05,08

Оценка взаимодействия Дзялошинского–Мория в металлических наногетероструктурах: методика и эксперимент

© А.В. Телегин[1], Ж.Ж. Намсаров[2], В.А. Бессонова[1], В.А. Антонов[2], С.В. Баталов[1], А.В. Огнев[2,3]

[1] Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия
[2] Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия
[3] Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Сахалинский государственный университет, Южно-Сахалинск, Россия

E-mail: telegin@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 24 ноября 2024 г.
В окончательной редакции 4 декабря 2024 г.
Принята к публикации 4 декабря 2024 г.

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование слабого антисимметричного обменного взаимодействия Дзялошинского–Мория для многослойных металлических наноструктур типа тяжелый металл/ферромагнетик. Для оценки интерфейсного взаимодействия Дзялошинского–Мория рассмотрены методы исследования динамики магнитных доменов в пленке, определение величины токоиндуцированного поля от величины внешнего магнитного поля в плоскости пленки и исследование поля зарождения магнитных доменов. Проведено экспериментальное сравнение методов и показано, что для наноструктуры $Pt(4)/Co(0.7)/MgO(2\,nm)$ они дают близкие оценки поля взаимодействия Дзялошинского–Мория, однако метод зарождения доменов является технически более универсальным для реализации и не предъявляет высоких требований к качеству образцов. Данный метод рекомендуется для исследования эволюции энергии взаимодействия Дзялошинского–Мория в тонкопленочных наноструктурах наряду с бесконтактным спин-волновым методом оценки аномалий дисперсии спиновых волн.

Ключевые слова: взаимодействие Дзялошинского–Мория, наноструктуры, токоиндуцированная динамика, магнитные домены, эффект Керра, Спин-Холл эффект.

DOI: 10.61011/FTT.2024.12.59610.323

1. Введение

Топологические спиновые структуры, такие как хиральные доменные стенки (ДС) и скирмионы, рассматриваются как перспективные носители информации для будущих приложений спинтроники [1–3]. Известно, что электрический ток может индуцировать движение таких спиновых структур, что делает их особенно привлекательными для перспективных запоминающих устройств и элементов логики. Важным параметром, необходимым для стабилизации хиральных спиновых текстур, является взаимодействие Дзялошинского–Мория (ВДМ). ВДМ представляет собой анизотропное обменное взаимодействие, приводящее к ортогональному выстраиванию соседних магнитных моментов в системах без центра инверсии [4–7]. Оно возникает из-за спин-орбитальной связи, которая действует как возмущение локализованных спиновых состояний. При наличии двух соседних спинов $\mathbf{S}_i$ и $\mathbf{S}_j$ ВДМ вносит свой вклад в гамильтониан локально с первым билинейным энергетическим членом, описываемым следующим выражением:

$$\mathbf{E}_{\mathrm{DMI}} = \mathbf{D}_{ij}(\mathbf{S}_j \times \mathbf{S}_i), \tag{1}$$

где $\mathbf{D}_{ij} = D_{ij}(\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{n})$ — локальный вектор ВДМ в изотропной пленке, описываемый его величиной D_{ij}, $\mathbf{r}_{ij}$ — единичный вектор, связывающий между собой два соседних магнитных узла (атома), а $\mathbf{n}$ — нормаль, направленная вдоль нарушения симметрии (в случае планарных структур нормаль к плоскости пленки).

Выражение (1) является частью обобщенного обменного взаимодействия, которое связывает величину $\mathbf{D}_{ij}$ с изотропным гейзенберговским обменом $\mathbf{J}_{ij}\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j$, где J_{ij} — обменная константа. В противоположность коллинеарному взаимодействию Гейзенберга, ВДМ способствует ортогональному расположению $\mathbf{S}_i$ и $\mathbf{S}_j$ с хиральностью, налагаемой знаком $\mathbf{D}_{ij}$.

Концепция ВДМ впервые была предложена в 1950-х годах для антиферромагнетиков, таких как α-Fe_2O_3, чтобы объяснить существование в них слабого ферромагнетизма [4]. В последующие десятилетия и другие магнитные материалы, такие как спиновые стекла,

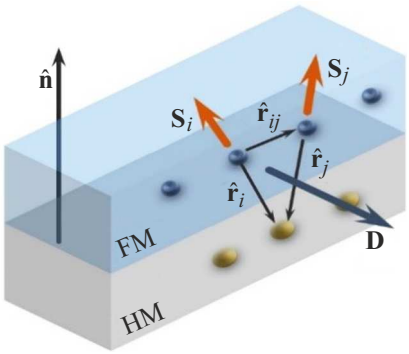


Рис. 1. Схематическое изображение ориентации спинов $\mathbf{S}_i$ и $\mathbf{S}_j$ в ферромагнитном (FM) слое, которые выстраиваются неколлинеарно вследствие обменного взаимодействия с атомами соседнего слоя тяжелого металла (HM). Направление скоса спинов определяется ориентацией вектора **D**, который перпендикулярен плоскости, образованной двумя атомами FM слоя и одним атомом слоя HM.

ортоферриты, манганиты или сверхпроводящие купраты, были исследованы на предмет их неколлинеарного или спирального магнетизма и влияния ВДМ на магнитное состояние. В нецентросимметричных кристаллах, таких как MnSi, FeGe и др., было показано, что объемное ВДМ приводит к возникновению скирмионных решеток и других экзотических спиновых текстур, которые могут быть непосредственно визуализированы при низкой температуре [8–10].

Сравнительно недавно было продемонстрировано наличие сильного ВДМ, локализованного в интерфейсе (границе раздела) между слоями в тонких магнитных многослойных системах с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) [11,12]. Интерфейсное ВДМ важно в контексте систем, состоящих из нанометровой толщины ФМ пленки с ПМА, контактирующей со слоем тяжелого металла. В такой системе интерфейсное ВДМ возникает из-за нарушения инверсионной симметрии на границе раздела между двумя слоями и большой спин-орбитальной связью атомов тяжелых металлов, которые опосредуют взаимодействие между соседними спинами $\mathbf{S}_i$ и $\mathbf{S}_j$ ферромагнетика. Следствием интерфейсной природы ВДМ является уменьшение величины взаимодействия при увеличении толщины магнитной пленки. Если нарушение симметрии происходит только на границе раздела, а плоскости или оси симметрии всегда перпендикулярны плоскости пленки, то, согласно правилам Мория, вектор **D**, определенный на границе раздела, должен быть обязательно перпендикулярен нормали пленки, как показано на рис. 1.

Принимая во внимание, что ферромагнитная пленка является изотропной (т.е. не имеет особых выделенных направлений), вектор ВДМ упрощается до $\mathbf{D}_{ij} = D_{ij}(\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{n})$ с постоянной D, описывающей силу ВДМ в плоскости пленки, где **n** — это нормаль к интерфейсу пленки. Таким образом, интерфейсное ВДМ можно рассматривать как эквивалент эффективного плоского магнитного поля H_{DMI}, которое, действуя на доменную стенку, вызывает переориентацию спинов из блоховской конфигурации в конфигурацию Нееля с фиксированной хиральностью. При этом величина интерфейсного ВДМ измеряется в эксперименте как поле ВДМ [6,12]. Определив поле ВДМ, в рамках так называемой 1D модели можно рассчитать постоянную D в структуре ТМ/ФМ (HM/FM) с ПМА по формуле [13,14]:

$$D = \mu_0 H_{\mathrm{DMI}} M_s \Delta, \tag{2}$$

где M_s — намагниченность насыщения, H_{DMI} — поле взаимодействия Дзялошинского–Мория, $\Delta = \mathrm{sqrt}(A_{\mathrm{ex}}/K_{\mathrm{eff}})$ — параметр, соответствующей ширине доменной стенки, где A_{ex} — константа обменного взаимодействия, $K_{\mathrm{eff}} = K_U - (\mu_0 M_s^2)/2$ — константа эффективной анизотропии, определяемая, как разность между константой перпендикулярной анизотропии K_U и энергией размагничивания $(\mu_0 M_s^2)/2$.

Для экспериментального определения поля ВДМ в планарных наноструктурах типа ТМ/ФМ малого линейного размера плохо применим классический эксперимент по дифракции медленных нейтронов (например, метод, основанный на интерференции нерезонансного магнитного и резонансного квадрупольного рассеяния [15]) и часто используются такие методы, как [13,14,16,17]:

1. Метод доменных стенок, где величина и знак D определяются путем прямого измерения скорости движения стенки домена в зависимости от магнитного поля в плоскости образца, либо путем измерения поля зарождения переориентированного домена в зависимости от величины внешнего магнитного поля в плоскости пленки и т.д.

2. Спин-волновой метод, где величина и знак D получаются путем анализа ассиметричной дисперсии спиновых волн в наноразмерных тонкопленочных структурах, касательно намагниченных в плоскости, например, по данным Мандельштам–Бриллюэновского рассеяния света, время-разрешенной Керровской спектроскопии и т.д.

3. Метод спин-орбитального крутящего момента (SOT), где D определяется путем измерения величины токоиндуцированного эффективного поля в пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией, в зависимости от величины тока и внешнего магнитного поля, направленного в плоскости пленки.

В работе дано краткое описание трех методов оценки поля ВДМ: определение полей зарождения доменов, регистрация параметров движения ДС и оценка величины токоиндуцированного эффективного поля. С помощью измерений аномального эффекта Холла и Керр-микроскопии выполнена экспериментальная апробация методов и проведена оценка взаимодействия Дзялошинского–Мория для синтезированной многослойной наноструктуры состава $\mathrm{Pt(4\,nm)/Co(0.7)/MgO(2)}$ с холловскими контактами.

По результатам работы проведен анализ использованных методик оценки поля ВДМ и выбран оптимальный подход.

2. Описание методов расчета ВДМ

2.1. Исследование зависимости эффективного токоиндуцированного поля от величины внешнего магнитного поля в плоскости пленки

Метод определения эффективности переноса спин-орбитального момента (SOT) и поля ВДМ в пленке ТМ/ФМ с перпендикулярной магнитной анизотропией основан на модели токоиндуцированного распространения доменной стенки [18,19]. Постоянный ток I_{DC}, протекающий в структуре ТМ/ФМ с сильным спин-орбитальным взаимодействием в направлении x за счет спин-Холл эффекта или обратного спинового гальванического эффекта, создает неравновесную плотность спиновых состоянии $\boldsymbol{\delta}$ в поперечном направлении y. В результате возникает эффективное магнитное поле, действующее на намагниченность структуры как $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \boldsymbol{\delta}\mathbf{M}$. Как показано на рис. 2, *a*, на ДС Нееля помимо поля ВДМ (HDMI) будет действовать поперечная, вертикальная компонента поля H^z_{eff}, зависящая, в общем случае, от угла между намагниченностью ДС и направлением плотности тока $\mathbf{J}_e$. Однако для гомохиральной ДС суммарная величина эффективного поля будет равна нулю из-за противоположных знаков H^z_{eff} для ДС, которые имеют противоположное направление намагниченности.

В этом случае в отсутствие внешнего поля, поле H^z_{eff} может действовать на ДС и перемещать домен в каком-либо направлении без его расширения — токоиндуцированное движение. Однако, при приложении достаточно большого магнитного поля в плоскости пленки $H_x > H_{\text{DMI}}$ намагниченность в ДС будет выстраиваться параллельно, как показано на рис. 2, *b*, и тогда результирующее H^z_{eff} окажется направлено одинаково для обеих ДС. Соответственно, будет наблюдаться расширение или сжатие доменов в зависимости от полярности поля H_x и тока I_{DC}. Таким образом, есть прямая взаимосвязь между движением ДС, перпендикулярным полем H^z_{eff} и величиной тока J_e и поля H_x — $H^z_{\text{eff}}(J_e, H_x)$. Таким образом, измеряя сдвиг магнитных петель наноструктуры как функции $f(H_x, I_{DC})$, и, зная поле насыщения H_{sat} петли, можно определить величину $H_{\text{DMI}} = H_{\text{sat}}$.

Для примера в работе [19] измерялись кривые (петли) зависимости аномального напряжения Холла (AHE) от перпендикулярного поля V при варьировании величины и полярности тока I_{DC} и поля H_x. Было показано, что в поле $H_x = 0.25\,\text{T}$ поперечная петля гистерезиса AHE смещается в противоположные стороны из-за SOT эффекта для $I_{DC} = \pm 6\,\text{mA}$, что указывает на противоположный знак индуцированного эффективного

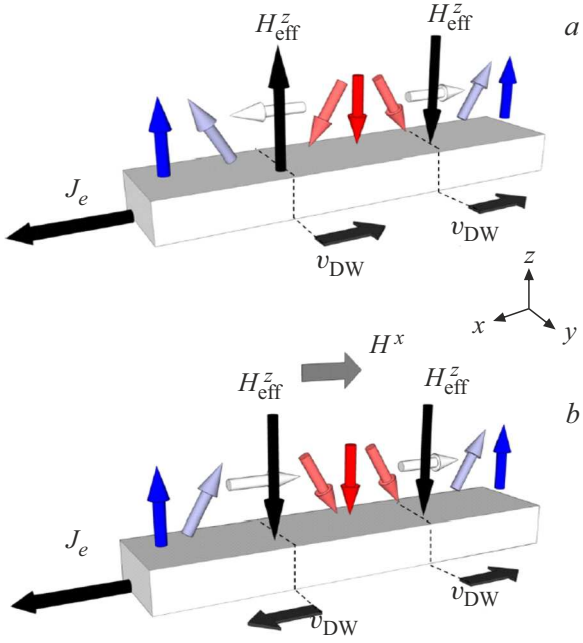


Рис. 2. (*a*) Схема токоиндуцированного движения ДС в магнитной пленке с ПМА в отсутствии внешнего магнитного поля. Поле H^z_{eff} представляет собой эффективное поле, индуцированное спин-холл эффектом, и действующее на стенку домена Неелевского типа. $\mathbf{V}_{\text{DW}}$ представляет направление движения ДС, J_e — плотность тока; (*b*) Схема расширения домена в магнитном поле H_x в результате перестройки магнитных моментов ДС (Reprinted with permission from [19]).

поля H^z_{eff}. Поскольку H^z_{eff} действует как эффективное магнитное поле для всей структуры ТМ/ФМ, то петля AHE должна смещаться относительно начального положения при $H^z_{\text{eff}} = 0$ на величину, равную H^z_{eff} [19]. Следовательно, измеряя сдвиг петли гистерезиса AHE в зависимости от H_x и I_{DC}, можно получить зависимость вида $H^z_{\text{eff}} = \chi I_{DC}$, где χ — показатель эффективности преобразования „заряд–спин“ (SOT). Далее при фиксированном J можно определить величину полей переключения ДС: H^1_{SW} (up-down) и H^2_{SW} (down-up). Тогда при условии исключения Джоулева нагрева (малых токах) и влияния коэрцитивного поля, эффективное поле H^z_{eff} может быть определено как: $H^z_{\text{eff}} = (H^1_{\text{SW}} + H^2_{\text{SW}})/2$. В этом случае критическая величина поля H_x, при котором зависимость вида $\chi(H_x) = dH^z_{\text{eff}}/dJ_e$ выходит на плато (состояние насыщения, когда намагниченность ДС выравнена по полю H_x), будет соответствовать полю ВДМ — $H_{\text{DMI}} = H_x$. Далее по уравнению (2) определяется D. Отметим, что знак D из этих измерений не определяется.

Важно также то, что область насыщения кривой $\chi(H_x)$, где $\chi_s = H^z_{\text{eff}}(H_{\text{sat}}, J_e)/J_e$, может быть использована для оценки эффективности процесса преобразования „заряд–спин“ (SOT) в наноструктурах ТМ/ФМ, что важно для практических приложений [17–19].

2.2. Метод доменных стенок

2.2.1 Исследование зависимости поля зарождения доменов от величины поля в плоскости пленки

Как было описано в работе [20], в рамках модели конечных температур перемагничивание в макроскопическом образце осуществляется через зарождение переориентированных доменов с последующим движением ДС и изменением размеров доменов. При этом наличие ВДМ приводит к снижению энергии ДС в пленочной структуре, а также оказывает влияние (уменьшает) на энергетический барьер, необходимый для формирования центра зарождения (droplet) переориентированных доменов. В то же время в [21] обнаружили различие между условиями формирования доменов на краю и в центре магнитной пленки и показали, что возникновение доменов на краю не только зависит от величины поля H_x, но и имеет асимметрию относительно комбинации знака ВДМ и направления поля в плоскости. При этом направление намагниченности центра зарождения домена обычно совпадает с направлением приложенного внешнего магнитного поля. В [21,22] для описания начала формирования магнитного домена на краю пленки при воздействии магнитного поля была использована модель „полукапли“ (half-droplet). Согласно модели поле зарождения переориентированного домена, H_n на краю пленки с ПМА определяется энергией Зеемана и полной энергией ДС (σ):

$$H_n = \frac{\pi\sigma^2 t}{2\mu_0 M_s p k_B T}, \qquad (3)$$

где t — толщина ФМ слоя, p — фактор температурной стабильности, связанный с временем активации переориентированных доменов $\tau = \tau_0 e^p$, где τ_0 — обратная частота попыток зарождения, μ_0 — константа магнитной восприимчивости, M_s — намагниченность насыщения, k_B — константа Больцмана, T — температура.

Из уравнения (3) следует, что поле зарождения пропорционально квадрату полной энергии ДС, которая в свою очередь зависит от величины ВДМ и приложенного в плоскости пленки внешнего магнитного поля H_x [23]. Однако данная модель не может быть применена к описанию зарождения доменов в случае, когда величина поля H_x превышает некоторое критическое значение H_c, соответствующее полю ВДМ. Это происходит из-за совпадения направлений намагниченности границ домена с направлением поля в плоскости, что приводит к снижению магнитной энергии центра зарождения и, как следствие, уменьшению величины поля зарождения при $H_x^c > H_{DMI}$. Таким образом, величина H_x^c при которой поле зарождения начинается зависеть от поля H_x, представляет собой „индикатор сопоставимости“ поля зарождения с полем H_{DMI}. Этот параметр может быть определен экспериментально из анализа поведения кривой $H_n(H_x)$.

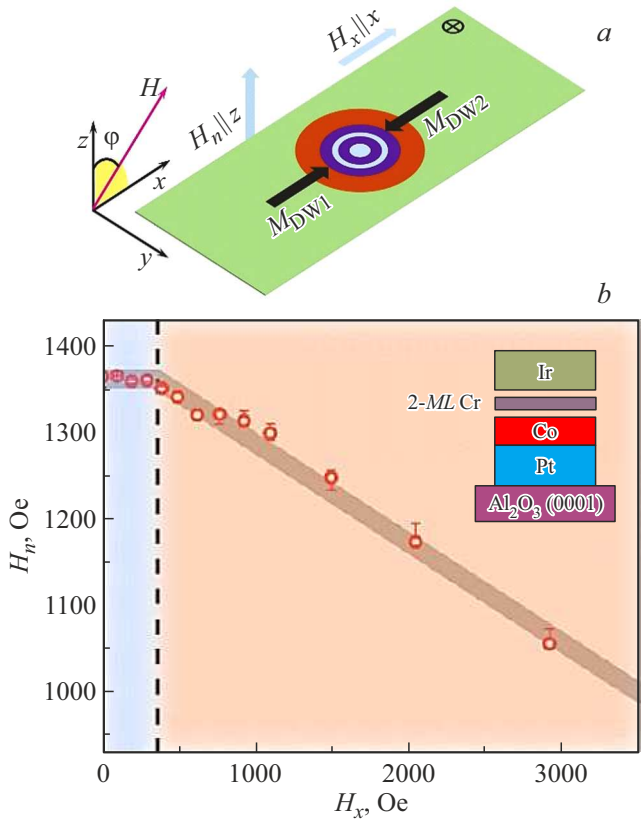


Рис. 3. (a) Схематическое изображение центра зарождения домена в пленке с ПМА с противоположными направлениями намагниченности, отмеченными красной и синей областями. Намагниченность ДС (M_{DW1}, M_{DW2}) показана стрелками в плоскости. (b) Зависимость поля зарождения H_n от внешнего поля в плоскости пленки H_x для наноструктуры Pt/Co/Ir, где синей областью отмечены экспериментальные точки при $H_x < H_{DMI}$, а оранжевая область соответствует полуинтервалу $H_x > H_{DMI}$ ($H_x^c = 409$ Oe) [Reprinted with permission from [23] Copyright {2024} ACS].

Данный метод успешно применяется в исследованиях доменной структуры и оценки ВДМ в многослойных наноструктурах с ПМА [20–23]. При этом для контроля/определения поля зарождения может использоваться, например, керровская микроскопия (MOKE). Схема магнитного зародыша (droplet) и устройства с холловскими контактами представлена на рис. 3, *a*. Суммарная энергия доменной стенки σ определяется как сумма поверхностной энергии каждой из них, связанной с намагниченностью ДС. Эти направления параллельны и антипараллельны внешнему полю H_x, что изображено стрелками на рис. 3. Значение σ остается неизменным при условии, что $H_x < H_{DMI}$, и уменьшается при $H_x < H_{DMI}$. Например, зависимость $H_n(H_x)$ имеет плато в интервале $0 < H_x < H_{DMI}$ и обнаруживает резкое отклонение (уменьшение величины H_n) в случае $H_x > H_{DMI}$ (рис. 3, *b*) [23]. Согласно модели [23] критическая величина поля H_x^c, при которой кривая $H_n(H_x)$

демонстрирует излом, определяет значение поля H_{DMI} в пленке. Таким образом, из экспериментальной зависимости $H_n(H_x)$ можно оценить поле ВДМ и величину D.

2.2.2 Исследование зависимости скорости движения доменов от величины поля в плоскости

К бесконтактным методам оценки ВДМ в магнитных наноструктурах с ПМА относится анализ движения ДС в фиксированном перпендикулярном магнитном поле H_z при одновременном воздействии поля в плоскости H_x с помощью Керровской микроскопии. Предполагается, что для минимизации зеемановской энергии, связанной с H_z, домены с намагниченностью вдоль направления поля H_x расширяются за счет доменов других ориентаций, что и приводит к движению ДС. Динамика ДС обычно рассматривается как движение одномерной упругой линии в двумерном неупорядоченном потенциале. При этом выделяют три режима движения: „ползучий“, „депиннинг“ и „пролетный“ (creep, depinning, flow), которые происходят последовательно с увеличением поля H_z [24]. При достаточно слабых полях ДС движутся в режиме термически-активированной ползучести. В этом случае они сильно взаимодействуют с флуктуациями различного происхождения, в том числе термическими-активированными, а скорость ДС меняется как $v \sim \exp(-H_x)^{-1/4}$. При увеличении H_z до критической величины, равной полю депиннинга H_{dep}, влияние термических флуктуаций ослабевает, а скорость ДС растет как $v \sim (H_x - H_{\mathrm{dep}})^{\beta}$, где β является показателем степени депиннинга при $T = 0$ [24]. Наконец, при $H_x > H_{\mathrm{dep}}$ доменная стенка выходит в „режим пролета“, при котором скорость ее движения линейно возрастает до Уокеровского предела и далее резко спадает из-за изменения внутренней магнитной структуры ДС [25].

В экспериментах величина H_{DMI} чаще всего определяется по движению ДС в постоянном перпендикулярном поле H_z в режиме ползучести. В этом режиме ДС медленно движутся в слабых полях (несколько процентов от H_{dep}) за счет термической активации, взаимодействуя с дефектами различного происхождения (дефекты закрепления, изменения толщины пленки, магнитные и структурные неоднородности и т.д.) [24,25]. Скорость движения ДС под действием перпендикулярного поля существенно изменяется в присутствии поля в плоскости (H_x). Кроме того, в этом случае домен должен изотропно расти, сохраняя первоначальную радиально-симметричную форму. Экспериментально это проявляется как расширение магнитного домена. Однако в присутствии направленного поля H_x симметрия расширяющегося домена нарушается, так как неелевские ДС на противоположных краях домена, имеют противоположно направленную плоскостную компоненту намагниченности и, соответственно, приобретают разные скорости под действием поля H_x [26]. Несимметричное разрастание домена регистрируется с помощью Керр-микроскопии [27–29]. В зависимости от величины поля H_x и способа приложения поля H_z по изменению формы и размера домена рассчитывается скорость движения ДС и строится ее зависимость $v(H_x)$. В случае, когда внешнее поле H_x становится равным полю ВДМ, происходит изменение внутренней магнитной структуры ДС — переход от стенки Нееля к стенке Блоха, что сопровождается минимумом на кривой зависимости скорости движения доменных стенок $v(H_x)$. Следовательно, за величину поля ВДМ обычно принимается поле H_x, соответствующее этому минимуму. Величина ВДМ определяется по уравнению (2), а его знак по ориентации асимметрии домена относительно направления H_x. Модифицированная модель „ползучести“, в которой внешнее магнитное поле в плоскости пленки влияет на динамику домена только посредством изменения энергии ДС, успешно применяется для анализа экспериментальных данных и оценки константы ВДМ в различных достаточно протяженных металлических тонкопленочных наноструктурах с ПМА. Отметим, что в рассмотренной модели скорости противоположных ДС должны быть симметричны относительно нуля. Однако во многих экспериментальных случаях это оказывается не так: полученные зависимости $v(H_x)$ часто несимметричны и/или имеют форму, отличную от параболы [31,32]. В таких случаях модель и расчеты сильно усложняются.

Выше было приведено описание трех методов определения величины ВДМ в магнитных пленках. В следующем разделе для сравнения каждой из предложенных моделей было выполнено экспериментальное определение поля ВДМ в образцах тонкопленочной наногетероструктуры тяжелый металл/ферромагнетик.

3. Сравнение экспериментальных результатов определения величины ВДМ

Для экспериментов в качестве тестовых образцов использовались тонкопленочные наноструктуры состава $\mathrm{Pt}(4)/\mathrm{Co}(0.7)/\mathrm{MgO}(2\,\mathrm{nm})$, осажденные на поверхность оксидированного кремния. На полученных пленках методами фотолитографии и ионно-плазменного травления были сформированы структуры Холла и контактные площадки (рис. 4, *a*). Подробнее с методами синтеза и аттестации пленок и приготовления контактов можно ознакомиться, например, в [33,34].

В первом методе в эксперименте исследовалась зависимость эффективного токоиндуцированного магнитного поля H_{eff}^{z} от величины внешнего магнитного поля. Для этого использовалась пленка со структурой Холла, которая была помещена в Керр-микроскоп, укомплектованный двумя электромагнитами, позволяющими одновременно создавать горизонтальные и вертикальные поля (в плоскости и перпендикулярно плоскости образца)

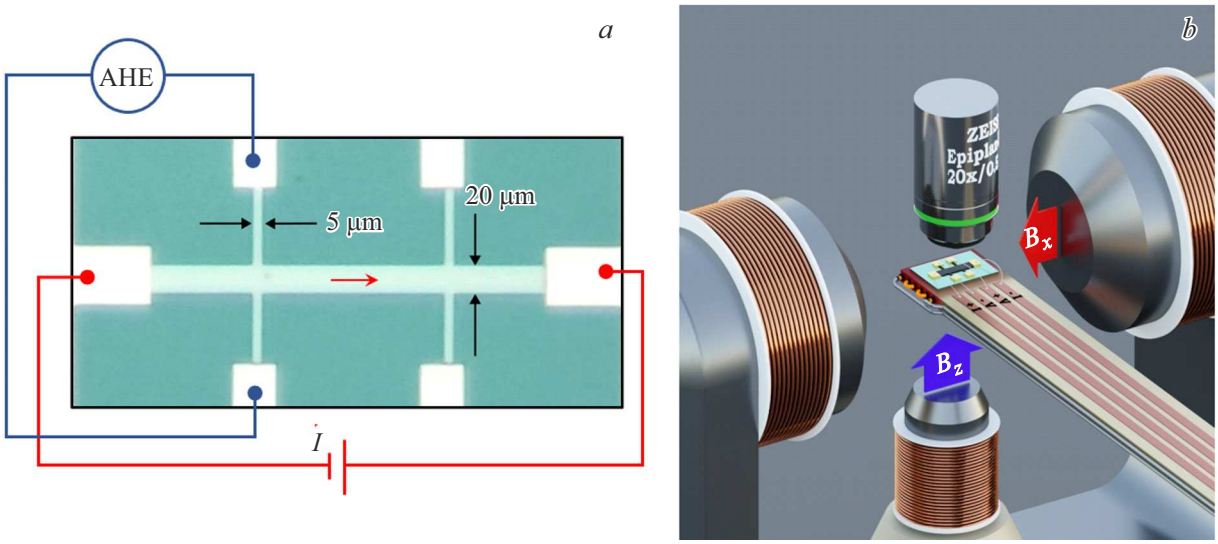


Рис. 4. (a) Образец исследуемых пленок со структурой Холла, (b) Схематическое изображение экспериментальной установки с Керр-микроскопом, укомплектованной сборкой электромагнитов для создания ортогональных полей.

(рис. 4, b). В эксперименте образец перемагничивался вертикальным полем H_z, при этом измерялась петля гистерезиса аномального эффекта Холла (AHE). Далее через образец в присутствии постоянного горизонтального магнитного поля H_x пропускался постоянный ток разного знака ± 5 mA. Ток генерирует эффективное магнитное поле H^z_{eff}, перпендикулярное полю H_x. Направление поля H^z_{eff} зависит от полярности тока. В результате, петля гистерезиса AHE будет сдвигаться относительно начального положения влево или вправо, на величину, пропорциональную величине токоиндуцированного поля H^z_{eff} (рис. 5, a).

В эксперименте величина поля сдвига H_{sw} была получена для значений магнитного поля H_x в интервале от -30 до 30 mT с шагом 2.5 mT. Результирующая зависимость $H_{sw}(H_x)$ приведена на рис. 5, b. В соответствии с теорией, описанной выше, из полученных экспериментальных данных было определено значение поля H_x, при котором кривая выходит на насыщение. Для используемого образца наноструктуры это значение составило 16 mT, что согласуется с оценками поля ВДМ для структур Pt/Co/MgO, полученными в [31,32].

Далее на тех же образцах исследовалась зависимость поля зарождения доменов H_n от угла α между плоскостью образца и направлением внешнего магнитного поля H_x. Отметим, что для такого модифицированного метода не требуется создание двух ортогональных полей. В эксперименте пленка со структурой Холла была закреплена на поворотном держателе между полюсами электромагнита, который благодаря шаговому двигателю мог вращаться с шагом 1 градус. В этом случае при $\alpha = 0$ градусов поле H_x ориентированно перпендикулярно плоскости образца, а при $\alpha = 90$ градусов — в плоскости. Таким образом, отклонение держателя от 0 градусов приводит к тому, что внешнее магнитное поле H_x начинает иметь две ненулевые проекции относительно плоскости образца: $H_{xy} = H_x \sin\alpha$ и $H_{xx} = H_x \cos\alpha$. Для каждого значения угла держателя записывалась петля гистерезиса AHE при изменении поля H_x и определялась величина поля переключения H_{sw}. С увеличением угла α поле H_{sw}, необходимое для переключения ориентации намагниченности, увеличивалось, а петля, соответственно, расширялась (рис. 6). На основе экспериментальных данных была построена зависимость вида $H_{\text{SW}} = H_{\text{SW}}(0^0)\cos\alpha$, которая хорошо аппроксимируется кривой вида $1/\cos\alpha$, описывающей процесс перемагничивания в модели Кондорского и справедливой в случае, если поле зарождения домена в пленке не зависит от величины H_x. Далее согласно уравнениям $H_x = H_{sw}(\alpha)\sin\alpha$ и $H_n = H_{sw}(\alpha)\cos\alpha$ была построена зависимость $H_n(H_x)$, соответствующая полю переключения домена от компоненты внешнего магнитного поля в плоскости пленки (рис. 6, c). Согласно разделу 2.2.1, поле, при котором эта зависимость отклоняется от постоянного значения (состояния насыщения), соответствует полю ВДМ. Таким образом, в рассмотренном случае эта величина составила 17 mT, что согласуется с данными, полученными первым методом, и соответствует полю ВДМ для подобных структур [33–35].

В третьем методе на тех же пленках исследовалась зависимость скорости движения ДС от величины поля в плоскости образца H_x. Для эксперимента использовалась магнитооптическая установка, изображение которой приведенно на рис. 4, b. Сначала с помощью Керр-микроскопа был найден центр зарождения, в котором под действием внешнего вертикального поля H_z, начиналось перемагничивание пленки, сопровождаемое процессом разрастания симметричного домена. Для опре-

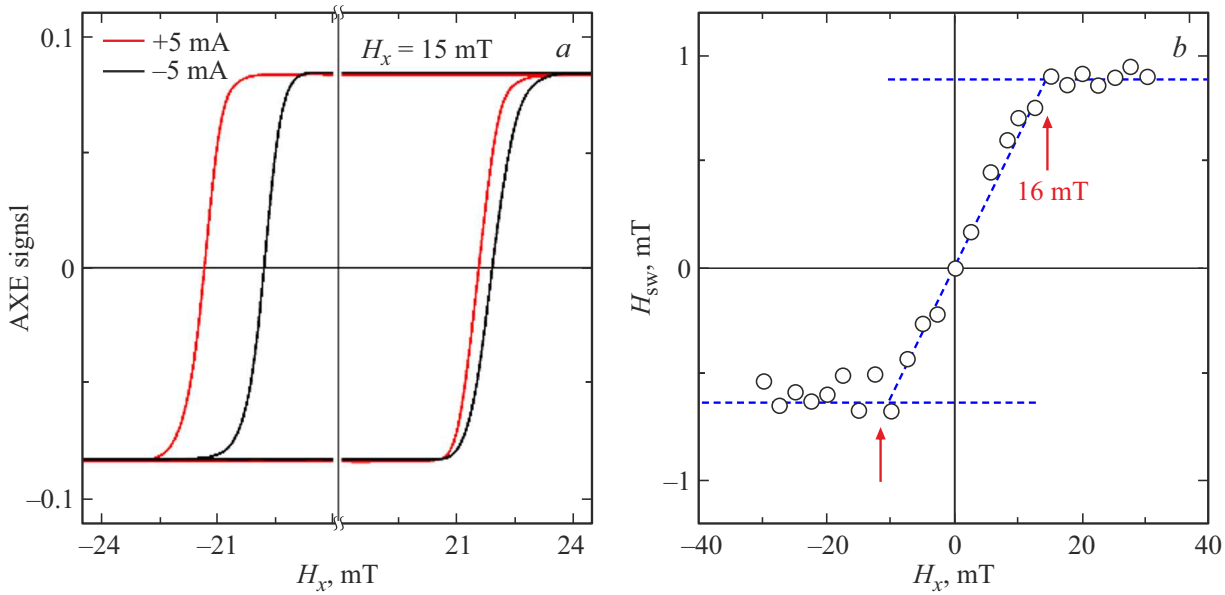


Рис. 5. (a) Сдвиг петель гистерезиса аномального эффекта Холла (AHE), полученных в результате перемагничивания структуры в зависимости от полярности тока в горизонтальном поле H_x. (b) Зависимость величины сдвига петель гистерезиса H_{sw} от величины поля в плоскости H_x. В каждом случае для определения сдвига использовался ток ± 5 mA.

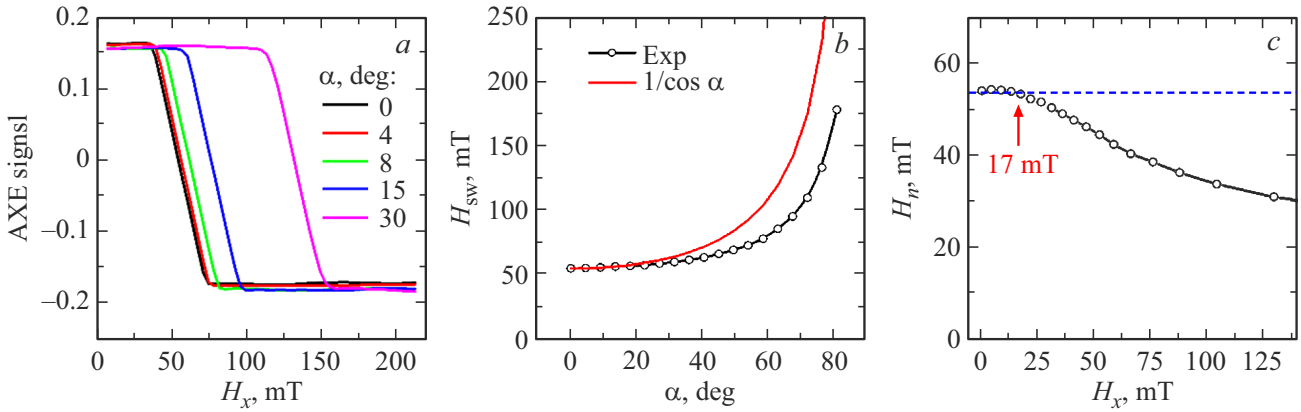


Рис. 6. (a) Половина петли гистерезиса аномального эффекта Холла (AHE), полученной при разных углах ориентации образца относительно внешнего поля H_x, (b) Зависимость поля переключения намагниченности H_{SW} от угла α между направлением поля и плоскостью образца. Красная сплошная линия соответствует теоретическому случаю неизменного поля зарождения, (c) Зависимость поля зарождения H_n доменов от величины компоненты внешнего магнитного поля в плоскости пленки H_x.

деления скорости движения ДС размер домена предварительно минимизировался путем подбора величины и знака поля H_z. После этого на образец подавалось три импульса поля H_z длительностью порядка 10 ms. После каждого импульса сохранялась фотография магнитной структуры пленки (рис. 7, a). Затем на основе полученных экспозиций рассчитывалась средняя скорость движения левой и правой ДС (рис. 7, b). Измерения проводились для фиксированных значений поля H_x от -0.1 до $+0.1$ T с шагом 0.01 T. В соответствии с теорией, описанной в разделе 2.2.2, поле, при котором полученные зависимости достигают минимума, было взято как поле ВДМ.

В рассмотренном случае поле ВДМ составило порядка 17 mT для правой ДС и около $1-2$ mT для левой ДС. Несимметричность зависимостей $v(H_x)$ возможно связана с дефектностью пленки, неоднородностью и нестабильностью магнитных потоков H_x и H_z, с термическими флуктуациями в пленке в результате неоднородного нагрева и т. д. Таким образом, по сравнению с методом оценки поля зарождения данный метод является более требовательным к качеству образца, уровню экспериментатора и уровню постановки эксперимента, а значит, большой погрешностью определения ВДМ.

На основе анализа теоретических моделей оценки ВДМ и проведенных экспериментов можно сделать

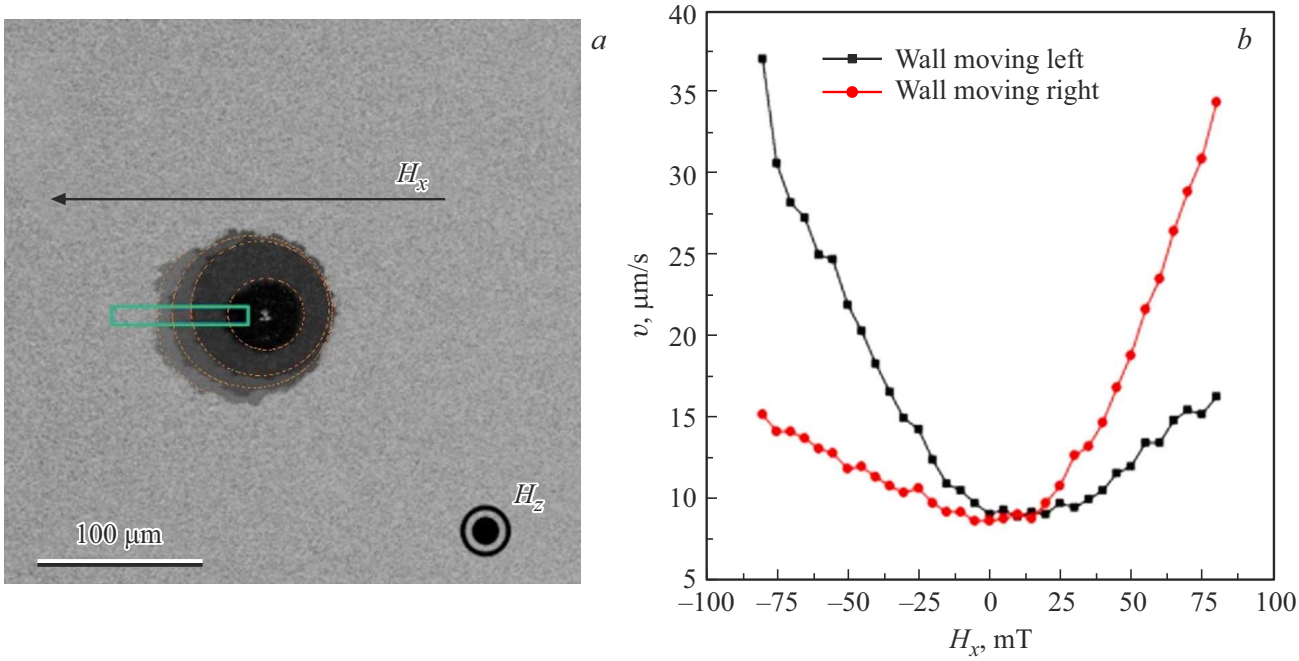


Рис. 7. (*a*) Пример разрастания (сдвига) домена под действием импульсов вертикального поля $H_z = 50$ mT в присутствие горизонтального поля $H_x = 50$ mT (масштаб указан шкалой в левом нижнем углу. Цветной рамкой отмечена область движения ДС), (*b*) Зависимости скорости движения левой и правой ДС (v) в наноструктуре от внешнего магнитного поля H_x.

выводы о том, что первый метод (токоиндуцированный сдвиг ДС) является прямым и достаточно методом оценки ВДМ (кроме знака) без привлечения сложных математических моделей. Метод применим не только для наноразмерных пленок, однако образцы должны обладать ПМА и как можно более симметричной петлей АНЕ. Следует отметить и необходимость привлечения сложных литографических процессов для изготовления холловских структур. Кроме того, данный метод требует квадрупольной конфигурации магнитов, большой плотности и высокой однородности ортогональных магнитных полей, что технически затратно. В этом плане второй метод (оценка поля зарождения) при схожей технике и точности эксперимента требует всего один источник внешнего магнитного поля, оптический Керр-микроскоп и простое устройство для поворота образца в магнитном поле. Третий метод (измерение скорости ДС) требователен к дефектности образцов сверхтонких пленок, а также точному выполнению условий для одного из трех режимов сдвига ДС, что является индивидуальным параметром для каждого образца. Кроме того, техническая реализация Керр-микроскопии и реализация строгой ориентации и величины поля для конкретного режим сдвига требует определенного уровня подготовки экспериментатора и компактных прецизионных стабилизированных источников магнитного поля. Согласно формуле (2) для всех методов также необходимо точное значение намагниченности насыщения и обменной жесткости (ширины ДС), определение которой для наноразмерных структур представляет собой отдельную сложную экспериментальную задачу. Это приводит к тому, что погрешность определения поля ВДМ и также постоянной D для описанных методов обычно составляет порядка 30%. Так же все рассмотренные методы имеют естественное ограничение по максимальной величине поля в плоскости, что несколько ограничивает диапазон измеряемых величин ВДМ.

В связи с этим наиболее универсальным подходом выглядит комплексное измерение ВДМ взаимодополняющими методами, основанных на разных физических явлениях, например: метод движения доменных стенок и спин-волновой метод. Из рассмотренных подходов для оценки ВДМ метод определения зависимости поля зарождения от внешнего магнитного поля из данных анализа петель АНЕ представляется наиболее быстрым и менее трудозатратным.

В заключении можно также отметить, что разброс в значениях величины ВДМ в литературе даже для образцов наноструктур формально одного и того же типа и состава в первую очередь определяется не только, или не столько методикой измерений, сколько и индивидуальными материальными параметрами (например, шероховатостью и однородностью слоев и интерфейсов, эпитаксиальными напряжениями и т.д.) образцов, поэтому проведение комплекса экспериментов на одном и том же образце будет наиболее эффективным подходом и несомненным достоинством любой экспериментальной работы по данной теме.

4. Заключение

В работе дано описание основных используемых методик оценки взаимодействия Дзялошинского–Мория, основанных на движение доменных стенок в тонкопленочных магнитных структурах, и проведен экспериментальный анализ этих методов для многослойных металлических пленок Pt(4)/Co(0.7)/MgO(2 nm). Показано, что методы оценки поля зарождения или величины токоиндуцированного поля дают хорошее совпадение в оценке поля взаимодействия Дзялошинского–Мория с хорошей повторяемостью. Однако для этих методов необходимо создание наноструктур с холловскими контактами, что требует применение сложного фотолитографического процесса, создание контактных площадок и проведение прецизионных электрических измерений. Метод оценки скорости движения доменных стенок с помощью Керр-микроскопии под действием внешнего магнитного поля также является технически сложным и требовательным как к качеству и толщине самой пленки, так и к уровню постановки эксперимента, навыками экспериментатора и многим другим сложноучитываемым факторам, что приводит к большим разбросам окончательных оценок.

На основе сравнения модельных подходов и экспериментальных данных сделан вывод о том, что наиболее простым для реализации и расчетов является метод оценки поля зарождения доменов при перемагничивании образца в наклонных полях. С нашей точки зрения, он может быть рекомендован как комплементарный к одному из самых распространенных на сегодня бесконтактных спин-волновых методов оценки взаимодействия Дзялошинского–Мория в наноструктурах по данным Мандельштам–Бриллюэновского рассеяния света.

Благодарности

Авторы благодарят за помощь в работе над статьей д.ф.-м.н. Ю.П. Сухорукова (ИФМ УрО РАН).

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20160 (https://rscf.ru/en/project/21-72-20160).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] А. Ферт, УФН **178**, *12*, 1336 (2008).
[2] A. Fert, F.N. Van Dau. Comptes Rendus Physique **20**, *7–8*, C. 817 (2019).
[3] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R.M. Reeve, M. Kläui. J. Appl. Phys. **124**, *24* (2018).
[4] I. Dzyaloshinsky. Sov. Phys. JETP **5**, 1259 (1957); T. Moriya. Phys. Rev. Lett. **4**, 228 (1960).
[5] R.E. Camley, K.L. Livesey. Surface Science Reports **78**, *3*, 100605. (2023).
[6] W.S. Wei, Z.D. He, Z. Qu, H.F. Du. Rare Metals **40**, *11*, 3076 (2021).
[7] B. Göbel, I. Mertig, O.A. Tretiakov. Physics Reports **895**, 1 (2021).
[8] A.N. Bogdanov, C. Panagopoulos. Nat. Rev. Phys. **2**, *9*, 492 (2020).
[9] B. Kaviraj, J. Sinha. ECS Journal of Solid State Science and Technology **11**, *11*, 115003 (2022).
[10] M. Ma, Z. Pan, F. Ma. J. Appl. Phys., **132**, *4*, 043906 (2022).
[11] A.S. Samardak, A.G. Kolesnikov, A.V. Davydenko, M.E. Steblii, A.V. Ognev. Phys. Met. Metallogr. **123**, 238 (2022).
[12] A. Thiaville, S. Rohart, É. Jué, V. Cros, A. Fert. Europhysics Letters **100**, *5*, 57002 (2012).
[13] M. Kataoka. J. Phys. Soc. Jpn. **56**, 3635 (1987).
[14] S. Emori, U. Bauer, S.M. Ahn, E. Martinez, Geoffrey S.D. Beach. Nat. Mater. **12**, 611 (2013).
[15] V.E. Dmitrienko, E.N. Ovchinnikova, S.P. Collins, G. Nisbet, G. Beutier, O. Kvashnin, V.V. Mazurenko, A.I. Lichtenstein, M.I. Katsnelson. Nature Physics **10**, 202 (2014).
[16] M. Bode, M. Heide, K. von Bergmann, P. Ferriani, R. Wiesendanger. Nature **447**, *7141*, 190 (2007).
[17] A. Manchon, J. Zelezny, I.M. Miron, T. Jungwirth, P. Gambardella. Rev. Mod. Phys. **91**, *3*, 035004 (2019).
[18] Y. Ishikuro, M. Kawaguchi, M. Hayashi. Phys. Rev. B **99**, *13*, 134421 (2019).
[19] C.F. Pai, M. Mann, Aik Jun Tan, G.S.D. Beach. Phys. Rev. B. **93**, *14*, 144409 (2016).
[20] S. Pizzini, J. Vogel, S. Rohart, L.D. Buda-Prejbeanu, E. Jue, O. Boulle, I.M. Miron, C.K. Safeer, S. Auffret, G. Gaudin, A. Thiaville. Phys. Rev. Lett. **113**, *4*, 047203 (2014).
[21] J. Vogel, J. Moritz, O. Fruchart, C.R. Physique **7**, *9–10*, 977 (2006).
[22] S. Kim, P.-H. Jang, D.-H. Kim, M. Ishibashi, T. Taniguchi, T. Moriyama, K.-J. Kim, K.-J. Lee, T. Ono. Phys. Rev. B **95**, *22*, 220402 (2017).
[23] J. Qi, Y. Zhao, H. Huang, Y. Zhang, H. Lyu, G. Yang, J. Zhang, B. Shao, K. Jin. Y. Zhang, H. Wei, B. Shen, S. Wang. J. Phys. Chem. Lett. **14**, *3*, 637 (2023).
[24] P. Chauve, T. Giamarchi, P. Le Doussal. Phys. Rev. B **62**, 6241 (2000).
[25] P.J. Metaxa, J.P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferre, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, R.L. Stamps. Phys. Rev. Lett. **99**, 217208. (2007).
[26] Y.P. Kabanov, Y.L. Iunin, V.I. Nikitenko, A.J. Shapiro, R.D. Shull, L.Y. Zhu, C.L. Chien. IEEE Trans. Magn. **46**, *6*, 2220 (2010).
[27] R.A. Khan, P.M. Shepley, A. Hrabec, A.W.J. Wells, B. Ocker, C.H. Marrows, T.A. Moore. Appl. Phys. Lett. **109**, *13*, 132404 (2016).
[28] K. Grochot, P. Ogrodnik, J. Mojsiejuk, P. Mazalski, U. Guzowska, W. Skowroński, T. Stobiecki. Sci. Rep. **14**, 9938 (2024).
[29] M. Kuepferling, A. Casiraghi, G. Soares, G. Durin, F. Garcia-Sanchez, L. Chen, C.H. Back, C.H. Marrows, S. Tacchi, G. Carlotti. Rev. Mod. Phys. **95**, *1*, 015003 (2023).
[30] A. Hrabec, N.A. Porter, A. Wells, M.J. Benitez, G. Burnell, S. McVitie, D. McGrouther, T.A. Moore, C.H. Marrows. Physical Review B. **90**, *2*, 020402 (2014).

[31] S.G. Je, D.H. Kim, S.C. Yoo, B.C. Min, K.J. Lee, S.B. Choe. Phys. Rev. B **88**, *21*, 214401 (2013).
[32] K. Richter, R. Varga. Acta Physica Polonica A **137**, *5*, 741 (2020).
[33] A.S. Samardak, A.V. Davydenko, A.G. Kolesnikov, A.Y. Samardak, A.G. Kozlov, B. Pal, A.V. Ognev, A.V. Sadovnikov, S.A. Nikitov, A.V. Gerasimenko, I.H. Cha, Y.J. Kim, G.W. Kim, O.A. Tretiakov, Y.K. Kim. NPG Asia Materials **12**, *1*, 51 (2020).
[34] A.V. Telegin, Z.Z. Namsarasev, V.D. Bessonov, V.S. Teplov, A.V. Ognev. Mod. Electr. Mat. **10**, *1*, 51 (2024).

Редактор Т.Н. Василевская