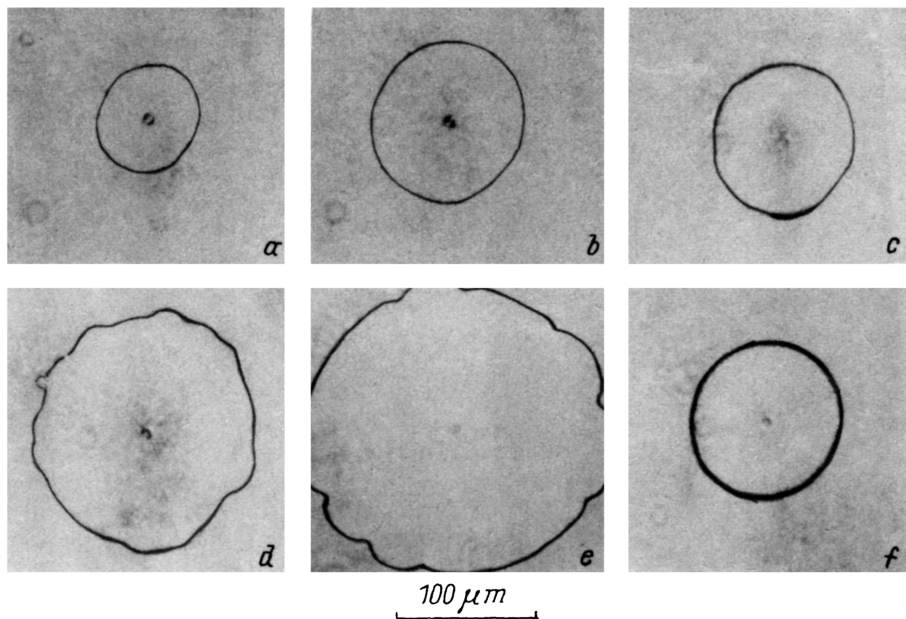


Рис. 6. Микрофотографии ДС динамических ДОН в МПФГ  $(\text{Bi, Cd, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  (образец № 6) при различном действующем магнитном поле  $H = 134$  (a, b), 223 (c-e) и 322 Oe (f) в различные моменты времени  $t = 0.2$  (a, c, f), 0.3 (b, d) и  $0.4 \mu\text{s}$  (e).

Отсутствие генерации микродоменов перед движущейся ДС в Tm-содержащих МПФГ можно объяснить быстрым затуханием СВ по мере удаления от излучающих их ДС. В связи с этим наибольшей амплитудой обладают СВ непосредственно вблизи ДС, а на удалении от ДС даже в случае наложения СВ их суммарная амплитуда ниже. В пленках с малым затуханием амплитуда СВ по мере удаления от ДС изменяется достаточно слабо, поэтому в случае наложения СВ их суммарная амплитуда будет выше, чем непосредственно вблизи ДС. Как следствие именно в пучностях интерференционной картины происходит зарождение микродоменов (рис. 1, b-f), удаленных от ДС на некоторое расстояние (рис. 2).

В МПФГ с большим затуханием условия для локального вращения намагниченности создаются прежде всего непосредственно вблизи ДС, поэтому изображение ДС становится уширенным (рис. 6, c), причем уширение тем сильнее, чем меньше  $\alpha$ . В частности, именно этим объясняется возрастание уширения ДС по мере приближения к точке КММ, поскольку одновременно уменьшаются эффективное значение гиромагнитного отношения и, как следует из соотношения (2), безразмерный параметр затухания.

Кривая 5 (рис. 5) по форме весьма похожа на кривую 3, однако, по сути, аналогичными на них являются только начальные линейные участки, проходящие через начало координат и соответствующие стационарному движению ДС. Остальные «похожие» участки на кривых 3 и 5 отражают принципиально разную динамику ДС, что подтверждается наблюдением динамической ДС (рис. 6). Последнему протяжен-

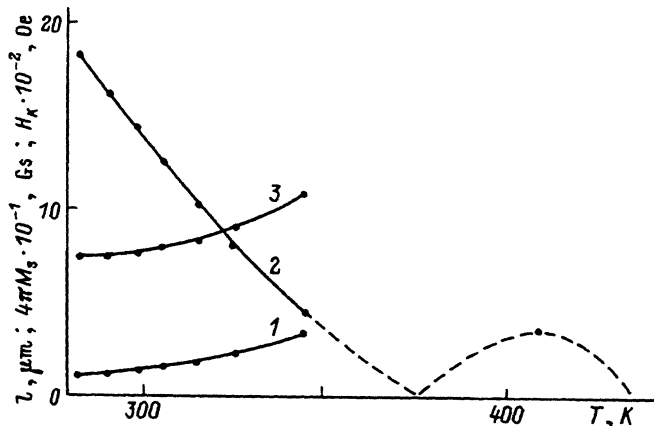


Рис. 7. Температурные зависимости характеристической длины  $l$  (1), намагниченности насыщения  $4\pi M_s$  (2) и поля одноосной магнитной анизотропии  $H_K$  (3) для МПФГ  $(\text{Bi, Cd, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  (образец № 6).

ному линейному участку на кривой 5 (рис. 5) соответствует уширенное изображение ДС (рис. 6, с), тогда как аналогичному последнему участку на кривой 3 — обычная ДС (рис. 6, а). В связи с этим последнему участку на кривой 5 соответствует механизм движения ДС, сопровождаемого локальным вращением намагниченности перед ней, тогда как последнему участку на кривой 3 соответствует механизм движения ДС в режиме свободной прецессии. Сказанное в полной мере относится и к кривым 2, 6 на рис. 5, которые также на первый взгляд очень похожи.

Отношение  $\mu_{d,rot}/\mu_{d,pr}$  составляет  $\sim 3.6$  и  $\sim 4.6$  для кривых 5 и 6 соответственно (рис. 5), а соответствующие значения  $\mu_{d,rot}$  равны  $\sim 920$  и  $\sim 260$  см/(с · Ое).

Возникает вопрос: почему на кривых 1–4 (рис. 5) отсутствует участок с повышенной дифференциальной подвижностью, а на кривых 5, 6, полученных при более высокой температуре, он имеет место. Это тем более удивительно, что поле одноосной магнитной анизотропии в исследуемом образце растет с температурой (рис. 7).

Первой причиной этого, как уже отмечалось, может быть то, что значение  $\gamma$  по мере удаления от точки КМИ в сторону больших температур уменьшается до нуля, а по мере удаления в сторону меньших температур уменьшается, стремясь к конечному значению.

Второй причиной может быть сильное снижение поля одноосной магнитной анизотропии в переходном поверхностном слое с пониженной анизотропией, ответственным за локальное вращение намагниченности вблизи движущейся ДС, по мере удаления от точки КМИ. На важную роль этого слоя указывает тот факт, что пороговое поле перехода к участку кривой  $V(H)$  с повышенной дифференциальной подвижностью (кривые 5, 6 на рис. 5) существенно меньше, чем  $H_K/3$  (значения  $H_K$  для основного слоя пленки при разных температурах приведены на рис. 7). Уменьшение содержания  $\text{Bi}^{3+}$  в переходном поверхностном слое компенсируется прежде всего увеличением содержания  $\text{Cd}^{3+}$  (более крупного иона, чем  $\text{Tm}^{3+}$ ). Поскольку  $\text{Cd}^{3+}$  обладает наибольшим магнитным моментом среди редкоземельных ионов, то изменение

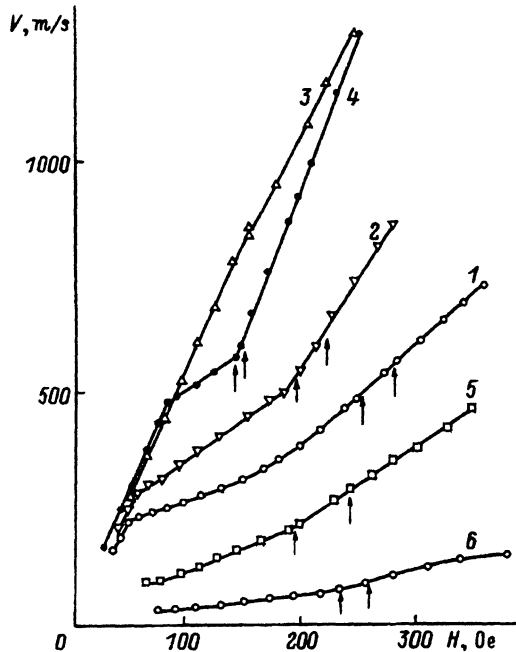


Рис. 8. Зависимости скорости ДС  $V$  от действующего магнитного поля  $H$  для МПФГ  $(\text{Bi, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  (образец № 7) при различных температурах.  $T$  (K): 1 — 285, 2 — 294, 3 — 304, 4 — 315, 5 — 343, 6 — 368. Из двух стрелок, указывающих на кривые  $V(H)$ , первая относится к  $H_1$ , в вторая — к  $H_2$ .

его содержания приводит к смещению положения точки КММ, сильному изменению намагниченности насыщения и как следствие изменению  $H_K$ .

В непосредственной близости от точки КММ, где  $\gamma$  велико, при относительно низком  $\Lambda$  (в частности, в Tm-содержащих МПФГ) процесс локального вращения намагниченности может маскироваться вследствие быстрого перемещения ДС. Из-за этого, например, при перемагничивании вблизи КМИ начальный этап зарождения ДОН локальным вращением намагниченности является более длительным, чем этап завершения перемагничивания движением ДС [54]. В МПФГ с большим  $\gamma$  и малым  $\Lambda$  области вблизи ДС, где имеет место процесс локального вращения намагниченности, быстро «поглощаются» движущейся с высокой скоростью стенкой, поэтому уширение изображения ДС не наблюдается, а на кривой  $V(H)$  отсутствует участок с повышенной дифференциальной подвижностью. При изменении температуры всего на 20 К скорость ДС в Tm-содержащих МПФГ вблизи КМИ уменьшается более, чем на порядок, поэтому уширение изображения ДС становится заметным, а на кривой  $V(H)$  появляется участок с повышенной дифференциальной подвижностью.

Кривые  $V(H)$  при разных температурах для МПФГ системы IV показаны на рис. 8. Видно, что только кривая 3 не имеет участка с повышенной дифференциальной подвижностью, причем по сравнению с другими температура, при которой получена эта кривая, ближе всего к точке КМИ (для данного образца  $T_{атс} = 313$  К). Это, как и для МПФГ системы III, связано с малой глубиной затухания СВ (см. соотношение (9)) и высокой скоростью ДС.

На остальных кривых (рис. 8) в больших полях появляется дополнительный (линейный или нелинейный) участок, характеризующийся

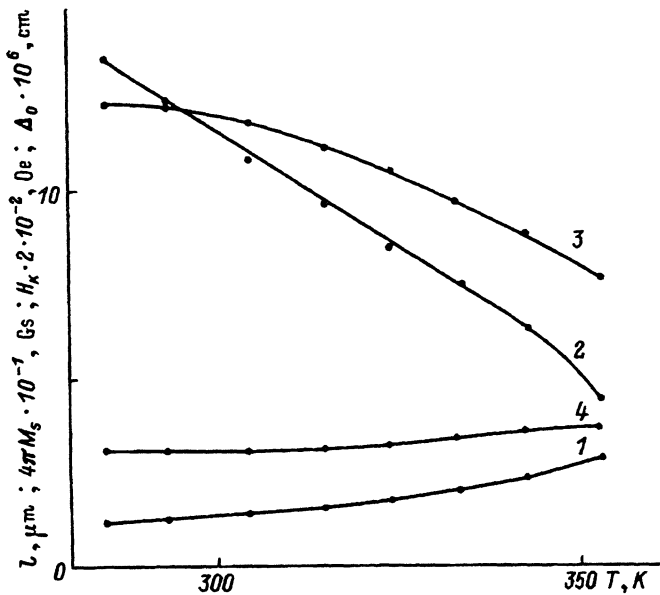


Рис. 9. Температурные зависимости характеристической длины  $l$  (1), намагниченности насыщения  $4\pi M_s$  (2), поля одноосной магнитной анизотропии  $H_K$  (3) и параметра ширины ДС  $\Delta_0$  (4) для МПФГ  $(\text{Bi, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  (образец № 7).

более высокой дифференциальной подвижностью, чем предшествующий ему линейный участок. В частности, для кривой 4 на рис. 8 эта подвижность превышает начальную.

Отличие пленок системы IV от пленок системы III состоит в отсутствии в составе первых Cd и наличии положения точки КММ не выше, а ниже точки КМИ. Как следствие как  $H_K$ , так и  $4\pi M_s$  в пленках системы IV уменьшаются с температурой (рис. 9), причем изменение намагниченности насыщения менее резкое, чем в Cd-содержащих МПФГ (рис. 7).

Для МПФГ системы IV, как и для пленок системы III, началу участка с повышенной дифференциальной подвижностью соответствует появление локальных пространственных искажений движущейся ДС. Значения полей  $H_1$  и  $H_2$  показаны на рис. 8 стрелками. Заметим, что значение  $H_1$  тем ниже, чем ближе температура к точке КМИ. Кривой 4, где нет участка с повышенной дифференциальной подвижностью, соответствует отсутствие искажений и уширения изображения ДС.

Отношение  $\mu_{d,rot}/\mu_{d,pr}$  составляет  $\sim 3.7$ ,  $\sim 2.4$ ,  $\sim 2.2$ ,  $\sim 1.7$  и  $\sim 2.5$  для кривых 1, 2, 4, 5 и 6 соответственно (рис. 9), а соответствующие значения  $\mu_{d,rot}$  равны  $\sim 680$ ,  $\sim 390$ ,  $\sim 220$ ,  $\sim 170$  и  $\sim 75 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$ .

На рис. 10 приведена зависимость  $V(H)$  для МПФГ системы V. Наличие на этой кривой достаточно протяженного начального участка с линейной зависимостью  $V$  от  $H$ , проходящего через начало координат, свидетельствует о близости КМИ. Относительно невысокое значение  $H_K$  вблизи КМИ в Yb-содержащих МПФГ не позволяет провести исследование динамики ДС в столь же широком диапазоне полей  $H$ , как и для Tm-содержащих пленок. Тем не менее при  $H > 110 \text{ Oe}$  дифферен-

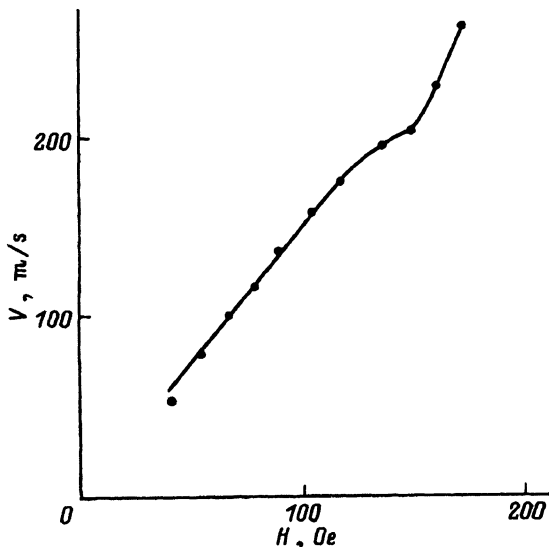


Рис. 10. Зависимости скорости ДС  $V$  от действующего магнитного поля  $H$  для МПФГ  $(\text{Bi, Yb})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  при  $T = 293 \text{ K}$  (образец № 8).

циальная подвижность ДС снижается (имеет место участок насыщения). Далее при  $H \approx 160 \text{ Oe}$  в узком диапазоне полей шириной  $10\text{--}20 \text{ Oe}$  для имеют место локальные искажения формы движущейся ДС, аналогичные наблюдающимся для Тм-содержащих пленок (рис. 6, b), но менее ярко выраженные. При этом дифференциальная подвижность резко возрастает, превышая начальную (рис. 10), а изображение ДС уширяется. Значения  $\mu_{d.rot}$  и  $\mu_{d.rot}/\mu_{d.pr}$  для Yb-содержащей МПФГ составляют  $\sim 290 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$  и  $\sim 2.3$  соответственно.

Среди быстрорелаксирующих редкоземельных ионов  $\text{Tb}^{3+}$  обладает наибольшим магнитным моментом, что позволяет получить максимальную намагниченность насыщения в точке КМИ. На рис. 11 приведены типичные кривые  $V(H)$  для МПФГ системы VI. На всех этих кривых имеется достаточно протяженный начальный участок с линейной зависимостью  $V$  от  $H$ , проходящий через начало координат, что свидетельствует о близости точки КМИ. Tb-содержащие пленки среди исследованных обладают наименьшим значением  $\mu$ , поскольку ионы  $\text{Tb}^{3+}$  вносят наибольшее затухание. Как следствие срыв стационарного движения ДС не достигается, а участок «насыщения» скорости ДС отсутствует. Тем не менее на кривых 3, 4 (рис. 11) наблюдается участок, дифференциальная подвижность ДС для которого выше, чем для предыдущего участка. Важно, что этот участок для Tb-содержащих пленок (рис. 11) в отличие от пленок других составов (рис. 3–5, 8) следует за начальным линейным участком. Это обусловлено тем, что излучение СВ движущейся ДС не связано со срывом ее стационарного движения. Значения  $\mu_{d.rot}$  и  $\mu_{d.rot}/\mu$  (значения  $\mu_{d.rot}/\mu_{d.pr}$  для Tb-содержащих пленок определить невозможно) составляют соответственно  $\sim 85 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$  и  $\sim 1.27$  для кривой 3 и  $\sim 43 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$  и  $\sim 1.28$  для кривой 4 (рис. 11).

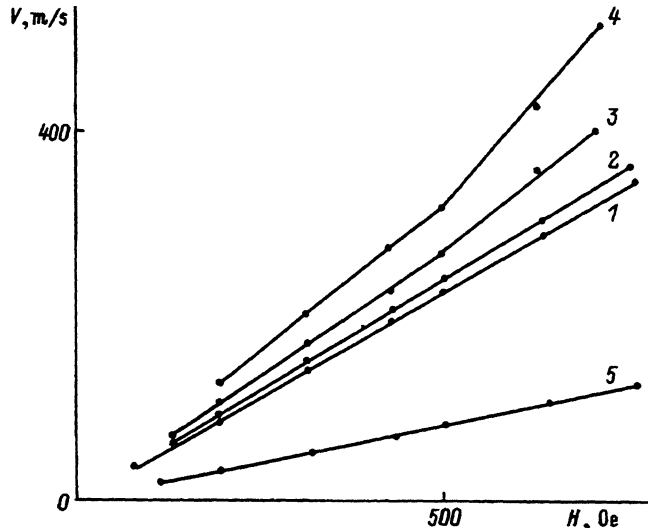


Рис. 11. Зависимости скорости ДС  $V$  от действующего магнитного поля  $H$  в МПФГ  $(\text{Bi, Tb})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  для образцов № 9(1), № 10(2-4) и № 11(5) при различных температурах.  
 $T(\text{K})$ : 1, 2 — 288, 3 — 333, 4 — 373, 5 — 293.

В отличие от  $\text{Tm}$ - и  $\text{Yb}$ -содержащих пленок для МПФГ системы VI локальных искажений формы ДОН и уширения изображения ДС в пределах точности эксперимента обнаружено не было. По-видимому, причинами этого являются относительно малый размер доменов вблизи точки КМИ и большое затухание. Однако из-за малой скорости ДС даже при невидимых ее искажениях участок с повышенной дифференциальной подвижностью на кривой  $V(H)$  (в отличие от пленок систем III и IV) вблизи КМИ наблюдается.

Таким образом, сравнение конфигураций динамических доменных структур и формы кривых  $V(H)$  в одноосных МПФГ с разными значениями безразмерного параметра затухания, начиная от пленок, не содержащих быстрорелаксирующих ионов, где  $\alpha \leq 10^{-2}$ , и заканчивая пленками вблизи КМИ, содержащими в значительном количестве быстрорелаксирующие редкоземельные магнитные ионы, где  $\alpha \gg 1$ , позволяет сделать следующие выводы.

1) Движение ДС, сопровождаемое локальным вращением намагниченности перед ней, является общим механизмом движения ДС в одноосных МПФГ с разным затуханием.

2) Локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС в пленках с малым параметром затухания в конфигурации динамической доменной структуры проявляется как генерация микродоменов, а в пленках с большим затуханием — как уширение изображения ДС, тем меньше, чем выше параметр затухания.

3) Локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС на зависимости скорости ДС от действующего магнитного поля проявляется в виде участка, дифференциальная подвижность для которого выше, чем для предыдущего участка, причем различие значений дифференциальной подвижности для этих участков тем больше, чем ниже параметр затухания.



4) Местоположение участка с повышенной дифференциальной подвижностью на кривой  $V(H)$  определяется одноосной магнитной анизотропией, при этом он может следовать и за начальным линейным участком, соответствующим стационарному движению ДС, и за участком «насыщения» скорости ДС, соответствующим движению ДС в режиме свободной прецессии, и за нелинейным участком, в том числе с отрицательной дифференциальной подвижностью, которому соответствует наличие изгибных искривлений ДС.

5) Локальное вращение намагниченности перед ДС вызывается СВ, излучаемыми движущейся ДС.

В заключение автор выражает свою искреннюю благодарность Н.В.Васильевой, В.Н.Лудорову, В.В.Ефремову и В.И.Чани за помощь при выращивании МПФГ, М.В.Логуну, А.Ф.Мартынову, Ю.Н.Сажину и В.Б.Сигачеву за помощь при проведении экспериментов, а также Г.Е.Ходенкову за полезные дискуссии.

### Список литературы

- [1] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами / Пер. с англ. М. (1982). 382 с.
- [2] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М. (1990). 320 с.
- [3] Рандошкин В.В. Магнитооптические пленки феррит-гранатов и их применение. М. (1992). С. 49–107 (Труды ИОФАН. Т. 35).
- [4] Логунов М.В., Рандошкин В.В. Магнитооптические пленки феррит-гранатов и их применение. М. (1992). С. 107–122. (Труды ИОФАН. Т. 35).
- [5] Рандошкин В.В. ФТТ (в печати).
- [6] Walker L.R. Не опубликовано. Прочит.: Dillon J.F., jr. В кн.: Magnetism / Ed. G.T. Rado, H. Suhl. N.Y. (1963). V. 3. P. 450–453.
- [7] Slonczewski J.C. J. Appl. Phys. **44**, 4, 1759 (1974).
- [8] Телеснин Р.В., Зимачева С.М., Рандошкин В.В. ФТТ **19**, 3, 909 (1977).
- [9] Мартынов А.Ф., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. Письма в ЖТФ **8**, 13, 803 (1982).
- [10] Иванов Л.П., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А. Препринт физ. фак. МГУ (1982). № 4/1982. 5 с.
- [11] Иванов Л.П., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А. Изв. вузов. Радиоэлектроника. **25**, 8, 99 (1982).
- [12] Иванов Л.П., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А. ЖЭТФ **34**, 3, 1006 (1983).
- [13] Иванов Л.П., Лисовский Ф.В., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А. Физика многочастичных систем. Киев (1984). В. 6, с. 76–98.
- [14] Балбашов А.М., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А., Шабаева Е.П. Письма в ЖТФ **13**, 4, 231 (1987).
- [15] Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А., Никитин Н.И., Розанова Т.Б., Трофимов В.А. ЖТФ **59**, 7, 178 (1989).
- [16] Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А., Розанова Т.Б. ЖТФ **60**, 7, 186 (1990).
- [17] Zimmer G.J., Morris T.M., Vural K., Humphrey F.V. Appl. Phys. Lett. **25**, 12, 750 (1974).
- [18] Иванов Л.П., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. ФТТ **21**, 6, 1868 (1979).
- [19] Suzuki T., Gal L. Jap. J. Appl. Phys. **18**, 8, 1609 (1979).
- [20] Vural K., Humphrey F.V. J. Appl. Phys. **51**, 1, 549 (1980).
- [21] Suzuki T., Gal L., Maekawa S. Jap. J. Appl. Phys. **19**, 4, 627 (1980).
- [22] Kleparski V.G., Pinter I., Zimmer G.J. IEEE Trans. Magn. **MAG-17**, 6, 2775 (1981).
- [23] Клепарский В.Г., Пингер И. ФТТ **24**, 8, 2445 (1982).
- [24] Рандошкин В.В., Логунов М.В. ФТТ **36**, 6, 1770 (1994).

- [25] Куделькин Н.Н., Прохоров А.М., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Тимошечкин М.И. ДАН СССР **281**, 4, 848 (1985).
- [26] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. ФТТ **28**, 5, 1522 (1986).
- [27] Логунов М.В., Рандошкин В.В. ЖТФ **58**, 6, 1237 (1988).
- [28] Randoshkin V.V., Logunov M.V. Thin Film and Beam-Solid Interactions / Ed. L. Huang. Elsevier Science Publishers B.V. (1991). V. 4. P. 273-278.
- [29] Мартынов А.Ф., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. Письма в ЖЭТФ **34**, 4, 169 (1981).
- [30] Куделькин Н.Н., Рандошкин В.В., Ходенков Г.Е. Письма в ЖТФ **9**, 22, 1358 (1983).
- [31] Khodenkov N.Ye., Kudelkin N.N., Randoshkin V.V. Phys. Stat. Sol. (a) **84**, 2, K135 (1984).
- [32] Ходенков Г.Е. ФММ **39**, 3, 466 (1975).
- [33] Логунов М.В., Рандошкин В.В. ЖТФ **64**, 7, 197 (1994).
- [34] Рандошкин В.В. ФТТ (в печати).
- [35] Бахтеузов В.Е., Ким Т.А., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Чани В.И., Червоненкис А.Я. ЖТФ **55**, 6, 1227 (1985).
- [36] Рандошкин В.В., Васильева Н.В., Дудоров В.Н., Дурасова Ю.А., Зюзин А.М., Мартынов А.Ф., Сажин Ю.Н. ФТТ (в печати).
- [37] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. Письма в ЖЭТФ **42**, 1, 34 (1985).
- [38] Логинов Н.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В. ФТТ **31**, 10, 58 (1989).
- [39] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. ФТТ **32**, 1, 246 (1990).
- [40] Randoshkin V.V. Proc. SPIE **1126**, 103 (1989).
- [41] Заболотная Н.В., Осико Н.В., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Тимошечкин М.И. Письма в ЖТФ **10**, 13, 788 (1984).
- [42] Логинов Н.А., Рандошкин В.В. ЖТФ **58**, 4, 773 (1988).
- [43] Айрапетов А.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В., Чани В.И. Письма в ЖТФ **18**, 2, 74 (1992).
- [44] Рандошкин В.В., Ефремов В.В., Логунов М.В., Сажин Ю.Н. Письма в ЖТФ **19**, 2, 28 (1993).
- [45] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. ЖТФ **55**, 7, 1382 (1985).
- [46] Логинов Н.А., Рандошкин В.В., Тимошечкин М.И. Электрон. техника. Сер. 6. Материалы, 7, 50 (1988).
- [47] Логинов Н.А., Рандошкин В.В. ЖТФ **58**, 4, 773 (1988).
- [48] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник / Под ред. Н.Н.Евтихиева, Б.Н.Наумова. М. (1987). 488 с.
- [49] Патент РФ 1788523. МКИ G 11 C 11/14 / В.В.Рандошкин.
- [50] Рандошкин В.В. ПТЭ, 2 (1995).
- [51] Дурасова Ю.А., Иванов Л.П., Клепарский В.Г., Логинов А.С., Рандошкин В.В. ФТТ **22**, 5, 1522 (1980).
- [52] Логинов Н.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В. Письма в ЖТФ **14**, 1315 (1986).
- [53] Дудоров В.Н., Логунов М.В., Рандошкин В.В. ФТТ **28**, 5, 1543 (1986).
- [54] Логунов М.В., Рандошкин В.В. ФТТ **28**, 5 1559 (1986).