

05

Влияние числа нанодисков в двумерных массивах на процессы перемагничивания

© М.Е. Стеблій¹, А.Г. Колесников¹, А.В. Огнев^{1,2}, А.С. Самардак^{1,2}, Л.А. Чеботкевич^{1,2}

¹ Дальневосточный федеральный университет,
Владивосток, Россия

² Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН,
Владивосток, Россия

E-mail: ognevav@gmail.com

(Поступила в Редакцию 8 июля 2012 г.)

В окончательной редакции 24 сентября 2012 г.)

Исследованы магнитные свойства нанодисков, упакованных в квадратные массивы с разным числом элементов в грани. Показано, что с увеличением числа нанодисков поле зарождения вихревых состояний осциллирует, характер осцилляций зависит от толщины нанодисков. Наблюдается изменение синхронности образования вихревых состояний с увеличением количества нанодисков. Проведена оценка влияния магнитостатического взаимодействия нанодисков на критические поля процесса перемагничивания для случаев вихревых и однодоменных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг. (ГК 16.740.11.0502, 02.740.11.0549), ГК 2.2575.2011 и гранта Президента РФ МК-5181.2011.2.

1. Введение

Магнитные наноструктуры обладают уникальными свойствами, исследование которых интересно с фундаментальной точки зрения. Магнитные нанодиски могут быть использованы для производства магниторезистивной памяти [1,2], которая обладает высокой скоростью чтения-записи и является энергонезависимой. Другим применением субмикронных наноструктур является магнитная логика [3]. Перспективы практического использования наноструктур связаны с возможностью управления их свойствами путем изменения формы, размеров, а также расстояния между ними. Например, при уменьшении толщины и диаметра пермаллоевых нанодисков тип доменной структуры, наблюдаемой в состоянии остаточной намагниченности, изменяется от вихревой до однодоменной. Варьируя расстояние между наноструктурами, а следовательно, изменяя магнитостатическое взаимодействие, можно управлять коллективным поведением наноструктур [4], например распространением спиновых волн [5] или выполнением логических операций [6].

На магнитные свойства массивов наноструктур оказывает влияние и конфигурация массива. В массивах с квадратной решеткой наблюдается анизотропия процессов намагничивания второго порядка, обусловленная магнитостатическим взаимодействием [7,8]. Одной из причин такого поведения является появление дополнительных квадрупольных членов в магнитостатическом взаимодействии при образовании конфигураций типа „с“ и „вихрь“ [9]. Двухосная анизотропия может возникать в ограниченных квадратных массивах вследствие нарушения симметрии на гранях массива [10]. Это обстоя-

тельство свидетельствует о том, что размер массива оказывает влияние на процессы перемагничивания в наноструктурах и такие исследования актуальны для создаваемых чипов магниторезистивной памяти с плотной упаковкой элементов. В настоящее время данных по изучению взаимосвязи размера массива и магнитных свойств нанодисков недостаточно.

В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств массивов пермаллоевых нанодисков с разным числом элементов в грани (N). Рассмотрены нанодиски разной толщины (t), в которых процесс перемагничивания происходит без гистерезиса и с гистерезисом.

2. Эксперимент

Шаблоны квадратных массивов нанодисков были получены методом электронно-лучевой литографии на Si/SiO₂-подложках. Число элементов в грани массива изменялось в интервале $N = 1–20$. Затем на шаблоны осаждался пермаллой. Напыление производилось методом магнетронного распыления в атмосфере аргона. Базовое давление в камере составляло $P_{\text{base}} = 2 \cdot 10^{-8}$ mbar, давление рабочего газа $P_{\text{Ar}} = 3 \cdot 10^{-3}$ mbar. Для уменьшения наведенной магнитной анизотропии подложки вращались в процессе осаждения. Толщина пленок $t = 9, 22$ и 30 nm. Мы получили массивы нанодисков диаметром $D = 600$ nm с периодом $d = 800$ nm. Качество образцов контролировалось методами сканирующей электронной (СЭМ) и атомной силовой (АСМ) микроскопии. На рис. 1 приведены СЭМ-изображения массивов с разным числом нанодисков толщиной 22 nm.

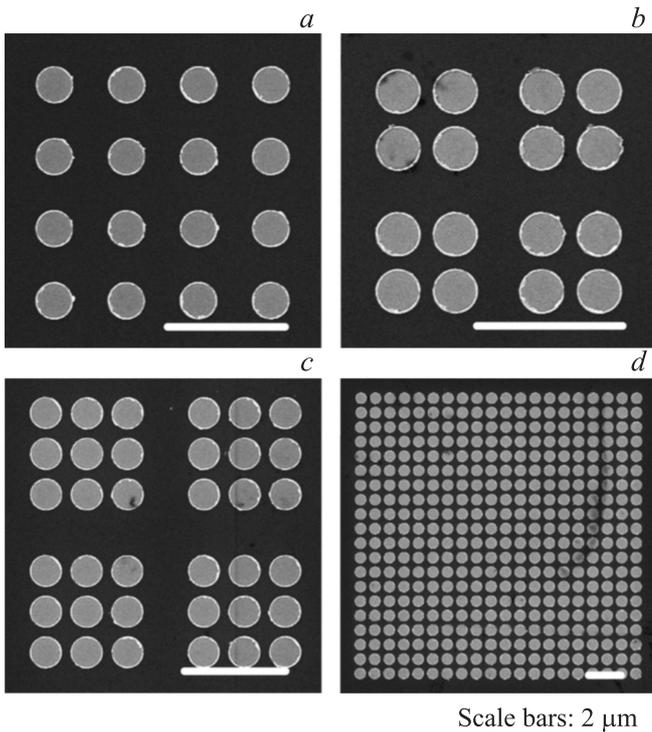


Рис. 1. Изображения массивов нанодисков толщиной $t = 22$ nm с различным числом элементов в грани: a — 1, b — 2, c — 3, d — 20.

Магнитные свойства наноструктур исследовались двумя способами: с помощью магнитооптического эффекта Керра и магнитной силовой микроскопии (МСМ). Диаметр пятна лазера при измерении петель гистерезиса был не менее $10 \mu\text{m}$. Магнитная структура регистрировалась зондами NSG-01 с покрытием CoCr. Сканирование осуществлялось в режиме постоянной высоты, при этом учитывался наклон плоскости образца. Параметры сканирования зависели от конфигурации спинов в наноструктурах. В случае однодоменного состояния, когда поля рассеяния велики, расстояние зонд–образец было не менее 150 nm. Это позволило получать контрастные изображения и практически не воздействовать на магнитную структуру полями рассеяния зонда. После формирования конфигураций с замкнутым магнитным потоком сканирование осуществлялось на высоте 30 nm. В такой конфигурации ядро вихря незначительно сдвигается в процессе сканирования, поэтому в центре нанодиска наблюдается размытый контраст.

3. Результаты

Нормированные на намагниченность насыщения (M_s) зависимости $M = f(H)$ для массивов нанодисков с $N = 1, 3, 20$ приведены на рис. 2 (M — намагниченность нанодисков в поле H). Магнитное поле прикладывалось вдоль грани массива. Наличие ступенек на петле гистерезиса в полях H_n и H_a обусловлено процессами

зарождения и аннигиляции вихревых состояний соответственно. Видно, что с увеличением N поле аннигиляции вихря H_a уменьшается.

Отличительной особенностью массивов нанодисков с толщиной $t = 22$ nm является наличие двух ступенек на кривой гистерезиса при зарождении вихревых состояний в полях H_n^1 и H_n^2 , в то время как петли гистерезиса массивов нанодисков с толщиной, равной 9 и 30 nm, имеют одну ступеньку в поле H_n (см. вставки на рис. 2). Одной из причин такого поведения может быть наличие дефектов формы. Однако анализ изображений, полученных методами СЭМ и АСМ, показал, что все образцы имеют идентичные размеры и форму зерен и различаются только толщиной.

Мы полагаем, что при $t = 22$ nm с уменьшением поля до H_n^1 в нанодисках формируются устойчивые состояния типа „с“, а затем в поле H_n^2 образуется вихрь. Для точного определения величины критических полей (H_n^1, H_n^2, H_a) мы находили производную $dM/dH = f(N)$, максимумы которой соответствуют критическим полям.

На рис. 3 приведены зависимости $H_n = f(N)$ для массивов нанодисков толщиной $t = 9, 22, 30$ nm. Величина H_n уменьшается с ростом числа нанодисков. Видно, что поле зарождения вихря осциллирует с увеличением N для нанодисков с $t = 22$ и 30 nm. Амплитуда осцилляций максимальна для нанодисков с $t = 22$ nm. Максимумы H_n наблюдаются для массивов с $N = 2, 6, 12$.

Для оценки $H_n = f(N)$ было рассмотрено неколлинеарное распределение магнитных моментов в нанодиске, которое реализуется в диапазоне полей $H \in (H_n, H_a)$. Микромагнитные конфигурации типа „с“ или несимметричного вихря можно представить как двухдоменное состояние. Это позволяет произвести расчет поля зарождения вихря с учетом магнитоэстатического взаимо-

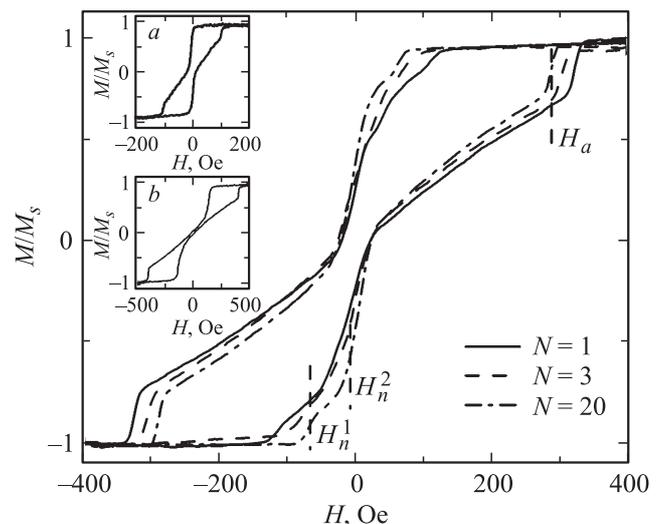


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса массивов нанодисков с $N = 1, 3, 20$ и толщиной $t = 22$ nm. На вставках a, b приведены петли гистерезиса для массивов нанодисков с $N = 20$ и толщиной $t = 9$ и 30 nm соответственно.

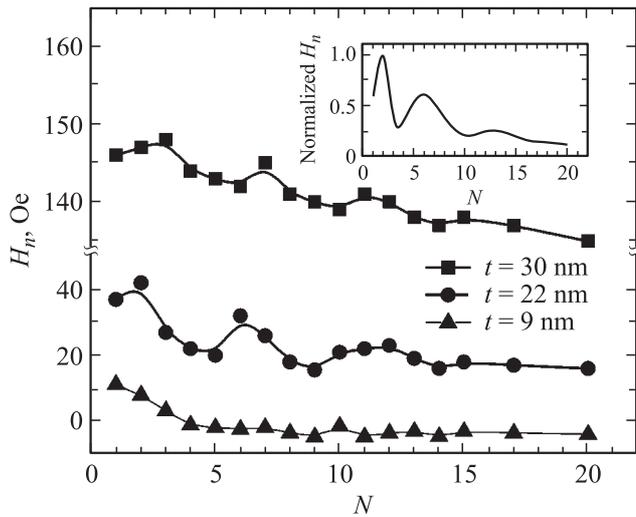


Рис. 3. Зависимость поля зарождения вихря H_n от числа N нанодисков в грани массива наноструктур толщиной $t = 9, 22, 30$ nm. На вставке представлена рассчитанная зависимость $H_n = f(N)$ для массивов нанодисков толщиной $t = 22$ nm.

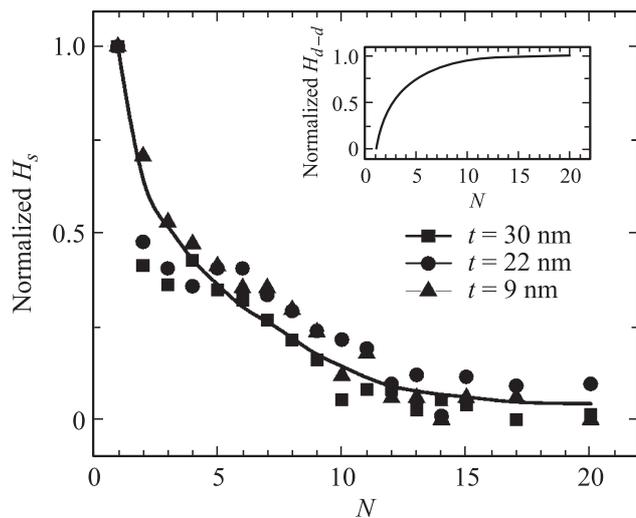


Рис. 4. Зависимость нормированного поля насыщения H_s от числа N нанодисков в грани массива для нанодисков с толщиной $t = 9, 22$ и 30 nm. На вставке приведена рассчитанная зависимость $H_{d-d} = f(N)$ для нанодисков толщиной $t = 22$ nm.

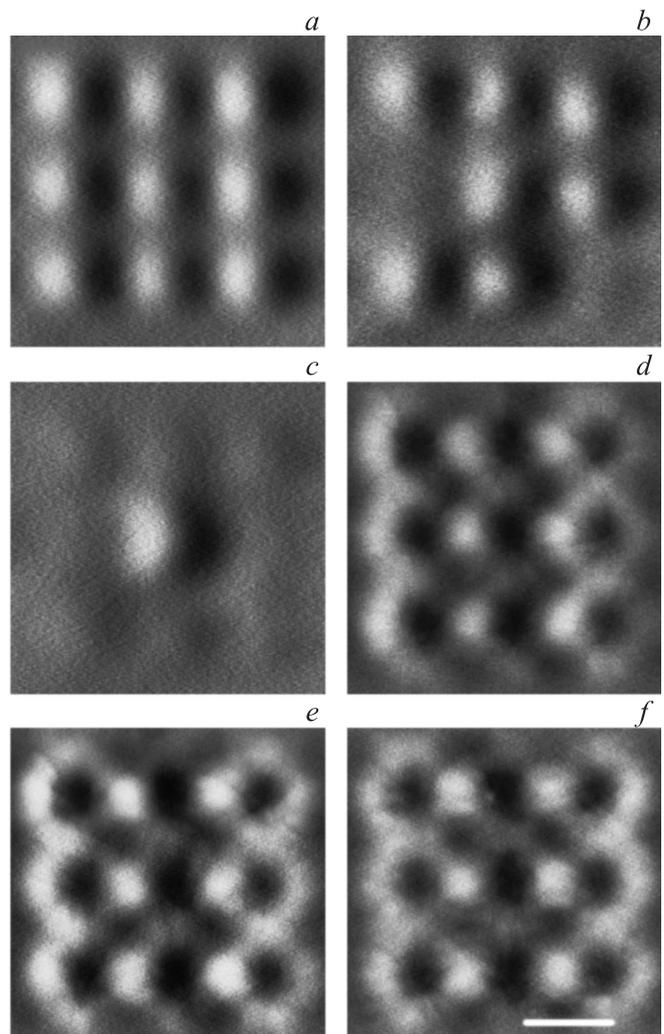
действия элементов, упакованных в двумерный массив, в рамках модели, предложенной Гуслиенко [9]. Такая модель хорошо описывает поведение критических полей для нанодисков с $t = 22$ nm, в которых при формировании вихря образуются устойчивые „с“-состояния. Результаты расчетов для нанодисков толщиной $t = 22$ nm представлены на вставке к рис. 3. Видны осцилляции на зависимости поля H_n от числа нанодисков в грани массива, что соответствует экспериментальным результатам.

На рис. 4 представлена зависимость нормированного поля насыщения H_s от числа нанодисков в грани мас-

сива. С увеличением N величина поля насыщения H_s уменьшается независимо от толщины. Такое поведение может быть обусловлено возрастанием магнитостатического взаимодействия. В поле насыщения магнитная структура нанодисков однодоменная. Поэтому нанодиск можно рассматривать как диполь. Энергия магнитостатического взаимодействия диполей в массиве рассчитывалась как

$$E_{d-d} = \sum_{i < j} \frac{M_s^2 V^2}{r_{i,j}^3} (\cos \alpha_{i,j} - 3 \cos \alpha_{i,j} \cos \alpha_{j,i}),$$

где V — объем нанодиска, $r_{i,j}$ — радиус-вектор, $\alpha_{i,j}$ — угол между радиус-вектором и направлением намагниченности в точке, M_s — намагниченность насыщения. Отсюда поле магнитостатического взаимодействия $H_{d-d} = \frac{2E_{d-d}}{M_s}$. Рассчитанная зависимость для массивов нанодисков с $t = 22$ nm представлена на вставке к рис. 4.



Scale bars: 700 nm

Рис. 5. Изображения микромагнитной структуры массива нанодисков с $N = 3$ толщиной $t = 22$ nm, полученные в полях -300 (a), -80 (b), -60 (c), -40 (d), -20 (e) и 20 Oe (f).

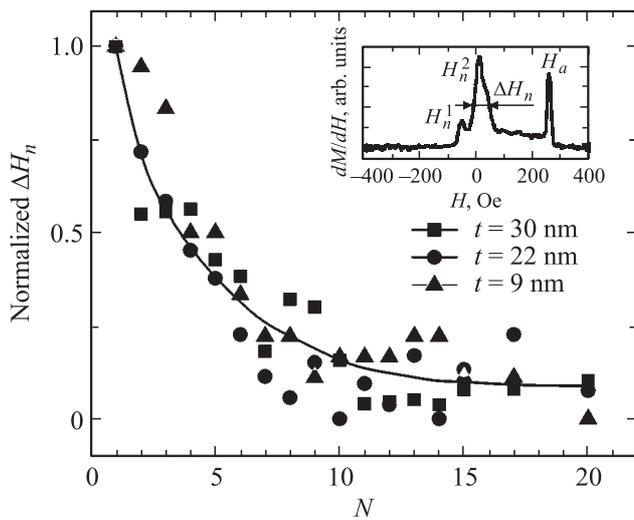


Рис. 6. Зависимость нормированной величины ΔH_n от числа N нанодисков в массиве для наноструктур толщиной $t = 9, 22, 30$ nm. На вставке представлена полевая зависимость dM/dH , полученная из половины петли магнитного гистерезиса для массива нанодисков толщиной $t = 22$ nm и $N = 20$.

Очевидно, что с возрастанием H_{d-d} величина экспериментально измеренного поля насыщения уменьшается. Для $N > 15$ величина поля насыщения практически не зависит от числа нанодисков.

Особенностью ограниченных массивов является нарушение симметрии диполь-дипольного взаимодействия на краях массива. Это должно приводить к асинхронности процессов зарождения вихревого состояния, так как они зависят от величины магнитоэлектрического взаимодействия. Анализ МСМ-изображений для массивов с разным числом N и толщиной показал, что при уменьшении внешнего магнитного поля вихревые состояния зарождаются преимущественно в нанодисках, расположенных на гранях. На рис. 5 представлены результаты МСМ-измерений, полученные для массивов с $N = 3$. Процесс зарождения вихревых состояний начинается в поле $H = -80$ Oe (рис. 5, b). В поле $H = -60$ Oe однодоменное состояние сохранилось только в центральном нанодиске (рис. 5, c). Состояния типа „с“ или „смещенный вихрь“ обладают слабым магнитным контрастом. На рис. 5, d, e представлены изображения магнитного контраста в полях -40 и -20 Oe, полученные после того, как расстояние зонд-образец было уменьшено до 30 nm. Видно, что в нанодисках формируются вихревые состояния намагниченности, но наблюдается асимметрия контраста. В поле коэрцитивной силы ($H_c = 20$ Oe) вихри центрированы и наблюдается МСМ-контраст, соответствующий симметричной конфигурации полей рассеяния в массиве (рис. 5, f).

Для количественной оценки асинхронности процесса зарождения вихревого состояния и влияния магнитоэлектрического взаимодействия мы определили диапазон полей ΔH_n , в которых происходит зарождение вихре-

вого состояния (рис. 6). Для этого по производным $dM/dH = f(N, t)$ была определена ширина пика H_n на полувысоте. На вставке к рис. 6 представлена полевая зависимость dM/dH , полученная из ветви петли гистерезиса, приведенной на рис. 2 для массивов с $N = 20$ и $t = 22$ nm. Установлено, что с увеличением числа нанодисков в массиве величина ΔH_n уменьшается, т.е. процессы зарождения вихрей происходят более синхронно. Обращает на себя внимание факт, что при $N > 15$ нормированная величина ΔH_n не зависит от N .

4. Заключение

Исследование массивов с разным числом нанодисков N показало следующее.

1. Поле зарождения вихря осциллирует с увеличением N для нанодисков с $t = 22$ и 30 nm. Такое поведение H_n обусловлено осцилляциями поля магнитоэлектрического взаимодействия в массивах.
2. С увеличением числа нанодисков до 15 (возрастанием магнитоэлектрического взаимодействия) повышается синхронность образования вихревых состояний в нанодисках. Дальнейшее повышение числа элементов в массиве не приводит к изменению параметров перемагничивания.

Список литературы

- [1] S. Tehrani, E. Chen, M. Durlam, M. DeHerrera, J.M. Slaughter, J. Shi, G. Kerszykowski. *J. Appl. Phys.* **85**, 5822 (1999).
- [2] S. Tehrani, J.M. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi, M. DeHerrera. *IEEE Trans. Magn.* **35**, 5, 2814 (1999).
- [3] D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn. *Science* **309**, 5741 (2005).
- [4] Ю.П. Иванов, Е.В. Пустовалов, А.В. Огнев, Л.А. Чеботкевич. *ФТТ* **51**, 2300 (2009).
- [5] R.P. Cowburn. *J. Magn. Mater.* **242–245**, 505 (2002).
- [6] S. Kurtz, E. Varga, M.J. Siddiq, M. Niemier, W. Porod, X.S. Hu, G.H. Bernstein. *J. Phys.: Cond. Matter* **23**, 053 202 (2011).
- [7] C. Mathieu, C. Hartmann, M. Bauer, O. Buettner, S. Riedling, B. Roos, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, A. Muller, B. Hoffmann, U. Hartmann. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2912 (1997).
- [8] М.Е. Стеблій, А.В. Огнев, Ю.П. Иванов, Е.В. Пустовалов, В.С. Плотников, Л.А. Чеботкевич. *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 10, 1468 (2010).
- [9] K. Guslienko. *Phys. Lett. A* **278**, 293 (2001).
- [10] M. Grimsditch, Y. Jaccard, I.K. Schuller. *Phys. Rev. B* **58**, 17, 11 539 (1998).