

Перемагничивание эллиптических нанодисков Co/Si/Co полем зонда магнитно-силового микроскопа

© В.Л. Миронов, А.А. Фраерман, Б.А. Грибков, О.Л. Ермолаева,
С.А. Гусев, С.Н. Вдовичев

Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: mironov@ipm.sci-nnov.ru

Приводятся результаты исследования процессов локального перемагничивания эллиптических нанодисков Co/Si/Co под действием неоднородного поля зонда магнитно-силового микроскопа (МСМ). Обсуждаются особенности распределения фазового МСМ-контраста от частиц с ферромагнитной и антиферромагнитной конфигурациями магнитных моментов в соседних слоях Co. Экспериментально показано, что под действием поля зонда могут реализовываться ориентационные переходы двух типов: переходы из ферромагнитной в антиферромагнитную конфигурацию за счет переориентации намагниченности верхнего слоя и переходы в антиферромагнитной конфигурации с изменением ориентации магнитного момента в обоих ферромагнитных слоях. Представлены результаты микромагнитного моделирования процессов перестройки намагниченности в таких частицах под действием поля МСМ-зонда, объясняющие основные закономерности процессов перемагничивания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-01202) и Федерального агентства по образованию РФ (контракты П348 и П417).

1. Введение

Интерес к многослойным паттернированным наноструктурам, содержащим ферромагнитные слои, обусловлен прежде всего перспективностью их применения в приборах спинтроники, в системах записи информации, а также в элементах гибридной магнитной логики [1–6]. В связи с этим в последнее время особое внимание уделяется изучению механизмов перемагничивания массивов магнитных наноэлементов во внешних магнитных полях [7–11].

Уникальные возможности для исследования процессов перемагничивания предоставляет магнитно-силовая микроскопия (МСМ), поскольку, с одной стороны, зонд МСМ обладает значительными полями рассеяния, позволяющим селективно перемагничивать отдельные элементы наноструктур, а с другой стороны, МСМ одновременно позволяет контролировать результаты такого локального воздействия. Ранее нами были разработаны методики селективного перемагничивания однослойных ферромагнитных наночастиц посредством перераспределения их намагниченности под действием неоднородного поля зонда магнитно-силового микроскопа. В частности, были экспериментально продемонстрированы процессы переходов между состояниями с однородной намагниченностью, а также индуцированные зондом переходы между однородными и вихревыми состояниями [12–15]. В настоящей работе приводятся результаты исследований особенностей формирования МСМ-контраста от эллиптических нанодисков Co/Si/Co в зависимости от их магнитного состояния, а также процессов перемагничивания таких элементов под действием неоднородного поля зонда магнитно-силового микроскопа.

2. Эксперимент

Массивы многослойных ферромагнитных наночастиц в форме эллиптических дисков изготавливались методами электронной литографии и ионного травления многослойных тонкопленочных структур Co/Si/Co. Исходная структура выращивалась на подложке Si методом магнетронного напыления и представляла собой два слоя Co, разделенные тонкой прослойкой из Si. Сверху структура покрывалась маскирующим слоем ванадия (V) и слоем электронного резиста ФП-9102. Электронная литография проводилась на установке „ELPHY PLUS“ на основе сканирующего электронного микроскопа „Supra 50VP“ (компания „Carl Zeiss“). Формирование защитной маски в слое V производилось ионным травлением в атмосфере фреона. Нанодиски Co/Si/Co формировались посредством ионного травления в атмосфере Ar^+ . Магнитные состояния в нанодисках и процессы локального перемагничивания исследовались с помощью вакуумного зондового магнитно-силового микроскопа „Solver HV“ (компания „НТ-МДТ“). В качестве МСМ-зондов использовались стандартные кантилеверы NSG-11 (компания „НТ-МДТ“), покрытые слоем Co и намагниченные вдоль оси симметрии (оси Z).

3. Результаты и обсуждение

В экспериментах исследовались эллиптические нанодиски Co/Si/Co с латеральными размерами 400×250 nm. Толщина слоев Co составляла 15 nm, толщина прослойки Si — 3 nm. При этом прослойка Si исключала обменное взаимодействие между слоями Co, так что они взаимодействовали только магнитоэстатически [16]. В силу достаточно большой анизотропии формы (аспектное отношение равно 1.6) в таких частицах реализуются две

устойчивые пространственные конфигурации магнитных моментов соседних ферромагнитных слоев. Основным состоянием такой системы является состояние с антиферромагнитной упорядоченностью намагниченности слоев Co (векторы магнитных моментов в соседних слоях Co направлены вдоль длинной оси эллипса, но в противоположные стороны — $\uparrow\downarrow$, что соответствует минимуму магнитостатической энергии). Другое состояние с ферромагнитной упорядоченностью (векторы магнитных моментов в соседних Co-слоях сонаправлены — $\uparrow\uparrow$) является метастабильным.

Нами были проведены эксперименты по контролируемому перемагничиванию эллиптических нанодисков Co/Si/Co при помощи МСМ-зонда. Результаты исследований приведены на рис. 1. Непосредственно перед экспериментом образец намагничивался в однородном магнитном поле 10 кОе в направлении, параллельном длинной оси дисков. После намагничивания все частицы оказывались в ($\uparrow\uparrow$)-конфигурации (рис. 1, *a*). Затем центральная частица на данном участке массива была переведена из ($\uparrow\uparrow$)- в ($\uparrow\downarrow$)-состояние (рис. 1, *b*). С этой целью применялось сканирование на малой высоте (~ 30 нм) в направлении, перпендикулярном направлению магнитного момента частицы, аналогичное описанному в работе [12]. Как видно из рис. 1, *b*, в области центральной частицы сменилась ориентация полюсов МСМ-изображения и уменьшилась величина МСМ-контраста. Кроме того, видно, что уменьшилось расстояние между полюсами МСМ-изображения данной частицы. Все это, как показано далее, однозначно свидетельствует о том, что частица перешла в ($\uparrow\downarrow$)-состояние.

После этого было проведено повторное перемагничивание центрального нанодиска, находящегося в ($\uparrow\downarrow$)-состоянии, зондом МСМ. При этом наблюдалось инвертирование МСМ-контраста без изменения его амплитуды (рис. 1, *c*). Это свидетельствует об одновременном перемагничивании верхнего и нижнего ферромагнитных слоев, так что направление магнитных моментов в обоих слоях меняется на противоположное.

Основные особенности распределения МСМ-контраста двухслойных нанодисков в ферромагнитной и антиферромагнитной конфигурации могут быть описаны в рамках простой модели системы, состоящей из двух точечных магнитных диполей. Будем считать, что магнитные диполи, образующие частицу, направлены по оси X , а МСМ-зонд представляет собой точечный диполь, направленный, как и в эксперименте, по оси Z . Как известно, величина фазового МСМ-контраста $\Delta\varphi$ пропорциональна второй производной z -компоненты поля по координате z : $\Delta\varphi \sim \partial^2 H_z / \partial z^2$ [17,18]. Тогда центральное сечение ($y = 0$) нормированного распределения МСМ-контраста от системы из двух точечных диполей в ферромагнитной конфигурации записывается в виде

$$\Delta\varphi_{\uparrow\uparrow} = \frac{15xh(3x^2 - 4h^2)}{(x^2 + h^2)^{9/2}} + \frac{15x(h+d)(3x^2 - 4(h+d)^2)}{(x^2 + (h+d)^2)^{9/2}}, \quad (1)$$

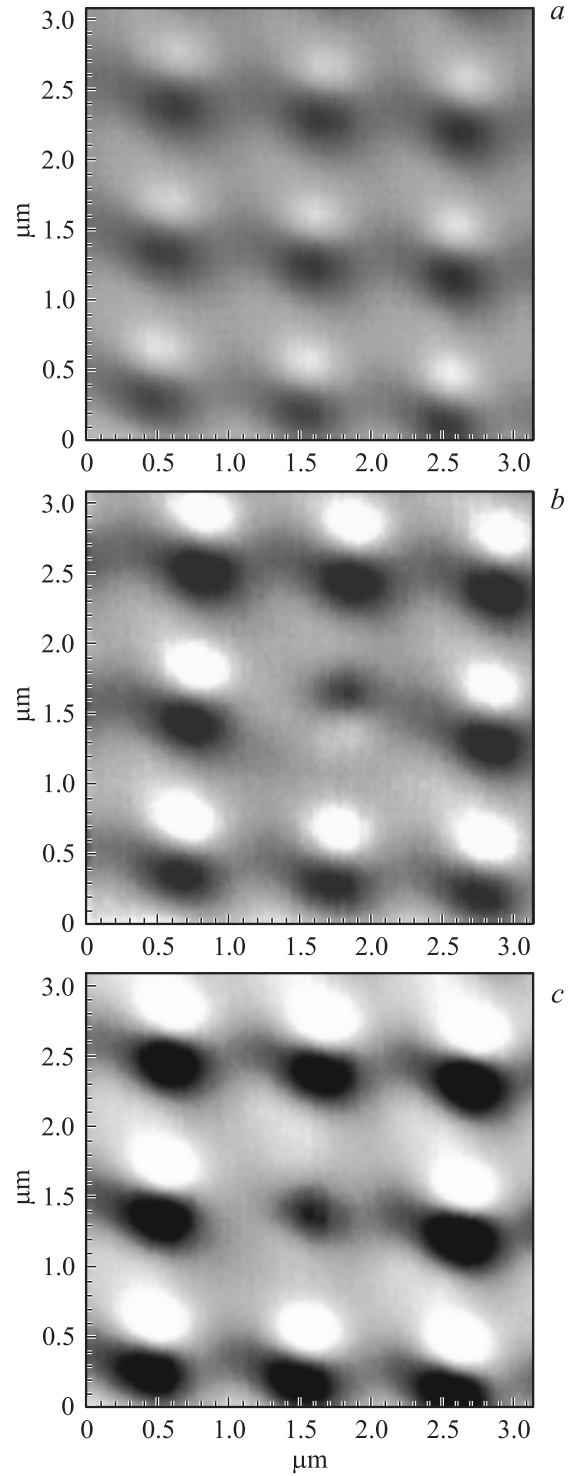


Рис. 1. Перемагничивание нанодиска Co/Si/Co зондом МСМ. *a* — начальное состояние с ферромагнитным упорядочением ($\uparrow\uparrow$) намагниченности соседних слоев, *b* — центральный диск после перемагничивания находится в состоянии с антиферромагнитным упорядочением ($\uparrow\downarrow$), *c* — МСМ-изображение массива частиц после повторного перемагничивания центрального диска. Диск находится в ($\uparrow\downarrow$)-состоянии, причем направление магнитного момента верхнего слоя совпадает с направлением намагниченности остальных частиц. На частях *b* и *c* контраст изображения увеличен для лучшего представления центрального диска.

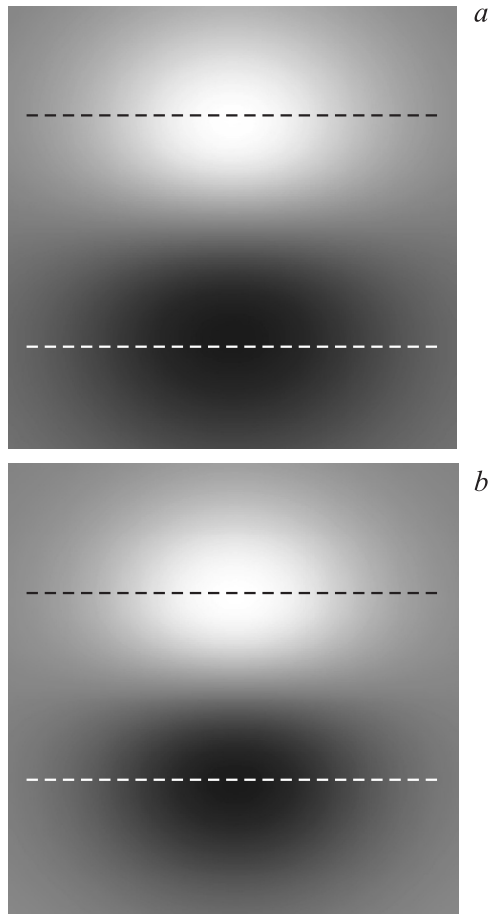


Рис. 2. Модельные МСМ-изображения двухслойной частицы Co/Si в ферромагнитной (a) и антиферромагнитной (b) конфигурациях.

а в антиферромагнитной конфигурации

$$\Delta\varphi_{\uparrow\downarrow} = \frac{15xh(3x^2 - 4h^2)}{(x^2 + h^2)^{9/2}} + \frac{15x(h+d)(3x^2 - 4(h+d)^2)}{(x^2 + (h+d)^2)^{9/2}}, \quad (2)$$

где h — высота прохода зонда над верхним диполем (высота сканирования), d — расстояние между диполями вдоль оси Z . Первое слагаемое в выражениях (1) и (2) представляет собой МСМ-контраст от одиночного (верхнего) точечного диполя. Второе слагаемое обусловлено присутствием второго диполя и приводит к увеличению амплитуды контраста в ($\uparrow\uparrow$)-конфигурации (1) или к уменьшению амплитуды контраста в ($\uparrow\downarrow$)-конфигурации (2). Расстояния между экстремумами распределений МСМ-контраста (1) и (2) в приближении $d \ll h$ определяются следующим образом:

$$x_{\uparrow\uparrow}^* \cong \frac{2(2z + d)}{6}, \quad (3)$$

$$x_{\uparrow\downarrow}^* \cong \frac{2(2z + d)}{7}. \quad (4)$$

Отношение этих параметров $\beta = x_{\uparrow\uparrow}^*/x_{\uparrow\downarrow}^*$ составляет $\beta = 1.16$, что по порядку величины хорошо согласуется с наблюдаемым в эксперименте значением $\beta = 1.24$.

Моделирование МСМ-изображений от протяженных двухслойных эллиптических частиц также подтверждает сделанные выводы. Были рассчитаны модельные МСМ-изображения частицы с латеральными размерами 400×250 nm, толщиной слоев Co 15 nm и толщиной прослойки Si 3 nm в ферромагнитной и антиферромагнитной конфигурации (рис. 2), которые подтвердили как уменьшение амплитуды МСМ-контраста, так и уменьшение расстояния между экстремумами в ($\uparrow\downarrow$)-конфигурации. Оценки показывают, что отношение расстояний между экстремумами на модельных МСМ-изображениях составляет $\beta = 1.2$, что хорошо согласуется со значением, наблюдающимся в эксперименте.

Кроме того, нами было проведено компьютерное микромагнитное моделирование процессов МСМ-перемагничивания двухслойной частицы. Моделирование проводилось с помощью специализированного пакета программ „SIMMAG“ на основе численного решения системы уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) для намагненности образца в поле зонда (программа разработана в ИФМ РАН). В расчетах зонд представлялся в виде однородно намагненного вдоль оси Z шара. На рис. 3 представлены результаты моделирования перемагничивания двухслойной частицы, находящейся в начальном состоянии с ферромагнитной упорядоченностью намагненности. Нижний слой представлен рисунками, расположенными слева, а верхний слой — расположенными справа. В исходном состоянии оба слоя имеют сонаправленные однородные распределения намагненности (рис. 3, a). Затем зонд помещается вблизи края верхней частицы (рис. 3, b). При этом намагненность верхнего слоя частично перераспределяется и ориентируется вдоль поля зонда. Намагненность нижнего слоя также частично перераспределяется, но в меньшей степени. При прохождении зонда над верхним слоем в нем формируется квазивихревое состояние со спиральным распределением намагненности (рис. 3, c), аналогичным распределению в однослойной частице [12]. Наконец, на финальных стадиях (рис. 3, d, e) намагненность верхнего слоя разворачивается в противоположную сторону, в то время как намагненность нижнего слоя остается в прежнем направлении.

Иная ситуация наблюдается при МСМ-перемагничивании двухслойной частицы, находящейся в начальном состоянии с антиферромагнитной упорядоченностью намагненности. Это состояние является устойчивым, соответствующим минимуму энергии магнито-статического взаимодействия слоев Co. Результаты ЛЛГ-моделирования процесса МСМ-перемагничивания нанодиска в этом случае представлены на рис. 4. Начальные стадии перемагничивания (рис. 4, a, b) аналогичны соответствующим стадиям перемагничивания частицы

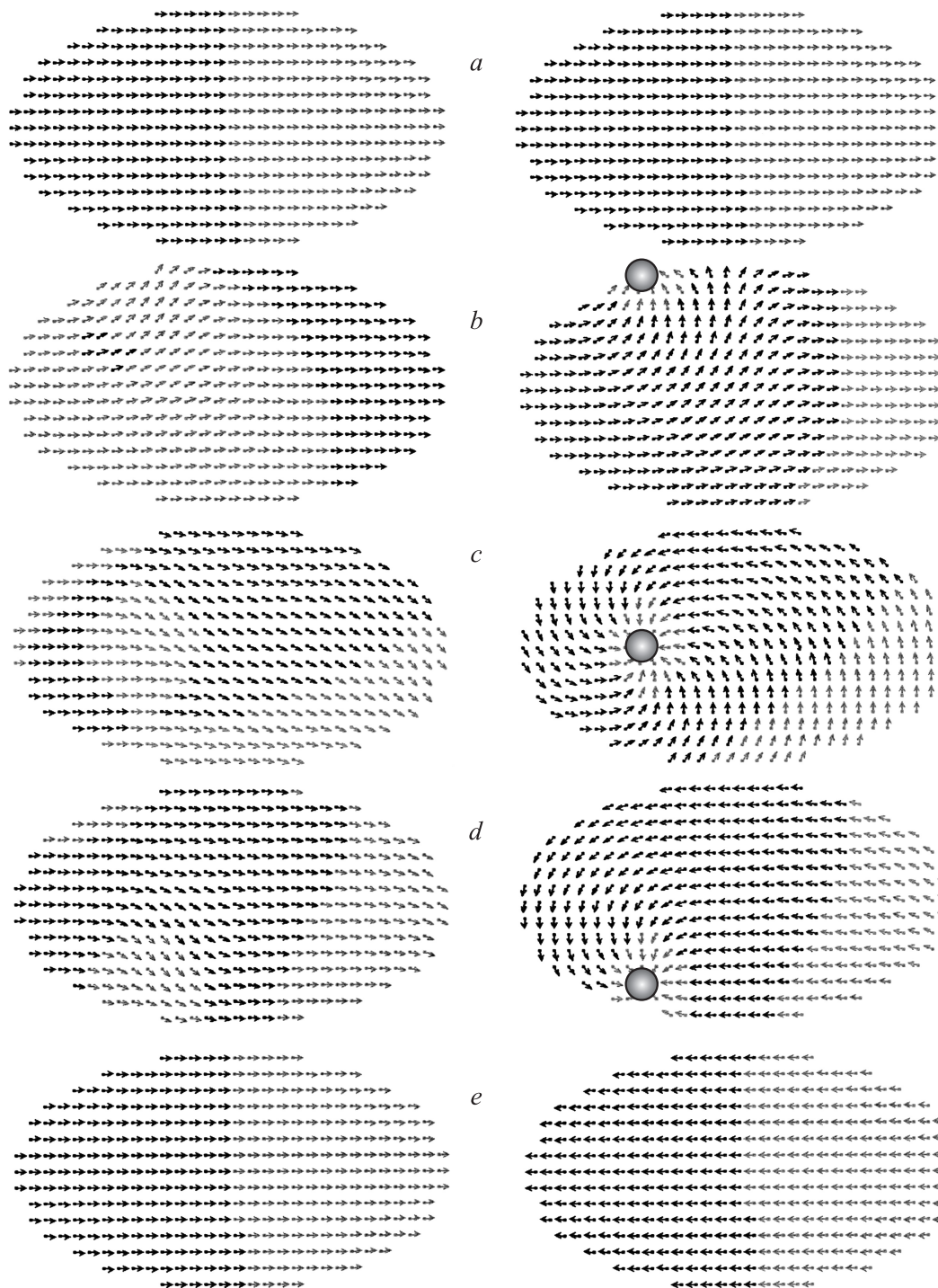


Рис. 3. Результаты ЛЛГ-моделирования процесса перемагничивания двухслойного ферромагнитного нанодиска в $(\uparrow\uparrow)$ -конфигурации зондом МСМ.

с ферромагнитной упорядоченностью. Под действием поля зонда в верхней частице формируется квазивихревое состояние со спиральным распределением намагниченности (рис. 4, *b*). Однако на финальных стадиях, когда зонд выходит из области над частицей (рис. 4, *c, d*), происходит крупномасштабное возмущение намагниченности нижнего слоя вследствие сильного

магнитостатического взаимодействия с верхним, и в итоге в частице наблюдается переориентация магнитных моментов обоих слоев (рис. 4, *e*). Таким образом, ЛЛГ-моделирование показывает, что МСМ-переориентация магнитных моментов слоев в двухслойной частице происходит посредством сложных процессов через сильно неоднородные состояния.

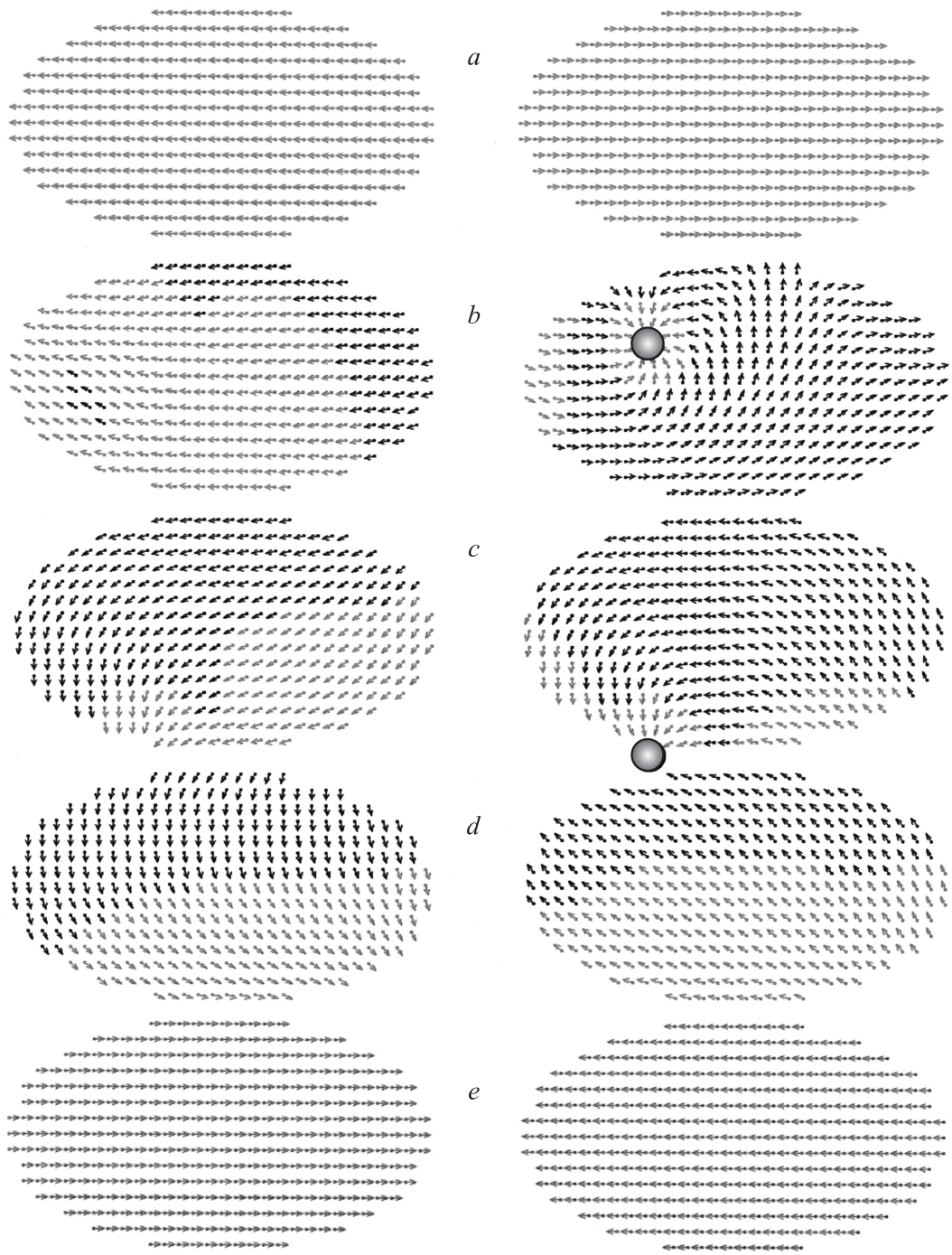


Рис. 4. Результаты ЛЛГ-моделирования процесса перемагничивания двухслойного нанодиска в $(\uparrow\downarrow)$ -конфигурации зондом МСМ.

4. Заключение

Таким образом, в работе рассмотрены особенности формирования МСМ-контраста от многослойных нанодисков с двумя слоями ферромагнетика, разделенных немагнитной прослойкой. Показано, что такая система может находиться в двух устойчивых состояниях с ферромагнитной и антиферромагнитной упорядоченностью намагниченности. При этом для диска с антиферромагнитной конфигурацией магнитных моментов амплитуда

и расстояние между полюсами распределения МСМ-контраста меньше, чем для диска с ферромагнитной конфигурацией. Исследованы особенности индуцированного зондом перемагничивания двухслойных нанодисков. Показано, что посредством несимметричного прохода зонда над частицей возможно осуществление переходов из $(\uparrow\uparrow)$ - в $(\uparrow\downarrow)$ -конфигурацию магнитных моментов, а также возможна переориентация магнитных моментов слоев частицы в $(\uparrow\downarrow)$ -конфигурации (одновременное перемаг-

ничивание верхнего и нижнего слоев Co). Представлены результаты микромагнитного ЛЛП-моделирования процессов перестройки магнитного состояния таких частиц под действием магнитного поля зонда МСМ, объясняющие основные закономерности процессов перемагничивания.

Авторы выражают благодарность А.Ю. Климову, В.В. Рогову за подготовку образцов, а также И.А. Шерешевскому, И.М. Нефедову, И.Р. Каретниковой за помощь в микромагнитном моделировании.

Список литературы

- [1] G.A. Prinz. *Science* **282**, 1660 (1998).
- [2] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [3] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Treger. *Science* **294**, 1488 (2001).
- [4] S.E. Russek, J.O. Oti, Y.K. Kim. *J. Magn. Magn. Mater.* **198–199**, 6 (1999).
- [5] 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, Yu Lu, M. Rooks, P.L. Trouilloud, R.A. Wanner, W.J. Gallagher. *J. Appl. Phys.* **85**, 5828 (1999).
- [6] J. Wang, H. Meng, J.-P. Wanga. *J. Appl. Phys.* **97**, 10D509 (2005).
- [7] M. Albrecht, S. Anders, T. Thomson, C.T. Rettner, M.E. Best, A. Moser, B.D. Terris. *J. Appl. Phys.* **91**, 6845 (2002).
- [8] C. Haginoya, K. Koike, Y. Hirayama, J. Yamamoto, M. Ishibashi, O. Kitakami, Y. Shimada. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3159 (1999).
- [9] N. Tezuka, N. Koike, K. Inomata, S. Sugimoto. *J. Appl. Phys.* **93**, 7441 (2003).
- [10] X. Zhu, P. Grütter, Y. Hao, F.J. Castaño, S. Haratani, C.A. Ross, B. Vögeli. *J. Appl. Phys.* **93**, 1132 (2003).
- [11] F.J. Castano, Y. Hao, S. Haratani, C.A. Ross, B. Vögeli, H.I. Smith, C. Sanchez-Hanke, C.-C. Kao, X. Zhu, P. Gütter. *J. Appl. Phys.* **93**, 7927 (2003).
- [12] J. Chang, H. Yi, H.C. Koo, V.L. Mironov, B.A. Gribkov, A.A. Fraerman, S.A. Gusev, S.N. Vdovichev. *J. Magn. Magn. Mater.* **309**, 272 (2007).
- [13] V.L. Mironov, B.A. Gribkov, S.N. Vdovichev, S.A. Gusev, A.A. Fraerman, O.L. Ermolaeva, A.B. Shubin, A.M. Alexeev, P.A. Zhdan, C. Binns. *J. Appl. Phys.* **106**, 053 911 (2009).
- [14] V.L. Mironov, B.A. Gribkov, A.A. Fraerman, S.A. Gusev, S.N. Vdovichev, I.R. Karetnicova, I.M. Nefedov, I.A. Shereshevsky. *J. Magn. Magn. Mater.* **312**, 153 (2007).
- [15] J. Chang, V.L. Mironov, B.A. Gribkov, A.A. Fraerman, S.A. Gusev, S.N. Vdovichev. *J. Appl. Phys.* **100**, 104 304 (2006).
- [16] A.A. Fraerman, B.A. Gribkov, S.A. Gusev, A.Yu. Klimov, V.L. Mironov, D.S. Nikitushkin, V.V. Rogov, S.N. Vdovichev, B. Hjorvarsson, H. Zabel. *J. Appl. Phys.* **103**, 073 916 (2008).
- [17] D. Rugar, H.J. Mamin, P. Guethner, S.E. Lambert, J.E. Stern, I. McFadyen, T. Yogi. *J. Appl. Phys.* **68**, 1169 (1990).
- [18] R.D. Gomez, E.R. Burke, I.D. Mayergoyz. *J. Appl. Phys.* **79**, 6441 (1996).