

## Особенности проявления спин-волнового механизма движения доменных стенок в пленках ферритов-гранатов с ромбической магнитной анизотропией

© В.В. Рандошкин

Лаборатория "Магнитооптоэлектроника" института общей физики Российской академии наук при Мордовском государственном университете, 430000 Саранск, Россия

(Поступила в Редакцию 11 февраля 1997 г.)

Необычные динамические свойства монокристаллических пленок ферритов-гранатов (МПФГ) с магнитной анизотропией в плоскости пленки, в частности однонаправленная анизотропия скорости доменных стенок (ДС), объясняются в рамках механизма движения ДС, включающего локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС, которое инициируется спиновыми волнами, излучаемыми ею, а также анизотропию диссипативных свойств МПФГ в ее плоскости.

Среди монокристаллических пленок ферритов-гранатов (МПФГ) наиболее необычной динамикой доменных стенок (ДС), приводящей к формированию динамических доменов разнообразной формы, обладают пленки с ромбической магнитной анизотропией (РМА) [1–6]. К числу этих особенностей в первую очередь относятся 1) отсутствие эффекта генерации микродоменов перед движущейся ДС в МПФГ с РМА даже в том случае, когда пленка не содержит быстрорелаксирующих редкоземельных ионов [1,3] (в таких МПФГ с ориентацией (111) данный эффект наиболее ярко выражен [7–9]); 2) необычная ромбовидная форма динамических доменов [1,3]; 3) так называемая однонаправленная анизотропия скорости ДС [2,4–6]; 4) сильная зависимость формы динамических доменов и скорости ДС от магнитного поля, приложенного в плоскости пленки (планарное магнитное поле) [4,5].

Указанные особенности динамики ДС в МПФГ с РМА не нашли пока должного объяснения.

Ходенковым предложен спин-волновой механизм движения ДС, согласно которому в сильных действующих магнитных полях  $H$  (выше порога Уокера) векторы намагниченности в ДС прецессируют с частотой  $\gamma H$ , где  $\gamma$  — эффективное значение гиромагнитного отношения [10]. В силу нелинейности системы прецессия намагниченности в ДС оказывается связанной в глубине доменов со спиновыми волнами (СВ), частоты  $\omega(k)$  которых определяются выражением

$$n\gamma H = \omega(k), \quad (1)$$

где  $k$  — волновое число,  $n$  — порядок ангармонизма. При этом предсказано, что излучению СВ должны предшествовать пространственно-периодические искажения ДС. В [7] предполагалось, что эти СВ могут инициировать локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС, проявляющееся в МПФГ с малым затуханием как зарождение микродоменов перед ней. На основе следующего закона дисперсии СВ:

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

где  $H_K$  — поле одноосной магнитной анизотропии,  $\Delta = (AK_u)^{1/2}$  — параметр ширины блоховской ДС,  $A$  — константа обменного взаимодействия,  $K_u$  — константа одноосной магнитной анизотропии,  $Q = H_K/4\pi M_s$  — фактор качества материала,  $4\pi M_s$  — намагниченность насыщения, с учетом только  $n = 2$  в работе [7] определены нижняя  $H^*$  и верхняя  $H^{**}$  границы диапазона изменения действующего магнитного поля, в котором имеет место генерация микродоменов перед движущейся ДС

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

$$H^{**} \approx 2H_K/3. \quad (4)$$

Справедливость этих соотношений была экспериментально доказана в работе [8] для специально подобранных квазиоднородных МПФГ  $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ , которые были выращены при условиях, обеспечивающих взаимную компенсацию ростовой и магнитострикционной компонент одноосной магнитной анизотропии в переходном поверхностном слое [11]. Для МПФГ с ярко выраженным поверхностным переходным слоем с пониженной анизотропией пороговое поле генерации микродоменов перед движущейся ДС оказалось пропорциональным значению  $H_K$  для слоя пониженной одноосной анизотропией [7].

В [7] эксперименты проводились методом перемагничивания [12], для которого действующее магнитное поле с высокой точностью равно  $H = H_p - H_b$ , где  $H_p$  — амплитуда импульса магнитного поля (перемагничивающее поле), а  $H_b$  — постоянное магнитное поле (поле смещения). С учетом этого из (3) вытекает линейная зависимость порогового значения амплитуды импульса магнитного поля при генерации микродоменов перед движущейся ДС от поля смещения с наклоном, равным единице. Такая предсказываемая теорией [7] зависимость в действительности наблюдалась в эксперименте как для квазиоднородных, так и для неоднородных МПФГ [8].

Кроме того, в [8] было обнаружено, что генерации микродоменов предшествует появление изгибных искажений ДС, что также предсказывается теорией [10].

Этому механизму на зависимости скорости ДС  $V$  от действующего магнитного поля  $H$  соответствует участок с отрицательной дифференциальной подвижностью [8].

Для ширины  $\lambda$  области вблизи ДС, для которой справедливо представление о незатухающих СВ, в [7] получено следующее выражение:

$$\lambda \approx (2\pi\Delta/\alpha)(H_K/H)((3H/H_K) - 1)^{1/2}. \quad (5)$$

Учитывая, что

$$\alpha = \Lambda\gamma/M_s, \quad (6)$$

где  $\Lambda$  — приведенный параметр затухания Ландау–Лифшица, соотношение (5) можно переписать в виде

$$\lambda \approx (\Lambda\gamma)^{-1}[\pi A/(2Q)]^{1/2}(H_K/H)((3H/H_K) - 1)^{1/2}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что в сильно анизотропных пленках (значение  $Q$  велико) величина  $\lambda$  мала. Для всех исследованных МПФГ измеренное в эксперименте [7] расстояние  $L$ , на которое от движущейся ДС удалены микродомены, удовлетворяло условию  $L < \lambda$ , причем по мере увеличения  $\alpha$  значение  $L$  уменьшалось. В частности, для МПФГ  $(\text{Bi}, \text{R})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  область перед движущейся ДС, занятая локальным вращением намагниченности, сужается в ряду  $\text{R} = \text{Lu}, \text{Tm}, \text{Yb}, \text{Dy}$  [13], т.е. по мере роста вносимого ими затухания. В  $\text{TmGd}$ -содержащих МПФГ в точке компенсации момента импульса (КМИ), а также в  $\text{Ho}$ - и  $\text{Tb}$ -содержащих МПФГ вблизи этой точки в пределах пространственного разрешения установки высокоскоростной фотографии ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) уширения изображения ДС не наблюдается [13], поскольку в этих случаях  $\alpha$  слишком велика.

В работе [14] при исследовании процесса коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) методом электронно-оптической хронографии на зависимости  $V(H)$  обнаружен участок, дифференциальная подвижность ДС для которого существенно выше, чем для предшествующего участка кривой  $V(H)$ . Позднее [15] показано, что такому участку соответствует динамическая ДС, изображение которой уширено. Уширение изображения движущейся ДС было объяснено локальным вращением намагниченности перед ней. Было обнаружено, что соответствующее пороговое поле снижается после ионной имплантации МПФГ [15] и с ростом температуры [16]. В работе [17] на примере МПФГ, где имеет место генерация микродоменов перед движущейся ДС, продемонстрировано, что резкое повышение скорости перемещения границы раздела двух магнитных фаз обусловлено именно этой генерацией. Мы [13] предположили, что и генерация микродоменов перед движущейся ДС и уширение ее изображения являются проявлением одного и того же спин-волнового движения ДС, сопровождаемого локальным вращением намагниченности перед ней. Генерация микродоменов имеет место при малом затухании, а уширение ДС — при большом. При этом отмечено, что чем выше  $\alpha$ , тем уже область, где имеет место локальное вращение намагниченности. На зависимости

$V(H)$  локальное вращение намагниченности проявляется в виде участка, дифференциальная подвижность для которого выше, чем для предыдущего. Различие значений дифференциальной подвижности для этих участков тем больше, чем ниже параметр затухания.

Для МПФГ с относительно малой намагниченностью насыщения, содержащих быстрорелаксирующие ионы  $\text{Tm}^{3+}$ , как и для пленок с малым затуханием [8], началу участка с повышенной дифференциальной подвижностью соответствует механизм движения, включающий искажение формы ДС [13,18]. При этом область перед движущейся ДС, занятая локальным вращением намагниченности, сужается по мере приближения к точке КМИ из-за роста  $\alpha$ , пропорционального эффективному значению гиромангнитного отношения.

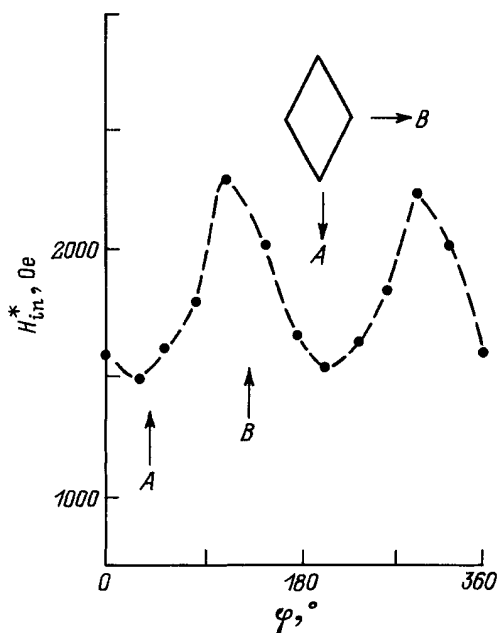
Важно, что участок с повышенной дифференциальной подвижностью может следовать за любым из характерных участков кривой  $V(H)$ : начальным линейным, нелинейным, вторым линейным, с отрицательной дифференциальной подвижностью, т.е. не привязан к пороговому полю срыва стационарного движения ДС или какому-то иному полю, пропорциональному намагниченности насыщения [13].

Цель настоящей работы — продемонстрировать, что необычные динамические свойства МПФГ с РМА находят свое объяснение в рамках спин-волнового механизма. При этом для иллюстрации использованы ранее опубликованные в работах [3,4] экспериментальные результаты, полученные для МПФГ  $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  на подложке  $\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с ориентацией (110) (А) [3] и  $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Pr})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  на подложке  $(\text{Gd}, \text{Ca})_3(\text{Mg}, \text{Zr}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  с ориентацией (210) (В) [4]. Пленки были выращены методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава на основе  $\text{PbO-Bi}_2\text{O}_3\text{-V}_2\text{O}_5$ . Параметры образцов приведены в таблице, где  $h$  — толщина пленки,  $l$  — характеристическая длина.

Напомним, что в работах [3,4] измерения проводились с помощью установки высокоскоростной фотографии [19] по методу [12], обеспечивающему повышенную точность измерения  $V$  и постоянство  $H$ . В исходном состоянии пленка, как правило, намагничивалась до насыщения полем смещения  $H_b$ , приложенным вдоль нормали к ее плоскости. Импульсное магнитное поле  $H_p$  прикладывалось в противоположном направлении, а планарное магнитное поле  $H_{in}$  — в плоскости ДС. Как правило, измерялась скорость ДС домена с обратной намагниченностью (ДОН), зарождающегося на точечном дефекте.

Параметры МПФГ составов  $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  (А) и  $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Pr})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  (В)

Номер п/п	Ориентация	Состав	$h, \mu\text{m}$	$W, \mu\text{m}$	$4\pi M_s, \text{G}$	$H_K, \text{kOe}$
1	(110)	А	11.0	11.1	262	2.3
2	(210)	В	12.7	20.2	89	2.7



**Рис. 1.** Азимутальные зависимости планарной компоненты магнитного поля  $H_{in}^*$ , при котором происходит однородное зарождение доменной структуры в образце А. Вверху показаны характерная ромбовидная форма динамического домена и направление его осей.

Для понимания динамики ДС в МПФГ с РМА важное значение имеют результаты экспериментов [20,21], полученные для несодержащих быстрорелаксирующих ионов пленок состава А с ориентацией (111), которые не обладают РМА. В [20,21] обнаружено, что приложение поля  $H_{in}$  приводит к подавлению изгибных искажений движущейся ДС и генерации микродоменов перед ней, а при достаточно большом  $H_{in}$  (но много меньшем  $H_K$ ) кривая  $V(H)$  для МПФГ, не содержащих быстрорелаксирующих ионов, принимает такой же вид, как и для пленок с повышенным гиромангнитным отношением, где  $\alpha > 1$  [22]. На основании этих результатов нами [23] был сделан вывод о том, что приложение планарного магнитного поля приводит к росту безразмерного параметра затухания в диапазоне действующих магнитных полей выше уокеровского порога, и получено его экспериментальное подтверждение с использованием метода определения  $\alpha$ , описанного в [12].

Известной особенностью МПФГ с РМА по сравнению с чисто одноосными пленками является то, что такие параметры, как пороговое значение планарного магнитного поля, намагничивающее пленку в плоскости до насыщения, и планарная компонента магнитного поля  $H_{in}^*$ , при котором происходит однородное зарождение доменной структуры [24], зависят от направления в плоскости пленки [13].

В МПФГ, не обладающих РМА, величина  $H_{in}^*$  слабо зависит от направления в плоскости пленки и близка к  $H_K$ . Вследствие этого пороговое поле, после превышения которого начинается локальное вращение намагниченности вблизи движущейся ДС, не зависит от направления

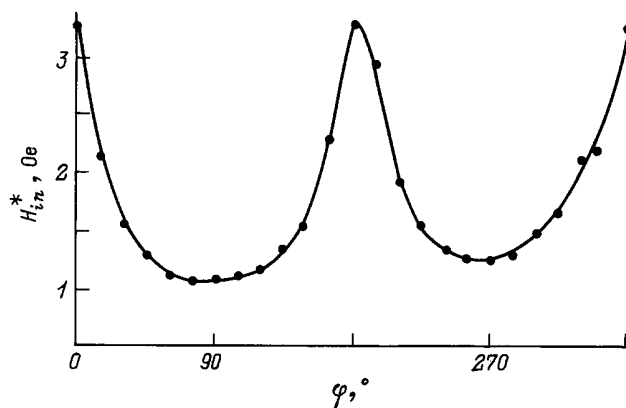
движения ДС в плоскости пленки. Поскольку пороговое значение  $H^*$ , как следует из (3), пропорционально  $H_K$ , для таких пленок оно также пропорционально и  $H_{in}^*$ .

Для пленок с РМА теория излучения СВ пока не разработана. Однако мы предположили, что и для них пороговое поле, после превышения которого начинается локальное вращение намагниченности вблизи движущейся ДС, также пропорционально и  $H_{in}^{P*}$  и, следовательно, зависит от направления движения ДС в плоскости пленки. Другими словами, это пороговое поле в МПФГ с РМА является анизотропной величиной, т. е. существуют такие значения  $H$ , для которых перед одними участками ДС локальное вращение намагниченности имеет место, а перед другими нет.

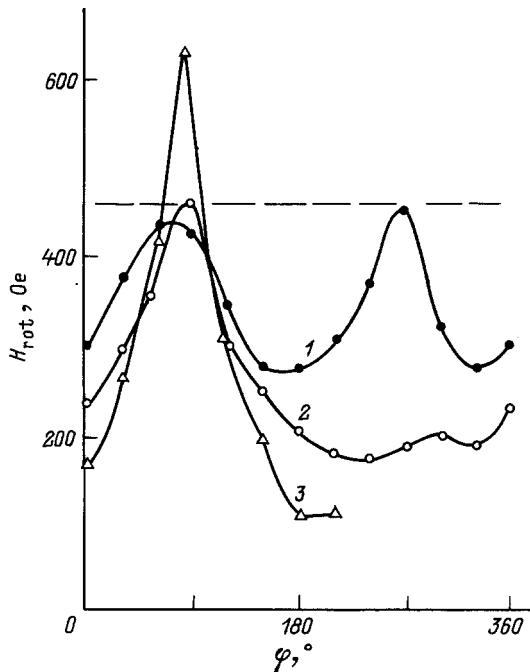
Зависимости  $H_{in}^*(\varphi)$  для обсуждаемых образцов А и В приведены на рис. 1 и 2 соответственно. Видно, что на обеих кривых имеют место два максимума, причем более узкие для МПФГ типа В. Однако основное различие состоит в значениях величины

$$m = (H_{max} - H_{min})/H_{min}, \quad (8)$$

где  $H_{max}$  и  $H_{min}$  — максимальное и минимальное значения  $H_{in}^*$ . Для образца А величина  $m \approx 0.5$ , тогда как для образца В  $m \approx 2.0$ . Это различие имеет принципиальное значение: согласно (3), (4), отношение ширины диапазона  $H^{**} - H^*$ , где имеет место излучение СВ движущейся ДС, к пороговому полю этого эффекта  $H^*$  равно единице [7] (в эксперименте отношение ширины диапазона, где имеет место генерация микродоменов вблизи движущейся ДС, к пороговому полю этого эффекта  $H^*$  меньше единицы [8]). Следовательно, при  $m < 1$  можно найти такое действующее магнитное поле, при котором СВ излучаются всеми участками замкнутой движущейся ДС, тогда как при  $m > 1$  одновременное излучение СВ всеми участками такой ДС невозможно. Исходя из данных на рис. 1, 2, можно заключить, что для образца А локальное вращение намагниченности может происходить одновременно перед всеми участками замкнутой движущейся ДС, тогда как для образца В это невозможно.



**Рис. 2.** Азимутальные зависимости планарной компоненты магнитного поля  $H_{in}^*$ , при котором происходит однородное зарождение доменной структуры в образце В.



**Рис. 3.** Азимутальные зависимости порогового поля вращения намагниченности  $H_{\text{rot}}$  в образце *B*, при температуре  $T = 357$  К при  $H_{\text{in}} = 0$  (1), 100 (2) и 600 Ое (3).

Наличие двух пиков на кривых  $H_{\text{in}}^*(\varphi)$  (рис. 1, 2) не позволяет объяснить эффект однонаправленной анизотропии скорости ДС (судя по этим кривым, анизотропия скорости ДС должна быть "двунаправленной").

Поскольку речь идет о вращении намагниченности вблизи ДС, в эксперименте для образца *B* регистрировались азимутальные зависимости порогового поля вращения намагниченности  $H_{\text{rot}}$  при импульсном перемагничивании МПФГ. При этом с учетом сильного влияния планарного магнитного поля на динамику ДС [4–6] варьировалась величина  $H_{\text{in}}$ . Полученные кривые  $H_{\text{rot}}(\varphi)$  приведены на рис. 3. Заметим, что из-за высокой анизотропии (рис. 2) кривые на рис. 3 получены для нагретого образца (для этой температуры  $H_K \approx 2.3$  кОе).

При малых  $H_{\text{in}}$  на кривой  $H_{\text{rot}}(\varphi)$  наблюдаются два максимума с приблизительно равной амплитудой (кривая 1 на рис. 3). Однако с ростом  $H_{\text{in}}$  амплитуда одного из максимумов снижается, а другого повышается (кривая 2 на рис. 3), что в принципе объясняет возникновение однонаправленной анизотропии скорости ДС. В конце концов один из максимумов на кривой  $H_{\text{rot}}(\varphi)$  практически исчезает (кривая 3 на рис. 3). Именно в случае такой зависимости  $H^*(\varphi)$ , по нашему мнению, однонаправленная анизотропия скорости ДС будет наиболее ярко выражена.

Если бы поле  $H^*$  точно так же зависело бы от  $\varphi$ , как  $H_{\text{rot}}$ , то при малых  $H_{\text{in}}$  локальное вращение намагниченности должно было бы происходить с двух сторон домена. Однако в экспериментах [2,4–8] однонаправленная анизотропия скорости ДС имела место в случае, когда внешнее магнитное поле в плоскости

пленки специально не прикладывалось. Тем не менее присутствие неконтролируемой планарной компоненты магнитного поля в этих экспериментах имело место, поскольку катушка, используемая для формирования импульсного магнитного поля, одновременно создает и его планарную компоненту. Эта компонента наиболее велика, когда катушка является плоской (как в [2]). Даже при использовании пары катушек, как в [4–6], планарная компонента магнитного поля имеется во всех точках, кроме центра между катушками.

Выделение одного направления в плоскости пленки с РМА в отсутствие  $H_{\text{in}}$ , необходимое для возникновения однонаправленной анизотропии скорости ДС, может происходить из-за значительного наклона оси легкого намагничивания [25] и влияния кубической магнитной анизотропии [26].

Таким образом, пороговое поле локального вращения намагниченности перед движущейся ДС является анизотропной величиной. При постепенном повышении  $H$  такое вращение раньше всего начинается вдоль направления, для которого значение  $H_{\text{rot}}$  минимально.

Общей особенностью МПФГ с РМА является отсутствие эффекта генерации микродоменов перед движущейся ДС [1–6] даже в том случае, когда пленка не содержит в своем составе быстрорелаксирующих ионов [1,3]. Это можно объяснить с учетом выводов работы [23] в рамках спин-волнового механизма, полагая, что не только внешнее планарное магнитное поле, но и внутреннее (эффективное) магнитное поле в плоскости пленки вызывают рост затухания в МПФГ. В МПФГ, не содержащих быстрорелаксирующих ионов и не обладающих РМА, генерация микродоменов перед движущейся ДС подавляется приложением поля  $H_{\text{in}} \ll H_K$ . В исследованных МПФГ [1–6] эффективное поле РМА сравнимо с  $H_K$ . Как следствие параметр затухания велик ( $> 10^{-1}$ ), а СВ, излучаемые движущейся стенкой, быстро затухают, что и обуславливает невозможность генерации микродоменов.

Характер зависимостей  $H_{\text{in}}(\varphi)$  (рис. 1, 2) свидетельствует о том, что не только пороговое поле локального вращения намагниченности перед движущейся ДС, но и параметр затухания являются анизотропными величинами. Вследствие этого, как следует из (5), и ширина области, где протекает процесс локального вращения намагниченности, является анизотропной величиной. Эта область тем шире, чем меньше  $H_{\text{in}}$  и  $H_{\text{rot}}$ , и наоборот.

Наличие РМА в пленках можно интерпретировать как существование в них эффективного планарного магнитного поля. Это означает, что в таких пленках величины  $H^*$  и  $H^{**}$  зависят от азимутального угла  $\varphi$ . Причиной этого может быть также и то, что порядок ангармонизма и ширина ДС вдоль разных направлений различны. Если эти зависимости достаточно сильные, а различие  $H^*$  и  $H^{**}$  невелико, то условия для излучения СВ не могут быть одновременно выполнены для всех направлений в плоскости пленки. При постепенном повышении  $H$  СВ раньше всего начинают излучаться в направлении,

для которого  $H^*$  минимально. Поскольку  $\alpha$  уменьшается при снижении планарного магнитного поля, для этого направления минимальным будет и значение  $\alpha$ , а СВ будут затухать на достаточно большом расстоянии от ДС, т. е. область, занятая локальным вращением намагниченности, будет максимально широкой. Для других направлений условия для излучения СВ будут отсутствовать, поэтому расширяющийся домен принимает вытянутую форму, характерную для однонаправленной анизотропии. При повышении  $H$ , если минимум на зависимости  $H^*(\varphi)$  не слишком узкий, условия для излучения СВ уже будут выполняться для другого направления (характеризуемого более высоким  $H^*$ ), т. е. вытянутый домен будет разворачиваться.

По мере того как условия излучения СВ и локального вращения намагниченности перед ДС будут выполняться для участков ДС, движущихся вдоль направлений со все возрастающим  $H^*$ , из-за зависимости  $\alpha$  от планарного магнитного поля ширина области, занятой локальным вращением намагниченности, уменьшается, а однонаправленная анизотропия скорости ДС становится все менее и менее выраженной. Этот эффект аналогичен уменьшению уширения изображения ДС в Tm-содержащих МПФГ по мере удаления от точки компенсации магнитного момента, в которой  $\gamma = 0$ , из-за увеличения  $\alpha$ , пропорционального  $\gamma$  [26].

Подчеркнем, что резкое снижение однонаправленной анизотропии скорости ДС происходит, несмотря на то что для некоторых направлений условия для излучения СВ сохраняются.

Обсуждаемая модель динамики ДС в МПФГ с РМА подтверждается ранее опубликованными результатами экспериментов [1–6].

Так, в образце А из-за относительно невысокого эффективного поля РМА однонаправленной анизотропии скорости ДС не наблюдается, а имеет место "двунаправленная" анизотропия скорости ДС (см. рис. 1, 2 и 4 в работе [3]). Выше определенного порога перед участками ДС, движущимися в направлении, близком к оси РМА, в непосредственной близости от ДС начинает происходить локальное вращение намагниченности (см. рис. 1, 2 и 2, 2 в работе [3]). В результате домен приобретает форму, сильно отличающуюся от исходной круговой (см. рис. 1, 2 и 2, 2 в работе [3]). По мере повышения действующего магнитного поля (см. рис. 1 в работе [3]) и времени расширения динамического домена (см. рис. 4 в работе [3]) его форма становится все ближе к ромбовидной. Важно, что в образце А локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС происходит при действующих магнитных полях, много меньших поля одноосной магнитной анизотропии. Это подтверждает динамическую природу наблюдаемого эффекта. Несовпадение порогового поля для такого вращения с предсказываемым соотношением (3), по-видимому, обусловлено наличием слоев с пониженной анизотропией, которые в МПФГ с РМА из-за магнитострикционного вклада в анизотропию выражены ярче, чем в пленках без РМА [27], а также иным законом дисперсии СВ, чем (1).

В соответствии с обсуждаемой моделью ширина области перед ДС, где протекает процесс локального вращения намагниченности, шире для тех направлений, вдоль которых оно раньше всего начинается (см. рис. 1, 2 и 2, 2, а–г в работе [3]). Это, как и анизотропный характер этого эффекта с ярко выраженной симметрией второго порядка, указывает на определяющую роль РМА в его возникновении.

Поскольку в образце А ромбическая магнитная анизотропия относительно невелика по сравнению с одноосной, наблюдается локальное вращение намагниченности одновременно перед всеми участками ДС ДОН (см. рис. 1, 2, 2, 2 и 4, а, б в работе [3]). При этом диапазон действующих магнитных полей, где локальное вращение намагниченности происходит по всему периметру домена, достаточно широк, а различие локальных значений ширины изображения ДС по периметру домена не слишком велико. Тем не менее ситуация, когда перед одними участками ДС локальное вращение намагниченности имеет место, а перед другими нет, в эксперименте наблюдается (см. рис. 1, 2 и 2, а–г в работе [3]).

Обсуждаемая модель динамики ДС в МПФГ с РМА позволяет также объяснить наблюдавшиеся в работе [4] изменения формы динамических доменов в образце В по мере повышения  $H_{in}$ .

Для случая когда поле в плоскости приложено вдоль направления однонаправленной анизотропии скорости ДС как в "прямом" ("положительном"), так и в "обратном" ("отрицательном") направлениях (см. рис. 4 в работе [4]), при достаточно большом  $H_{in}$  форма доменов близка к круговой (крайние справа и слева домены на рис. 4 в работе [4]). Это означает, что при этих значениях  $H_{in}$  действующее магнитное поле не попадает в диапазон, в котором ДС может излучать СВ, поэтому домены не испытывают искажений. Для прямого направления намагничивание образца планарным полем достигается при большем значении  $H_{in}$ , чем для обратного (см. рис. 4 в работе [4]). При уменьшении  $H_{in}$  соответствующий максимум на кривой  $H^*(\varphi)$ , как и максимум на кривой  $H_{tot}(\varphi)$  (рис. 3), "подрастает", поэтому  $H$  начинает превышать  $H^*$ , и появляется однонаправленная анизотропия (второй слева домен на рис. 4 в работе [4]). При уменьшении  $H_{in}$  до нуля, изменении направления на противоположное и его последующем повышении соответствующий максимум на кривой  $H^*(\varphi)$  продолжает "подрастать", но все еще  $H^* < H < H^{**}$ , поэтому однонаправленная анизотропия сохраняется (третий слева домен на рис. 4 в работе [4]). Поскольку при повышении  $H^*$  для одного направления для противоположного оно снижается (рис. 3), в конце концов для одного направления значение  $H$  станет слишком малым, что обеспечит излучение СВ, тогда как для второго создаются условия для возникновения однонаправленной анизотропии скорости ДС (четвертый и пятый слева домены на рис. 4 в работе [4]). Затем второй максимум на кривой  $H^*(\varphi)$  практически исчезает, а первый, узкий, максимум сохраняется (рис. 3), так что для всех направлений, кроме соответствующих первому максимуму,

имеет место излучение СВ; другими словами, наблюдается однонаправленное понижение скорости ДС (шестой слева домен на рис. 4 в работе [4]). При больших положительных  $H_{in}$  параметр затухания увеличивается настолько, что спин-волновой механизм практически не проявляется для всех направлений в плоскости пленки (седьмой слева домен на рис. 4 в работе [4]).

В соответствии с теорией [10] однонаправленная анизотропия скорости ДС сопровождается изгибными искажениями формы стенки (второй, четвертый и пятый слева домены на рис. 4 в работе [4]).

Если планарное магнитное поле приложено перпендикулярно направлению однонаправленной анизотропии скорости ДС, то различие в ее динамике для прямого и обратного направлений становится еще более явным (см. рис. 5 в работе [4]), однако обсуждаемые выше закономерности изменения формы динамических доменов при изменении  $H_{in}$  также проявляются и, более того, выражены ярче. В широком диапазоне полей при отрицательных  $H_{in}$  в случае фиксированного  $H$  локального вращения намагниченности перед движущейся ДС не наблюдается (см. рис. 5 в работе [4]). При этом форма динамического домена является эллиптической (крайний слева домен на рис. 5 в работе [4]). Это можно понять с помощью рис. 3, из которого видно, что при  $\varphi = 0$  и  $180^\circ$  значения  $H_{tot}$  минимальны. В соответствии с обсуждаемой моделью это означает, что однонаправленная анизотропия скорости ДС должна иметь место в узком диапазоне при малых  $H_{in}$ . Это подтверждается экспериментом (второй и третий слева домены на рис. 5 в работе [4]).

Эллиптическая форма доменов при больших "отрицательных"  $H_{in}$  (крайний слева домен на рис. 5 в работе [4]) объясняется различием предельной скорости ДС для разных направлений в плоскости пленки [28,29]. При больших "положительных"  $H_{in}$  форма домена близка к круговой (пятый слева домен на рис. 5 в работе [4]).

Как и для образца А, в образце В при приложении планарного магнитного поля перпендикулярно направлению однонаправленной анизотропии наблюдается "двунаправленная" анизотропия скорости ДС (четвертый слева домен на рис. 5 в работе [4]). Это означает, что приложенное поле  $H_{in}$  компенсирует внутреннее эффективное планарное магнитное поле.

Обсуждаемые в настоящей работе экспериментальные результаты подтверждают основные выводы теории [30], посвященной самосогласованному описанию движения ДС под действием постоянного магнитного поля, при котором движение ДС определяет диссипативные процессы в спиновой системе и в то же время само определяется этими процессами. Во-первых, взаимодействие ДС с квазичастицами — СВ, рассеивающими зеемановскую энергию ферромагнетика, обеспечивает ее поступательное движение, а не торможение. Во-вторых, вследствие такого взаимодействия на зависимости скорости движения ДС от действующего магнитного поля наблюдается максимум. В-третьих, амплитуда максимума тем выше, а его ширина тем уже, чем меньше параметр затухания.

Для более детального сравнения теоретических и экспериментальных результатов необходимо развитие теории в направлении, обеспечивающем учет не только одно- и двухмагнонных вкладов в динамику ДС, но и многомагнонных процессов, а также взаимодействия ДС с другими волнами и редкоземельными ионами.

Экспериментальное подтверждение того, что взаимодействие ДС с квазичастицами, рассеивающими зеемановскую энергию ферромагнетика, обеспечивает ее поступательное движение, а не торможение, получено также в работе [31], где в монокристаллах бората железа начальная подвижность ДС (измеренная в полях менее 2.5 Ое) была заметно меньше средней подвижности в диапазоне импульсных полей от 2.5 до 4 Ое. Однако в отличие от данной работы в [31] движущаяся ДС излучала не СВ, а магныны.

Таким образом, в настоящей работе показано, что основные особенности динамики ДС в МПФГ с РМА, в частности однонаправленная анизотропия скорости ДС и необычная форма динамических доменов, являются следствием реализации спин-волнового механизма движения ДС, согласно которому СВ, излучаемые движущейся ДС, дестабилизируют векторы намагниченности перед ДС, вызывая локальное вращение намагниченности вблизи нее и повышение скорости расширения домена. При этом из-за анизотропии порогового поля вращения намагниченности и параметра затухания ширина области перед движущейся ДС, занятой локальным вращением намагниченности, изменяется по периметру домена, причем при относительно высокой РМА условия для излучения СВ при фиксированном действующем магнитном поле не могут выполняться одновременно для всех участков движущейся ДС.

Автор выражает благодарность О.С. Колотову и Г.Е. Ходенкову за плодотворные дискуссии.

## Список литературы

- [1] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев, В.И. Чани, А.Я. Червоненкис. Новые магнитные материалы микроэлектроники. Тез. докл. X Всесоюз. школы-семинара. Рига, (1986). Ч. 1, С. 21–22.
- [2] Ф.В. Лисовский, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, Т.В. Розанова. Письма в ЖЭТФ **45**, 7, 339 (1987).
- [3] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев, В.И. Чани, А.Я. Червоненкис. ФТТ **31**, 7, 70 (1989).
- [4] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин, Ю.Н. Сажин. ФТТ **32**, 5, 1456 (1990).
- [5] V.V. Randoshkin. In: Thin Film and Beam-Solid Interactions / Ed. L. Huang. Elsevier Science Publishers B.V. (1991). V. 4. P. 267–272.
- [6] Рандошкин В.В. Тр. ИОФАН **35**, 49 (1992).
- [7] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев. ФТТ **28**, 5, 1522 (1986).
- [8] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. ЖТФ **58**, 6, 1237 (1988).
- [9] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. Тр. ИОФАН **35**, 107 (1992).
- [10] Г.Е. Ходенков. ФММ **39**, 3, 466 (1975).
- [11] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. ЖТФ **64**, 7, 197 (1994).
- [12] В.В. Рандошкин. ПТЭ, 2, 155 (1995).

- [13] В.В. Рандошкин. ФТТ **37**, 10, 3056 (1995).
- [14] Р.В. Телеснин, С.М. Зимачева, В.В. Рандошкин. ФТТ **19**, 3, 909 (1977).
- [15] А.Ф. Мартынов, В.В. Рандошкин, Р.В. Телеснин. Письма в ЖТФ **8**, 3, 803 (1982).
- [16] В.В. Рандошкин, А.Ф. Мартынов, В.Н. Дудоров, Н.В. Васильева. ЖТФ **65**, 1, 152 (1995).
- [17] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий. ЖЭТФ **34**, 3, 1006 (1983).
- [18] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев. ФТТ **32**, 1, 246 (1990).
- [19] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев. ПТЭ, 5, 247 (1985).
- [20] В.В. Рандошкин, М.В. Логунов. ФТТ **36**, 12, 3498 (1994).
- [21] V.V. Randoshkin, M.V. Logunov. In: Thin Film and Beam-Solid Interactions / Ed. L. Huang. Elsevier Science Publishers B.V. (1991). V. 4. P. 273–278.
- [22] В.В. Рандошкин. ФТТ **37**, 3, 652 (1995).
- [23] В.В. Рандошкин. Письма в ЖТФ **21**, 23, 74 (1995).
- [24] И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, В.В. Тарасенко. Микроэлектроника **13**, 4, 337 (1984).
- [25] Е.Н. Ильичева, А.В. Дубова, В.К. Петерсон, Ю.Н. Федюнин, А.Г. Шишкова. ФТТ **35**, 5, 1167 (1993).
- [26] А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, Н.И. Никитин. ФТТ **28**, 1, 303 (1986).
- [27] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Наука, М. (1990). 320 с.
- [28] D.J. Breed, F.H. de Leeuw, W.T. Stacy, A.B. Voermans. Philips Tech. Rev. **38**, 7/8, 217 (1978/1979).
- [29] D.J. Breed, P.Q.J. Nederpel, W. de Geus. J. Appl. Phys. **54**, 11, 6577 (1983).
- [30] Ю.В. Иванов. ЖЭТФ **81**, 2, 612 (1981).
- [31] О.С. Колотов, Ким Ён Хен, В.А. Погожев. ФТТ **36**, 2, 515 (1994).