

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.621

ТОПОЛОГИЧЕСКИ НЕТРИВИАЛЬНЫЕ СПИНОВЫЕ ТЕКСТУРЫ В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

© 2022 г. А. С. Самардак^{а, *}, А. Г. Колесников^а, А. В. Давыденко^а,
М. Е. Стеблій^а, А. В. Огнев^{а, **}

^аИнститут наукоемких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет,
п. Аякс, 10, о. Русский, Владивосток, 690922 Россия

*e-mail: samardak.as@dyfu.ru

**e-mail: ognev.av@dyfu.ru

Поступила в редакцию 23.08.2021 г.

После доработки 26.08.2021 г.

Принята к публикации 15.11.2021 г.

Представлены результаты передовых исследований в развивающейся области современного магнетизма и спинтроники – топологического наномагнетизма, в рамках которого изучается природа нетривиальных спиновых текстур и топологических эффектов. Наибольшее внимание уделяется киральным спиновым текстурам, недавно открытым в тонких магнитных пленках, таким как скирмионы, скирмиониумы, антискирмионы и другие, их статическим и динамическим свойствам, методам их зарождения и управления, а также перспективам создания функциональных устройств на их основе. Интерес к одно-, двух- и трехмерным магнитным структурам обусловлен не только спектром новых свойств и эффектов, требующих проведения теоретических и экспериментальных исследований, но и потенциалом их практического использования. Возможность получения малых и стабильных магнитных текстур, таких как скирмионы, открывает перспективы для создания новых типов оперативной памяти, конфигурируемой логики и развития нейроморфных вычислений.

Ключевые слова: скирмион, скирмиониум, антискирмион, взаимодействие Дзялошинского–Мория, перпендикулярная магнитная анизотропия, спин-орбитальная связь, наномагнетизм, спинтроника, скирмионика, спин-орбитроника

DOI: 10.31857/S0015323022030093

ВВЕДЕНИЕ

Сформировавшееся после открытия эффектов гигантского и туннельного магнитосопротивления в тонких магнитных пленках (в конце 90-х гг. прошлого столетия) новое направление “спинтроники” уже внесло значительный вклад в развитие магнитных сред хранения информации, подарив миру технологии записи и считывания данных в жестких дисках компьютеров [1], рис. 1. За последние десять лет в спинтронике сформировалось два новых перспективных направления – спин-орбитроника [2, 3] и скирмионика [4, 5]. В первом направлении изучается влияние спин-орбитальной связи на магнитные и электрические свойства наносистем, в то время как второе сфокусировано на разработке способов управления нетривиальными топологическими спиновыми текстурами как в тонких пленках, так и объемных материалах.

Из-за топологической природы спиновые текстуры можно рассматривать как локализованные квазичастицы в магнитных материалах, статические и динамические свойства которых зависят от топологии [6, 7]. В двумерных (2D) и квазидвумер-

ных системах спиновая текстура обычно характеризуется топологическим зарядом Q [8], который также называют числом Понтрягина. Такие спиновые текстуры как, например, скирмионы Нееля и Блоха имеют $Q = \pm 1$, антискирмионы – $Q = \pm 1$, бискирмионы – $Q = \pm 2$, вихри – $Q = \pm 0.5$, мероны – $Q = \pm 0.5$, бимероны – $Q = \pm 1$, скирмиониумы – $Q = 0$. В данном случае, знак топологического заряда отражает условное направление киральности спинов, чтобы можно было отличить, например, скирмион от антискирмиона [9]. Кроме этого, теоретически предсказаны и экспериментально подтверждены новые более сложные топологические текстуры [10], такие как скирмионные трубки [11], магнитные поплавки (бобберы) [12] и хопфионы [13]. Поэтому для более точной идентификации спиновых текстур используют дополнительные характеристики: параметр завихренности (vorticity number) Q_v (еще называют вихревым числом n) и параметр спиральности (helicity number) Q_h (еще называют спиральным числом γ). Важную роль в стабилизации нетривиальных спиновых текстур играет взаимодействие

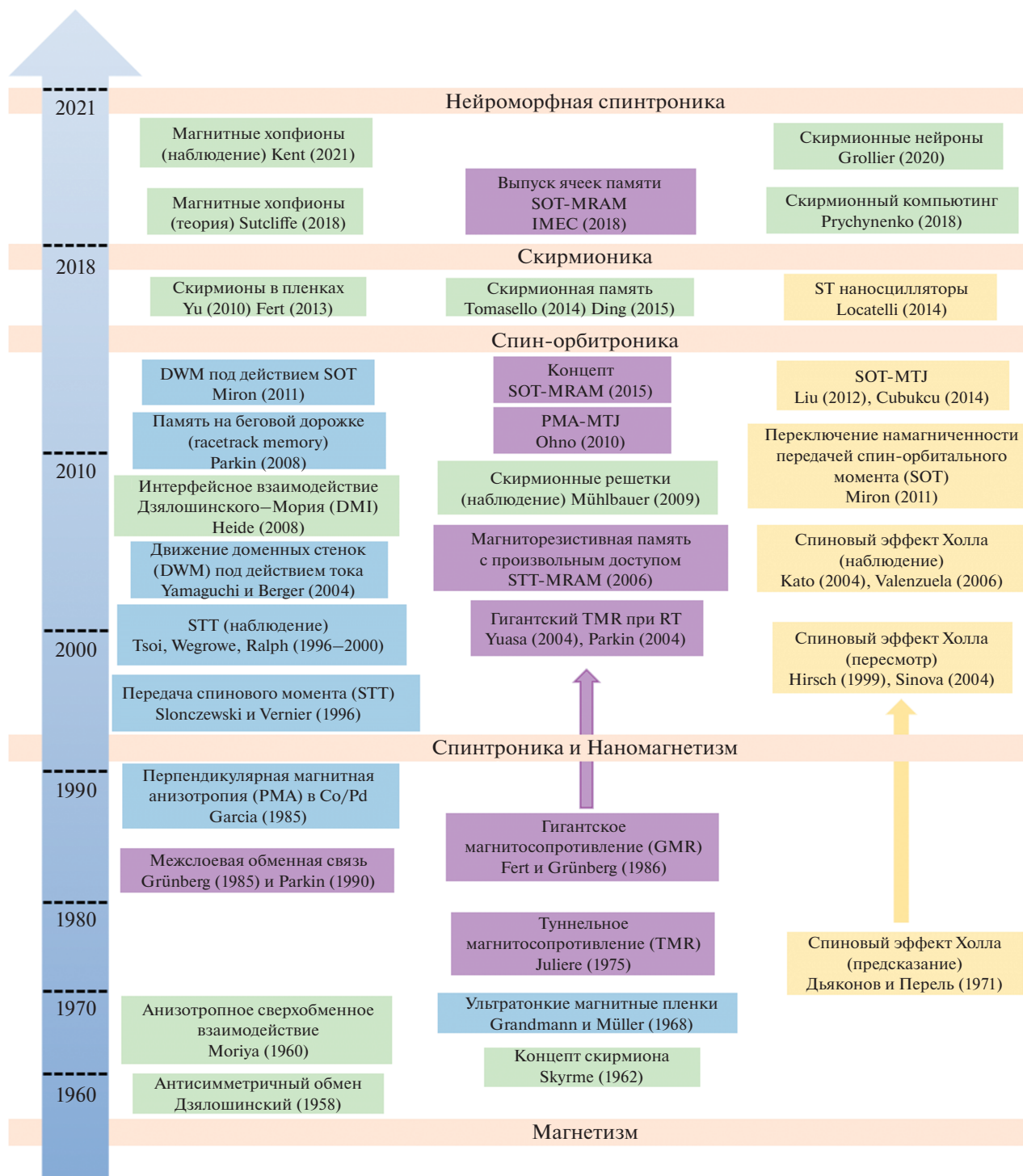


Рис. 1. Знаковые этапы в развитии магнетизма и спинтроники.

Дзялошинского–Мория (ВДМ) [14–16], которое может иметь как объемную (в нецентросимметричных кристаллах), так и поверхностную (на интерфейсах в тонких пленках с нарушенной инверсной симметрией) природу [17–19]. Так, например, интерфейсное ВДМ помогает стабилизировать скир-

мионы неелевского типа с $(Q = +1, Q_v = n = +1, Q_h = \gamma = \pi)$ либо с $(Q = -1, Q_v = n = +1, Q_h = \gamma = 0)$ [20].

Впервые скирмионы наблюдали в киральном магнетике MnSi при температуре 29 К [21]. Но взрывной интерес к этой теме был обусловлен от-

крытиями в 2015–2016 г. скирмионов, стабилизированных в ферромагнитных пленках при комнатных температурах [22]. Топологические скирмионные текстуры обладают малым размером (в диапазоне от 10 до 100 нм) и высокой стабильностью вследствие топологической инвариантности [23]. Нетривиальные спиновые текстуры привлекают внимание ученых всего мира из-за открывающихся возможностей по созданию энергонезависимых магнитных сред записи и обработки информации, обладающих ультранизким энергопотреблением и высокой операционной скоростью [24].

РАЗВИТИЕ МАГНЕТИЗМА И СПИНТРОНИКИ

Если посмотреть на знаковые этапы в развитии магнетизма (рис. 1), то можно увидеть основные вехи становления двух новых смежных направлений, называемых спинтроникой и наномагнетизмом, в которых размерность наноструктур является ключевым параметром, определяющим магнитные и транспортные свойства наноматериалов. Эволюционное развитие физики конденсированного состояния трудно представить без открытия таких явлений как гигантское [25, 26] и туннельное [27, 28] магнитосопротивление (ГМС и ТМС соответственно), спиновый эффект Холла (СЭХ) [29–31], взаимодействие Дзялошинского–Мория (ВДМ) [14, 15, 32] и STT-эффект (англ. spin transfer torque) [33, 34].

Экспериментальное наблюдение этих эффектов стало возможным только с появлением современного напылительного оборудования в середине 80-х годов прошлого столетия, которое позволило получать качественные сплошные тонкие пленки суб-нанометровой толщины и создавать на их основе многослойные наноструктуры с новыми физическими эффектами. Это привело к развитию спинтроники, принципы которой построены на управлении спином электрона, а не его зарядом.

Развитие электронно-лучевой литографии с суб-10-нм разрешением способствовало становлению нанотехнологий и наноэлектроники, в рамках которых зародились такие концепции как трековая память (англ. racetrack memory) [35] и магниторезистивная память с произвольным доступом на основе STT-эффекта (STT-MRAM) [36]. Немаловажную роль сыграли оптические методы наблюдения и анализа доменной структуры пленок [37]. В начале второго десятилетия текущего тысячелетия зародилось новое направление — спин-орбитроника [2, 3, 38–40], где ведущую роль начинает играть спин-орбитальная связь и такие поверхностные эффекты, как интерфейсное ВДМ [18, 41, 42] и SOT-эффект (англ. spin-orbit torque) [43–45]. На основе открытых

спин-орбитальных эффектов разработан концепт SOT-MRAM [46, 47].

Несколько лет назад широкий интерес научного сообщества вызвали спиновые квазичастицы, предсказанные Тони Скирмом в 1962 г. [48] и названные в его честь скирмионами, зарождение и движение которых стало возможным благодаря открытым спин-орбитальным эффектам. В настоящее время именно перспектива использования скирмионов в энергонезависимых высокоплотных средах записи и системах обработки информации является мощным драйвером для интенсивных исследований в области спинтроники, наномагнетизма, материаловедения и физики конденсированных сред [49, 50]. В результате высокого интереса к топологически нетривиальным спиновым текстурам совсем недавно зародилось новое научное направление — скирмионика [5, 22].

В последние несколько лет исследователи расширили горизонт применения скирмионов до их использования в резервуарных и нейроморфных вычислениях, что повлекло за собой взрывной интерес к этой тематике и формированию такого перспективного направления, как нейроморфная спинтроника [51–54].

Магнитный скирмион представляет собой топологически защищенную спиновую текстуру или солитон, который может быть охарактеризован нетривиальным топологическим зарядом Q . Для скирмионов этот параметр достигает фиксированных значений $Q = \pm 1$ [55]. Помимо скирмионов топологические солитоны включают мероны [56] и вихри ($Q = \pm 0.5$) [57]. Эти спиновые текстуры являются топологически защищенными, что делает их очень устойчивыми к внешним возмущениям. Кроме того, скирмионы демонстрируют топологический эффект Холла [58] и под действием спин-поляризованных токов могут более эффективно перемещаться, чем доменные стенки [59]. Стабильность, мобильность и малый размер скирмионов открывают перспективы для создания спинтронных устройств [60]. Эта уникальная топологическая конфигурация может быть индуцирована в перпендикулярно намагниченной среде спин-поляризованным током, проходящим через образец, или приложенным магнитным полем. В первом случае ток локально пропускается в геометрии “перпендикулярно к плоскости” (англ. current perpendicular to plane, CPP) [6]. Также используется геометрия “ток в плоскости” (англ. current in plane, CIP), но магнитная среда должна обладать дефектами, которые служат центрами зарождения спиновых текстур [61], либо плотность тока должна быть неоднородной [62]. Во втором случае решетка скирмионов может быть сформирована из однородного намагниченного состояния или из лабиринтной доменной структуры путем применения импульс-

ного магнитного поля [63, 64]. Стабилизация или спонтанное образование скирмионов возможны в определенном магнитном поле в процессе перемагничивания или в результате размагничивания из насыщения [65–67]. Альтернативным методом является создание искусственной скирмионной решетки через пространственную вариацию магнитных параметров в наномодифицированных магнитных пленках [68, 69]. Ниже в обзоре будет представлена детальная информация по зарождению и управлению скирмионами разными методами.

ТОПОЛОГИЯ НЕТРИВИАЛЬНЫХ СПИНОВЫХ ТЕКСТУР

Модельное описание скирмиона

Магнитный скирмион – центрально-симметричная стабильная спиновая структура, в которой от центра к периферии происходит плавный разворот ориентации намагниченности между двумя противоположными направлениями. Однородно намагниченная область в центре – ядро скирмиона, ограничена замкнутой доменной стенкой Блоха или Нееля. В скирмионах, в отличие от цилиндрических магнитных доменов (magnetic bubbles), направление разворота остается постоянным: по или против часовой стрелки, например, от ориентации намагниченности “вверх” до ориентации “вниз”. Направление разворота определяется киральным взаимодействием Дзялошинского–Мория. Монокиральность обуславливает стабильность скирмионов, так как процесс зарождения или аннигиляции происходит через образование точки Блоха, что создает высокий энергетический барьер. Стабильность и локализация в сочетании с возможностью реализации процессов зарождения, движения и аннигиляции, позволяет рассматривать скирмионные структуры как квазичастицы.

Спиновая структура

В тонких магнитных пленках, где спиновую структуру можно считать двумерной, вращение магнитных моментов может быть различным: в плоскости пленки, перпендикулярно плоскости или через комбинацию вращений. Для систематизации параметров, описывающих скирмионные состояния, рассмотрим простую математическую модель пространственного распределения магнитных моментов [23, 70]. Каждой точке в плоскости xu сопоставлен единичный магнитный момент $\vec{m} = \mathbf{M}/M_s = m_x \mathbf{i} + m_y \mathbf{j} + m_z \mathbf{k}$, рис. 2. Ориентация намагниченности в точке описывается формулами (1), где углы φ и β связаны с положением

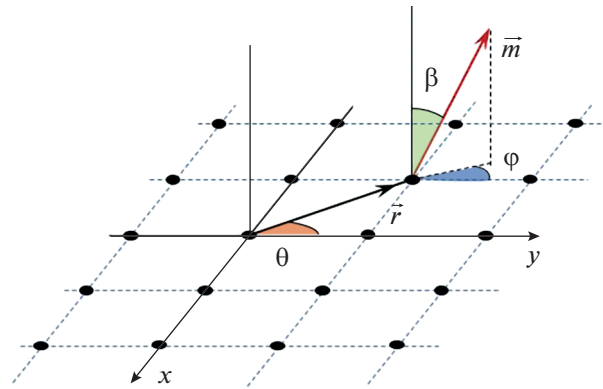


Рис. 2. Схема взаимосвязи между геометрическим положением точки на плоскости xu , описываемым полярными координатами r и θ относительно центра структуры и ориентацией нормированного вектора намагниченности \vec{m} в ней, описываемой углами φ и β .

точки на плоскости соотношением $\varphi = n\theta + \gamma$ и $\beta = f(r)$.

$$\begin{cases} m_x = \cos\varphi(\theta)\sin\beta(r) \\ m_y = \sin\varphi(\theta)\sin\beta(r) \\ m_z = p \cos\beta(r) \end{cases} \quad (1)$$

Функция $\beta = f(r)$ описывает изменение компонент m_z по мере отдаления от центра структуры. В общем случае для нее должны выполняться граничные условия: $\beta(0) = \pm 1$ и $\beta(r_0) = \mp 1$, где r_0 – радиус скирмиона, т.е. расстояние от центра, в пределах которого ориентация намагниченности меняется на противоположное. Существует несколько выражений для функции $\beta(r)$, полученных аналитически [71]. Для иллюстрации скирмионных структур выберем эту функцию в виде: $\beta(r) = a \frac{r}{r_0} \pi$, где a – определяет число полуоборотов, совершаемых намагниченностью при движении от центра к периферии.

Ориентация намагниченности зависит от трех скирмионных чисел: p – полярность, определяет, в каком направлении намагниченность совершит оборот в плоскости xz при движении от центра к периферии; n – вихревое число, которое определяет число оборотов вектора намагниченности при движении по замкнутому контуру в плоскости xu ; γ – спиральное число, определяет направление вращения намагниченности в плоскости xu , при движении от центра к периферии.

На рис. 3 приведены структуры с различной комбинацией скирмионных чисел: $n = 1, \gamma = 0 (\pi)$ – скирмион Нееля, вращение только из плоскости, нет вращения в плоскости xu при движении от центра к периферии; $n = 1, \gamma = \pi/2$ – скирмион

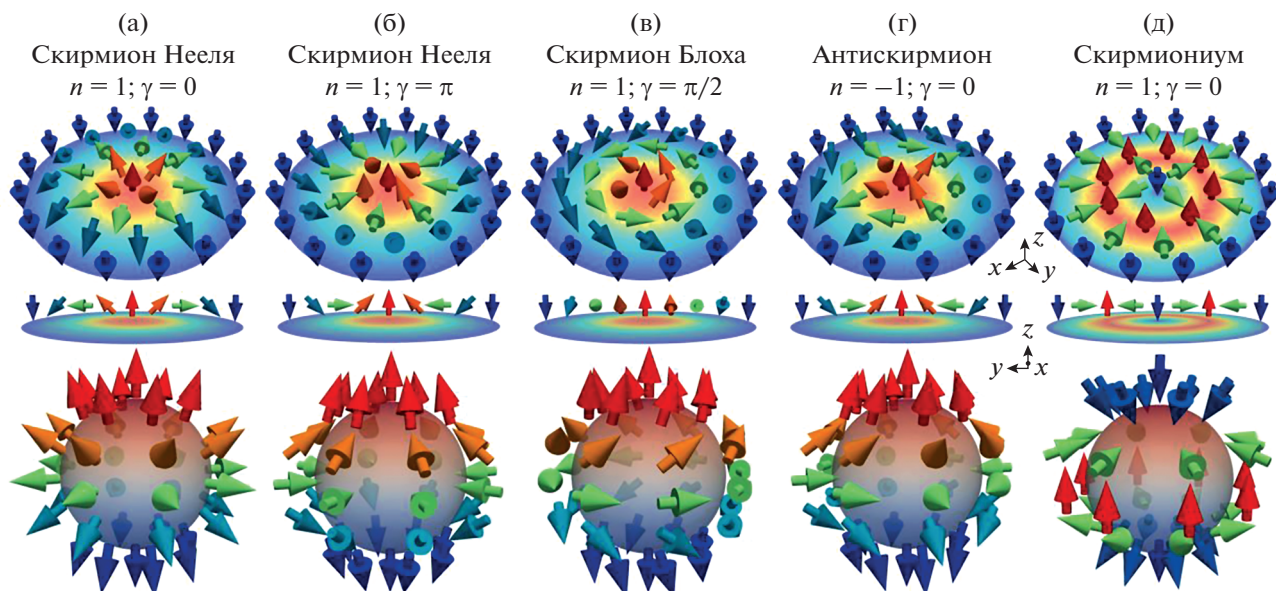


Рис. 3. Скирмионные спиновые структуры при различных значениях топологических чисел. Первый ряд – структуры полученные с помощью модели (1). Второй ряд – спиновая структура вышеприведенных состояний на срезе xz . Третий ряд – проекция описанных состояний на единичную сферу. Верхний полюс – центр скирмиона, нижний полюс – однородная область периферии.

Блоха, вращение происходит и в плоскости, и из плоскости. Возможны более сложные структуры, если $n = -1, \gamma = 0$ – антискирмион; если $n = 1, \gamma = 0, a = 2$ – скирмиониум, в котором намагниченность совершает один полный оборот в плоскости xz , при движении от центра к периферии [10, 23].

Для описания топологических свойств используется топологический заряд – Q (2), который может принимать значения $0; \pm 1; \pm 2$ и т.д. Формула (2) может быть использована в общем случае, например, для обработки результатов микромагнитного моделирования. Если же известна аналитическая модель, как описанная выше, то взаимосвязь между Q и скирмионными числами определяется формулой (3) [72]:

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{m}(\mathbf{r}) \times \left[\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right] dx dy; \quad (2)$$

$$Q = \frac{1}{2} n (m_z(0) - m_z(\infty)). \quad (3)$$

Топологический заряд Q позволяет сравнивать две спиновые структуры и определяет поведение квазичастицы под действием спин-поляризованного тока. Топологическую природу заряда Q можно проиллюстрировать, если спроецировать спиновую структуру на поверхность единичной сферы, рис. 3. Рассмотрим поведение вектора намагниченности в плоскости xu на половине высоты сферы. В случае скирмионов Нееля ориентация вектора фиксирована вдоль радиуса сферы, в

случае скирмиона Блоха его ориентация фиксирована перпендикулярно радиусу, в то время как в случае антискирмиона вектор намагниченности вращается. В случаях (a)–(в) намагниченность в плоскости xu совершает один полный оборот, при этом ориентация намагниченности относительно центра фиксирована ($Q = 1$). В антискирмионе намагниченность также совершает полный оборот, но при этом изменяется ориентация относительно радиуса сферы ($Q = -1$) [23]. В скирмиониуме намагниченность совершает два оборота: в плоскости xz и yz , однако это приводит к тому, что в плоскости xu на полувысоте сферы намагниченность сохраняет постоянную ориентацию ($Q = 0$) [73].

Энергия скирмиона

Рассмотрим энергию изолированного скирмиона в тонкой пленке, толщиной d , меньшей характеристического параметра $w = \sqrt{A/K_{\text{eff}}}$, который можно интерпретировать, как ширину доменной стенки в данной структуре. В приведенной формуле $K_{\text{eff}} = K_u - \mu_0 M_s^2 / 2$, где K_u – константа энергии перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА) [74], M_s – намагниченность насыщения. Величина A – константа обменного взаимодействия. Полная энергия будет складываться из пяти компонент (4): энергии обменного взаимодействия – E_{ex} ; энергии взаимодействия Дзялошинского–Мория – E_{DMI} ; энергии магнитной

анизотропии – E_{an} ; энергии Зеемана – E_{Ze} и энергии магнитостатического взаимодействия – E_{ms} [75]:

$$E = E_{ex} + E_{DMI} + E_{an} + E_{Ze} + E_{ms}; \quad (4)$$

$$E(r_0, w) = 4\pi d \times \left[A \left(\frac{r_0}{w} + \frac{w}{r_0} \right) - \frac{\pi}{2} D r_0 + K_{eff} w r_0 + M_s B \left(\frac{r_0^2}{2} + \frac{\pi^2}{24} w^2 \right) \right]; \quad (5)$$

$$r_0 = \pi D \sqrt{\frac{A}{16AK_{eff}^2 - \pi^2 D^2 K_{eff}}}. \quad (6)$$

Используя пространственное распределение намагниченности, описанное формулами (1), полная энергия скирмиона Нееля может быть записана в виде (5), где B – величина внешнего магнитного поля. Параметр r_0 – радиус скирмиона, величина которого может быть описана формулой (6) [71]. Приведенное аналитическое описание размера скирмиона находится в хорошем соответствии с результатами микромагнитного моделирования. Увеличение энергии ВДМ приводит к росту размера скирмиона, а увеличение энергии анизотропии, обменного взаимодействия или внешнего магнитного поля – к уменьшению.

Вывод о том, будет ли скирмионное состояние стабильным в данной системе, нельзя сделать только на основании сравнения энергий разных спиновых конфигураций. Стабильность определяется высотой потенциального барьера, разделяющего скирмионное и, например, однородное состояние. Высота барьера зависит от процесса перехода, для которого нет общепринятой модели. Поэтому диаграммы существования скирмионных состояний строятся методами микромагнитного моделирования. В литературе можно найти различные диаграммы, иллюстрирующие области стабилизации скирмионных состояний в зависимости от пары параметров: намагниченность насыщения и энергия анизотропии; намагниченность насыщения и энергия ВДМ; внешнее магнитное поле и температура [73, 76]. В качестве экспериментальных аналогов построения диаграммы можно выделить следующие подходы: плавное изменение параметров структуры посредством создания магнитного [77] или покрывающего слоя [78] переменной толщины; изменение энергии ПМА с помощью внешнего электрического поля [79].

Качественное описание стабилизации скирмиона можно рассмотреть на основе результатов микромагнитного моделирования, проведенного в программном пакете MuMax³ [80]. В отсутствие внешнего поля скирмион Нееля может быть стабилизирован в пленке с параметрами: $M_s = 8 \times 10^5$ А/м,

$K_u = 0.5 \times 10^6$ Дж/м³, $A = 13 \times 10^{-12}$ Дж/м, $E_{DMI} = 10^{-3}$ Дж/м², размер ячейки $2 \times 2 \times 1$ нм³. Увеличение внешнего поля вдоль направления намагниченности ядра приведет к увеличению радиуса скирмиона, в противоположном случае – к уменьшению, рис. 4а. Подробно действие поля будет описано в пункте “Воздействие внешнего магнитного поля”. На рис. 4б приведены зависимости компонент энергии от радиуса скирмиона. Видно, что минимум суммарной энергии, без учета энергии Зеемана, соответствует случаю отсутствия внешнего поля, рис. 4в.

Можно выделить следующие условия минимумов различных компонент энергии: обменная энергия – все спины сонаправлены; энергия анизотропии – все спины лежат вдоль оси анизотропии; ВДМ – соседние спины ориентированы ортогонально; магнитостатическая энергия – спины выстроены так, что магнитный поток замкнут. Скирмион можно представить как две однородно намагниченные области, разделенные замкнутой доменной стенкой. Изменение размера скирмиона приводит к изменению длины стенки и, следовательно, к изменению числа неколлинеарных спинов. С одной стороны, увеличение скирмиона препятствует увеличению энергии анизотропии и обменного взаимодействия, с другой стороны, уменьшение скирмиона ограничено ростом энергии ВДМ и магнитостатического взаимодействия, рис. 4б.

Для скирмиона характерно то, что в первую очередь его схлопыванию препятствует взаимодействие Дзялошинского–Мория [81]. Размер таких скирмионов лежит в диапазоне 10–100 нм [82]. При некотором отношении магнитных параметров уменьшению, в первую очередь, будет препятствовать магнитостатическое взаимодействие, а размер структуры будет составлять порядка 1000 нм. В таком случае говорят о киральных цилиндрических доменах (skyrmion bubble) [4]. С точки зрения свойств эти скирмионы неотличимы: они обладают одинаковым топологическим зарядом и одинаково качественно ведут себя под действием внешнего магнитного поля или спин-поляризованного тока. Формальными отличиями между этими типами скирмионов являются размер и тип взаимодействия, отвечающий за стабилизацию.

Стабильность и время жизни скирмиона

Стабильность скирмионного состояния определяется высотой потенциального барьера, препятствующего процессу перехода, которая зависит от магнитных и геометрических параметров системы. При фиксированной температуре стабильность может быть оценена через такой параметр, как время жизни τ , который определяется уравнением Аррениуса: $\tau \sim \tau_0 \exp(\Delta E/k_B T)$, где ΔE – высота потенциального барьера, k_B – по-

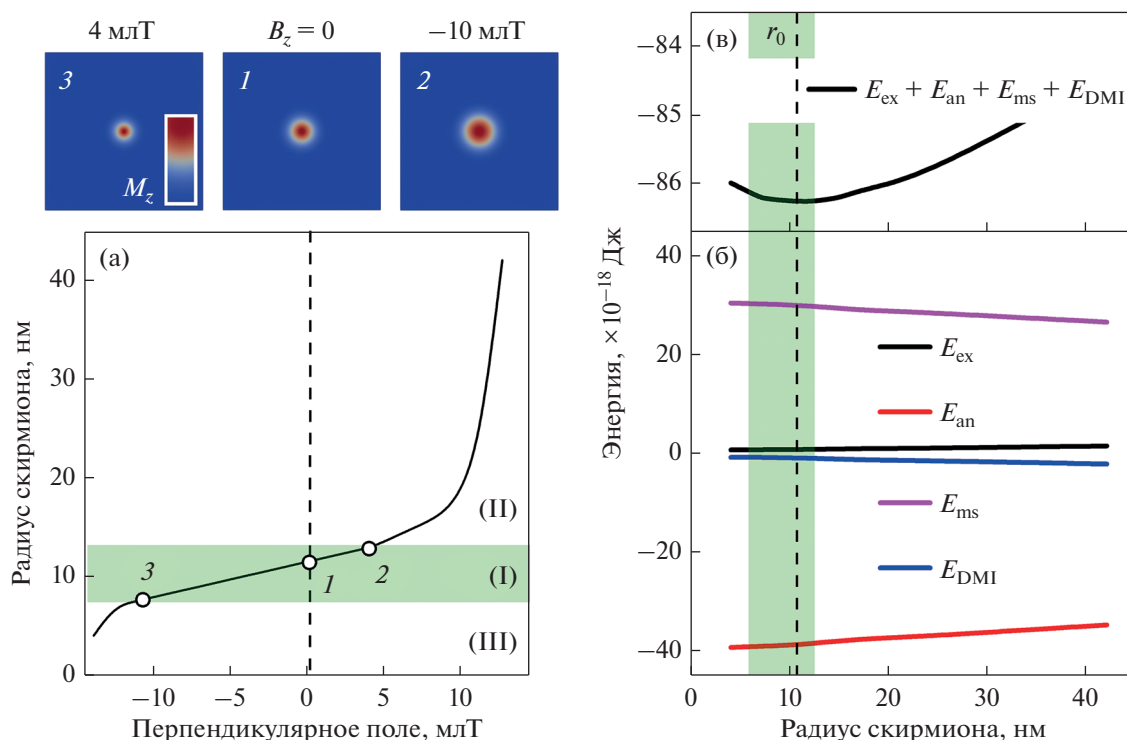


Рис. 4. (а) Зависимость радиуса скирмиона от величины и ориентации внешнего магнитного поля. Состояние 1 – размер стабильного скирмиона в отсутствие поля, состояния 2 и 3 ограничивают линейный участок зависимости. (б) Зависимость компонент магнитной энергии от радиуса скирмиона. (в) Зависимость суммарной энергии от радиуса скирмиона.

стоянная Больцмана, T – температура. Такое описание может быть использовано для анализа экспериментальных данных, однако аналитическое предсказание величин τ_0 и ΔE не дает надежного результата [83]. Можно выделить два качественно отличных случая зарождения–аннигиляции скирмиона: в условно бесконечной пленке и ограниченной структуре.

В первом случае должно произойти изменение топологического заряда, которое определяется скирмионным числом. Так как эта величина дискретна ($0; \pm 1; \pm 2$), то переход должен происходить скачкообразно, через образование точки, в которой сойдутся одновременно все возможные ориентации намагниченности – точки Блоха. Такой переход энергозатратный, поэтому говорят о том, что скирмионное состояние является топологически защищенным. Аннигиляция скирмиона может быть представлена процессом уменьшения размера скирмиона до нуля под действием, например, магнитного поля [84]. Существование стабильных скирмионов при отсутствии внешнего магнитного поля возможно, когда энергия ВДМ больше критического значения D_c :

$$D_c = \frac{4\sqrt{AK_{\text{eff}}}}{\pi}. \quad (7)$$

Если $|D|/D_c > 1$, то плотность энергии доменных границ становится отрицательной величиной, и в состоянии остаточной намагниченности стабильны состояния спиновой спирали или скирмионной решетки [85, 86]. Можно стабилизировать отдельные скирмионы при $|D|/D_c < 1$. В случае многослойной пленки значение D_c понижается за счет диполь-дипольного взаимодействия [64].

В случае ограниченной геометрии зарождение–аннигиляция скирмиона происходит на границе структуры. Магнитная неоднородность на краю приводит к тому, что в процессе перехода между состояниями топологический заряд больше не будет дискретным, а сможет принимать непрерывный ряд значений. Таким образом, процесс зарождения–аннигиляции не требует образования точки Блоха, что значительно уменьшает высоту энергетического барьера. Неоднородность может быть обусловлена двумя факторами: (i) наличием размагничивающего поля, определяемого геометрией образца [87], и (ii) взаимодействием Дзялошинского–Мория, наличие которого приводит к наклону спинов на краю, в случае перпендикулярной магнитной анизотропии [86]. Аналитическая оценка критического значения ВДМ дает следующую зависимость:

$$D_c = 4\sqrt{A[K + (H_z - 0.5N_z\mu_0M_s)M_s]}/\pi, \quad (8)$$

где N_z – размагничивающий фактор в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, который определяется геометрией структуры [88]. Последнее слагаемое – размагничивающее поле, обуславливающее уменьшение критического значения ВДМ, необходимого для стабилизации скирмиона по сравнению со случаем неограниченной пленки.

Внешние воздействия

Магнитное поле или спин-поляризованный ток может воздействовать на скирмионную структуру целиком, как на квазичастицу, или на ее части: ядро или доменную стенку. В первом случае воздействие индуцирует движение скирмиона, во втором приводит к изменению его формы или размеров. Воздействуя электрическим током или магнитным полем, можно эффективно реализовать процессы зарождения, перемещения и аннигиляции, что обуславливает высокие перспективы практического использования скирмионов.

Воздействие внешнего магнитного поля

Поведение скирмиона зависит от ориентации поля: перпендикулярно плоскости (H_z), в плоскости (H_x , H_y), наклонно; а также от скорости изменения поля: квазистатическое (<1 Гц), низкочастотное (<0.1 ГГц), высокочастотное.

Квазистатическое воздействие поля H_z приводит к изменению размера скирмиона: увеличению, в случае сонаправленной ориентации поля и намагнитченности в ядре и уменьшению – в противоположном случае, рис. 4а [89, 90]. Если скирмион стабилен в отсутствие внешнего воздействия, то появление небольшого поля приведет к линейному изменению размера скирмиона при любой ориентации. Упругий характер зависимости (регион (I) на рис. 4а) обусловлен конкуренцией вкладов в общую энергию при увеличении радиуса скирмиона: анизотропия и обменное взаимодействие увеличивают общую энергию спиновой структуры, а ВДМ и магнитостатическое взаимодействие – уменьшают, рис. 4б. Дальнейшее увеличение поля приведет, с одной стороны, к аннигиляции скирмиона – регион (III), а с другой, к резкому разрастанию – регион (II). Последний процесс будет проходить по-разному в случае ограниченной структуры и пленки. Наличие края, например в магнитном диске, приведет к отталкиванию доменной границы и стабилизации скирмионов большого размера [89, 91], тогда как в пленке при некотором значении поля произойдет ее перемагничивание через движение замкнутой доменной стенки. Однако в реальных образцах, из-за наличия неоднородностей, раз-

растание будет несимметричным, и скирмионы превратятся в полосовые домены [92].

Если в перпендикулярном направлении прикладывается переменное поле, то процесс увеличения и уменьшения ядра скирмиона также будет периодическим. Такой колебательный процесс получил название “дыхание скирмиона” (breathing mode). Собственная частота такой моды может изменяться в широком диапазоне значений, в зависимости от магнитных параметров, от 1 до нескольких десятков ГГц [93].

Постоянное магнитное поле в плоскости пленки приводит к деформации формы скирмиона. При величине поле $H_{x(y)}$ на порядок меньше поля ПМА, изменения произойдут только в замкнутой доменной стенке, охватывающей ядро скирмиона: область с сонаправленной намагнитченностью увеличится, а с противоположно направленной уменьшится. Такое изменение приведет к вытягиванию скирмиона вдоль поля. Если поле в плоскости будет изменяться с частотой в десятки ГГц, то это может привести к результирующей прецессии скирмиона по эллиптической орбите вокруг положения равновесия [94].

Практическое применение скирмионов связано, в первую очередь, с возможностью их перемещения, но вышеописанные полевые воздействия не позволяют этого добиться. Предложено несколько комплексных подходов для индуцирования поступательного движения под действием магнитного поля. В первом случае гармонически изменяющееся магнитное поле прикладывается под углом 45° к плоскости пленки, что приводит к наложению движений: прецессии под действием плоскостной компоненты и растяжению–сжатию под действием перпендикулярной компоненты. В результате скирмион двигается поступательно по спирали [95]. Во втором случае показано, что неоднородное перпендикулярное поле может индуцировать поступательное движение скирмиона вдоль градиента поля, что подтверждается как методами моделирования, так и экспериментально [96].

Воздействие спин-поляризованного тока

Использование электрического тока позволяет реализовать эффективное и локализованное воздействие на скирмионные структуры. Для инжекции спин-поляризованного тока в магнитоупорядоченные среды используют подслои толщиной несколько нанометров на основе тяжелых металлов (W, Pt, Ta). При пропускании электрического тока в результате спинового эффекта Холла в слое тяжелого металла возникает поперечный спиновый ток, который, попадая в слой магнетика, индуцирует процесс перемагничивания [97]. На рис. 5а отмечены взаимные ориентации векторов, характерные для эффекта передачи

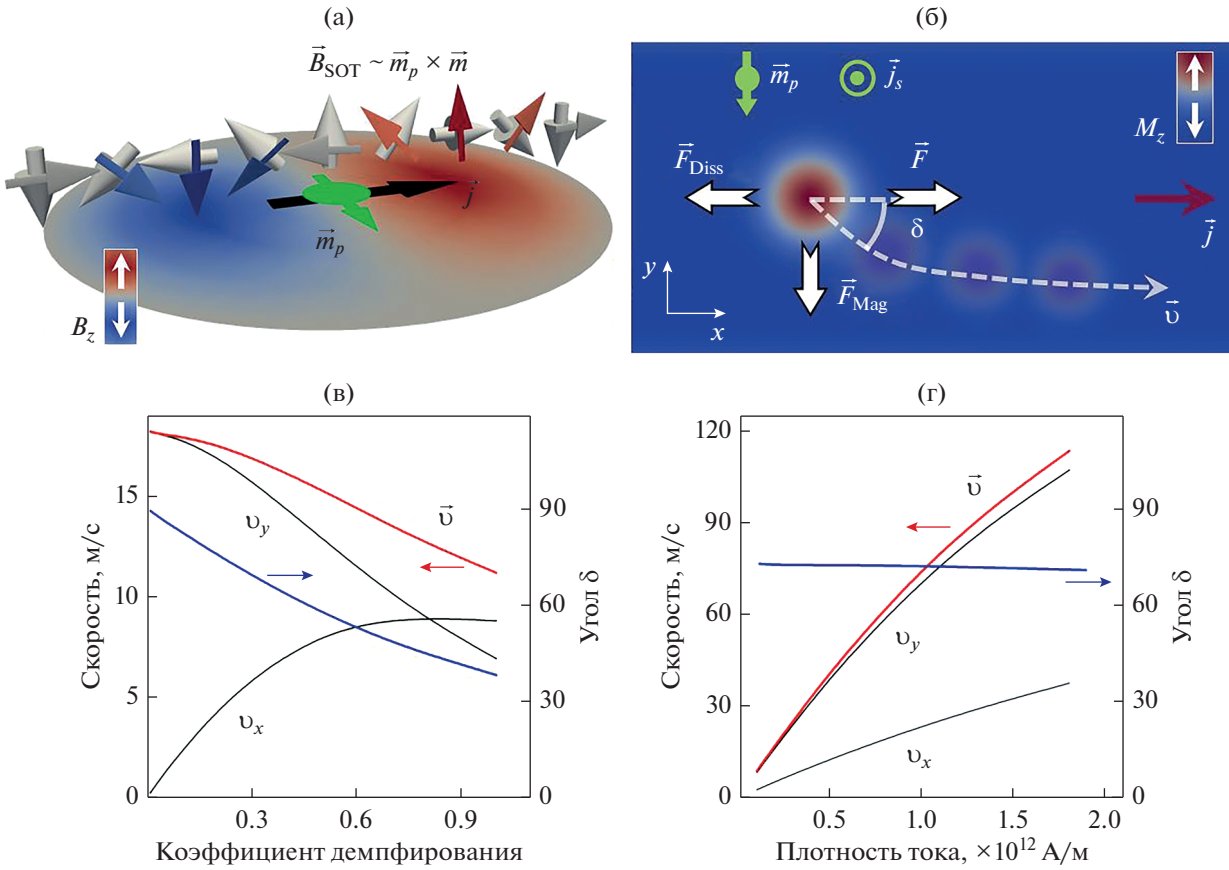


Рис. 5. (а) Срез спиновой структуры скирмиона Нееля в плоскости xz . Цветные стрелки показывают ориентацию эффективного поля SOT эффекта. Черная стрелка – ориентация тока проводимости, зеленая – направление поляризации спинового тока. Цветовая карта иллюстрирует распределение поля B_z , индуцируемого спиновым током в области скирмиона. (б) Иллюстрация движения скирмиона в ограниченном токовом проводе. На начальном этапе скирмион движется под углом δ к направлению тока проводимости, а далее траектория искривляется в результате эффекта отталкивания от края. Зависимость скорости движения скирмиона и угла скирмионного эффекта Холла от коэффициента демпфирования (при $j = 0.2 \times 10^{12}$ А/м²) (в) и плотности тока (при $\alpha = 0.25$) (г).

спин-орбитального момента импульса (spin orbit torque, SOT): ток проводимости j течет в направлении $+x$, спиновый ток течет в направлении $+z$, инжектируемые электроны проводимости поляризованы в направлении $\pm u$ в зависимости от знака спинового эффекта Холла в конкретной системе. В результате взаимодействия с поляризованными электронами локальные магнитные моменты испытывают действие момента силы τ_{SL} , которое может быть записано по модели Слончевского в виде:

$$\tau_{SL} = C_1 \times (\mathbf{m} \times (\mathbf{m}_p \times \mathbf{m})) - C_2 \times \mathbf{m} \times \mathbf{m}_p, \quad (9)$$

где C_1 и C_2 – множители, зависящие от плотности спинового тока, степени его поляризации и магнитных параметров пленки, \mathbf{m}_p – вектор поляризации электронов проводимости [80]. На магнитный момент во внешнем магнитном поле действует момент силы $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{B}$. Сравнивая эту запись с первым и вторым слагаемым формулы (9), можно вве-

сти эффективные магнитные поля, создаваемые спин поляризованным током: $\sim \mathbf{m}_p \times \mathbf{m}$ и $\sim \mathbf{m}_p$. С учетом того, что $\mathbf{m}_p = (0; \pm 1; 0)$, компоненты поля от первого слагаемого: $B_x \sim \mp m_z$ и $B_z \sim m_x$, от второго – постоянное поле B_y , величина которого определяется плотностью тока. Второе слагаемое обуславливает однородный наклон вдоль направления поляризации, а первое создает неоднородное поле, которое проиллюстрировано на рис. 5а. Так как токоиндуцированные поля много меньше поля анизотропии, то качественное воздействие оказывает только z -компонента, распределение которой для скирмиона Нееля приведено на рис. 5а. На противоположных сторонах от ядра формируются области с разнонаправленным полем, которые обуславливают движение скирмиона как целого вдоль направления тока проводимости.

Однако движение скирмиона не будет прямолинейным из-за действия отклоняющей силы, ориентированной перпендикулярно движению. Качественное объяснение возникновения этой силы может быть связано с нарушением однородности плотности тока при движении скирмиона вследствие эффекта Холла. Строгое описание связано с фазой Берри [98, 99]. В качестве механической аналогии можно привести одновременно летящий и крутящийся мяч, на который действует сила, направленная перпендикулярно скорости и оси вращения – сила Магнуса. Она обусловлена перепадом давления на противоположных сторонах мяча, возникающим в результате разнонаправленного движения относительно набегающего потока воздуха. Сила Магнуса будет действовать и на движущийся скирмион [100]. При описании движения скирмион часто рассматривается как квазичастица, для которой можно записать уравнение баланса сил – уравнение Тиля [101]:

$$C_3 \times \mathbf{j}_s + \alpha C_4 \times \mathbf{v} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} = 0. \quad (10)$$

Первое слагаемое – сила, индуцирующая движение, зависит от плотности спин-поляризованного тока \mathbf{j}_s через тензорную величину C_3 , характеризующую эффективность передачи вращающего момента двумерной спиновой структуре скирмиона. Второе слагаемое – сила вязкого трения, направлена против движения и пропорциональна скорости \mathbf{v} через тензор сил диссипации C_4 (постоянная величина для фиксированной спиновой структуры) и коэффициент демпфирования α . Последнее слагаемое, содержащее векторное произведение, описывает силу, перпендикулярную движению, которая зависит от гировектора $\mathbf{G} = (0, 0, -4\pi Q)$, где Q – топологический заряд (2). Изменение топологического заряда приведет к изменению направления отклонения.

Взаимная ориентация скорости и сил, возникающих при токоиндуцированном движении скирмиона Нееля, приведена на рис. 5б. Действие силы Магнуса (или гиротропной силы) приводит к тому, что скирмионы с противоположным значением топологического заряда будут смещаться к противоположным краям токовода, такое явление получило название скирмионный эффект Холла [100]. Угол отклонения от прямолинейной траектории $\delta = v_y/v_x = \arctan(-Q/\alpha C_4)$ [102] может лежать в диапазоне от 85 до 35 градусов в зависимости от коэффициента демпфирования, рис. 5в. В прикладных задачах этот эффект чаще всего рассматривается как паразитный и для его исключения предложен и опробован ряд подходов: 1) использование вертикально связанных скирмионов с противоположным топологическим зарядом, которые могут быть реализованы в многослойных ферромагнитных структурах с косвенным обменным взаимодействием [103], в ферримагнетиках [104] и антиферромагнетиках; 2) создание потенциального барьера на краю токовода, посредством модифицирования магнитных свойств для предотвращения аннигиляции [105]; 3) использование для перемещения импульсов тока, между которыми скирмион успевает вернуться в центр токовода [62]; 4) использование скирмионной структуры с $Q = 0$ – скирмиониум [73].

Под действием тока плотностью 10^{12} А/м² скирмион может приобретать скорость порядка 100 м/с [102], рис. 5г. С уменьшением размера скирмиона скорость его движения увеличивается при фиксированном токе, однако при этом увеличивается и отклоняющая сила Магнуса [106]. Ограничение скорости связано в первую очередь с изменением формы и размера скирмиона, так как это приводит к увеличению диссипативных сил [107, 108].

Под действием тока плотностью 10^{12} А/м² скирмион может приобретать скорость порядка 100 м/с [102], рис. 5г. С уменьшением размера скирмиона скорость его движения увеличивается при фиксированном токе, однако при этом увеличивается и отклоняющая сила Магнуса [106]. Ограничение скорости связано в первую очередь с изменением формы и размера скирмиона, так как это приводит к увеличению диссипативных сил [107, 108].

СКИРМИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

В данном разделе мы сконцентрируемся на обзоре двумерных скирмионных материалов, состоящих из ферромагнитных и немагнитных слоев, в которых возможно образование скирмионов. В этом случае скирмионы стабилизируются благодаря интерфейсному ВДМ. Достаточными условиями для существования интерфейсного ВДМ являются отсутствие центра симметрии и сильное спин-орбитальное взаимодействие в слое тяжелого металла [20]. Эти условия выполняются в тонких пленках, состоящих из магнитных слоев, граничащих со слоями тяжелых металлов, в которых спин-орбитальное взаимодействие максимально [109]. В данном разделе сначала будут рассмотрены системы материалов с одним ферромагнитным слоем [110], затем магнитные суперрешетки [111].

Материалы с одним ферромагнитным слоем

Скирмионы, стабилизация которых обусловлена интерфейсным ВДМ, были впервые обнаружены в монослойной пленке Fe, осажденной на поверхности Ir [112]. В этом случае скирмионы были упорядочены в квадратной решетке с периодом, приблизительно равным нанометру. Измерения проводили при температуре 11 К, используя сканирующий туннельный микроскоп с магнитной иглой. В системе PdFe(2 бислоя)/Ir(111) были обнаружены как отдельные скирмионы, так и скирмионы в сочетании с полосовыми доменами [113]. Однако измерения скирмионов проводили в присутствии перпендикулярных полей, так как в состоянии остаточной намагниченности образцы демонстрировали состояние спиновой спирали.

Для применения скирмионов в магнитной памяти необходимо стабилизировать отдельные

скирмионы без внешнего магнитного поля, а значит, значение $|D|$ должно быть меньше $4\sqrt{AK_{\text{eff}}}/\pi$. В то же время эффективная энергия ВДМ должна быть выше критического значения $D_{\text{cl}} = 4wK_{\text{B}}/\pi$, где K_{B} – плотность энергии анизотропии доменной границы. В таком случае изолированные скирмионы будут неелевскими [88]. Скирмионы и доменные границы Нееля можно разогнать до более высоких скоростей, чем блоховские магнитные структуры, что важно для быстродействия магнитной памяти [114, 115].

Для увеличения плотности записи информации необходимо уменьшать размер скирмионов. Это можно сделать, повысив энергию интерфейсного ВДМ путем подбора оптимального сочетания ферромагнетика и слоя тяжелого металла [116]. Целью в данном случае будет не превысить верхнюю границу D_{c} (см. формулу (7)), после которой образуется состояние спиновой спирали. Тогда толщина ферромагнитного слоя в подобных системах будет составлять несколько атомных слоев, так как энергия эффективного ВДМ обратно пропорциональна толщине магнитного слоя [19]:

$$D = \frac{D_{\text{s}}}{d_{\text{FM}}}, \quad (11)$$

где D_{s} – поверхностная плотность энергии ВДМ, d_{FM} – толщина ферромагнитного слоя.

Другим способом стабилизации скирмионов является уменьшение энергии эффективной магнитной анизотропии. Так как ПМА в подобных интерфейсных системах почти всегда имеет интерфейсное происхождение, то наиболее простым способом уменьшить K_{eff} является увеличение толщины ферромагнитного слоя. В таком случае домены образуются за счет увеличения магнитостатической энергии системы. Например, существование скирмионов Нееля было зафиксировано в системе Pt/Co(1 нм)/MgO [117]. Однако скирмион был стабилизирован в квадратной микроструктуре со стороны 420 нм, в то время как перспективнее было бы показать скирмионы в сплошной пленке. Подобный способ стабилизации скирмионов был использован в системе Ru(0001)/Co(1 монослой) [84]. Если система стремится перейти в размагниченное лабиринтное состояние из-за высокой магнитостатической энергии, можно использовать смещающее обменное поле, как, например, в работе Rana и соавторов [118]. Проблема такого подхода заключается в том, что система становится нестабильной, и небольшие магнитные поля способны разрушить магнитную структуру в ней и стереть записанную информацию. Кроме того, важно следить, чтобы энергия эффективного ВДМ превышала критическое значение D_{cl} . В этом случае скирмионы сохраняют неелевскую структуру. С

другой стороны, значение D_{c} , при котором образуется спиновое спиральное состояние, с уменьшением эффективной магнитной анизотропии также уменьшается. Поэтому диапазон магнитных параметров, при которых в системах, близких к развороту намагниченности в плоскость, существуют стабильные скирмионы Нееля, становится достаточно узким.

Магнитные суперрешетки

Кажущимся простым решением проблемы стабилизации скирмионов является использование суперрешеток типа “тяжелый металл (ТМ₁)/ферромагнетик(ФМ)/ТМ₂” с суммирующимися вкладками в энергию эффективного ВДМ от нижних и верхних интерфейсов [119]. Преимущество использования суперрешеток заключается в увеличении эффективного магнитного объема систем. При этом энергии ПМА и ВДМ остаются приблизительно постоянными, так как увеличение эффективной толщины магнитного слоя происходит за счет увеличения периода суперрешеток, но при этом пропорционально возрастает количество интерфейсов, которые обуславливают ПМА и ВДМ в данных системах. Увеличение суммарной толщины магнитных слоев в суперрешетках сказывается и на их магнитостатической энергии, она также возрастает. Поэтому с ростом числа повторений (N) суперрешеток (мультиязычная структура), они стремятся перейти в размагниченное состояние, тем самым понизив свою магнитостатическую энергию [120]. На рис. 6 приведены петли магнитного гистерезиса суперрешеток [Co(0.8 нм)/Pd(2 нм)]_N с разным числом повторений бислоев Co/Pd.

Доменная структура в суперрешетках с высоким числом повторяющихся бислоев в размагниченном состоянии представляет собой лабиринтную доменную структуру с периодичностью, достигающей ≈ 315 нм при $N = 20$. Очевидно, что ВДМ не является определяющей причиной такого поведения системы, так как система симметрична по составу, и результирующее ВДМ, если и присутствует, то пренебрежимо мало. Однако ненулевое ВДМ способно повлиять на процесс разбиения системы на домены, снизив поверхностную плотность доменных границ на величину $\sim \pi|D|$ [88]. Показателен пример сравнения доменных структур систем [Pt/Co(0.6 нм)/Pt]₁₀ и [Ir/Co(0.6 нм)/Pt]₁₀ [121]. При переходе от симметричной системы к антисимметричной с увеличением энергии эффективного ВДМ периодичность доменной структуры в размагниченном состоянии снижается в три раза от 300 до 100 нм.

Скирмионы при комнатной температуре в отсутствие магнитного поля были обнаружены в суперрешетках [Pt/Co/Ta]₁₅ и [Pt/CoFeB/MgO]₁₅

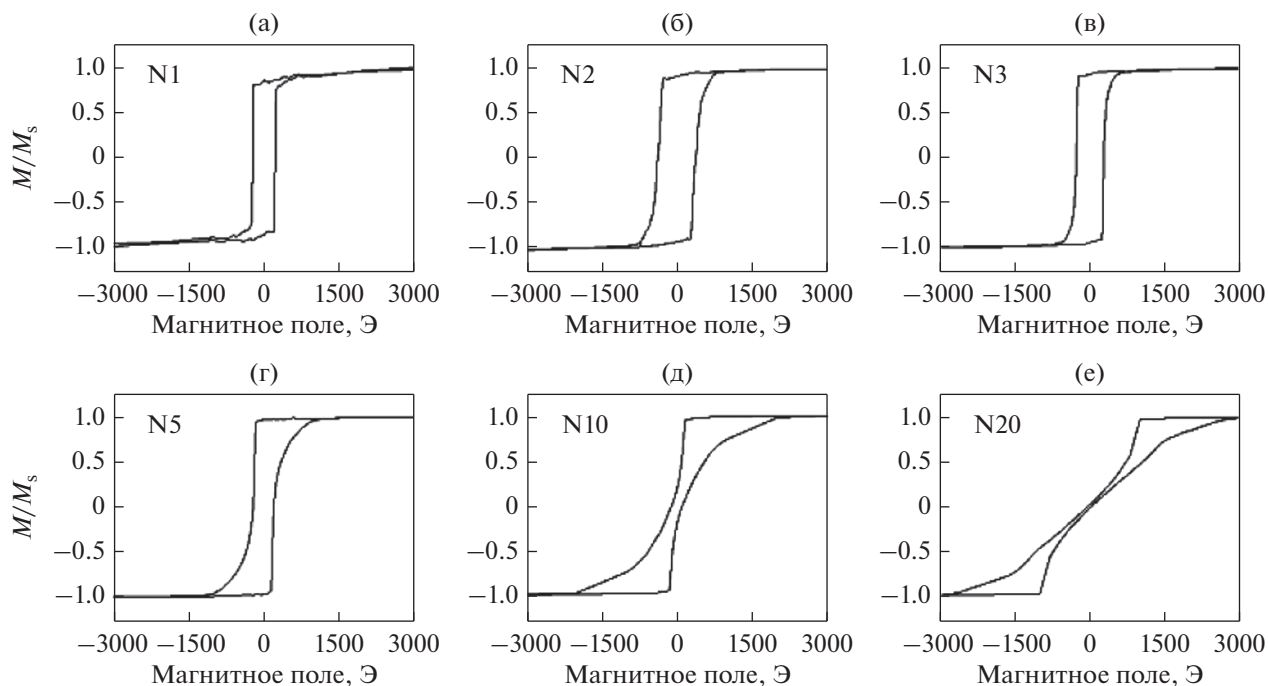


Рис. 6. Петли магнитного гистерезиса, измеренные в суперрешетках $[\text{Co}(0.8 \text{ нм})/\text{Pd}(2 \text{ нм})]_N$ при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости образцов.

[64], $[\text{Ir}/\text{Fe}/\text{Co}/\text{Pt}]_{20}$ [122], $[\text{Pd}/\text{Co}/\text{W}]_{15}$ [123] и других подобных системах. Диаметр скирмионов изменяется в широких пределах от 65 [122] до 480 нм [64] и выше. Однако скирмионы в таких объемных системах имеют трехмерную магнитную структуру и далеко не во всех системах могут считаться неелевскими. Так как в суперрешетках большую роль играет дипольное взаимодействие между слоями, то при отсутствующем или слабом ВДМ образуются так называемые дипольные скирмионы [124]. Доменные границы между дипольными скирмионами и магнитной средой имеют блоховскую структуру в центральных магнитных слоях суперрешеток и неелевскую структуру в слоях, ближе к поверхностям, рис. 7.

Влияние ВДМ на структуру таких трехмерных доменных границ было продемонстрировано в работах Legrand и др. [125] и Lemesh и др. [126]. В первой работе доменные границы с такой структурой были названы гибридными, во второй работе — закрученными. Результаты обеих работ сводятся к одному выводу: наличие ВДМ приводит к смещению блоховской части гибридной доменной границы вверх или вниз в зависимости от знака константы ВДМ. Таким образом, доменная граница приобретает эффективную киральность. И только при превышении некоторого порогового значения ВДМ, которое можно рассчитать с помощью достаточно сложной аналитической модели [126], границы и скирмионы в суперрешетках становятся действительно неелевскими.

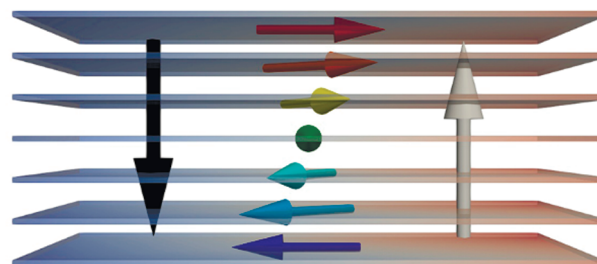


Рис. 7. Схематическое изображение магнитной структуры доменной границы в суперрешетке со слабым ВДМ.

УПРАВЛЕНИЕ СКИРМИОНАМИ

Усиленный интерес к одномерным, двух- и трехмерным магнитным структурам обусловлен не только спектром новых свойств и эффектов, требующих проведения теоретических и экспериментальных исследований, но и потенциалом их практического использования. Возможность получения малых и стабильных магнитных текстур, таких как скирмионы, открывает перспективы для создания новых типов оперативной памяти [127, 128], конфигурируемой логики [129] и развития нейроморфных вычислений [10, 51].

В пленках с перпендикулярной анизотропией и взаимодействием Дзялошинского–Мория зарождение скирмионов происходит случайным образом при вырождении полосовых доменов в

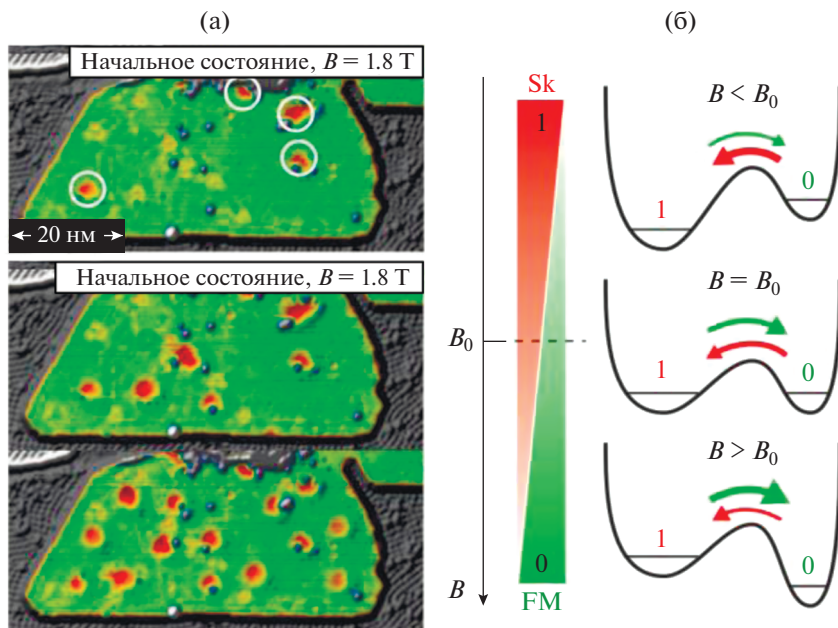


Рис. 8. (а) Изображения магнитной структуры пленки PdFe в поле $B = +1.8$ Тл (после приложения поля $B = +3$ Т), полученное спин-поляризованной туннельной микроскопией ($U = +100$ мВ, $I = 1$ нА). Красные точки, выделенные окружностями, — самозарожденные скирмионы. На последующих снимках видны скирмионы, которые зарождаются путем вариации напряжения между зондом и образцом. (б) Схема, поясняющая зарождение скирмионов в поле B_0 , в котором скирмионное и ферромагнитное состояния вырождены. Локально инжектируя электроны (спин-поляризованный ток), возможно создавать или разрушать скирмионы за счет изменения величины B на ΔB . НАПЕЧАТАНО С РАЗРЕШЕНИЯ [113].

нормальном внешнем магнитном поле. ВДМ задает киральность скирмионов и топологический заряд, что обеспечивает однонаправленную токоиндуцированную динамику массива скирмионов. Это фундаментальное отличие скирмионов от цилиндрических магнитных доменов (bubble domains), имеющих произвольный топологический заряд. Но для практического использования необходимо уметь контролировать зарождение и аннигиляцию отдельных скирмионов, а также управлять их движением. Можно выделить методы зарождения скирмионов, основанные на воздействии спинового тока или магнитного поля (импульс тока [64, 130], либо напряжения [131, 132] или локального магнитного поля [133, 134]), на термическом воздействии (сфокусированный лазерный пучок, электронный пучок, термический градиент [135] или локальный нагрев [136]), на взаимодействии фотонов с намагниченностью (рентгеновское синхротронное излучение [137]). Часто используют локальное изменение геометрии или структуры образца, создавая перешеек, утоньшение или дефекты, а также размещая нанодиски на поверхности пленки [138, 139]. Рассмотрим подробнее три наиболее часто используемых способа зарождения скирмионов.

Зарождение скирмионов спин-поляризованным током

Одними из первых демонстраций возможности управления скирмионами были манипуляции с помощью спин-поляризованной туннельной микроскопии [113] и токоиндуцированное перемещение, обусловленное переносом спинового момента (spin transfer torque, STT). На рис. 8 показан результат записи скирмионов импульсами тока, а также схема, поясняющая процесс записи. Эффект спин-поляризованного тока эквивалентен прибавке к внешнему полю $\Delta B = 100$ мТ ($\Delta U = \pm 600$ мВ, $I = 100$ нА при $T = 4.2$ К), направление которого определяет зарождение или аннигиляцию скирмионов. Увеличение напряжения между зондом и образцом приводит к росту частоты переходов из ферромагнитного в скирмионное состояние вследствие увеличения энергии инжектированных электронов $|eU|$.

Для наблюдения скирмионов в эпитаксиальных структурах Pd/Fe (толщиной 2 атомных слоя) необходимо внешнее магнитное поле и низкая температура. Это существенно ограничивает перспективы использования данных систем. В многослойных пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией возникающее интерфейсное ВДМ приводит к стабилизации скирмионов и магнитных доменных стенок неелевского типа.

Например, в многослойных пленках Pt/Co/Ir [121], Pt/Co/MgO [117], Pt/CoFeSiB/W [134] и др. можно стабилизировать магнитные скирмионы неелевского типа при комнатной температуре и в отсутствие магнитного поля. Недавно была экспериментально продемонстрирована возможность индуцирования отдельных скирмионов в полоске Pt/Co₆₈B₃₂/Ir с помощью медного инжектора тока [140]. Генерация скирмионов происходит в узком диапазоне наносекундных импульсов тока (рис. 9). Вид зависимости позволяет утверждать, что переключение происходит преимущественно за счет спин-орбитального эффекта с незначительным уменьшением тока переключения за счет локального нагрева [141, 142].

Представленная схема позволяет зарожать скирмионы импульсом тока энергией до 500 пДж, что сравнимо с энергией для записи бита в коммерческой флэш-памяти. За счет оптимизации геометрии и материалов инжектора, а также использования более коротких импульсов тока, возможно уменьшение энергии импульса и получение более энергоэффективных носителей информации.

*Зарождение скирмионов
локальным внешним магнитным полем*

Недавно было показано, что для зарождения скирмионов можно использовать поля рассеивания, создаваемые магнитной иглой сканирующего зондового микроскопа [133, 143]. Метод позволяет создавать как отдельные скирмионы, так и их массивы [134]. Зарожденные текстуры являются устойчивыми в отсутствие внешнего магнитного поля, так как массив скирмионов находится в метастабильном состоянии и его полная энергия лишь незначительно выше энергии лабиринтной структуры [133].

При исследовании магнитной структуры методом магнитной силовой микроскопии обычно используют двухпроходную методику: зондом с магнитным покрытием сначала сканируют рельеф поверхности в полуконтактном режиме (tapping mode), а затем регистрируют магнитный контраст в бесконтактном режиме (lift mode). В процессе сканирования рельефа напряженность магнитного поля может достигать значений от 570 до 1350 Э для зондов с низким и высоким магнитным моментом [133]. Изменение магнитной структуры происходит при сканировании поверхности, когда расстояние “зонд–образец” минимально. В режиме сканирования магнитного контраста зонд отводят от поверхности на расстояние 50–70 нм, при этом воздействие поля рассеивания уменьшается в несколько раз и магнитная структура не изменяется.

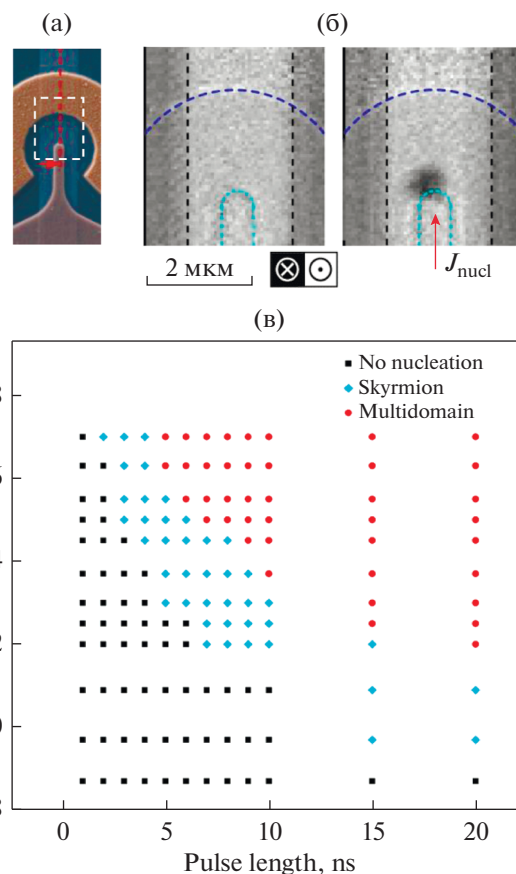


Рис. 9. (а) Изображение полоски Pt/Co₆₈B₃₂/Ir, медного инжектора и микрокаатушки для зарождения и аннигиляции скирмионов, (б) квазистатические изображения XMCD-STXM с исходной однородной намагниченностью и магнитным скирмионом после импульса тока продолжительностью 5 нс; (в) диаграмма генерируемых состояний в зависимости от длительности и величины импульса тока. НАПЕЧАТАНО С РАЗРЕШЕНИЯ [140]. COPYRIGHT 2021 AMERICAN CHEMICAL SOCIETY.

Для зарождения скирмионов магнитное поле, индуцируемое зондом, должно быть сравнимо или больше поля перемагничивания образцов с ПМА. Однако микромагнитные симуляции с учетом колебаний кантилевера, приводящих к изменению величины магнитостатического поля зонда, показывают, что с увеличением поля зарождение скирмиона происходит через образование пары “скирмион–антискирмион” с нулевым топологическим зарядом с последующей аннигиляцией антискирмиона и стабилизацией топологически защищенного скирмиона [144]. Такое поведение приводит к понижению величины поля, необходимого для зарождения скирмионов. Для получения массива скирмионов с минимальным количеством дефектов (остатков лабиринтной структуры) локальное поле, создаваемое зондом,

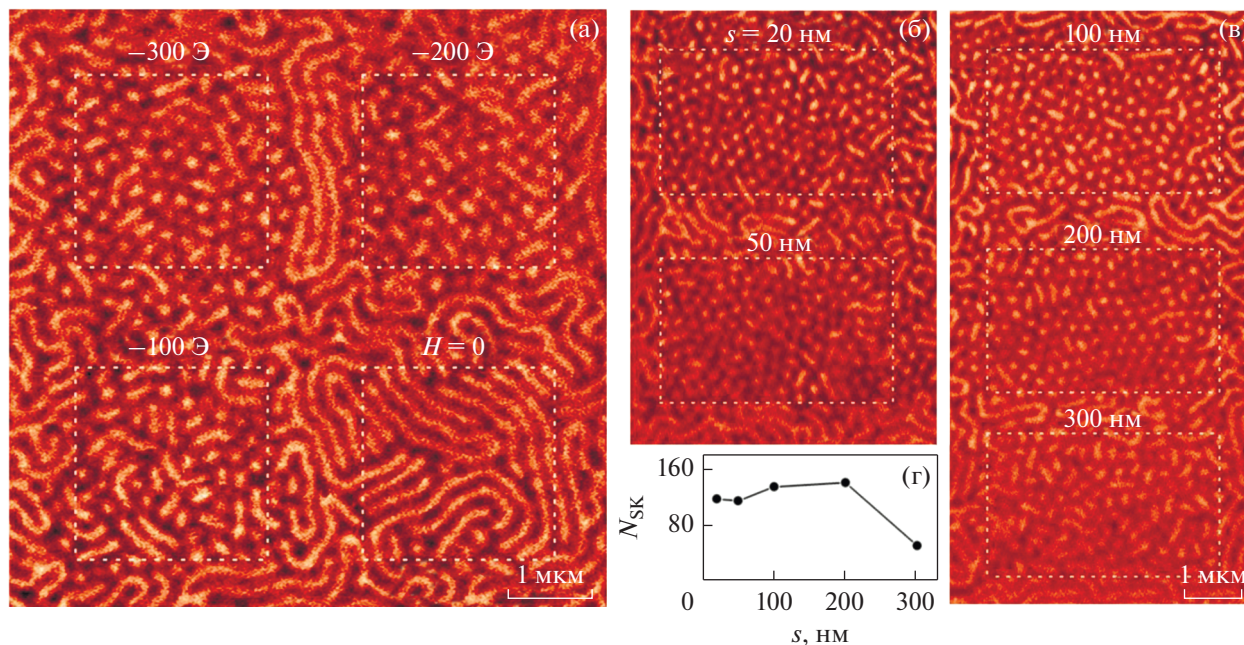


Рис. 10. Влияние параметров сканирования на массивы скирмионов. (а) Доменная структура пленки (Pt/CoFeSiB/W)₁₁ с четырьмя модифицированными участками ($2.3 \times 2.3 \text{ мкм}^2$), отсканированными в полуконтактном режиме при $H_z = -300, -200, -100$ и 0 Э ; (б) изображения доменной структуры пленки после сканирования при шаге $s = 20$ и 50 нм , (в) а также $100, 200$ и 300 нм . Модификацию структуры проводили в поле $H_z = -300 \text{ Э}$. Размер области сканирования $4 \times 2.5 \text{ мкм}^2$. Белые пунктирные линии ограничивают область сканирования в полуконтактном режиме. (г) Зависимость числа образованных скирмионов N_{SK} от s . НАПЕЧАТАНО С РАЗРЕШЕНИЯ [134]. COPYRIGHT 2021 AMERICAN CHEMICAL SOCIETY.

должно быть сравнимо с полем насыщения образца [134]. Приложение в процессе сканирования магнитного поля (H_z), сонаправленного с полем зонда, может улучшить качество созданного массива скирмионов, рис. 10а.

Экспериментально зарождение скирмионов наблюдали в мультислойных пленках (TM₁/ФМ/TM₂)_N, в которых возможен контроль критических полей и ВДМ через изменение толщины и числа слоев (интерфейсов) [133, 134].

В работе [134] показано, что изменение шага (s) и количества проходов при сканировании влияет на качество генерируемых массивов скирмионов. Наилучшие результаты получены при соответствии шага сканирования в полуконтактном режиме периоду скирмионной решетки, рис. 10б–10г.

Представленный метод зарождения скирмионов с помощью магнитосиловой микроскопии позволяет создавать не только образцы элементов логики и нейроморфной спинтроники, но и магнитные кристаллы на основе массивов скирмионов произвольной формы для исследования распространения спиновых волн в решетке из топологических текстур [145].

Зарождение скирмионов локальным термическим воздействием

Единичные скирмионы и их массивы можно получить с помощью воздействия лазером, пучком электронов, а также другими методами, вызывающими локальный нагрев и температурный градиент в образце. Рассмотрим подробнее термоиндуцированные процессы, способствующие формированию скирмионов, на примере лазерного излучения.

Лазерное излучение используют для ультрабыстрого перемагничивания ферри- и ферромагнетиков [146, 147], а также для наблюдения фотоиндуцированных эффектов в системах с обменным смещением [148]. При этом круговая поляризация позволяет контролировать направление намагниченности в доменах, образованных под действием лазера [149]. Возможность перемагничивания, локального зарождения доменной структуры и перемещения доменных границ с помощью лазерного излучения заманчива для управления скирмионами. В одной из первых демонстраций формирования скирмионов аморфные пленки Tb₂₂Fe₆₉Co₉ облучали единичным импульсом лазерного излучения с круговой поляризацией длительностью 50 фс [150]. При плотности энергии импульса

5 мДж/см² в пленке образуются скирмионы, которые стабилизируются за счет диполь–дипольного взаимодействия и равномерно распределенных магнитных дефектов, обуславливающих коэрцитивную силу в пленках TbFeCo, используемых для магнитооптической записи. Интересно отметить, что фотоиндуцированное перемагничивание наблюдается при воздействии пучками как с круговой, так и с линейной поляризацией, и может быть описано в рамках модели, учитывающей локальное тепловое воздействие [136].

Экспериментально продемонстрировано, что в ферромагнитных пленках с взаимодействием Дзялошинского–Мория, например Fe₇₂Co₈B₂₀, зарождение скирмионов обусловлено тепловым воздействием лазерного луча, рис. 11а [151]. Переход из ферромагнитного в скирмионное состояние возможен вследствие разной скорости реакции обменного взаимодействия, ВДМ и магнитной анизотропии на тепловое воздействие, рис. 11б. Резкое уменьшение полной энергии системы и нарушение ферромагнитного упорядочения обусловлено преимущественно ослаблением обменного взаимодействия вследствие нагрева системы. Уменьшение энергии анизотропии происходит во временном диапазоне от 0.04 до 5 нс. После резкого уменьшения обменной энергии происходит разбиение магнитной структуры на домены. Магнитная анизотропия фиксирует направление намагниченности в доменах вдоль перпендикулярной оси намагничивания. При этом киральность доменных границ определяется взаимодействием Дзялошинского–Мория. Далее происходит уменьшение размагничивающей энергии за счет совершенствования формы скирмионов и геометрии массива (увеличение расстояния и формирование гексагональной решетки, рис. 11в).

Зарождение массивов скирмионов с помощью локального термического нагрева расширяет спектр практического применения скирмионов и позволяет реализовать логические (например, скирмионный сдвиговый регистр) [96, 152, 153] и нейроморфные [154–157] устройства, а также использовать их для вычислений [52, 158, 159]. После зарождения управлять положением скирмионов можно, воздействуя внешним магнитным полем или спин-поляризованным током, как описано выше.

ПЕРСПЕКТИВЫ

В 2022 г. открытию скирмиона будет 60 лет, но для того чтобы использовать его в реальных устройствах, должно пройти еще немало времени. Это связано с тем, что все еще необходимо глубокое понимание физических механизмов, лежащих в основе формирования нетривиальных спиновых текстур, наряду с реализацией скирми-

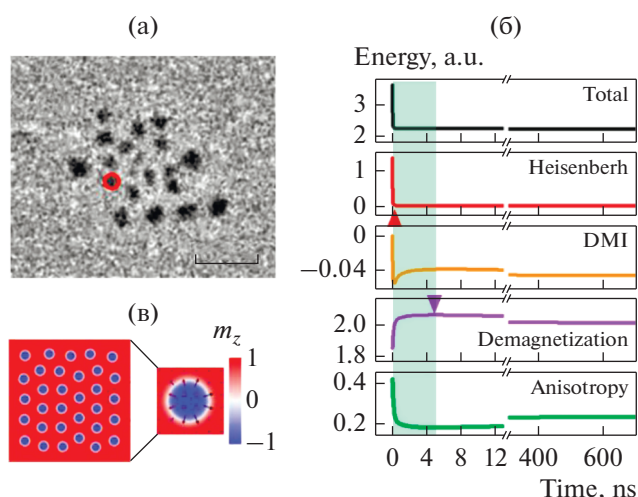


Рис. 11. (а) Массив скирмионов, полученный с помощью одного лазерного импульса. Масштаб — 10 мкм; (б) зависимости полной энергии, обменной энергии, взаимодействия Дзялошинского–Мория, размагничивающей энергии и энергии магнитной анизотропии, от времени после воздействия лазерным импульсом (симуляции); (в) рассчитанная конфигурация массива скирмионов, индуцированных лазерным импульсом. Размер изображения 2 × 2 мкм². НАПЕЧАТАНО С РАЗРЕШЕНИЯ [151]. COPYRIGHT 2021 AMERICAN CHEMICAL SOCIETY.

оно-содержащих наноструктур, позволяющих получать скирмионы ультрамалого диаметра в диапазоне от 10 до 1 нм. За последнюю декаду ученые научились зарождать и стабилизировать как отдельные скирмионы, так и упорядоченные скирмионные решетки, в том числе при комнатной температуре. Для этого используют как трехслойные системы типа ТМ₁/ФМ/ТМ₂, так и многослойные системы, в которых дополнительное влияние на стабильность спиновых текстур оказывает диполь-дипольное взаимодействие и обменная связь между слоями. Важным открытием является возможность управления движением скирмиона путем приложения импульсного тока, который позволяет достигать скоростей перемещения до нескольких километров в секунду. При этом уже есть понимание, каким образом можно контролировать это движение и как можно обнаружить скирмион в магнитной среде.

Актуальным остается вопрос контроля размера скирмионов и уменьшение его размера до 10 нм и ниже, что позволит в дальнейшем по скирмионным устройствам конкурировать по плотности записи информации с традиционными носителями. Важной проблемой в этой связи остается проблема влияния дефектов на зарождение скирмионов и их движение в среде, что мешает быстрой реализации функциональных устройств.

Решением обозначенных проблем возможно через поиск новых комбинаций слоев тяжелых ме-

таллов и ферро-/ферромагнетиков. При этом необходимо будет сосредоточиться на достижении высоких значений ВДМ на интерфейсах при одновременной возможности по управлению ПМА. Другим важным направлением останется поиск оптимальных условий для сверхбыстрого и энергоэффективного токоиндуцированного переключения и движения скирмионов в нанотреках.

В этом направлении наиболее перспективным видится использование ферромагнитных материалов, поскольку они обладают намного меньшими полями рассеяния по сравнению с ферромагнетиками, и имеют резонансные частоты в терагерцовом диапазоне. Спиновая динамика в ферромагнетиках может быть легко индуцирована с помощью внешних полей, так как ферромагнетики имеют ненулевую намагниченность. При этом динамические свойства ферромагнетиков подобны динамическим свойствам антиферромагнетиков. Мы предполагаем, что можно разработать новые устройства, используя ферромагнетики вместо антиферромагнетиков, и не исключаем, что устройства, использующие ферромагнетики, будут обладать лучшими свойствами и характеристиками, чем антиферромагнитные устройства.

Недавно было обнаружено, что скорость движения доменных стенок в ферромагнитном сплаве $GdFeCo$ резко возрастает при определенной температуре [160]. Теоретический анализ показал, что при данной температуре спиновые угловые моменты Gd и $FeCo$, входящие в состав сплава $GdCoFe$, компенсируют друг друга. Примечательно то, что при температуре компенсации спиновых угловых моментов суммарная намагниченность сплава $GdCoFe$ все еще остается отличной от нуля из-за разницы g -факторов атомов двух антиферромагнитно связанных подрешеток. Таким образом, сплав $GdFeCo$ ведет себя подобно антиферромагнетику, и демонстрирует экстремально высокие скорости движения доменных границ, но при этом имеет ненулевую намагниченность.

Сравнительные характеристики подрешеток ферромагнетиков оказывают значительное влияние на токоиндуцированное смещение скирмионов в данных средах. Как известно, в процессе смещения скирмионов под действием импульсов тока они отклоняются в сторону от направления тока к краю магнитной дорожки [161]. Теоретики предположили, что данный скирмионный эффект Холла должен исчезать в антиферромагнетиках, но на сегодняшний день это предположение так и не подтверждено экспериментально ввиду того, что антиферромагнетики очень сложно исследовать из-за отсутствия намагниченности. Однако в сплаве $GdFeCo$ было зафиксировано исчезновение скирмионного эффекта Холла при температуре компенсации спиновых момен-

тов подрешеток [162]. Данный эффект может иметь далеко идущие последствия для создания устройств нового поколения энергоэффективной скирмионной памяти и магнитной логики.

Другой альтернативой является получение и исследование нового класса магнитных материалов – 2D ван-дер-ваальсовских систем типа Fe_3GeTe_2 [163, 164], в которых возможно зарождение и движение скирмионов под действием спиновых токов. Кроме того, в структуре WTe_2/Fe_3GeTe_2 обнаружено интерфейсное ВДМ и формирование скирмионов неелевского типа [165, 166], а также показана трансформация скирмионов неелевского типа в блоховский [167].

При разработке функциональных устройств разработчикам придется решать ряд задач, связанных со стабильностью скирмионов, точностью их детектирования, миниатюризацией рабочих элементов и потребляемой мощностью. Более того, потребуется подтверждение совместимости новых материалов с КМОП-технологией. Исследований такого рода крайне мало, однако они могли бы ускорить внедрение скирмионных устройств в производство. В этой области предстоит изучение параметров гибридных схем, таких как размер ячейки памяти, компоновки элементов и маршрутизации электрических сигналов, поскольку они будут сильно отличаться от традиционных кремниевых схем. Также будет необходимо разрабатывать периферийные схемы, отвечающие за генерацию, детектирование и переключение скирмионов с учетом возможных временных задержек и повышенного энергопотребления. В этом направлении ключевым инструментом будут выступать комплексные программные платформы, объединяющие в себе возможности микромагнитного моделирования и проектирования микросхем. Такие платформы помогут рассчитать потенциально достижимую плотность информации, определить условия повышения стабильности хранения данных при вариации температуры и внешних воздействиях, потребляемую мощность схемы, количество циклов перезаписи, пути оптимизации схемы, ее способность работать в аналоговом режиме, а также оценить зрелость технологии и готовность электронной индустрии к ее внедрению.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре представлена современная картина развития исследований в области топологически нетривиальных спиновых текстур, таких как скирмионы. Используя модельное описание скирмиона с учетом ключевых энергетических вкладов, показаны условия зарождения и стабилизации скирмионов в тонких магнитных пленках типа ТМ/ФМ. Важное влияние на зарождение скирми-

онов оказывает интерфейсное ВДМ, а также диполь-дипольная связь в многослойных системах. Показано, как параметры скирмионов (размер, топологический заряд, киральность) зависят от состава многослойных пленок. Представлены различные подходы, позволяющие зарождать, управлять, обнаруживать и удалять скирмионы, что необходимо для создания функциональных скирмионных устройств. Рассмотрены возможные сферы применения скирмионов, включая память, логику и вычисления. Отмечено, что научные достижения в области скирмионики и спинорбитроники позволяют надеяться на скорую реализацию скирмионных устройств и их интеграцию с КМОП-технологией. Показаны перспективы развития нового направления – нейроморфной спинтроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-12-50239 (Экспансия). Часть представленных в обзоре экспериментальных результатов получена в рамках выполнения Государственного задания Минобрнауки РФ (проект № 0657-2020-0013) и гранта Правительства Российской Федерации на государственную поддержку научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых российских высших учебных заведений, научных фондов и государственных исследовательских центров Российской Федерации (проект № 075-15-2021-607).

Acknowledgments: The reported study was funded by RFBR, project number 20-12-50239 (Expansion). Some of the experimental results presented in the review were obtained as part of the State task of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (project no. 0657-2020-0013) and a grant from the Government of the Russian Federation for state support of scientific research conducted under the leadership of leading scientists of Russian higher educational institutions, scientific foundations and state research centers of the Russian Federation (project no. 075-15-2021-607).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fert A., Van Dau F.N. Spintronics, from giant magnetoresistance to magnetic skyrmions and topological insulators // *Comptes Rendus Physique*. 2019. V. 20. № 7. P. 817–831.
2. Manchon A., Belabbes A. Chapter One – Spin-Orbitronics at Transition Metal Interfaces // *Solid State Physics* / Camley R.E., Stamps R.L. Academic Press. 2017. P. 1–89.
3. Ghosh S., Grytsiuk S. Chapter One – Orbitronics with uniform and nonuniform magnetic structures // *Solid State Physics* / Stamps R.L. Academic Press. 2020. P. 1–38.
4. Fert A., Reyren N., Cros V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications // *Nature Rev. Mater.* 2017. V. 2. № 7. P. 17031.
5. Vakili H., Zhou W., Ma C.T., Poon S.J., Morshed M.G., Sakib M.N., Ganguly S., Stan M., Hartnett T.Q., Balachandran P., Xu J.-W., Quessab Y., Kent A.D., Litzius K., Beach G.S.D., Ghosh A.W. Skyrmionics—Computing and memory technologies based on topological excitations in magnets // *J. Appl. Phys.* 2021. V. 130. № 7. P. 070908.
6. Sampaio J., Cros V., Rohart S., Thiaville A., Fert A. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures // *Nature Nanotechn.* 2013. V. 8. № 11. P. 839–844.
7. Wiesendanger R. Nanoscale magnetic skyrmions in metallic films and multilayers: a new twist for spintronics // *Nature Rev. Mater.* 2016. V. 1. № 7. P. 16044.
8. Polyakov A., Belavin A. Metastable States of Two-Dimensional Isotropic Ferromagnets // *JETP Lett.* 1975. V. 22. № P. 503–506.
9. Nayak A. K., Kumar V., Ma T., Werner P., Pippel E., Sahoo R., Damay F., Röbber U.K., Felser C., Parkin S.S.P. Magnetic antiskyrmions above room temperature in tetragonal Heusler materials // *Nature*. 2017. V. 548. № 7669. P. 561–566.
10. Everschor-Sitte K., Masell J., Reeve R.M., Kläui M. Perspective: Magnetic skyrmions—Overview of recent progress in an active research field // *J. Appl. Phys.* 2018. V. 124. № 24. P. 240901.
11. Birch M.T., Cortés-Ortuño D., Turnbull L.A., Wilson M.N., Groß F., Träger N., Laursen A., Bukin N., Moody S.H., Weigand M., Schütz G., Popescu H., Fan R., Steadman P., Vezhvak J.A.T., Balakrishnan G., Loudon J.C., Twitchett-Harrison A.C., Hovorka O., Fangohr H., Ogryn F.Y., Gräfe J., Hatton P.D. Real-space imaging of confined magnetic skyrmion tubes // *Nature Comm.* 2020. V. 11. № 1. P. 1726.
12. Zheng F., Rybakov F.N., Borisov A.B., Song D., Wang S., Li Z.-A., Du H., Kiselev N.S., Caron J., Kovács A., Tian M., Zhang Y., Blügel S., Dunin-Borkowski R.E. Experimental observation of chiral magnetic bobbles in B20-type FeGe // *Nature Nanotechn.* 2018. V. 13. № 6. P. 451–455.
13. Kent N., Reynolds N., Raftrey D., Campbell I.T.G., Virasawmy S., Dhuey S., Chopdekar R.V., Hierro-Rodriguez A., Sorrentino A., Pereiro E., Ferrer S., Hellman F., Sutcliffe P., Fischer P. Creation and observation of Hopfions in magnetic multilayer systems // *Nature Comm.* 2021. V. 12. № 1. P. 1562.
14. Dzyaloshinsky I. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics // *J. Phys. Chem. Solids*. 1958. V. 4. № 4. P. 241–255.
15. Moriya T. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism // *Phys. Rev.* 1960. V. 120. № 1. P. 91–98.
16. Kolesnikov A.G., Steblyy M.E., Davydenko A.V., Kozlov A.G., Osmushko I.S., Korochentsev V.V., Ognev A.V., Gerasimenko A.V., Sadovnikov A.V., Gubanov V.A., Nikitov S.A., Wang X., Wan C.H., Fang C., Zhao M., Han X.F., Samardak A. Magnetic properties and the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ex-

- change biased Pt/Co/Ni_xO_y films // *Appl. Surf. Sci.* 2021. V. 543. P. 148720.
17. *Hellman F., Hoffmann A., Tserkovnyak Y., Beach G.S.D., Fullerton E.E., Leighton C., MacDonald A.H., Ralph D.C., Arena D.A., Dürr H.A., Fischer P., Grollier J., Heremans J. P., Jungwirth T., Kimel A.V., Koopmans B., Krivorotov I.N., May S.J., Petford-Long A.K., Rondinelli J.M., Samarth N., Schuller I.K., Slavin A.N., Stiles M.D., Tchernyshyov O., Thiaville A., Zink B.L.* Interface-induced phenomena in magnetism // *Rev. Modern Phys.* 2017. V. 89. № 2. P. 025006.
 18. *Heide M., Bihlmayer G., Blügel S.* Dzyaloshinskii-Moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films: Fe/W(110) // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 78. № 14. P. 140403.
 19. *Kim G.W., Samardak A.S., Kim Y.J., Cha I.H., Ognev A.V., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Kim Y.K.* Role of the Heavy Metal's Crystal Phase in Oscillations of Perpendicular Magnetic Anisotropy and the Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in W/CoFeB/MgO Films // *Phys. Rev. Appl.* 2018. V. 9. № 6. P. 064005.
 20. *Samardak A., Kolesnikov A., Stebly M., Chebotkevich L., Sadovnikov A., Nikitov S., Talapatra A., Mohanty J., Ognev A.* Enhanced interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction and isolated skyrmions in the inversion-symmetry-broken Ru/Co/W/Ru films // *Appl. Phys. Letters.* 2018. V. 112. № 19. P. 192406.
 21. *Mühlbauer S., Binz B., Jonietz F., Pfleiderer C., Rosch A., Neubauer A., Georgii R., Böni P.* Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet // *Science.* 2009. V. 323. № 5916. P. 915.
 22. *Back C., Cros V., Ebert H., Everschor-Sitte K., Fert A., Garst M., Ma T., Mankovsky S., Monchesky T.L., Mostovoy M., Nagaosa N., Parkin S.S.P., Pfleiderer C., Reyren N., Rosch A., Taguchi Y., Tokura Y., von Bergmann K., Zang J.* The 2020 skyrmionics roadmap // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2020. V. 53. № 36. P. 363001.
 23. *Göbel B., Mertig I., Tretiakov O.A.* Beyond skyrmions: Review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles // *Phys. Reports.* 2021. V. 895. P. 1–28.
 24. *Luo S., You L.* Skyrmion devices for memory and logic applications // *APL Mater.* 2021. V. 9. № 5. P. 050901.
 25. *Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Van Dau F.N., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J.* Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 61. № 21. P. 2472–2475.
 26. *Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W.* Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39. № 7. P. 4828–4830.
 27. *Miyazaki T., Tezuka N.* Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction // *J. Magn. Magn. Mater.* 1995. V. 139. № 3. P. L231–L234.
 28. *Moodera J.S., Kinder L.R., Wong T.M., Meservey R.* Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. № 16. P. 3273–3276.
 29. *Dyakonov M.I., Perel V.I.* Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors // *Phys. Letters A.* 1971. V. 35. № 6. P. 459–460.
 30. *Hirsch J. E.* Spin Hall Effect // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. № 9. P. 1834–1837.
 31. *Sinova J., Valenzuela S.O., Wunderlich J., Back C.H., Jungwirth T.* Spin Hall effects // *Rev. of Modern Physics.* 2015. V. 87. № 4. P. 1213–1260.
 32. *Fert A.R.* Magnetic and Transport Properties of Metallic Multilayers // *Mater. Sci. Forum.* 1991. V. 59–60. P. 439–480.
 33. *Slonczewski J. C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* 1996. V. 159. № 1. P. L1–L7.
 34. *Brataas A., Kent A.D., Ohno H.* Current-induced torques in magnetic materials // *Nature Mater.* 2012. V. 11. № 5. P. 372–381.
 35. *Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L.* Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory // *Science.* 2008. V. 320. № 5873. P. 190.
 36. *Žutić I., Fabian J., Das Sarma S.* Spintronics: Fundamentals and applications // *Rev. of Modern Phys.* 2004. V. 76. № 2. P. 323–410.
 37. *Schäfer R., Oppeneer P.M., Ognev A.V., Samardak A.S., Soldatov I.V.* Analyzer-free, intensity-based, wide-field magneto-optical microscopy // *Appl. Phys. Rev.* 2021. V. 8. № 3. P. 031402.
 38. *Stashkevich A.A.* Spin-Orbitronics a Novel Trend in Spin Oriented Electronics // *J. Russian Universities. Radioelectronics.* 2019. V. 22. № 6. P. 45–54.
 39. *Cao Y., Xing G., Lin H., Zhang N., Zheng H., Wang K.* Prospect of Spin-Orbitronic Devices and Their Applications // *Science.* 2020. V. 23. № 10. P. 101614.
 40. *Dong Y., Xu T., Zhou H.-A., Cai L., Wu H., Tang J., Ji-ang W.* Electrically Reconfigurable 3D Spin-Orbitronics // *Advanc. Funct. Mater.* 2021. V. 31. № 9. P. 2007485.
 41. *Kim K.-W., Lee H.-W., Lee K.-J., Stiles M. D.* Chirality from Interfacial Spin-Orbit Coupling Effects in Magnetic Bilayers // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111. № 21. P. 216601.
 42. *Kim T., Cha I.H., Kim Y.J., Kim G.W., Stashkevich A., Roussigné Y., Belmeguenai M., Chérif S.M., Samardak A.S., Kim Y.K.* Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida-type interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction in heavy metal/ferromagnet heterostructures // *Nature Comm.* 2021. V. 12. № 1. P. 3280.
 43. *Gambardella P., Miron I.M.* Current-induced spin-orbit torques // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Phys. and Eng. Sci.* 2011. V. 369. № 1948. P. 3175–3197.
 44. *Stebly M.E., Kolesnikov A.G., Ognev A.V., Davydenko A.V., Stebly E. V., Wang X., Han X., Samardak A.S.* Advanced Method for the Reliable Estimation of Spin-Orbit-Torque Efficiency in Low-Coercivity Ferromagnetic Multilayers // *Phys. Rev. Appl.* 2019. V. 11. № 5. P. 054047.
 45. *Wan C.H., Stebly M.E., Wang X., Yu G.Q., Han X.F., Kolesnikov A.G., Bazrov M.A., Letushev M.E., Ognev A.V., Samardak A.S.* Gradual magnetization switching via domain nucleation driven by spin-orbit torque // *Appl. Phys. Letters.* 2021. V. 118. № 3. P. 032407.
 46. *Bhatti S., Sbiaa R., Hirohata A., Ohno H., Fukami S., Piramanayagam S.N.* Spintronics based random ac-

- cess memory: a review // *Mater. Today*. 2017. V. 20. № 9. P. 530–548.
47. Shao Q., Li P., Liu L., Yang H., Fukami S., Razavi A., Wu H., Wang K., Freimuth F., Mokrousov Y., Stiles M.D., Emori S., Hoffmann A., Åkerman J., Roy K., Wang J.P., Yang S.H., Garello K., Zhang W. Roadmap of Spin-Orbit Torques // *IEEE Trans. Magn.* 2021. V. 57. № 7. P. 1–39.
 48. Skyrme T.H.R. A unified field theory of mesons and baryons // *Nuclear Phys.* 1962. V. 31. P. 556–569.
 49. Barla P., Joshi V.K., Bhat S. Spintronic devices: a promising alternative to CMOS devices // *J. Comp. Electronics*. 2021. V. 20. № 2. P. 805–837.
 50. Finocchio G., Di Ventra M., Camsari K.Y., Everschor-Sitte K., Khalili Amiri P., Zeng Z. The promise of spintronics for unconventional computing // *J. Magn. Mater.* 2021. V. 521. P. 167506.
 51. Grollier J., Querlioz D., Camsari K.Y., Everschor-Sitte K., Fukami S., Stiles M.D. Neuromorphic spintronics // *Nature Electronics*. 2020. V. 3. № 7. P. 360–370.
 52. Li S., Kang W., Zhang X., Nie T., Zhou Y., Wang K.L., Zhao W. Magnetic skyrmions for unconventional computing // *Mater. Horizons*. 2021. V. 8. № 3. P. 854–868.
 53. Sun B., Guo T., Zhou G., Ranjan S., Jiao Y., Wei L., Zhou Y.N., Wu Y.A. Synaptic devices based neuromorphic computing applications in artificial intelligence // *Mater. Today Phys.* 2021. V. 18. P. 100393.
 54. Marković D., Mizrahi A., Querlioz D., Grollier J. Physics for neuromorphic computing // *Nature Reviews Phys.* 2020. V. 2. № 9. P. 499–510.
 55. Yin G., Li Y., Kong L., Lake R. K., Chien C. L., Zang J. Topological charge analysis of ultrafast single skyrmion creation // *Phys. Rev. B*. 2016. V. 93. № 17. P. 174403.
 56. Wintz S., Bunce C., Neudert A., Körner M., Strache T., Buhl M., Erbe A., Gemming S., Raabe J., Quitmann C., Fassbender J. Topology and Origin of Effective Spin Meron Pairs in Ferromagnetic Multilayer Elements // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. № 17. P. 177201.
 57. Braun H.-B. Topological effects in nanomagnetism: from superparamagnetism to chiral quantum solitons // *Advanc. in Phys.* 2012. V. 61. № 1. P. 1–116.
 58. Neubauer A., Pfleiderer C., Binz B., Rosch A., Ritz R., Niklowitz P.G., Böni P. Topological Hall Effect in the A Phase of MnSi // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. № 18. P. 186602.
 59. Yu X.Z., Kanazawa N., Zhang W.Z., Nagai T., Hara T., Kimoto K., Matsui Y., Onose Y., Tokura Y. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density // *Nature Comm.* 2012. V. 3. P. 988.
 60. Kang W., Huang Y., Zheng C., Lv W., Lei N., Zhang Y., Zhang X., Zhou Y., Zhao W. Voltage Controlled Magnetic Skyrmion Motion for Racetrack Memory // *Scientific Reports*. 2016. V. 6. P. 23164.
 61. Iwasaki J., Mochizuki M., Nagaosa N. Current-induced skyrmion dynamics in constricted geometries // *Nature Nanotech.* 2013. V. 8. P. 742.
 62. Jiang W., Upadhyaya P., Zhang W., Yu G., Jungfleisch M.B., Fradin Frank Y., Pearson John E., Tserkovnyak Y., Wang Kang L., Heinonen O., te Velthuis Suzanne G. E., Hoffmann A. Blowing magnetic skyrmion bubbles // *Science*. 2015. V. 349. № 6245. P. 283–286.
 63. Büttner F., Moutafis C., Schneider M., Krüger B., Günther C. M., Geilhufe J., Schmising C.V.K., Mohanty J., Pfau B., Schaffert S., Bisig A., Foerster M., Schulz T., Vaz C.A.F., Franken J.H., Swagten H.J.M., Kläui M., Eisebitt S. Dynamics and inertia of skyrmionic spin structures // *Nature Phys.* 2015. V. 11. P. 225.
 64. Woo S., Litzius K., Kruger B., Im M.Y., Caretta L., Richter K., Mann M., Krone A., Reeve R.M., Weigand M., Agrawal P., Lemesh I., Mawass M.A., Fischer P., Klau M., Beach G.R.S.D. Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets // *Nature Mater.* 2016. V. 15. № 5. P. 501.
 65. Johnson P., Gangopadhyay A.K., Kalyanaraman R., Nussinov Z. Demagnetization-borne microscale skyrmions // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. № 6. P. 064427.
 66. Stebliy M.E., Kolesnikov A.G., Davydenko A.V., Ognev A.V., Samardak A.S., Chebotkevich L.A. Experimental evidence of skyrmion-like configurations in bilayer nanodisks with perpendicular magnetic anisotropy // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. № 17. P. 17B529.
 67. Marchenko A.I., Krivoruchko V.N. Skyrmion-like bubbles and stripes in a thin ferromagnetic film with lattice of antidots // *J. Magn. Mater.* 2015. V. 377. P. 153–158.
 68. Sapozhnikov M.V. Skyrmion lattice in a magnetic film with spatially modulated material parameters // *J. Magn. Mater.* 2015. V. 396. P. 338–344.
 69. Sapozhnikov M.V., Vdovichev S.N., Ermolaeva O.L., Gusev N.S., Fraerman A.A., Gusev S.A., Petrov Y.V. Artificial dense lattice of magnetic bubbles // *Appl. Phys. Lett.* 2016. V. 109. № 4. P. 042406.
 70. Nagaosa N., Tokura Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions // *Nature Nanotechnology*. 2013. V. 8. № 12. P. 899–911.
 71. Wang X.S., Yuan H.Y., Wang X.R. A theory on skyrmion size // *Comm. Phys.* 2018. V. 1. № 1. P. 31.
 72. Ishida Y., Kondo K. Theoretical comparison between skyrmion and skyrmionium motions for spintronics applications // *Japan. J. App. Phys.* 2020. V. 59. P. SGGI04.
 73. Kolesnikov A.G., Stebliy M.E., Samardak A.S., Ognev A.V. Skyrmionium – high velocity without the skyrmion Hall effect // *Sci. Reports*. 2018. V. 8. № 1. P. 16966.
 74. Davydenko A.V., Kozlov A.G., Ognev A.V., Stebliy M.E., Samardak A.S., Ermakov K.S., Kolesnikov A.G., Chebotkevich L.A. Origin of perpendicular magnetic anisotropy in epitaxial Pd/Co/Pd(111) trilayers // *Phys. Rev. B*. 2017. V. 95. № 6. P. 064430.
 75. *Topology in Magnetism*. Springer Series in Solid-State Sciences. / Jiadong Zang V.C., Axel Hoffmann: Springer International Publishing, 2018. V. 192: Springer Series in Solid-State Sciences.
 76. Kolesnikov A.G., Samardak A.S., Stebliy M.E., Ognev A.V., Chebotkevich L.A., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Kim Y.J., Cha I.H., Kim Y.K. Spontaneous nucleation and topological stabilization of skyrmions in magnetic nanodisks with the interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction // *J. Magn. Mater.* 2017. V. 429. P. 221–226.

77. *Srivastava T., Lim W., Joumard I., Auffret S., Baraduc C., Béa H.* Mapping different skyrmion phases in double wedges of Ta/FeCoB/TaO_x trilayers // *Phys. Rev. B*. 2019. V. 100. № 22. P. 220401.
78. *Moon K.-W., Yang S., Ju T.-S., Kim C., Chun B. S., Park S., Hwang C.* Universal method for magnetic skyrmion bubble generation by controlling the stripe domain instability // *NPG Asia Mater.* 2021. V. 13. № 1. P. 20.
79. *Schott M., Ranno L., Béa H., Baraduc C., Auffret S., Bernard-Mantel A.* Electric field control of interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction in Pt/Co/AIO_x thin films // *J. Magn. Magn. Mater.* 2021. V. 520. P. 167122.
80. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B.* The design and verification of MuMax³ // *AIP Advances*. 2014. V. 4. № 10. P. 107133.
81. *Bernard-Mantel A., Camosi L., Wartelle A., Rougemaille N., Darques M.L., Ranno L.* The skyrmion-bubble transition in a ferromagnetic thin film // *SciPost Physics*. 2018. V. 4. № 5. P. 027.
82. *Rana K.G., Finco A., Fabre F., Chouaieb S., Haykal A., Buda-Prejbeanu L.D., Fruchart O., Le Denmat S., David P., Belmeguenai M., Denneulin T., Dunin-Borkowski R.E., Gaudin G., Jacques V., Boulle O.* Room-Temperature Skyrmions at Zero Field in Exchange-Biased Ultrathin Films // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 13. № 4. P. 044079.
83. *Wild J., Meier T.N.G., Pöllath S., Kronseder M., Bauer A., Chacon A., Halder M., Schowalter M., Rosenauer A., Zweck J., Müller J., Rosch A., Pfleiderer C., Back C.H.* Entropy-limited topological protection of skyrmions // *Science Advances*. 2017. V. 3. № 9. P. e1701704.
84. *Hervé M., Dupé B., Lopes R., Böttcher M., Martins M.D., Balashov T., Gerhard L., Sinova J., Wulfhekel W.* Stabilizing spin spirals and isolated skyrmions at low magnetic field exploiting vanishing magnetic anisotropy // *Nature Comm.* 2018. V. 9. № 1. P. 1015.
85. *Kiselev N.S., Bogdanov A.N., Schafer R., Rossler U.K.* Chiral skyrmions in thin magnetic films: new objects for magnetic storage technologies? // *J. Phys. D-Appl. Phys.* 2011. V. 44. P. 392001.
86. *Rohart S., Thiaville A.* Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii–Moriya interaction // *Phys. Rev. B*. 2013. V. 88. P. 184422.
87. *Behera A.K., Mishra S.S., Mallick S., Singh B.B., Bedanta S.* Size and shape of skyrmions for variable Dzyaloshinskii–Moriya interaction and uniaxial anisotropy // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. P. 285001.
88. *Thiaville A., Rohart S., Jué É., Cros V., Fert A.* Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films // *Europhys. Lett.* 2012. V. 100. № 5. P. 57002.
89. *Tejo F., Riveros A., Escrig J., Guslienko K.Y., Chubykalo-Fesenko O.* Distinct magnetic field dependence of Néel skyrmion sizes in ultrathin nanodots // *Scientific Reports*. 2018. V. 8. № 1. P. 6280.
90. *Zeissler K., Mruczkiewicz M., Finizio S., Raabe J., Shepley P.M., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Fallon K., McFadzean S., McVitie S., Moore T.A., Burnell G., Marrows C.H.* Pinning and hysteresis in the field dependent diameter evolution of skyrmions in Pt/Co/Ir superlattice stacks // *Scientific Reports*. 2017. V. 7. № 1. P. 15125.
91. *Tomasello R., Guslienko K.Y., Ricci M., Giordano A., Barker J., Carpentieri M., Chubykalo-Fesenko O., Finocchio G.* Origin of temperature and field dependence of magnetic skyrmion size in ultrathin nanodots // *Phys. Rev. B*. 2018. V. 97. № 6. P. 060402.
92. *Goto M., Nomura H., Suzuki Y.* Stochastic skyrmion dynamics under alternating magnetic fields // *J. Magn. Magn. Mater.* 2021. V. 536. P. 167974.
93. *Zhang V.L., Hou C.G., Di K., Lim H.S., Ng S.C., Pollard S.D., Yang H., Kuok M.H.* Eigenmodes of Néel skyrmions in ultrathin magnetic films // *AIP Advances*. 2017. V. 7. № 5. P. 055212.
94. *Mochizuki M.* Spin-Wave Modes and Their Intense Excitation Effects in Skyrmion Crystals // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. № 1. P. 017601.
95. *Moon K.-W., Kim D.-H., Je S.-G., Chun B.S., Kim W., Qiu Z.Q., Choe S.-B., Hwang C.* Skyrmion motion driven by oscillating magnetic field // *Scientific Reports*. 2016. V. 6. № 1. P. 20360.
96. *Zhang S.L., Wang W.W., Burn D.M., Peng H., Berger H., Bauer A., Pfleiderer C., van der Laan G., Hesjedal T.* Manipulation of skyrmion motion by magnetic field gradients // *Nature Comm.* 2018. V. 9. № 1. P. 2115.
97. *Manchon A., Železný J., Miron I.M., Jungwirth T., Sinova J., Thiaville A., Garello K., Gambardella P.* Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems // *Rev. Modern Phys.* 2019. V. 91. № 3. P. 035004.
98. *Everschor-Sitte K., Sitte M.* Real-space Berry phases: Skyrmion soccer // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 115. № 17. P. 172602.
99. *Chen G.* Skyrmion Hall effect // *Nature Phys.* 2017. V. 13. № 2. P. 112–113.
100. *Litzius K., Lemesh I., Krüger B., Bassirian P., Caretta L., Richter K., Büttner F., Sato K., Tretiakov O.A., Förster J., Reeve R.M., Weigand M., Bykova I., Stoll H., Schütz G., Beach G.S.D., Kläui M.* Skyrmion Hall effect revealed by direct time-resolved X-ray microscopy // *Nature Phys.* 2017. V. 13. № 2. P. 170–175.
101. *Thiele A.A.* Steady-State Motion of Magnetic Domains // *Phys. Rev. Letters*. 1973. V. 30. № 6. P. 230–233.
102. *Jiang W., Chen G., Liu K., Zang J., te Velthuis S.G.E., Hoffmann A.* Skyrmions in magnetic multilayers // *Phys. Reports*. 2017. V. 704. P. 1–49.
103. *Dohi T., DuttaGupta S., Fukami S., Ohno H.* Formation and current-induced motion of synthetic antiferromagnetic skyrmion bubbles // *Nature Comm.* 2019. V. 10. № 1. P. 5153.
104. *Woo S., Song K.M., Zhang X., Zhou Y., Ezawa M., Liu X., Finizio S., Raabe J., Lee N.J., Kim S.-I., Park S.-Y., Kim Y., Kim J.-Y., Lee D., Lee O., Choi J.W., Min B.-C., Koo H.C., Chang J.* Current-driven dynamics and inhibition of the skyrmion Hall effect of ferrimagnetic skyrmions in GdFeCo films // *Nature Comm.* 2018. V. 9. № 1. P. 959.
105. *Zhang Y., Luo S., Yan B., Ou-Yang J., Yang X., Chen S., Zhu B., You L.* Magnetic skyrmions without the skyr-

- mion Hall effect in a magnetic nanotrack with perpendicular anisotropy // *Nanoscale*. 2017. V. 9. № 29. P. 10212–10218.
106. Ding J., Yang X., Zhu T. Manipulating current induced motion of magnetic skyrmions in the magnetic nanotrack // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2015. V. 48. № 11. P. 115004.
 107. Gross I., Akhtar W., Hrabec A., Sampaio J., Martínez L.J., Chouaieb S., Shields B.J., Maletinsky P., Thiaville A., Rohart S., Jacques V. Skyrmion morphology in ultrathin magnetic films // *Phys. Rev. Mater.* 2018. V. 2. № 2. P. 024406.
 108. Litzius K., Leliaert J., Bassirian P., Rodrigues D., Kromin S., Lemesh I., Zazvorka J., Lee K.-J., Mulkers J., Kerber N., Heinze D., Keil N., Reeve R.M., Weigand M., Van Waeyenberge B., Schütz G., Everschor-Sitte K., Beach G.S.D., Kläui M. The role of temperature and drive current in skyrmion dynamics // *Nature Electronics*. 2020. V. 3. № 1. P. 30–36.
 109. Samardak A.S., Davydenko A.V., Kolesnikov A.G., Samardak A.Y., Kozlov A.G., Pal B., Ognev A.V., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Gerasimenko A.V., Cha I.H., Kim Y.J., Kim G.W., Tretiakov O.A., Kim Y.K. Enhancement of perpendicular magnetic anisotropy and Dzyaloshinskii–Moriya interaction in thin ferromagnetic films by atomic-scale modulation of interfaces // *NPG Asia Mater.* 2020. V. 12. № 1. P. 51.
 110. Davydenko A.V., Kozlov A.G., Steblyy M.E., Kolesnikov A.G., Sarnavskiy N.I., Iliushin I.G., Golikov A.P. Dzyaloshinskii–Moriya interaction and chiral damping effect in symmetric epitaxial Pd/Co/Pd(111) trilayers // *Phys. Rev. B*. 2021. V. 103. № 9. P. 094435.
 111. Davydenko A.V., Kozlov A.G., Kolesnikov A.G., Steblyy M.E., Suslin G.S., Vekovshinin Y.E., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A. Dzyaloshinskii–Moriya interaction in symmetric epitaxial [Co/Pd(111)]_N superlattices with different numbers of Co/Pd bilayers // *Phys. Rev. B*. 2019. V. 99. № 1. P. 014433.
 112. Heinze S., von Bergmann K., Menzel M., Brede J., Kubetzka A., Wiesendanger R., Bihlmayer G., Blugel S. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions // *Nature Phys.* 2011. V. 7. № 9. P. 713–718.
 113. Romming N., Hanneken C., Menzel M., Bickel J. E., Wolter B., von Bergmann K., Kubetzka A., Wiesendanger R. Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions // *Science*. 2013. V. 341. № 6146. P. 636–639.
 114. Pham T.H., Vogel J., Sampaio J., Vanatka M., Rojas-Sanchez J.C., Bonfim M., Chaves D.S., Choueikani F., Ohresser P., Otero E., Thiaville A., Pizzini S. Very large domain wall velocities in Pt/Co/GdO_x and Pt/Co/Gd trilayers with Dzyaloshinskii–Moriya interaction // *Europhys. Lett.* 2016. V. 113. № 6. P. 67001.
 115. Yoshimura Y., Kim K. J., Taniguchi T., Tono T., Ueda K., Hiramatsu R., Moriyama T., Yamada K., Nakatani Y., Ono T. Soliton-like magnetic domain wall motion induced by the interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction // *Nature Phys.* 2016. V. 12. № 2. P. 157–161.
 116. Yang H.X., Thiaville A., Rohart S., Fert A., Chshiev M. Anatomy of Dzyaloshinskii–Moriya Interaction at Co/Pt Interfaces // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. P. 267210.
 117. Boule O., Vogel J., Yang H., Pizzini S., de Souza Chaves D., Locatelli A., Menteş T.O., Sala A., Buda-Prejbeanu L.D., Klein O., Belmeguenai M., Roussigné Y., Stashkevich A., Chérif S.M., Aballe L., Foerster M., Chshiev M., Auffret S., Miron I. M., Gaudin G. Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures // *Nature Nanotech.* 2016. V. 11. № 5. P. 449–454.
 118. Rana K.G., Finco A., Fabre F., Chouaieb S., Haykal A., Buda-Prejbeanu L.D., Fruchart O., Le Denmat S., David P., Belmeguenai M., Denneulin T., Dunin-Borkowski R.E., Gaudin G., Jacques V., Boule O. Room-Temperature Skyrmions at Zero Field in Exchange-Biased Ultrathin Films // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 13. P. 044079.
 119. Kozlov A.G., Kolesnikov A.G., Steblyy M.E., Golikov A.P., Davydenko A.V. Domain-period method for determination of the energy of the Dzyaloshinskii–Moriya interaction in [Co/Pd(111)]₅ superlattices // *Phys. Rev. B*. 2020. V. 102. № 14. P. 144411.
 120. Hellwig O., Berger A., Kortricht J.B., Fullerton E.E. Domain structure and magnetization reversal of antiferromagnetically coupled perpendicular anisotropy films // *J. Magn. Magn. Mater.* 2007. V. 319. № 1–2. P. 13–55.
 121. Moreau-Luchaire C., Moutafis C., Reyren N., Sampaio J., Vaz C.A.F., Van Horne N., Bouzehouane K., Garcia K., Deranlot C., Warnicke P., Wohlhüter P., George J.M., Weigand M., Raabe J., Cros V., Fert A. Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature (vol. 11, pg 444, 2016) // *Nature Nanotech.* 2016. V. 11. № 8. P. 731.
 122. Soumyanarayanan A., Raju M., Oyarce A.L.G., Tan A.K.C., Im M.Y., Petrovic A.P., Ho P., Khoo K.H., Tran M., Gan C.K., Ernult F., Panagopoulos C. Tunable room-temperature magnetic skyrmions in Ir/Fe/Co/Pt multilayers // *Nature Mater.* 2017. V. 16. № 9. P. 898.
 123. Dugato D.A., Brandao J., Seeger R.L., Beron F., Cezar J.C., Dorneles L.S., Mori T.J.A. Magnetic domain size tuning in asymmetric Pd/Co/W/Pd multilayers with perpendicular magnetic anisotropy // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 115. P. 182408.
 124. Montoya S.A., Couture S., Chess J.J., Lee J.C.T., Kent N., Henze D., Sinha S.K., Im M.Y., Kevan S.D., Fischer P., McMorran B.J., Lomakin V., Roy S., Fullerton E.E. Tailoring magnetic energies to form dipole skyrmions and skyrmion lattices // *Phys. Rev. B*. 2017. V. 95. P. 024415.
 125. Legrand W., Chauleau J.Y., Maccariello D., Reyren N., Collin S., Bouzehouane K., Jaouen N., Cros V., Fert A. Hybrid chiral domain walls and skyrmions in magnetic multilayers // *Sci. Advances*. 2018. V. 4. № 7. P. eaat041.
 126. Lemesh I., Beach G.S.D. Twisted domain walls and skyrmions in perpendicularly magnetized multilayers // *Phys. Rev. B*. 2018. V. 98. P. 104402.
 127. Bläsing R., Khan A.A., Filippou P.C., Garg C., Hameed F., Castrillon J., Parkin S.S.P. Magnetic Racetrack Memory: From Physics to the Cusp of Applications Within a Decade // *Proc. IEEE*. 2020. V. 108. № 8. P. 1303–1321.
 128. Yu G., Upadhyaya P., Shao Q., Wu H., Yin G., Li X., He C., Jiang W., Han X., Amiri P.K., Wang K.L. Room-Tem-

- perature Skyrmion Shift Device for Memory Application // *Nano Lett.* 2017. V. 17. № 1. P. 261–268.
129. Luo S., Song M., Li X., Zhang Y., Hong J., Yang X., Zou X., Xu N., You L. Reconfigurable Skyrmion Logic Gates // *Nano Letters.* 2018. V. 18. № 2. P. 1180–1184.
 130. Büttner F., Lemesh I., Schneider M., Pfau B., Günther C.M., Hessing P., Geilhuße J., Caretta L., Engel D., Krüger B., Viehhaus J., Eisebitt S., Beach G.S.D. Field-free deterministic ultrafast creation of magnetic skyrmions by spin-orbit torques // *Nature Nanotech.* 2017. V. 12. № 11. P. 1040–1044.
 131. Ma C., Zhang X., Xia J., Ezawa M., Jiang W., Ono T., Piramanayagam S.N., Morisako A., Zhou Y., Liu X. Electric Field-Induced Creation and Directional Motion of Domain Walls and Skyrmion Bubbles // *Nano Lett.* 2019. V. 19. № 1. P. 353–361.
 132. Srivastava T., Schott M., Juge R., Křížáková V., Belmeguenai M., Roussigné Y., Bernard-Mantel A., Ranno L., Pizzini S., Chérif S.-M., Stashkevich A., Auffret S., Boulle O., Gaudin G., Chshiev M., Baraduc C., Béa H. Large-Voltage Tuning of Dzyaloshinskii–Moriya Interactions: A Route toward Dynamic Control of Skyrmion Chirality // *Nano Lett.* 2018. V. 18. № 8. P. 4871–4877.
 133. Zhang S., Zhang J., Zhang Q., Barton C., Neu V., Zhao Y., Hou Z., Wen Y., Gong C., Kazakova O., Wang W., Peng Y., Garanin D.A., Chudnovsky E.M., Zhang X. Direct writing of room temperature and zero field skyrmion lattices by a scanning local magnetic field // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 112. № 13. P. 132405.
 134. Ognev A.V., Kolesnikov A.G., Kim Y.J., Cha I.H., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Soldatov I.V., Talapatra A., Mohanty J., Mruczkiewicz M., Ge Y., Kerber N., Dittrich F., Virnau P., Kläui M., Kim Y.K., Samardak A.S. Magnetic Direct-Write Skyrmion Nanolithography // *ACS Nano.* 2020. V. 14. № 11. P. 14960–14970.
 135. Wang Z., Guo M., Zhou H.-A., Zhao L., Xu T., Tomasello R., Bai H., Dong Y., Je S.-G., Chao W., Han H.-S., Lee S., Lee K.-S., Yao Y., Han W., Song C., Wu H., Carpentieri M., Finocchio G., Im M.-Y., Lin S.-Z., Jiang W. Thermal generation, manipulation and thermoelectric detection of skyrmions // *Nature Electronics.* 2020. V. 3. № 11. P. 672–679.
 136. Koshibae W., Nagaosa N. Creation of skyrmions and antiskyrmions by local heating // *Nature Comm.* 2014. V. 5. № 1. P. 5148.
 137. Woo S., Song K.M., Zhang X., Ezawa M., Zhou Y., Liu X., Weigand M., Finizio S., Raabe J., Park M.-C., Lee K.-Y., Choi J.W., Min B.-C., Koo H.C., Chang J. Deterministic creation and deletion of a single magnetic skyrmion observed by direct time-resolved X-ray microscopy // *Nature Electronics.* 2018. V. 1. № 5. P. 288–296.
 138. Juge R., Je S.-G., de Souza Chaves D., Pizzini S., Buda-Prejbeanu L.D., Aballe L., Foerster M., Locatelli A., Mentş T.O., Sala A., Maccherozzi F., Dhési S.S., Auffret S., Gautier E., Gaudin G., Vogel J., Boulle O. Magnetic skyrmions in confined geometries: Effect of the magnetic field and the disorder // *J. Magn. Magn. Mater.* 2018. V. 455. P. 3–8.
 139. Gilbert D.A., Maranville B.B., Balk A.L., Kirby B.J., Fischer P., Pierce D.T., Unguris J., Borchers J.A., Liu K. Realization of ground-state artificial skyrmion lattices at room temperature // *Nature Comm.* 2015. V. 6. № 1. P. 8462.
 140. Finizio S., Zeissler K., Wintz S., Mayr S., Wessels T., Huxtable A. J., Burnell G., Marrows C. H., Raabe J. Deterministic Field-Free Skyrmion Nucleation at a Nanoengineered Injector Device // *Nano Lett.* 2019. V. 19. № 10. P. 7246–7255.
 141. Garello K., Avci C.O., Miron I.M., Baumgartner M., Ghosh A., Auffret S., Boulle O., Gaudin G., Gambardella P. Ultrafast magnetization switching by spin-orbit torques // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 105. № 21. P. 212402.
 142. Jinnaï B., Sato H., Fukami S., Ohno H. Scalability and wide temperature range operation of spin-orbit torque switching devices using Co/Pt multilayer nanowires // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 113. № 21. P. 212403.
 143. Temiryazev A.G., Temiryazeva M.P., Zdoroveyshchev A.V., Vikhrova O.V., Dorokhin M.V., Demina P.B., Kudrin A.V. Formation of a Domain Structure in Multilayer CoPt Films by Magnetic Probe of an Atomic Force Microscope // *Phys. Solid State.* 2018. V. 60. № 11. P. 2200–2206.
 144. Garanin D.A., Capic D., Zhang S., Zhang X., Chudnovsky E.M. Writing skyrmions with a magnetic dipole // *J. Appl. Phys.* 2018. V. 124. P. 113901.
 145. Ma F., Zhou Y., Braun H.B., Lew W.S. Skyrmion-Based Dynamic Magnonic Crystal // *Nano Lett.* 2015. V. 15. № 6. P. 4029–4036.
 146. Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V., Kirilyuk A., Tsukamoto A., Itoh A., Rasing T. All-Optical Magnetic Recording with Circularly Polarized Light // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. № 4. P. 047601.
 147. Lambert C.H., Mangin S., Varaprasad B.S.D.C.S., Takahashi Y.K., Hehn M., Cinchetti M., Malinowski G., Hono K., Fainman Y., Aeschlimann M., Fullerton E.E. All-optical control of ferromagnetic thin films and nanostructures // *Science.* 2014. V. 345. № 6202. P. 1337.
 148. Dalla Longa F., Kohlhepp J.T., de Jonge W.J.M., Koopmans B. Resolving the genuine laser-induced ultrafast dynamics of exchange interaction in ferromagnet/antiferromagnet bilayers // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 81. P. 094435.
 149. El Hadri M.S., Pirro P., Lambert C.H., Petit-Watelot S., Quessab Y., Hehn M., Moutaigne F., Malinowski G., Mangin S. Two types of all-optical magnetization switching mechanisms using femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. № 6. P. 064412.
 150. Finazzi M., Savoini M., Khorsand A. R., Tsukamoto A., Itoh A., Duo L., Kirilyuk A., Rasing T., Ezawa M. Laser-induced magnetic nanostructures with tunable topological properties // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. № 17. P. 177205.
 151. Je S.G., Vallobra P., Srivastava T., Rojas-Sanchez J.C., Pham T.H., Hehn M., Malinowski G., Baraduc C., Auffret S., Gaudin G., Mangin S., Bea H., Boulle O. Creation of Magnetic Skyrmion Bubble Lattices by Ultrafast Laser in Ultrathin Films // *Nano Lett.* 2018. V. 18. № 11. P. 7362–7371.
 152. Liu Y., Lei N., Wang C., Zhang X., Kang W., Zhu D., Zhou Y., Liu X., Zhang Y., Zhao W. Voltage-Driven High-Speed Skyrmion Motion in a Skyrmion-Shift

- Device // *Phys. Rev. Appl.* 2019. V. 11. № 1. P. 014004.
153. *Chen R., Li Y., Pavlidis V.F., Moutafis C.* Skyrmionic interconnect device // *Phys. Rev. Research.* 2020. V. 2. № 4. P. 043312.
154. *Li S., Kang W., Huang Y., Zhang X., Zhou Y., Zhao W.* Magnetic skyrmion-based artificial neuron device // *Nanotechnology.* 2017. V. 28. № 31. P. 31LT01.
155. *Chen X., Kang W., Zhu D., Zhang X., Lei N., Zhang Y., Zhou Y., Zhao W.* A compact skyrmionic leaky–integrate–fire spiking neuron device // *Nanoscale.* 2018. V. 10. № 13. P. 6139–6146.
156. *Zhou J., Chen J.* Prospect of Spintronics in Neuro-morphic Computing // *Advanc. Electronic Mater.* 2021. V. 7. P. 2100465.
157. *Yang W.L., Wan C.H., Yan Z.R., Zhang X., Stebly M.E., Wang X., Fang C., Guo C.Y., Xing Y.W., Ma T.Y., Ognev A.V., Samardak A.S., Tung M.-J., Yu G.Q., Han X.F.* Chirality-Reversible Multistate Switching via Two Orthogonal Spin–Orbit Torques in a Perpendicularly Magnetized System // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 13. № 2. P. 024052.
158. *Bourianoff G., Pinna D., Sitte M., Everschor-Sitte K.* Potential implementation of reservoir computing models based on magnetic skyrmions // *AIP Advanc.* 2018. V. 8. № 5. P. 055602.
159. *Pinna D., Bourianoff G., Everschor-Sitte K.* Reservoir Computing with Random Skyrmion Textures // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 14. № 5. P. 054020.
160. *Kim K.-J., Kim S.K., Hirata Y., Oh S.-H., Tono T., Kim D.-H., Okuno T., Ham W.S., Kim S., Go G., Tserkovnyak Y., Tsukamoto A., Moriyama T., Lee K.-J., Ono T.* Fast domain wall motion in the vicinity of the angular momentum compensation temperature of ferrimagnets // *Nature Mater.* 2017. V. 16. № 12. P. 1187–1192.
161. *Jiang W., Zhang X., Yu G., Zhang W., Wang X., Benjamin Jungfleisch M., Pearson John E., Cheng X., Hei-nonen O., Wang K. L., Zhou Y., Hoffmann A., te Velthuis Suzanne G. E.* Direct observation of the skyrmion Hall effect // *Nature Phys.* 2017. V. 13. № 2. P. 162–169.
162. *Hirata Y., Kim D.-H., Kim S. K., Lee D.-K., Oh S.-H., Kim D.-Y., Nishimura T., Okuno T., Futakawa Y., Yoshikawa H., Tsukamoto A., Tserkovnyak Y., Shiota Y., Moriyama T., Choe S.-B., Lee K.-J., Ono T.* Vanishing skyrmion Hall effect at the angular momentum compensation temperature of a ferrimagnet // *Nature Nanotech.* 2019. V. 14. № 3. P. 232–236.
163. *Ding B., Li Z., Xu G., Li H., Hou Z., Liu E., Xi X., Xu F., Yao Y., Wang W.* Observation of Magnetic Skyrmion Bubbles in a van der Waals Ferromagnet Fe_3GeTe_2 // *Nano Lett.* 2020. V. 20. № 2. P. 868–873.
164. *Sierra J.F., Fabian J., Kawakami R.K., Roche S., Valenzuela S.O.* Van der Waals heterostructures for spintronics and opto-spintronics // *Nature Nanotech.* 2021. V. 16. № 8. P. 856–868.
165. *Wu Y., Zhang S., Zhang J., Wang W., Zhu Y.L., Hu J., Yin G., Wong K., Fang C., Wan C., Han X., Shao Q., Taniguchi T., Watanabe K., Zang J., Mao Z., Zhang X., Wang K.L.* Néel-type skyrmion in $\text{WTe}_2/\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ van der Waals heterostructure // *Nature Comm.* 2020. V. 11. № 1. P. 3860.
166. *Park T.-E., Peng L., Liang J., Hallal A., Yasin F.S., Zhang X., Song K.M., Kim S.J., Kim K., Weigand M., Schütz G., Finizio S., Raabe J., Garcia K., Xia J., Zhou Y., Ezawa M., Liu X., Chang J., Koo H.C., Kim Y.D., Chshiev M., Fert A., Yang H., Yu X., Woo S.* Néel-type skyrmions and their current-induced motion in van der Waals ferromagnet-based heterostructures // *Phys. Rev. B.* 2021. V. 103. № 10. P. 104410.
167. *Peng L., Yasin F.S., Park T.-E., Kim S. J., Zhang X., Nagai T., Kimoto K., Woo S., Yu X.* Tunable Néel–Bloch Magnetic Twists in Fe_3GeTe_2 with van der Waals Structure // *Adv. Funct. Mater.* 2021. V. 31. P. 2103583.