

ГИСТЕРЕЗИС НАМАГНИЧЕННОСТИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ СО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ДЗЯЛОШИНСКОГО–МОРИЯ

З. В. Гареева^{a,b*}, *Н. В. Шульга*^{a**}, *И. Ф. Шарафуллин*^b, *Р. А. Дорошенко*^a,
А. К. Звездин^{c,d}

^a Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики молекул и кристаллов
Уфимского научного центра Российской академии наук
450075, Уфа, Россия

^b Башкирский государственный университет
450076, Уфа, Россия

^c Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^d Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 июля 2022 г.,
после переработки 15 августа 2022 г.
Принята к публикации 16 августа 2022 г.

Проведено исследование влияния взаимодействия Дзялошинского–Мория на формирование полярных структур в наноразмерных магнитоэлектрических пленках. Исследована последовательность микромагнитных структур различной топологии при намагничивании и размагничивании пленки ограниченного размера в магнитном поле, ориентированном вдоль нормали к поверхности пленки. Показано, что с магнитными структурами связано образование полярных структур и исследованы особенности полярных состояний в зависимости от взаимодействия Дзялошинского–Мория и симметрии интерфейса.

*Статья представлена в рамках публикации материалов VIII Евроазиатского симпозиума
«Тенденции в магнетизме» (EASTMAG-2022), Казань, август 2022 г.*

DOI: 10.31857/S004445102301008X
EDN: NNOFSJ

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы внимание исследователей привлекают топологические состояния, реализующиеся в наноструктурированных пленках, в связи с возможностями их применения в устройствах вычислительной техники и информационных технологий [1]. Необходимо отметить, что в равной мере исследуются как магнитные структуры, так и полярные состояния, представляющие собой сегнетоэлектрические структуры разной топологии, формиру-

ющиеся в магнитных системах ограниченной геометрии при наличии магнитоэлектрического взаимодействия [2].

Сочетание магнитоэлектрических и спин-орбитальных эффектов и обусловленных ими различных типов упорядочений открывают новые функциональные качества магнетиков и новые области их технологических приложений. Так, совместное использование магнитоэлектрических и спин-орбитальных эффектов в одном логическом устройстве MESO [1], предложенное компанией Intel, имеет значительные преимущества по энергоэффективности, быстродействию и объему выполняемых операций.

С фундаментальной точки зрения интерес к таким системам обусловлен преимущественно двумя

* E-mail: zukhragzv@yandex.ru

** E-mail: shulga@anrb.ru

асpekтами: 1) возможностью реализации новых топологических состояний – магнитных вихрей, антивихрей, скирмионов, меронов, скирмиониев и других сопутствующих им структур и 2) спецификой магнитоэлектрических эффектов, формированием новых топологических полярных (сегнетоэлектрических) структур.

Развитие технологий позволяет создавать различные дизайны наноструктурированных пленок на основе магнитных и мультиферроидных материалов. Наличие новых топологических структур как магнитного, так и полярного типов сказывается как на гистерезисных зависимостях намагниченности и поляризации, так и на величине магнитоэлектрического эффекта, как, например, показано в работе [3].

В связи с этим возникает необходимость поиска оптимальных условий для реализации магнитоэлектрических эффектов и интегрирования качеств мультиферроиков с топологическими свойствами материалов.

Эффективные механизмы создания топологических микромагнитных структур могут быть реализованы за счет взаимодействия Дзялошинского–Мория (ВДМ) [4]. Известно, что ВДМ реализуется в системах, в группе симметрии которых отсутствует операция пространственной инверсии, также ВДМ может быть реализовано в ультратонких пленках с благородными металлами (Co/Pt, Pt/Co/Ir, ...) в области интерфейса [5–15].

В общем случае энергия ВДМ [16] имеет вид

$$F_{DM} = D_{ij}^{(k)} L_{ij}^{(k)}, \quad (1)$$

где $D_{ij}^{(k)}$ – тензор,

$$L_{ij}^{(k)} = m_i \frac{\partial m_j}{\partial x_k} - m_j \frac{\partial m_i}{\partial x_k} \quad (2)$$

– инвариант Лифшица, $m_i = M_i/M_s$ – компоненты магнитного или антиферромагнитного вектора, x_k – координаты ($i, j, k = 1, 2, 3$). Вид тензоров $D_{ij}^{(k)}$, $L_{ij}^{(k)}$ определяется симметрией кристалла, соответственно, в зависимости от симметрии системы реализуется конкретный вид ВДМ и разновидности киральных магнитных структур, стабилизируемых этим взаимодействием.

Магнитоэлектрический эффект в несобственных мультиферроиках является одним из необычных проявлений магнитной киральности [17, 18]. В таких системах неоднородное распределение намагниченности приводит к возникновению сегнетоэлектрических свойств. В зависимости от симметрии кристалла и вида ВДМ магнитные и сегнетоэлектрические свойства будут проявляться по-разному, что

подтверждают экспериментальные исследования в этой области [2, 17].

В данной работе мы рассмотрим особенности магнитоэлектрического эффекта в наноструктурированных пленках при наличии ВДМ двух типов, которые реализуются в системах с пространственными группами симметрии C_{nv} , O и T . Мы исследуем возможные полярные структуры, возникающие в окрестности микромагнитных структур при намагничивании и перемагничивании пленок, рассмотрим зависимости результирующей поляризации от приложенного магнитного поля и определим оптимальные условия для переключения полярных состояний.

2. МОДЕЛЬ

Рассмотрим тонкую магнитную пленку ограниченного размера, будем считать, что в ней реализуется неоднородный магнитоэлектрический эффект, а за счет спин-орбитальной связи с ориентирующей подложкой в системе возникает взаимодействие Дзялошинского–Мория (рис. 1).

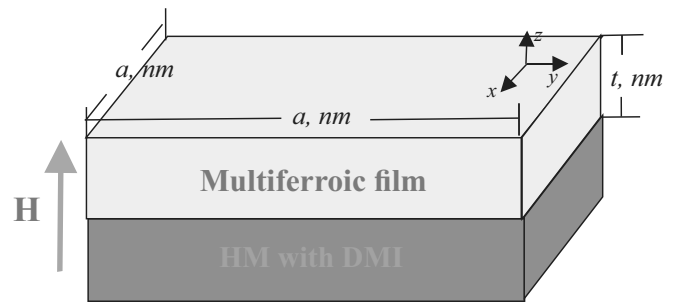


Рис. 1. Схематическое изображение пленки размеров $a \times a \times t$ на подложке с ВДМ

Энергия такой системы имеет вид

$$F = \iint \left[A(\partial_\mu m_\alpha)^2 + F_{me} + F_{DM} - Km_z^2 - \frac{1}{2} M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_m - M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} - \frac{\mathbf{P}^2}{2\chi_e} \right] d^2r, \quad (3)$$

где A – константа обменного взаимодействия, K – константа магнитной анизотропии, m_α – компоненты единичного вектора намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, $\alpha, \mu = x, y, z$; \mathbf{H}_m – поле магнитостатики, \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, мы будем рассматривать ситуацию, когда поле \mathbf{H} ориентировано по нормали к поверхности пленки;

$$F_{me} = \gamma \mathbf{P} [\mathbf{M}(\nabla \mathbf{M}) - (\mathbf{M} \nabla) \mathbf{M}] \quad (4)$$

– магнитоэлектрическая энергия, γ – параметр неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, F_{DM} – энергия Дзялошинского–Мория.

В этом случае электрическая поляризация системы определяется соотношением

$$\mathbf{P} = \gamma\chi_e[\mathbf{M}(\nabla\mathbf{M}) - (\mathbf{M}\nabla)\mathbf{M}]. \quad (5)$$

В настоящее время активно развиваются экспериментальные методики по реализации ВДМ, в том числе в области интерфейсов, в магнетиках вида MnSi, гетероструктурах Fe/W, Co/Pt, Ru/Co/Ru наноструктурах на основе ABO₃-перовскитов вида SrTiO₃-SrRuO₃ и др. [8–14].

Вид энергии Дзялошинского–Мория зависит от симметрии системы.

В данной работе мы рассмотрим два типичных вида систем с ВДМ, а именно, системы, симметрия которых описывается пространственной группой C_{nv} , в основном это ультратонкие магнитные пленки, выращенные на подложках с тяжелыми металлами вида Co/Pt, Co/Pd, Ru/Co/Ru и др., и системы, симметрия которых описывается пространственной группой симметрии T или O , к ним принадлежат кристаллы B20, в том числе MnSi, FeGe, пленки SrTiO₃-SrRuO₃.

Для систем симметрии C_{nv} энергия ВДМ имеет вид

$$F_{DM} = t \iint D[(m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} - m_z \frac{\partial m_x}{\partial x}) + (m_y \frac{\partial m_z}{\partial y} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial y})] d^2r. \quad (6)$$

Для кристаллов B20 классов симметрии T ($P23, F23, I23, P2_13, I2_13$) и O ($P432, F432, F4_132, I432, P4_232, P4_132, P4_332, I4_132$) энергия ВДМ имеет вид

$$F_{DM} = t \iint D\mathbf{m} \cdot [\nabla \times \mathbf{m}] d^2r, \quad (7)$$

где t — толщина нанозлемента.

Рассмотрим магнитную пленку размера $100 \times 100 \times 30 \text{ нм}^3$ с параметрами материала: $A = 2.9 \cdot 10^{-12} \text{ Дж/м}$, $K = 1 \cdot 10^3 \text{ Дж/м}^3$, $M_s = 36.53 \text{ кА/м}^3$, будем считать, что магнитное поле, которое также может быть индуцировано электрическим током, ориентировано по направлению нормали к поверхности пленки $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, величина константы Дзялошинского–Мория изменяется в диапазоне $-0.5 \text{ мДж/м}^2 < D < 0.5 \text{ мДж/м}^2$.

ВДМ может приводить к стабилизации неоднородных магнитных структур разной топологии. Вид магнитной структуры зависит от симметрии системы, сочетания геометрических факторов (размеров нанозлемента), внутренних параметров системы

(A, K, M_s, D) и внешних воздействий. При изменении параметров имеют место переходы между магнитными состояниями. В соответствии с концепцией неоднородного МЭЭ в окрестности неоднородного распределения намагниченности реализуется электрическая поляризация.

Рассчитаем возможные типы микромагнитных конфигураций, возникающих в пленках с различным ВДМ, с использованием пакета OOMMF [19], размер сетки $5 \times 5 \times 3 \text{ нм}^3$ и исследуем особенности магнитоэлектрического эффекта в данных системах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

В данном разделе приведены результаты исследования влияния ВДМ на процессы намагничивания и поляризации пленок при циклическом изменении внешнего магнитного поля. Представлены результаты расчета систем, в которых симметрия контактного слоя описывается пространственной группой T , а энергия ВДМ — соотношением (7), проводится сопоставление полученных результатов для систем симметрии C_{nv} и ВДМ вида (6).

На рис. 2а показаны примеры четырех топологических микромагнитных структур, которые реализуются в нанозлементах с размерами $a = 100 \text{ нм}$, $t = 30 \text{ нм}$ при $D = 0.6 \text{ мДж/м}^2$ в процессе его перемагничивания. Отметим, что исходным состоянием является однородное состояние ($EA+$), в котором вектор намагниченности $\mathbf{M} = (0, 0, M_s)$ однородно распределен по объему нанозлемента. В процессе размагничивания происходит серия фазовых переходов: 1) из однородного состояния $EA+$ в скирмион положительной полярности $Sk+$, в центре вихря $\mathbf{M} = (0, 0, M_s)$, 2) из $Sk+$ в однородное состояние $EA-$, $\mathbf{M} = (0, 0, M_s)$, 3) из $EA-$ в скирмион с отрицательной полярностью $Sk-$, 4) в однородное состояние $EA+$. Аналогичная ситуация наблюдается при перемагничивании нанозлемента. С образованием неоднородных магнитных состояний связано возникновение полярных сегнетоэлектрических структур, в которых вектор электрической поляризации также распределен по поверхности нанозлемента. На рис. 2б показано распределение P_z -компонент нормированной сегнетоэлектрической поляризации $\mathbf{p} = \mathbf{P}/\gamma\chi_e$, соответствующих состояниям Sk и EA . График зависимости полной поляризации от величины нормированного магнитного поля ($h = H/M_s$) показан на рис. 3.

Похожая картина реализуется в системах симметрии C_{nv} , однако в отличие от скирмионных со-

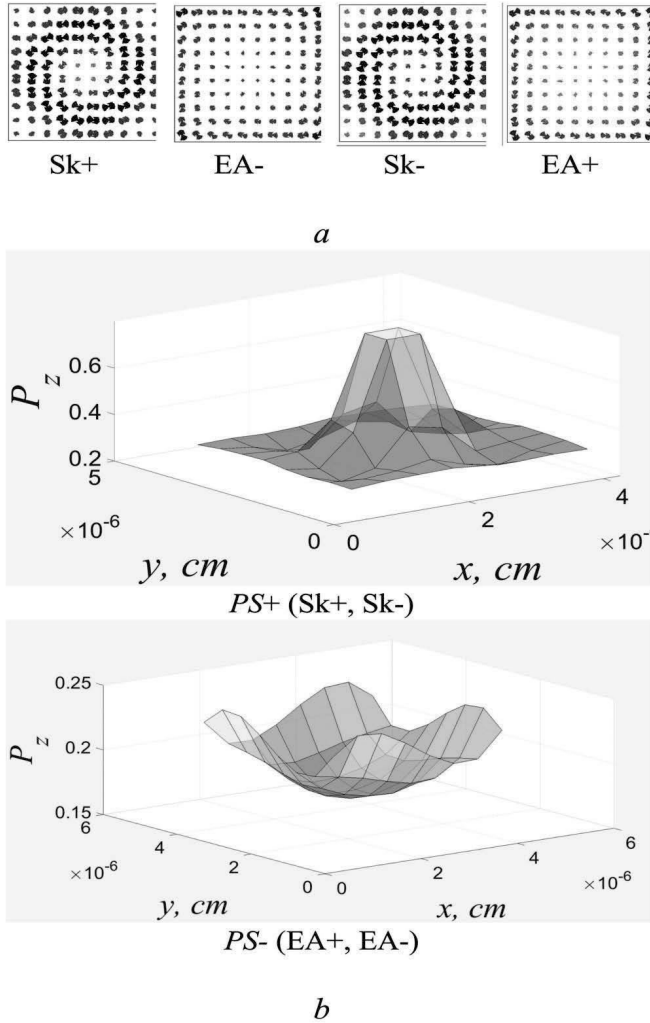


Рис. 2. а) микромагнитные состояния ($Sk+$, $EA-$, $Sk-$, $EA+$), реализуемые в наноземеле при изменении магнитного поля $h = H/M_s$; б) полярные состояния $PS+$, соответствующие магнитным конфигурациям $Sk+$, $Sk-$, полярные состояния $PS-$, соответствующие магнитным конфигурациям $EA-$, $EA+$; $D = 0.6$ мДж/м², $a = 50$ нм, $t = 30$ нм

стояний $Sk+$ / $Sk-$ и соответствующих им однополярных состояний $PS+$ при ВДМ вида (6) промежуточными состояниями будут 180-градусные доменные границы $DW+/DW-$, соответствующие им полярные состояния будут иными — биполярными [20].

Отметим, что ВДМ может приводить к стабилизации неоднородных магнитных структур разной топологии. Вид магнитной структуры и связанной с ней сегнетоэлектрической структуры, реализующейся при наличии магнитоэлектрического взаимо-

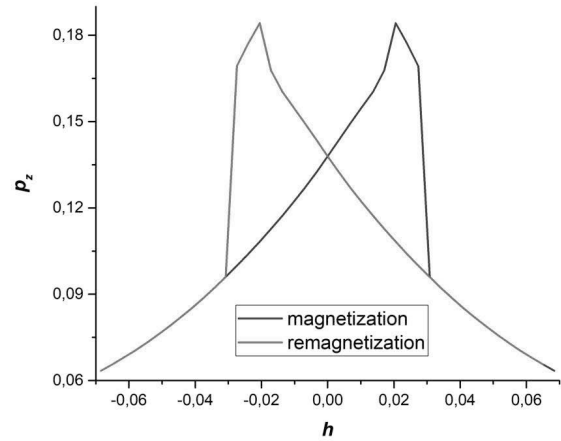


Рис. 3. График зависимости электрической поляризации $p_z = P_z/\gamma\chi_e$ от магнитного поля $h = H/M_s$, $D = 0.6$ мДж/м², $a = 50$ нм, $t = 30$ нм

действия в системе, зависит от сочетания геометрических факторов (размеров наноземеле), внутренних параметров системы (A , K , M_s , D) и внешних воздействий.

Известно, что в монодоменной наночастице (наноземеле) в отсутствие ВДМ при наличии магнитной анизотропии вида РМА (perpendicular magnetic anisotropy) изменение размерных факторов (aspect ratio a/t) приводит к фазовым переходам из однодоменного состояния типа EA в вихревое состояние и впоследствии в состояние EP («легкая плоскость») [21]. ВДМ также может индуцировать переходы такого рода, причем тип киральных структур (магнитных вихрей или доменных границ) и связанных с ними полярных состояний зависит от симметрии системы и соответствующего вида ВДМ (соответствующий пример показан на рис. 2).

Процессы циклического намагничивания сопровождаются процессами образования доменных структур, на которые также оказывает влияние ВДМ. На рис. 4 показаны гистерезисные зависимости намагниченности и поляризации, которые реализуются в образцах с размерами $a = 100$ нм, $t = 30$ нм при $D = 0.4$ мДж/м². На кривой магнитного гистерезиса (рис. 4а) на соответствующих участках показаны реализующиеся в этом случае магнитные топологические структуры — однородное состояние, скирмион, горизонтальная доменная граница (ДГ), наклонная ДГ, крестообразная ДГ, различающихся полярностью ($EA\pm$, $Sk\pm$, $DW_h\pm$, $DW_t\pm$, $C\pm$); на рис. 4б

приведена гистерезисная зависимость полной поляризации от магнитного поля; на рис. 4с показаны киральные структуры положительной полярности; на рис. 5 приведены полярные структуры, соответствующие магнитным киральным структурам обеих полярностей, в проекции на плоскость поверхности пленки.

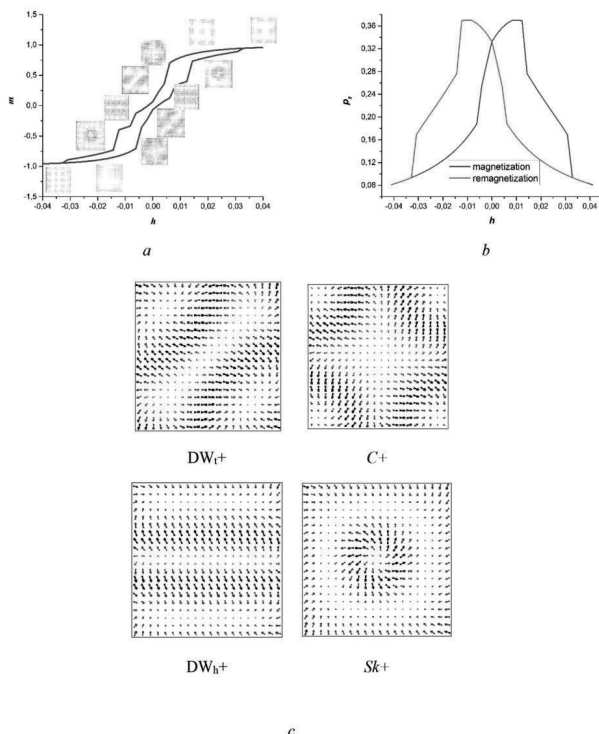


Рис. 4. а) Микромагнитные состояния ($Sk+$, $EA-$, $Sk-$, $EA+$), реализуемые в наноземеле при изменении магнитного поля; б) полярные состояния $PS+$, соответствующие магнитным конфигурациям $Sk+$, $Sk-$, полярные состояния $PS-$, соответствующие магнитным конфигурациям $EA-$, $EA+$; $D = 0.4$ мДж/м², $a = 100$ нм, $t = 30$ нм

Сравнивая с результатами, полученными для систем симметрии C_{nv} и ВДМ вида (6) [20], отметим, что в системах с T -симметрией реализуется микромагнитное состояние $DW_t\pm$ и связанное с ним полярное состояние $PS1$, которые отсутствуют в случае C_{nv} .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование магнитоэлектрических эффектов, проявляющихся в процессе намагничивания и перемагничивания наноструктурированных магнитных пленок со взаимодействием Дзялошинского–Мория. Рассчитаны гистерезис-

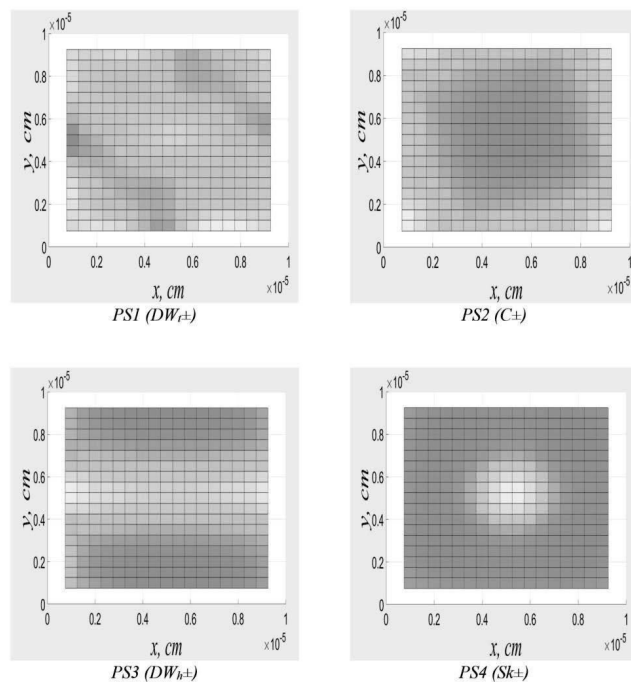


Рис. 5. График зависимости электрической поляризации $p_z = P_z/\gamma\chi_e$ от магнитного поля $h = H/M_s$, $D = 0.4$ мДж/м², $a = 100$ нм, $t = 30$ нм

ные зависимости намагниченности и электрической поляризации, возникающей в окрестности магнитных неоднородностей при изменении магнитного поля, ориентированного в направлении нормали к поверхности пленки. На основе проведенных расчетов определены условия, необходимые для реализации магнитных структур различной топологии и соответствующих им полярных структур. Построены проекционные портреты, позволяющие осуществить отображение магнитных топологических структур на сегнетоэлектрические (полярные) структуры. Проанализировано влияние ВДМ на магнитные конфигурации и полярные состояния наноструктур. Показано, что тип сегнетоэлектрических состояний (однополярных, биполярных) определяется магнитной конфигурацией, которая, в свою очередь, зависит от ВДМ и симметрии системы.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №19-52-80024), а также в рамках государственного задания по выполнению научных исследований лабораториями (приказ MN-8/1356 от 20.09.2021).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Manipatruni, D. N. Nikonov, C. C. Lin, T. A. Gosavi, H. Liu, B. Prasad, Y. L. Huang, E. Bonturim, R. Ramesh and I. A. Young, *Nature* **565**, 7737 (2019).
2. G. Tian, W. Yang, D. Chen, G. Fan, Z. Hou, M. Alexe and X. Gao, *Nat. Sci. Rev.* **6**, 684 (2019).
3. M. Y. Liu, T. L. Sun, X. L. Zhu, X. Q. Liu, H. Tian and X. M. Chen, *J. Amer. Cer. Soc.* **104**, 6393 (2021).
4. A. Fert, N. Reyren and V. Cros, *Nat. Rev. Mater.* **2**, 7 (2017).
5. L. Caretta, E. Rosenberg, F. Buttner, T. Fakhrol, P. Gargiani, M. Valvidares, Z. Chen, P. Reddy, D. A. Muller and C. Ross, *Nat. Commun.* **11**, 1 (2020).
6. S. Rohart and A. Thiaville, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013).
7. C. O. Avci, E. Rosenberg, L. Caretta, F. Buttner, M. Mann, C. Marcus, D. Bono, C. A. Ross and G. Beach, *Nat. Nanotech.* **14**, 561 (2019).
8. D. H. Kim, M. Haruta, H. W. Ko, G. Go, H. J. Park, T. Nishimura, D. Y. Kim, T. Okuno and Y. Hirata, *Nat. Mater.* **18**, 685 (2019).
9. M. Heide, G. Bihlmayer, S. Blügel, *Phys. Rev. B* **78**, 140403 (2008).
10. A. Soumyanarayanan, N. Reyren, A. Fert and C. Panagopoulos, *Nature* **539**, 509 (2016).
11. A. Samardak, A. Kolesnikov, M. Steblyi, L. Chebotkevich, A. Sadovnikov, S. Nikitov, A. Talapatra, J. Mohanty and A. Ognev, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 19 (2018).
12. L. Wang, Q. Feng, Y. Kim, et al., *Nat. Mater.* **17**, 1087 (2018).
13. J. Lu, L. Si, Q. Zhang, C. Tian, et al., *Adv. Mater.* **33**, 2102525 (2021).
14. S. Muhlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii and P. Böni, *Science* **323**, 915 (2009).
15. O. Cortes, M. Beg and V. Nehruji, *New J. Phys.* **20**, 113015 (2018).
16. I. Dzyaloshinsky, *N. J. Phys. Chem. Sol.* **4**, 241 (1958).
17. А. К. Звездин, А. П. Пятаков, *УФН* **179**, 897 (2009).
18. M. Mostovoy, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067601 (2006).
19. M. J. Donahue, US Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, (1999).
20. Z. V. Gareeva, N. V. Shulga and R. A. Doroshenko, *Europ. Phys. J. Plus* **137**, 454 (2022).
21. K. L. Meltov and K. Y. Guslienko, *J. Magn. Magn. Mater.* **242**, 1015 (2002).