

05,13

## Обменные взаимодействия в гетероструктурах NiFe/Ta/IrMn в условиях дефицита Ta

© Р.Б. Моргунов<sup>1,2</sup>, А.Д. Таланцев<sup>1</sup>, М.В. Бахметьев<sup>1</sup>, Н.В. Грановский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> Первый Московский государственный медицинский университет им. И.М. Сеченова Минздрава России (Сеченовский университет), Москва, Россия

E-mail: morgunov2005@yandex.ru

Поступила в Редакцию 12 декабря 2019 г.

В окончательной редакции 12 декабря 2019 г.

Принята к публикации 30 января 2020 г.

В структурах NiFe/Ta/IrMn разделены вклады двух типов обменных взаимодействий на интерфейсе NiFe/IrMn, частично разделенном участками немагнитной прослойки Ta. Первый тип обмена „контактный“, т. е. возникает непосредственно на интерфейсе NiFe/IrMn. Второй тип обмена „межслойный“, осуществляется через электроны проводимости прослойки Ta. Сравнение температурных зависимостей обменного смещения петель гистерезиса при фиксированных параметрах ферромагнитных слоев и различных эффективных толщинах немагнитной прослойки позволило разделить вклады упомянутых типов обменных взаимодействий и установить их температурные зависимости поотдельности. Определены энергии обменного взаимодействия на интерфейсе NiFe/IrMn и NiFe/Ta/IrMn.

**Ключевые слова:** гетероструктура ферромагнетик-антиферромагнетик, немагнитная прослойка, обменное взаимодействие, обменное смещение гистерезиса

DOI: 10.21883/FTT.2020.06.49348.647

### 1. Введение

Магнитные структуры ферромагнетик/антиферромагнетик (F/AF) имеют широкое применение в качестве активных слоев в магнитных сенсорах на основе анизотропного магнетосопротивления [1–4] и планарного эффекта Холла [5–10], а также в элементах магниторезистивной памяти на основе спиновых вентилей [11–13]. Антиферромагнитный обмен на интерфейсе F/AF [14] в сочетании с намагничиванием области AF вблизи интерфейса полем слоя F [15,16] приводят к смещению центра петли гистерезиса в область отрицательных полей, направленных против направления остаточной намагниченности слоя F [3,4,14]. Варьируя материалы и толщины слоев F и AF, и вместе с ними шероховатость интерфейса, удастся создавать гетероструктуры, в которых поле смещения  $H_B$  выше коэрцитивной силы  $H_C$  [17–19]. Это, в свою очередь, позволяет создавать магнеторезистивные элементы, начальное магнитное состояние которых не зависит от магнитной предыстории. Кроме того, в гетероструктурах с  $H_B > H_C$  при наложении поля в плоскости структуры, но перпендикулярно ее легкой оси, намагничивание слоя F происходит не образованием доменов, а когерентным вращением намагниченности [19–20]. Это снижает шум сенсоров на основе планарного эффекта Холла по сравнению с шумом сенсоров гигантского магнетосопротивления более чем на три порядка величины [21–23]. В результате отношение сигнал/шум, которое достигается в

датчиках Холла, может быть даже выше, чем в сенсорах гигантского магнетосопротивления.

Существует три способа варьирования поля смещения в гетероструктурах F/AF: 1) изменение толщины и материала слоя F [24,25], 2) изменение толщины и материала слоя AF [26], 3) изготовление структур F/NM/AF, содержащих немагнитную прослойку NM, и варьирование толщины этой прослойки [27,28] (рис. 1). Влияние толщин слоев F и AF на обменное смещение детально исследовано ранее [24–26]. В случае увеличения толщины ферромагнитного слоя F, увеличивается его объем. Обменное смещение возникает из-за взаимодействия именно на интерфейсе F/AF, и его энергия пропорциональна площади интерфейса. Поле смещения пропорционально отношению энергии этого обмена к объему слоя F, или обратно пропорционально толщине  $t_F$  слоя F, т. е.  $H_B \sim J_{F/AF}/t_F$ , где  $J_{F/AF}$  — энергия обменного взаимодействия F/AF на интерфейсе [24,25]. Если варьировать толщину антиферромагнитного слоя  $t_{AF}$ , зависимость поля смещения от  $t_{AF}$  оказывается пороговой: для возникновения ненулевого поля смещения, толщина  $t_{AF}$  должна быть выше минимальной, при которой возможно формирование неоднородного распределения намагниченности в слое AF [26]. В литературе такое распределение намагниченности рассматривается как „частичная“ доменная стенка в направлении, перпендикулярном плоскости структуры [14,15,26].

Что касается третьего способа модификации поля смещения с помощью варьирования толщины немагнитной

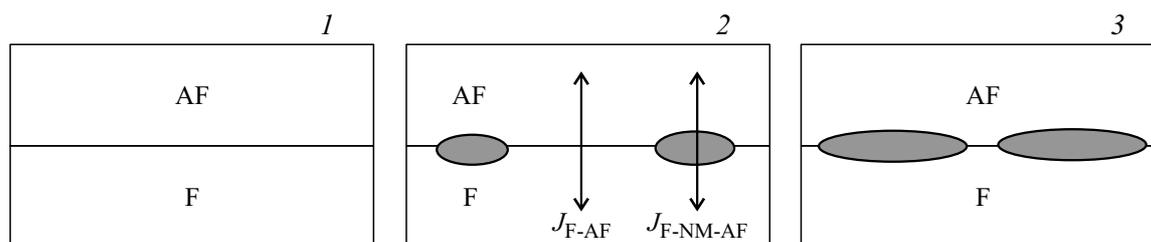


Рис. 1. Схемы гетероструктур образцов 1, 2 и 3. Серым цветом показан слой немагнитного материала Ta.

прослойки, то имеющиеся в литературе данные противоречивы. Для одной и той же системы NiFe/Cu/IrMn, в которой Cu служит немагнитной прослойкой, наблюдалась как экспоненциальная [27–31], так и осциллирующая [32–34] зависимости поля смещения от толщины немагнитной прослойки. В целом, осциллирующая зависимость может быть объяснена конкуренцией между уменьшением площади контакта F-AF за счет формирования кластеров Cu между слоями F и AF и увеличением площади самого интерфейса F/AF за счет возрастания его шероховатости [32]. Однако, до сих пор неясна причина, почему при сходных условиях приготовления образца в одних случаях такая конкуренция возникает [32–34], а в других — не возникает [27–31].

При сравнении разных материалов немагнитной прослойки, например, Au, Ag, Cu установлено, что с увеличением толщины прослойки поле смещения убывает быстрее в случае прослойки из золота [27]. В [28] показано, что поле смещения убывает быстрее с толщиной прослойки в случае прослойки из меди. В обеих работах скорости напыления золота и меди предварительно калибровались до напыления образцов, поэтому такое противоречие не может быть объяснено ошибкой в определении скоростей напыления.

Помимо технологической задачи установления взаимосвязи между параметрами напыления прослойки и типом зависимости поля смещения от ее толщины, существует и фундаментальная проблема определения механизма подавления интерфейсного обменного взаимодействия кластерами немагнитной прослойки. При неполном покрытии слоя F кластерами немагнитной прослойки, поле смещения зависит как от номинальной толщины прослойки, так и от площади ее покрытия. При этом площадь покрытия зависит от количества напыленных атомов нелинейно. Чем большая площадь поверхности слоя F покрыта кластерами NM, тем больше вероятность того, что вновь осаждаемый атом NM оседет на кластер NM, т.е. на уже покрытый участок слоя F. При этом вероятность того, что осаждаемый атом F оседет на свободный, непокрытый участок слоя F — уменьшается. Численное моделирование этой задачи дает экспоненциальную зависимость поля смещения от эффективной толщины немагнитной прослойки, определенной по времени напыления. Таким образом, наличие экспоненциальной зависимости обменного

взаимодействия от толщины прослойки может быть объяснено геометрическими факторами, а не только экспоненциальным убыванием энергии обмена от расстояния между взаимодействующими спинами атомов F и AF [27–31]. Достоверно известно, что при комнатных температурах между F и AF возможен только контактный обмен [16,35]. В работе [35] показано, что при напылении прослойки Ta толщиной ровно в 1 атомный монослой (0.2 nm) обменное смещение между слоями FeNi и IrMn полностью подавляется при комнатной температуре. Однако при понижении температуры до  $T = 2$  K обмен между F и AF через прослойку Ta существует, и поле смещения оказывается сравнимым с полем смещения для бислоев F-AF без прослойки. Также известно, что в случае прослойки меди в структурах NiFe/Cu/IrMn полное покрытие слоя NiFe кластерами Cu достигается при эффективной толщине слоя Cu в 1 nm (5 моноатомных слоев) [30,31]. Т.е. эффективные толщины прослоек Ta и Cu, при которых достигается сто-процентное покрытие, различаются в 5 раз. Таким образом, гетероструктуры NiFe/Ta/IrMn и NiFe/Cu/IrMn представляются хорошей парой сравнения, по температурным зависимостям поля смещения в которой можно различать вклады различных типов обменов между F и AF в результирующее поле смещения. Целью настоящей работы было разделение вкладов контактного и межслоевого обменов в обмен смещения и определение энергии обменного взаимодействия на интерфейсе NiFe/IrMn и NiFe/Ta/IrMn.

## 2. Методика

В настоящей работе сравниваются температурные зависимости поля смещения для трех структур: Ta(5)/NiFe(10)/IrMn(10)/Ta(5) — образец 1, Ta(5)/NiFe(10)/Ta(0.15)/IrMn(10)/Ta(5) — образец 2 и Ta(5)/NiFe(10)/Ta(0.2)/IrMn(10)/Ta(5) — образец 3 (рис. 1). Числа в скобках соответствуют эффективным толщинам  $t_{Ta}$  в нанометрах, отражающим не реальное число слоев, а количество распыленного материала. В образце 1 немагнитная прослойка отсутствует  $t_{Ta} = 0$ . В образце 2 эффективная толщина прослойки Ta соответствует 0.75 атомного монослоя Ta, т.е. недостаточна для полного покрытия интерфейса даже в случае

однородного распределения атомов. В виду высокой адгезии Ta к NiFe в процессе напыления Ta, можно считать, что 0.75 от площади интерфейса NiFe/IrMn покрыто кластерами Ta, и остальные 0.25 — непокрыто. Наконец, в образце 3 эффективная толщина немагнитной прослойки Ta составляет один монослой, что, однако не приводит к полному блокированию обменного смещения между NiFe и IrMn, поскольку Ta оказывается распределенным островками. Гетероструктуры были напылены на подложках Si/SiO<sub>2</sub> методом магнетронного напыления на постоянном токе (DC magnetron sputtering). Перед слоем NiFe (10 nm) напылялся слой Ta (5 nm) с целью буферизации дефектов поверхности подложки и для усиления текстуры (111) слоев NiFe и IrMn, что позволяло получать структуры с величиной отношения поля смещения к коэрцитивной силе большей, чем в случае аналогичных гетероструктур без буфера. Подробно методика изготовления структур описана в работе [5]. Измерения зависимостей магнитного момента от магнитного поля и от температуры были проведены на СКВИД-магнетометре MPMS 5XL Quantum Design на образцах размерами 5 × 5 mm. Диамагнитный вклад подложки был вычтен.

### 3. Результаты и обсуждение

Петли гистерезиса образцов 1, 2 и 3 при  $T = 300$  K и при  $T = 2$  K показаны на рис. 2. При комнатной температуре  $T = 300$  K наибольшим полем смещения обладает бислой (образец 1,  $H_{B1} = 130$  Oe). Поле смещения петли образца 2 ( $H_{B2} \sim 20$  Oe) в  $\sim 6$  раз меньше поля смещения образца 1, что находится в соответствии с экспоненциальным убыванием поля смещения от толщины прослойки [27,28]. Наконец, в образце 3, при комнатной температуре центр петли гистерезиса лежит в нулевом поле ( $H_{B3} = 0$ ). При низких температурах соотношение между полями смещения в образцах 1–3 изменяется: наибольшим полем смещения  $H_{B3}(2K) \sim 500$  Oe образец 3, в то время как бислой 1, и образец 2 обладают сопоставимыми значениями  $H_B$ , меньшими, чем в образце 3. Смена соотношения между полями смещения в образцах 1–3 с понижением температуры свидетельствует о наличии двух температурно-зависимых вкладов обмена в поле смещения.

Температурные зависимости поля смещения и коэрцитивной силы образцов 1–3 показаны на рис. 3. Видно, что для образца 1, в котором отсутствует немагнитная прослойка, в широком диапазоне температур, зависимость  $H_B(T)$  — близка к линейной, в то время как для образцов 2 и 3, содержащих немагнитную прослойку, температурные зависимости имеют почти одинаковые энергии обменного взаимодействия, выраженные в температурной шкале, 50 и 55 K соответственно. Ниже этих энергий обменного взаимодействия поле смещения в образцах 2 и 3 начинает экспоненциально расти с понижением температуры. Поскольку экспоненциальный

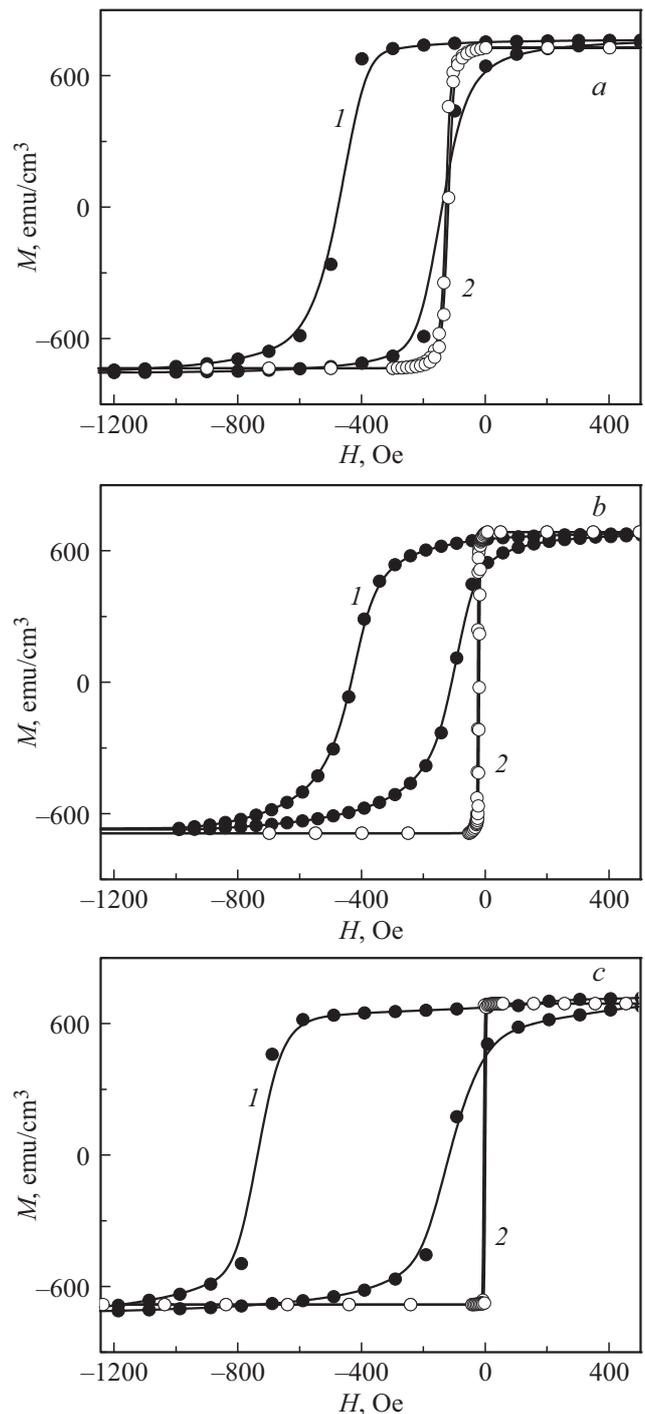
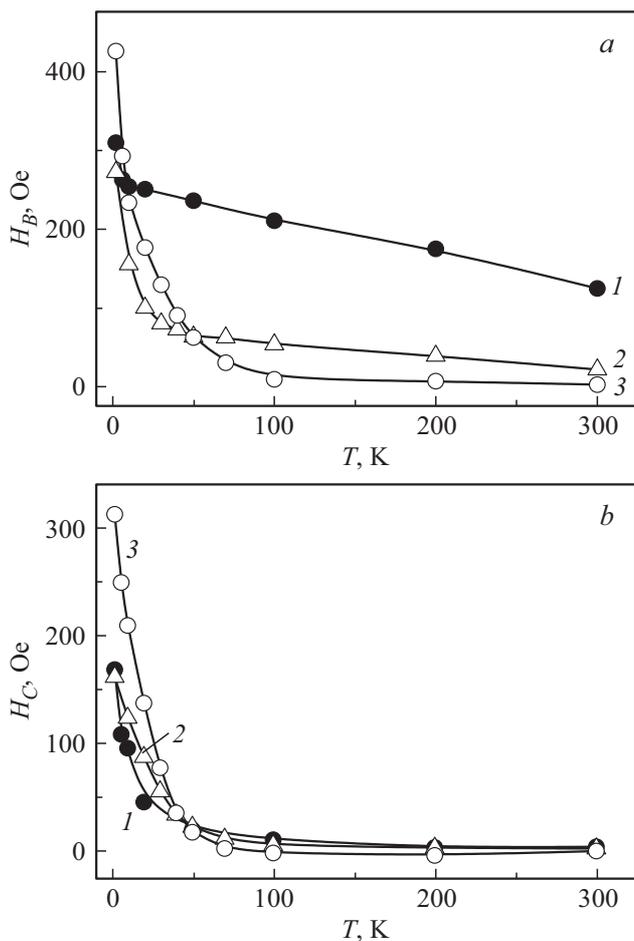


Рис. 2. Петли гистерезиса образцов 1 (a), 2 (b) и 3 (c) при  $T = 2$  K (1) и при  $T = 300$  K (2).

характер температурных зависимостей наблюдается на образцах с немагнитной прослойкой, и не наблюдается на бислое без прослойки, низкотемпературные части зависимостей  $H_B(T)$  могут быть отнесены к обмену через немагнитную прослойку. С целью разделения вкладов обменных взаимодействий в фрагментах NiFe/IrMn и NiFe/Ta/IrMn, температурные зависимости поля смеще-



**Рис. 3.** Температурные зависимости поля смещения  $H_B$  (a) и коэрцитивной силы  $H_C$  (b) образцов 1, 2 и 3. Линиями показана аппроксимация функций, описанной в тексте.

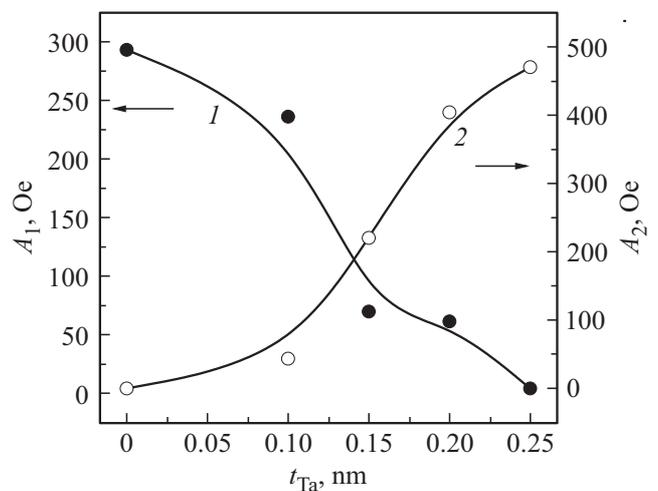
ния были аппроксимированы суммой двух экспоненциальных зависимостей

$$H_B(T) = A_1 \exp\left(\frac{T}{T_1}\right) + A_2 \exp\left(\frac{T}{T_2}\right). \quad (1)$$

В этих зависимостях коэффициенты  $A_1$  и  $A_2$  характеризуют вклады каждого из типов обмена во фрагментах интерфейса NiFe/IrMn и NiFe/Ta/IrMn. Температуры  $T_1$  и  $T_2$  характеризуют величину соответствующих обменных взаимодействий. С увеличением эффективной толщины прослойки  $A_1$  убывает, а  $A_2$  возрастает, что вполне ожидаемо, поскольку покрытие интерфейса танталом при этом возрастает (рис. 4). При этом низкотемпературный обмен между NiFe и IrMn через прослойку Ta оказывается более сильным, чем обмен между NiFe и IrMn в областях интерфейса NiFe/IrMn, непокрытых кластерами Ta ( $H_{B3} > H_{B1}$  при  $T = 2$  K). Это дает основание полагать, что электроны проводимости Ta участвуют в интерфейсном обмене между NiFe и IrMn в образцах 2 и 3, содержащих прослойку Ta. Увеличение обмена смещения за счет участия электронов

проводимости Ta в обменном взаимодействии между NiFe и IrMn можно объяснить взаимодействием РККИ. Энергия этого взаимодействия имеет осциллирующую зависимость от расстояния между взаимодействующими атомами. Амплитуда этих осцилляций, а, следовательно, и максимальные значения ферромагнитного и антиферромагнитного обменов, осуществляемых по механизму РККИ, тем выше, чем выше энергия спин-орбитального взаимодействия в системе. Именно этим фактом руководствуются при выборе тяжелых металлов, таких как Pt, Ir, Ru и Ta в качестве материала для немагнитных прослоек в спиновых вентилях, синтетических антиферромагнетиках и других элементах магниторезистивной памяти, в том числе используемых в промышленном производстве. Наличие у этих металлов  $f$ -оболочек, обладающих высоким значением орбитального момента, позволяет усилить обмен между слоями магниторезистивных элементов за счет увеличенной энергии спин-орбитального взаимодействия. Мы полагаем, что увеличение поля смещения в структурах с немагнитной прослойкой Ta связано с РККИ компонентой обмена смещения, доказательства существования которой рассматривались в работах [36,37].

Таким образом, сравнение температурных зависимостей поля смещения для образцов, содержащих ферроантиферромагнитный интерфейс, частично покрытый кластерами немагнитной прослойки, позволяет разделить вклады двух интерфейсных обменных взаимодействий, одно из которых происходит с участием атомов немагнитной прослойки, а другое — без. Увеличение низкотемпературных значений поля смещения в структурах с прослойкой Ta свидетельствует о наличии вклада обмена с участием электронов проводимости Ta, обладающих высокими значениями энергии спин-орбитального взаимодействия.



**Рис. 4.** Зависимости вкладов обменных взаимодействий участков NiFe/IrMn —  $A_1$  и NiFe/Ta/IrMn —  $A_2$ , от эффективной толщины немагнитной прослойки Ta.

## 4. Выводы

В наноструктурах NiFe/Ta/IrMn, содержащих ферромагнитный слой NiFe, антиферромагнитный слой IrMn и немагнитную прослойку Ta, установлено наличие вкладов двух обменных взаимодействий в обмен смещения: прямое обменное взаимодействие между NiFe и IrMn и косвенное обменное взаимодействие между NiFe и IrMn через электроны проводимости Ta. Вклады этих двух взаимодействий разделяются на температурных зависимостях поля смещения, и имеют различные показатели экспоненциальной зависимости от температуры.

С увеличением эффективной толщины Ta, вклад прямого обмена между NiFe и IrMn уменьшается, а вклад косвенного обмена — увеличивается. При этом, в низкотемпературном пределе ( $T = 2$  К) поле смещения, возникающее в результате косвенного обмена в структуре со сплошной немагнитной прослойкой Ta, оказывается выше, чем поле смещения, возникающее в результате прямого обмена в бислое без прослойки. Это дает основание полагать, что обмен смещения в структурах NiFe/Ta/IrMn усиливается косвенными обменом между NiFe и IrMn через электроны проводимости Ta, имеющего высокую энергию спин-орбитального взаимодействия.

## Благодарности

Авторы признательны проф. G. Kim за многочисленные обсуждения.

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке грант Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-2644.2020.2.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] C. Tsang. IEEE Trans. Magn. **25**, 3692 (1989).
- [2] Y. Guo, Y. Ouyang, N. Sato, C.C. Ooi, S.X. Wang. IEEE Sensors J. **17**, 3309 (2017).
- [3] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak. Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
- [4] F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak, G.S.D. Beach, E.E. Fullerton, C. Leighton, A.H. MacDonald, D.C. Ralph, D.A. Arena, H.A. Dürr, P. Fischer, J. Grollier, J.P. Heremans, T. Jungwirth, A.V. Kimel, B. Koopmans, I.N. Krivorotov, S.J. May, A.K. Petford-Long, J.M. Rondinelli, N. Samarth, I.K. Schuller, A.N. Slavin, M.D. Stiles, O. Tchernyshyov, A. Thiaville, B.L. Zink. Rev. Mod. Phys. **89**, 025006 (2017).
- [5] A. Elzwawy, A. Talantsev, C. Kim. J. Magn. Magn. Mater. **458**, 292 (2018).
- [6] A. Elzwawy. J. Appl. Phys. D **52**, 285001 (2019).
- [7] A. Talantsev, A. Elzwawy, C.G. Kim. J. Appl. Phys. **123**, 173902 (2018).
- [8] T.Q. Hung, S. Oh, B. Sinha, J.R. Jeong, D.Y. Kim, C.G. Kim. J. Appl. Phys. **107**, 09E715 (2010).
- [9] T. Hung, F. Terki, S. Kamara, K. Kim, S. Charar, C. Kim. J. Appl. Phys. **117**, 154505 (2015).
- [10] B. Sinha, T. Hung, T. Ramulu, S. Oh, K. Kim. J. Appl. Phys. **113**, 063903 (2013).
- [11] S.S.P. Parkin, K.P. Roche, M.G. Samant, P.M. Rice, R.B. Beyers, R.E. Scheuerlein, E.J. O'Sullivan, S.L. Brown, J. Bucchigano, D.W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P.L. Trouiloud, R.A. Wanner, W.J. Gallagher. J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).
- [12] J.Y. Son, C.H. Kim, J.H. Cho, Y.H. Shin, H.M. Jang. ACS Nano **4**, 3288 (2010).
- [13] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, J. Wunderlich. Nature. Nano **11**, 231 (2016).
- [14] R. Stamps. J. Appl. Phys. D **33**, R247 (2000).
- [15] F. Radu, H. Zabel. STMP **227**, 97 (2007).
- [16] P. Manna, S. Yusuf. Phys. Rep. **535**, 61 (2014).
- [17] H. Sang, Y.W. Du, C.L. Chien. J. Appl. Phys. **85**, 4931 (1999).
- [18] E. Jiménez, J. Camarero, J. Sort, J. Nogués, N. Mikuszeit, J.M. García-Martín, A. Hoffmann, B. Dieny, R. Miranda. Phys. Rev. B **80**, 014415 (2009).
- [19] J. Camarero, J. Sort, A. Hoffmann, J.M. Garcia-Martin, B. Dieny, R. Miranda, J. Nogués. Phys. Rev. Lett. **95**, 057204 (2005).
- [20] S.H. Chung, A. Hoffmann, M. Grimsditch. Phys. Rev. B **71**, 214430 (2005).
- [21] N.A. Stutzke, S.E. Russek, D.P. Pappas, M. Tondra. J. Appl. Phys. **97**, 10Q107 (2005).
- [22] S. Kamara, Q.H. Tran, V. Davesne, G. Félix, L. Salmon, K. Kim, C.G. Kim, A. Bousseksou, F. Terki. Adv. Mater. **29**, 1703073 (2017).
- [23] P.P. Freitas, H.A. Ferreira, D.L. Graham, L.A. Clarke, M.D. Amaral, V. Martins, L. Fonseca, J.S. Cabral. Magneto-electronics **7**, 331 (2004).
- [24] K.A. Seu, H. Huang, J.F. Lesoine, H.D. Showman, W.F. Egelhoff, L. Gan, A.C. Reilly. J. Appl. Phys. **93**, 6611 (2003).
- [25] N.T. Thanh, M.G. Chun, N.D. Ha, K.Y. Kim, C.O. Kim, C.G. Kim. J. Magn. Magn. Mater. **305**, 432 (2006).
- [26] H. Xi, R.M. White. Phys. Rev. B **61**, 80 (2000).
- [27] L. Thomas, A. Kellock, S.S.P. Parkin. J. Appl. Phys. **87**, 5061 (2000).
- [28] N. Gokemeijer, T. Ambrose, C. Chien. Phys. Rev. Lett. **79**, 4270 (1997).
- [29] M. Gruyters, M. Gierlings, D. Riegel. Phys. Rev. B **64**, 132401 (2001).
- [30] S. Nicolodi, L. Nagamine, A. Viegas, J. Schmidt, L. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, J. Geshev. J. Magn. Magn. Mater. **316**, e97 (2007).
- [31] J. Geshev, S. Nicolodi, L. Pereira, L. Nagamine, J. Schmidt, C. Deranlot, F. Petroff, R. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo. Phys. Rev. B **75**, 214402 (2007).

- [32] J. Sort, F. Garcia, B. Rodmacq, S. Auffret, B. Dieny. *J. Magn. Mater.* **272-276**, 355 (2004).
- [33] T. Mewes, B. Roos, S. Demokritov, B. Hillebrands. *J. Appl. Phys.* **87**, 5064 (2000).
- [34] J. Cai, W. Lai, J. Teng, F. Shen, Z. Zhang, L. Mei. *Phys. Rev. B* **70**, 214428 (2004).
- [35] K. Li, Z. Guo, G. Han, J. Qiu, Y. Wu. *J. Appl. Phys.* **93**, 6614 (2003).
- [36] P. Bruno, C. Chappert. *Magnetism and Structure in Systems of Reduced Dimension* **309**, 389 (1993).
- [37] P.K. Manna, E. Skoropata, Y.W. Ting, K.W. Lin, J.W. Freeland, J. Lierop. *J. Phys. Condens. Mater.* **28**, 486004 (2016).

*Редактор Т.Н. Василевская*