

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРОДЫШЕЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ РАЗНОГО ЗНАКА КАК ПРИЧИНА НЕМОНОТОННОЙ ПОЛЕВОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В СИНТЕТИЧЕСКИХ ФЕРРИМАГНЕТИКАХ Pt/Co/Ir/Co/Pt

А. И. Безверхний ^{a,b}, А. Д. Таланцев ^{a,b}, С. Манжен ^{c*}, Р. Б. Моргунов ^{a,b,d**}

^a Институт проблем химической физики Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b Тамбовский государственный технический университет
392000, Тамбов, Россия

^c Institut Jean Lamour, UMR 7198 CNRS, Université de Lorraine
54601, France

^d Первый МГМУ им. И. М. Сеченова Минздрава России (Сеченовский университет)
127994, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 февраля 2019 г.,
после переработки 30 июля 2019 г.
Принята к публикации 30 июля 2019 г.

Цель работы заключалась в установлении того, как скорость расширения зародышей намагниченности разного типа зависит от их окружения другими зародышами в синтетическом ферритмагнетике с перпендикулярной магнитной анизотропией Pt/Co/Ir/Co/Pt. В образце с двумя ферромагнитными слоями разной толщины существует четыре типа зародышей: P^+ соответствуют участкам, где намагниченности толстого и тонкого слоев Co направлены вдоль внешнего поля ($\uparrow\uparrow$), P^- — участки с направлением намагниченностей слоев против поля ($\downarrow\downarrow$), и еще два типа зародышей AP^+ и AP^- соответствуют участкам, где намагниченности толстого и тонкого слоев Co направлены противоположно друг другу, а суммарный магнитный момент направлен соответственно вдоль ($\uparrow\downarrow$) или против поля ($\downarrow\uparrow$). Установлено, что для зародышей P^- , которые в любом поле окружены только участками AP^+ , имеет место монотонная зависимость скорости границы от поля. Скорость расширения зародышей AP^- зависит от поля немонотонно, так как с ростом поля эти зародыши окружены сначала зародышами AP^+ , затем участками AP^+ и P^- и в сильных полях — только зародышами P^- .

DOI: 10.1134/S004445101912006X

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из элементарных устройств спинтроники является синтетический ферритмагнетик, состоящий из двух ферромагнитных тонких (около 1 нм) слоев ферритмагнетика разной толщины, разделенных прослойкой немагнитного металла (спейсером). Малая толщина ферромагнитных слоев (обычно менее 2 нм для Co) приводит к тому, что поверхностная перпендикулярная анизотропия на границе раздела пленок значительно превышает объемную маг-

нитную анизотропию, ориентируя намагниченность перпендикулярно плоскости пленки. В зависимости от площади синтетического ферритмагнетика, ферромагнитные слои в них могут быть однодоменными (при размерах около 10 нм²), либо многодоменными (с размерами около 1 мкм²). Синтетические ферритмагнетики больших размеров используются в чувствительных датчиках магнитного поля и в биосенсорах [1, 2]. Исследуемые нами гетероструктуры Pt/Co/Ir/Co/Pt представляют интерес в связи с наличием взаимодействия Дзялошинского – Мория на интерфейсах Pt/Co и Pt/Ir [3]. На основе таких структур можно создать устройства, в которых передача информации обеспечивается скирмионами —

* S. Mangin

** E-mail: morgunov2005@yandex.ru

нелинейными спиновыми возбуждениями размером около 10 нм. Процессы перемангничивания и релаксации намагниченности в синтетических ферромагнетиках [4, 5] влияют на скорость и поле переключения этих датчиков. Перемангничивание однослойных пленок надежно предсказуемо и описывается моделью Фатуццо–Лабрюн [6, 7], которая учитывает сразу два канала магнитной релаксации: размножение зародышей обратной намагниченности и движение доменных стенок [8]. В отличие от одиночных пленок в синтетических ферромагнетиках имеется обменная связь между магнитными слоями, которая осуществляется посредством обменного взаимодействия РККУ, имеющего затухающий осциллирующий характер при увеличении расстояния между ферромагнитными слоями. В зависимости от этого расстояния минимуму энергии двуслойной системы будет соответствовать ферромагнитная, либо антиферромагнитная связь между слоями. При большой толщине спейсера, при которой отсутствует обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями, можно считать, что система представляет собой набор невзаимодействующих отдельных ферромагнитных пленок. В синтетических ферромагнетиках толщина разделяющего слоя подбирается так, чтобы между ферромагнитными слоями имело место максимальное обменное взаимодействие отрицательного знака, т. е. создается искусственный антиферромагнетик, состоящий из двух обменно-связанных ферромагнитных слоев. Магнитная релаксация в синтетических ферромагнетиках может быть монотонной, как в тонких однослойных пленках [5, 9]. Однако при определенных условиях в образце Pt/Co/Ir/Co/Pt (рис. 1) наблюдается немонотонная релаксация намагниченности [4] и даже осциллирующая релаксация [10]. В работе [4] немонотонную магнитную релаксацию пытались объяснить с позиции теории макроспина, т. е. пренебрегая многодоменной структурой, наличием и взаимодействием зародышей фазы обратной намагниченности. Такой подход, учитывающий несколько путей релаксации двуслойной магнитной системы, не подходит для описания осциллирующей релаксации и нуждается в учете взаимодействия зародышей обратной намагниченности в соседних слоях. В синтетических ферромагнетиках с перпендикулярной магнитной анизотропией существуют четыре типа взаимного направления намагниченности: два параллельных (P^+ , P^-) и два антипараллельных (AP^+ , AP^-) (см. вставки на рис. 2). Таким образом, в отличие от одиночных пленок, в синтетических ферромагнетиках существуют четыре вида зародышей

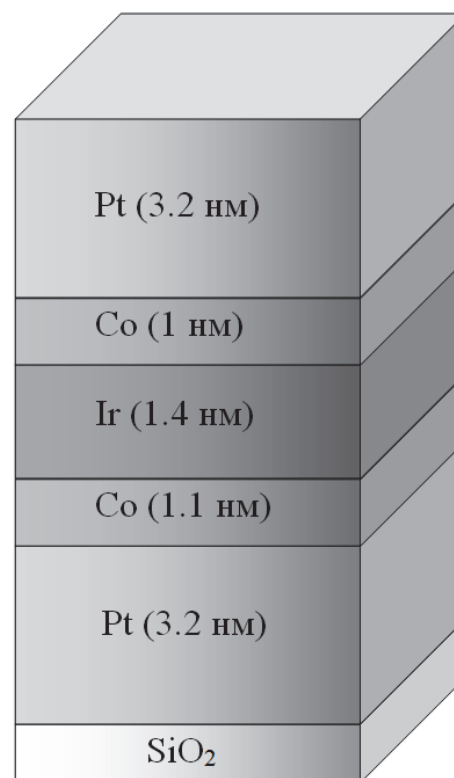


Рис. 1. Схематичное изображение гетероструктуры Pt/Co/Ir/Co/Pt

намагниченности вместо двух. Эти области со всеми вариантами направления намагниченности различимы методом микроскопии Керра (МОКЕ). Применение этого метода в данной статье направлено на определение динамики размножения и взаимодействия этих зародышей в процессе магнитной релаксации синтетических ферромагнетиков. Ранее в гетероструктурах Pt/Co/Ir/Co/Pt релаксационные зависимости намагниченности были получены методом СКВИД-магнитометрии [4], который позволял наблюдать лишь интегральную намагниченность образца, но не позволял исследовать локальные механизмы перемангничивания, такие как появление зародышей обратной намагниченности и движение доменной стенки. К тому же, СКВИД-магнитометр обеспечивал весьма низкое временное разрешение (с точностью до минуты). В данной работе для исследования локальной релаксации намагниченности был использован метод МОКЕ.

Цель работы заключалась в установлении закономерностей динамики развития и исчезновения зародышей намагниченности разных типов в постоянном магнитном поле в переходном режиме между равновесными состояниями намагниченности синтетических ферромагнетиков Pt/Co/Ir/Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией.

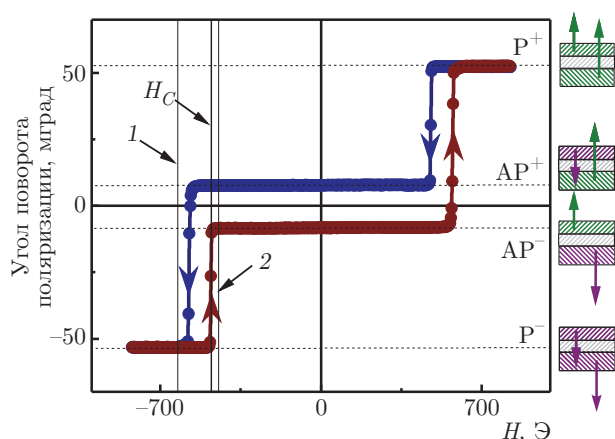


Рис. 2. Гистерезис, измеренный методом МОКЕ. Стрелками на полевой зависимости показано направление разворота поля со скоростью 6 кЭ/с. Штриховыми линиями указаны намагниченности, соответствующие четырем стабильным состояниям взаимного направления намагниченности ферромагнитных слоев. На боковых вставках стрелками показаны направления намагниченности в верхнем и нижнем слоях для каждого из четырех равновесных состояний. Вертикальная линия H_C соответствует полю переключения -480 Э, вертикальные линии 1 и 2 соответствуют полям -535 Э и -448 Э, в которых были сделаны серии снимков на рис. 3

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Многослойная структура $\text{SiO}_2/\text{Pt}(3.2 \text{ нм})/\text{Co}(1.1 \text{ нм})/\text{Ir}(1.4 \text{ нм})/\text{Co}(1 \text{ нм})/\text{Pt}(3.2 \text{ нм})$ (рис. 1) размером $4 \times 4 \text{ мм}^2$ была выращена методом магнетронного напыления на кремниевую пластину при $T = 300 \text{ К}$. Точность измеренных толщин слоев методом просвечивающей электронной микроскопии составляет 0.2 нм . Методика изготовления образцов и их аттестация приведены в работе [5]. Хотя различие толщин «тонкого» (1.0 нм) и «толстого» (1.1 нм) слоев находится внутри погрешности измерений, сам факт различия толщин вытекал из разного времени напыления этих слоев, которое было больше для толстого слоя. Кроме того, вид петли гистерезиса (рис. 2) и критические поля переключения на петле магнитного гистерезиса говорят о различиях в поле переключения этих слоев.

Приготовленные образцы удовлетворяли следующим условиям.

1) Перпендикулярная магнитная анизотропия в них обеспечивалась гибридизацией $3d$ -орбитального момента Co и $5d$ -орбиталей Pt и Ir . Эта гибридизация усиливала энергию расщепления между $3d^2$ -

и $3d_{x^2-y^2}$ -орбиталями Co и индуцировала перенос спин-поляризованных носителей заряда между ферромагнитными слоями [11].

2) Толщина разделяющего слоя (спейсера) была подобрана так, чтобы обеспечивался антиферромагнитный обмен RKKY между ферромагнитными слоями.

Петля магнитного гистерезиса и изображения доменной структуры поверхности были получены при помощи микроскопа на основе магнитооптического полярного эффекта Керра Durham Magneto-optics NanoMOKE3. Микроскоп был оснащен объективом для измерений полярного эффекта Керра и электромагнитом с диапазоном магнитного поля ± 1200 Э и разрешением 0.1 Э. Образец был установлен в сфокусированном пятне лазерного луча диаметром 5 мкм . Поле электромагнита было направлено перпендикулярно к поверхности образца с точностью примерно 1° во всех опытах. Поэтому составляющая поля в плоскости образца была мала и не приводила к асимметрии зародышей намагниченности, типичной для обнаружения вклада взаимодействия Дзялошинского – Мориа [3].

Все измерения были проведены в постоянном магнитном поле за исключением записи петель гистерезиса со скоростью 6 кЭ/с . Было записано несколько серий микрофотографий доменов в постоянном магнитном поле в диапазоне от -433 Э до -550 Э. Шаг по полю между сериями составлял 1 Э. Перед началом записи каждой серии измерений устанавливалось поле $+1200$ Э, значительно превышающее поле насыщения ($+800$ Э). После насыщения образца внешнее поле переключалось к меньшему отрицательному значению (в диапазоне от -433 Э до -550 Э) и записывалась серия микрофотографий доменов в этом поле. Запись изображений начиналась после стабилизации поля в течение 1 с и проводилась в сканирующем режиме в квадратной области размером $350 \text{ мкм} \times 350 \text{ мкм}$. Время сканирования одного изображения составляло 0.6 с/кадр и было в $100\text{--}1000$ раз меньше, чем время прохождения доменной границы через всю область сканирования. Продолжительность записи серии микрофотографий (500 кадров) составляла 300 с . Для определения скорости доменной стенки регистрировали ее положение на каждом 20 -м кадре (каждые 12 с). Скорость доменной стенки определялась по наклону зависимости ее положения от времени. Таким образом, смещение доменной границы за время сканирования не превышало значения пространственного разрешения микроскопа, определяемого диаметром сфокусированного пятна лазер-

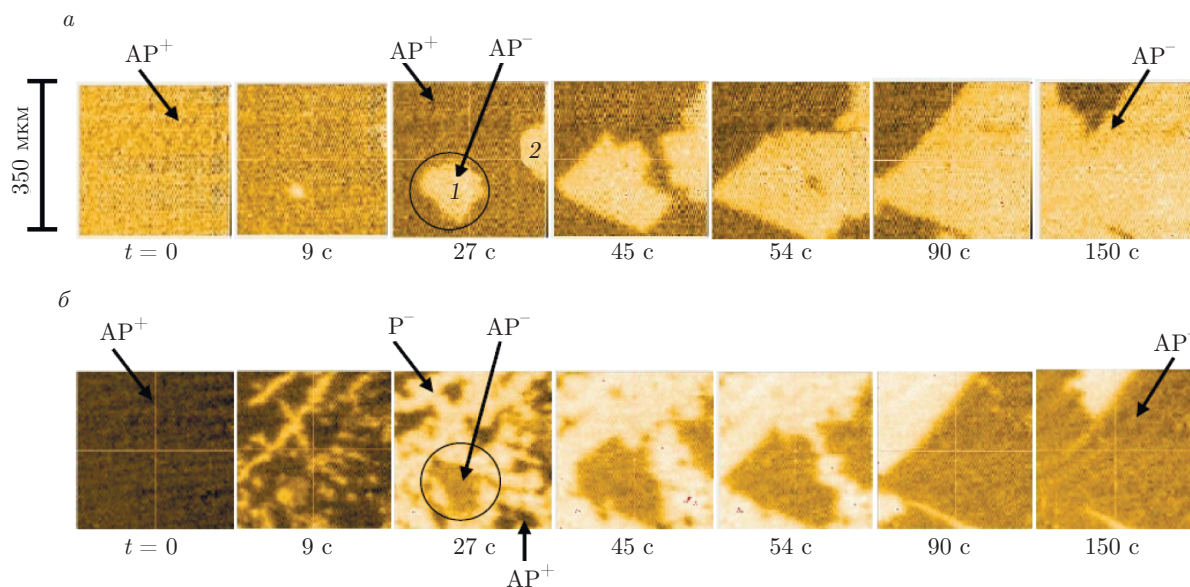


Рис. 3. Последовательности изображений МОКЕ образца, записанные в постоянном магнитном поле. Перед измерением образец находился в поле насыщения (+1200 Э), а затем помещался в постоянное поле: а) — $H = -448$ Э и б) — $H = -535$ Э. Окружностью выделен домен, размеры которого измерялись в разные моменты времени для разных полей. Стрелками указаны три фазы намагниченности. Цифрами 1 и 2 указаны домены, для которых построена зависимость скорости их границы от приложенного поля на рис. 5. Фазы AP^+ и AP^- на вставках а и б показаны разными цветами для обеспечения наилучшей контрастности рисунков

ного луча, а изменение доменной структуры за время сканирования (0.6 с) было пренебрежимо мало по сравнению с ее изменением на временном интервале сравнения (более 10 с).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Полевая зависимость намагниченности (рис. 2) позволила идентифицировать равновесные значения намагниченности слоев S_0 в различных магнитных полях, а также критические поля переключения между этими стабильными состояниями синтетического ферритмагнетика. При исследовании временных зависимостей намагниченности значение внешнего поля выбиралось близким к полю переключения, определенному из рис. 2 (вертикальная линия H_C). Четыре равновесных состояния образца на рис. 2 соответствуют горизонтальным участкам зависимости $M(H)$. Переход между этими состояниями при записи петель магнитного гистерезиса происходит с задержкой, поскольку длительность самопроизвольной магнитной релаксации между этими состояниями превышает время прохождения перехода. В процессах перемагничивания синтетических ферро- и ферритмагнетиков на значения крити-

ческих полей переключения влияние оказывает скорость развертки магнитного поля. В работе [12] показано, что при увеличении скорости развертки магнитного поля величина критического поля переключения намагниченности смещается в область более высоких значений. При сравнении результатов релаксации намагниченности с полевой зависимостью (рис. 2) нужно учитывать, что в постоянном магнитном поле (условия измерения релаксации) поля переключения между равновесными состояниями намагниченности имеют более низкое значение, чем на полевой зависимости намагниченности (рис. 2).

На рис. 3 изображены последовательности снимков МОКЕ сделанных в полях -448 Э (рис. 3а) и -535 Э (рис. 3б), близких к полю переключения намагниченности свободного слоя при развертке «снизу-вверх» $H_C = -480$ Э. Эти поля показаны на рис. 2 вертикальными линиями 1 и 2. На рис. 3а видны объекты двух типов (светлые и темные). В магнитном поле -448 Э (рис. 3а) можно ожидать зародыши лишь двух типов, AP^+ и AP^- , согласно петле гистерезиса для данного поля (линия 2 на рис. 2). Поэтому объекты двух типов разной яркости однозначно приписываются зародышам намагниченности: AP^- — светлее и AP^+ — темнее. В поле -535 Э, которое отвечает линии 1 на рис. 2, при

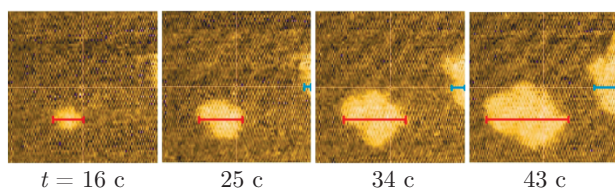


Рис. 4. (В цвете онлайн) Изображения МОКЕ образца, записанные в постоянном магнитном поле. Перед записью снимков образец насыщался в поле $+1200$ Э, затем включалось поле -444 Э. Время, указанное под кадрами, равно времени нахождения образца в постоянном поле -444 Э. Красным отрезком показано направление измерения линейного размера домена 1 на рис. 3, голубым отрезком — направление измерения линейного размера домена 2 на рис. 3

релаксации из состояния P^- можно ожидать появления зародышей трех типов, AP^+ , AP^- , P^- . Соответственно этому на рис. 3б наблюдаются зародыши трех типов, которые по степени их потемнения однозначно приписываются упомянутым состояниям P^- — самый светлый, AP^- — промежуточный, AP^+ — самый темный. Таким образом, несмотря на различия в оптической длине лазерного луча для нижнего и верхнего слоев и небольшую разницу в толщинах слоев, петля гистерезиса на рис. 2 и зародыши намагниченности на рис. 3 надежно идентифицируют типы зародышей. Изменение поля приводит к разным интенсивностям одного и того же типа зародышей на разных рисунках, однако это не затрудняет идентификацию типов зародышей, основанную на сравнении их яркости, а не на ее абсолютном значении.

На рис. 3 видно, что в поле -448 Э сначала на фоне фазы AP^+ (темная область при $t = 0$) возникают зародыши фазы AP^- (светлая область). В дальнейшем наблюдается расширение областей AP^- в постоянном магнитном поле. В поле -535 Э на фоне фазы AP^+ (темная область при $t = 0$) одновременно возникают две фазы: P^- вокруг дефектов и паралин и AP^- на тех же местах, что и на рис. 3а. В конце процесса релаксации при $t = 150$ с все фазы поглощаются фазой AP^- , равновесной для данного поля.

Для получения зависимости линейного размера D фазы AP^- выбирались ее зародыши (на рис. 3а выделено контуром) и измерялся их линейный размер в направлении, показанном на рис. 4, в разные моменты времени. В результате был получен набор зависимостей линейного размера домена от времени для разных полей (рис. 5). Временные зависи-

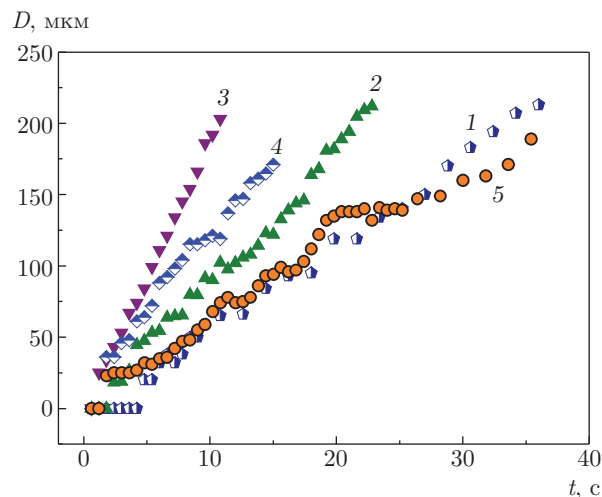


Рис. 5. Зависимость линейного размера домена, измеренного вдоль горизонтальной оси, соответствующей 100 мкм, от времени приложения постоянного магнитного поля. Перед началом измерений образец помещался в поле, превышающее поле насыщения ($+1200$ Э), а затем устанавливалось поле, при котором проводилась видеозапись микроскопом МОКЕ: 1 при -439 Э, 2 при -448 Э, 3 при -485 Э, 4 при -516 Э и 5 при -535 Э. Интервал между снимками составлял $\Delta t = 0.6$ с

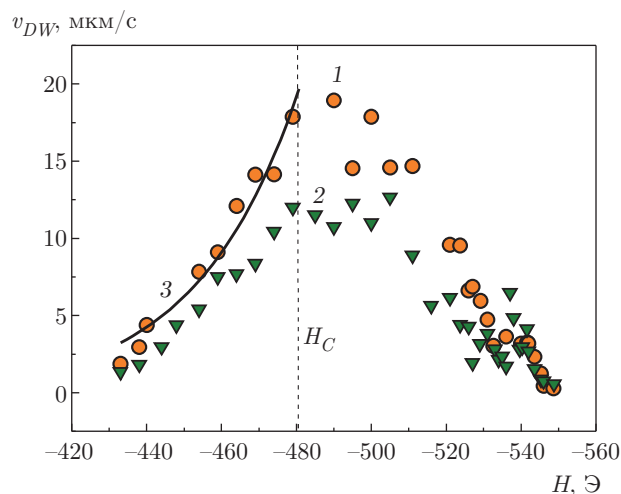


Рис. 6. Зависимость скорости доменной границы от поля для AP^- доменов 1 и 2 (круглые и треугольные символы), обозначенных этими же номерами на рис. 3. Перед началом измерений устанавливалось поле $+1200$ Э, превышающее поле насыщения. Измерение скорости доменной границы от поля проводилось в постоянном во времени поле с напряженностью в диапазоне от -433 Э до -548 Э. Сплошной линией 3 показана аппроксимация уравнением (1)

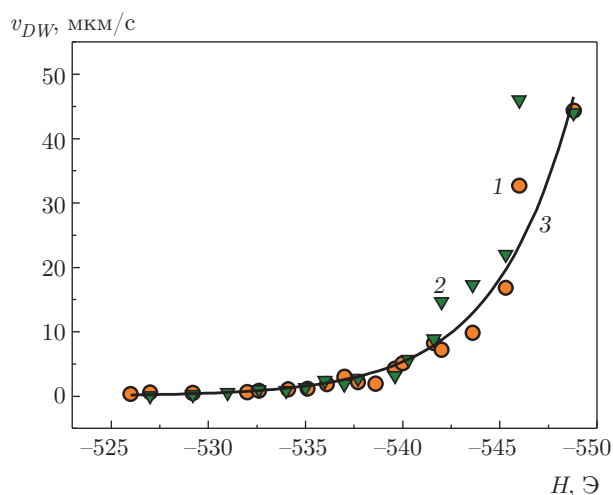


Рис. 7. Скорость движения стенок отдельных P^- -доменов 1 и 2 при переходе $AP^+ \rightarrow P^-$. Сплошной линией 3 показана аппроксимация уравнением (1)

мости $D(t)$ размеров одной и той же области AP^- , многократно полученные таким образом, были близки к линейным в пределах ошибки измерений для различных значений приложенного поля (рис. 5). На некоторых кривых наблюдается задержка движения доменной границы (см. кривые 1 и 5), однако, поскольку размер пикселя на изображениях около 5 мкм значительно превышает размер однодоменности около 10 нм, необнаружение зародыша может быть связано с ограничением пространственного разрешения микроскопа, а не с исследуемым физическим процессом расширения зародыша намагниченности. Этот факт не позволил нам обсуждать наблюдаемую иногда задержку в движении границ зародышей намагниченности. С ростом абсолютной величины внешнего поля наклон зависимостей $D(t)$ сначала увеличивался в диапазоне от -448 Э до -485 Э (рис. 5, кривые 1–3), а затем уменьшался в диапазоне от -485 Э до -535 Э (рис. 5, кривые 4 и 5). На рис. 5 и серии аналогичных кривых $D(t)$ для других полей (не показаны на рис. 5) были получены скорости v_{DW} доменной границы фазы AP^- путем вычисления среднего угла наклона этих кривых $v_{DW} = dD/dt$ при разных полях H (рис. 6). Зависимость $v_{DW}(H)$ для фазы AP^- была немонотонной и имела максимум в магнитном поле -485 Э, близком к полю переключения $H_C = -480$ Э синтетического ферритмагнетика из состояния P^- в состояние AP^- (см. рис. 2). Следует отметить, что независимо от выбранного зародыша фазы AP^- динамика его расширения (зависимость $v_{DW}(H)$) была аналогичной, т. е. имела максимум в том же магнитном поле, близком к H_C (ср. кривые 1 и 2 на рис. 6).

Аналогичным образом была исследована эволюция фазы P^- в постоянном магнитном поле. С этой целью также использовался рис. 3, но наблюдения проводились за зародышами фазы P^- (светлые области). В результате измерения размера зародыша D как функции времени были получены зависимости скорости доменной стенки v_{DW} , разделяющей фазы P^- и AP^+ , от магнитного поля, в котором проводилось наблюдение (рис. 7). Эта зависимость также хорошо повторялась для разных случайно выбранных зародышей (ср. кривые 1 и 2 на рис. 7) и была монотонно возрастающей, в отличие от аналогичной зависимости для фазы AP^- . Отметим, что рост фазы P^- стартовал в полях, больших по абсолютному значению, чем 530 Э, что выше значения для фазы AP^- , поэтому зависимость $v_{DW}(H)$ для нее была построена в другом диапазоне магнитных полей (ср. рис. 6 и рис. 7).

Опишем теперь, как менялось и эволюционировало сосуществование фаз во времени. В интервале полей от -480 Э до -511 Э наблюдались лишь области AP^+ и AP^- . Повышение поля по абсолютной величине в этом интервале вызывает уменьшение скорости движения границ AP^-/AP^+ (рис. 6). Начиная с поля -511 Э одновременно начинают быть различимы три типа областей: AP^+ , AP^- и P^- (рис. 3б). С ростом абсолютного значения магнитного поля области P^- растут быстрее (рис. 7), а скорость распространения фазы AP^- при этом уменьшается (рис. 6), так же, как в интервале от -480 Э до -511 Э.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В тонких ферромагнитных пленках доменные стенки движутся в трех режимах в зависимости от приложенного магнитного поля: в режиме ползучести, в режиме открепления и в режиме текучести [13, 14]. Режим ползучести характеризуется нелинейной зависимостью скорости движения доменной стенки от приложенного поля. Форма этой зависимости определяется торможением доменной стенки о препятствия. Этот режим наблюдается в магнитных полях, меньших поля закрепления H_p [14]. Движение доменной стенки происходит скачкообразно от барьера к барьеру с образованием микроразмерных протуберанцев (рис. 3). В этом режиме зависимость скорости движения доменной стенки от приложенного поля описывается выражением [13]

$$v_{DW} = v_0 \exp((H - H_p)/H_f), \quad (1)$$

где H_p — поле закрепления, H_f — флуктуационное поле [15].

Режим открепления является промежуточным между режимами ползучести и текучести и наблюдается в интервале полей $H_p < H < H_d$, где H_d — поле открепления доменной стенки.

Режим текучести наблюдается в полях $H > H_d$, при которых совершает надбарьерное движение. Ее граница в этом случае гладкая, а зависимость скорости стенки от поля является линейной и описывается феноменологическим уравнением [13]

$$v_{DW} = v_0 + m(H - H_d), \quad (2)$$

где m — параметр, отвечающий за подвижность доменной стенки.

Из неровных границ доменов на рис. 3 следует, что доменные стенки областей P^- и AP^- движутся в режиме ползучести в полях -448 Э и -535 Э. Области P^- появляются в полях $H < -526$ Э. Скорость движения доменной стенки в этих полях была аппроксимирована выражением (1) (рис. 7). Параметры аппроксимации $H_p = -494$ Э, $H_f = 4.1$ Э. Полученные параметры могут быть пересчитаны в активационный объем V_A отрыва доменной стенки от препятствия по формуле [13]

$$V_A = \frac{k_B T}{2M_S H_f}, \quad (3)$$

где k_B — константа Больцмана, M_S — намагниченность насыщения.

Полученный для доменов P^- активационный объем $V_A = 4317$ нм³ определяет размер скачка доменной стенки в режиме ползучести.

Обсудим теперь немонотонную зависимость фазы AP^- от поля (рис. 6). Скорость движения стенок области AP^- не описывается выражением (1) (кривая 3 на рис. 6). Однако вдали от максимума при малых полях можно считать, что движение доменной стенки также происходит в режиме ползучести, и аппроксимировать начальную часть зависимости ее скорости от поля формулой (1) (рис. 6). В результате для доменов AP^- получается активационный объем $V_A = 648$ нм³, значительно меньший, чем для доменов P^- .

Сравним полученные данные с результатами других авторов. Активационный объем для однослойной пленки с перпендикулярной магнитной анизотропией Au/Co(1 нм)/Au при температуре $T = 300$ К равен 950 нм³ [16]. Из этого следует, что движение границы области AP^- в режиме ползучести в слабых полях больше похоже на движение доменной стенки в однослойной тонкой пленке Au/Co(1 нм)/Au, чем движение границы фазы

P^- . Однако немонотонный характер зависимости $v_{DW}(H)$ для этой фазы в сильных полях требует дополнительного анализа.

В синтетическом ферритмагнетике существует всего четыре варианта взаимного направления намагниченности в двух магнитных слоях различной толщины. Когда речь идет о движении области AP^- , которая поглощает область AP^+ (переход $AP^+ \rightarrow AP^-$), имеется в виду, что движение границы области AP^- реализуется одновременным движением доменных стенок нижнего и верхнего магнитных слоев. При переходе $AP^+ \rightarrow P^-$ граница движения области P^- соответствует движению границы магнитного домена в нижнем магнитном слое, в то время как верхний магнитный слой остается без изменений. При переходе $P^- \rightarrow AP^-$, напротив, граница движения области AP^- соответствует движению доменной стенки в верхнем магнитном слое, в то время как нижний магнитный слой остается без изменений.

Причиной уменьшения скорости границы области AP^-/P^- в полях $H < -480$ Э может быть образование зародышей P^- , которые выступают в роли барьеров. Это происходит потому, что разница между энергиями состояний AP^- и AP^+ больше, чем между энергиями состояний AP^- и P^- (здесь имеются в виду суммарная зеемановская обменная энергия и энергия анизотропии). С понижением напряженности магнитного поля разница между зеемановскими энергиями состояний AP^- и P^- будет уменьшаться, и скорость перехода $P^- \rightarrow AP^-$ будет уменьшаться вплоть до значения поля $H = -570$ Э, когда состояние P^- станет энергетически более выгодным, чем AP^- . В отсутствие областей с конфигурацией P^- в интервале полей от $+482$ Э до -570 Э скорость перехода $AP^+ \rightarrow AP^-$ должна увеличиваться с понижением напряженности поля. Поле $H = -480$ Э, в котором зависимость $v_{DW}(H)$ для перехода $AP^+ \rightarrow AP^-$ изменяет возрастание на убывание (рис. 6), соответствует полю перехода $P^- \rightarrow AP^+$ на возрастающей ветке петли гистерезиса. Это не соответствует условиям проводимых измерений, и области P^- не должны были бы наблюдаться в исследуемом интервале полей согласно полевой зависимости (рис. 2). В действительности, зародыши фазы P^- все же возникают при пониженных значениях магнитных полей вблизи неоднородностей и механических дефектов пленки. Расположение зародышей P^- образует узор, похожий на следы от царапин (рис. 3б), и воспроизводится при повторном перемагничивании пленки, что подтверждает эту гипотезу.

Основное отличие полученных нами данных от ситуаций, исследованных на этих же образцах в [4], заключается в том, что ранее изучалась лишь интегральная намагниченность всего образца, а динамика развития и зарождения зародышей намагниченности оставалась «за кадром». Поскольку микроскопия Керра была использована для получения интегрального сигнала, формирование и закономерности развития зародышей намагниченности не были исследованы. Развита в [4] модель относится к монокристаллическому образцу размерами $10 \text{ нм} \times 10 \text{ нм}$ и описывает вероятности его пребывания в различных состояниях целиком, без учета существования в нем доменных границ и зародышей намагниченности, т. е. в рамках теории макроспина.

5. ВЫВОДЫ

1. В гетероструктуре $\text{SiO}_2/\text{Pt}(3.2 \text{ нм})/\text{Co}(1.1 \text{ нм})/\text{Ir}(1.4 \text{ нм})/\text{Co}(1 \text{ нм})/\text{Pt}(3.2 \text{ нм})$ полевая зависимость скорости расширения зародышей P^- в окружении фазы AP^+ монотонна. Активационный объем движения границы P^-/AP^+ в постоянном поле равен 4317 нм^3 , что значительно превышает активационный объем для зародышей намагниченности в однослойных пленках $\text{Co}(1 \text{ нм})$ примерно равный 1000 нм^3 . Это говорит о существенном изменении структуры препятствий для движения доменной границы P^-/AP^+ в двуслойном синтетическом ферромагнетике по сравнению с однослойной тонкой пленкой.

2. Расширение зародыша AP^- происходит в разном окружении другими типами магнитных фаз: а) в интервале полей $-435 \text{ Э} < H < -510 \text{ Э}$ зародыши AP^- окружены фазой AP^+ , б) в интервале полей $-511 \text{ Э} < H < -542 \text{ Э}$ зародыши AP^- окружены одновременно как фазой AP^+ , так и фазой P^- , в) в поле менее -543 Э зародыши AP^- окружены только фазой P^- .

3. Смена окружения зародышей AP^- при увеличении постоянного магнитного поля, в котором проводится наблюдение, сопровождается сменой знака зависимости скорости границы зародышей AP^- от поля. Полевая зависимость скорости расширения доменов AP^- немонотонна с максимумом в поле $H_C = -480 \text{ Э}$. Активационный объем, определенный из аппроксимации возрастающей части полевой зависимости ($-435 \text{ Э} < H < -480 \text{ Э}$), равен 648 нм^3 .

Благодарности. Авторы благодарны Dr. Y. Lu и Dr. A. Namadeh за предоставленные образцы и плодотворные дискуссии.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке гранта 3.1992.2017/4.6 в рамках конкурса научных проектов, выполняемых научными коллективами исследовательских центров и (или) научных лабораторий образовательных организаций высшего образования, а также в рамках Проекта повышения конкурентоспособности ведущих российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров «5-100». Работа А. Б. поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 19-32-90128, аспиранты).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Jiang, S. Mei Ng, C. W. Leunget et al., J. Mater. Chem. C **5**, 252 (2017).
2. G. Li, S. Sun, R. J. Wilson et al., Sensors and Actuators A Phys. **126**, 98 (2006).
3. K. Shahbazi, J.-V. Kim, H. T. Nembach et al., Phys. Rev. B **99**, 094409 (2019).
4. T. Fache, H. S. Tarazona, J. Liu et al., Phys. Rev. B **98**, 064410 (2018).
5. A. Talantsev, Y. Lu, T. Fache et al., J. Phys.: Condens. Matt. **30**, 135804 (2018).
6. E. Fatuzzo, Phys. Rev. **127**(6), 1999 (1962).
7. M. Labrune, S. Andrieu, F. Rio et al. J. Magn. Magn. Mater. **80**, 211 (1989).
8. A. A. Adjanoh, R. Belhi, J. Vogel et al., J. Magn. Magn. Mater. **323**, 504 (2011).
9. E. Lundgren, B. Stanka, M. Schmid et al., Phys. Rev. B **62**(4), 2843 (2000).
10. Р. Б. Моргунов, Г. Л. Львова, Письма в ЖЭТФ **108**, 124 (2018).
11. N. Nakajima, T. Koide, T. Shirada et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 5229 (1998).
12. R. B. Morgunov, E. I. Kunitsyna, A. D. Talantsev et al., Appl. Phys. Lett. **114**, 222402 (2019).
13. A. Lyberatos and J. Ferre, J. Phys. D Appl. Phys. **33**, 1060 (2000).
14. P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 217208 (2007).
15. A. Lyberatos and R. W. Chantrell, J. Phys.: Condens. Matt. **9**, 2623 (1997).
16. A. Kirilyuk, J. Ferre, V. Grolier et al., J. Magn. Magn. Mater. **151**, 45 (1997).