

Процессы перемагничивания упорядоченного ансамбля ферромагнитных наноточек

© Ю.П. Иванов*, Е.В. Пустовалов*, А.В. Огнев**,*, Л.А. Чеботкевич**,**

* Институт физики и информационных технологий Дальневосточного государственного университета, Владивосток, Россия

** Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук, Владивосток, Россия

E-mail: yivanov@phys.dvgu.ru

(Поступила в Редакцию 24 ноября 2008 г.

В окончательной редакции 10 февраля 2009 г.)

Исследованы процессы перемагничивания массива наноточек Fe, вытравленных сфокусированным пучком ионов Ga^+ из сплошной пленки железа. Размер частиц 600 nm, а расстояние между частицами 3.8 μm , 900 и 700 nm. Проведены оценки энергии диполь-дипольного взаимодействия между наноточками для массивов с различными периодами. Показано, что в массивах наноточек с сильным и с пренебрежимо малым диполь-дипольным взаимодействием между точками процессы перемагничивания имеют разную природу.

Работа поддержана программой „Квантовые наноструктуры“ (грант ДВО РАН П1-005), РФФИ (грант № 08-02-00587-а, 08-02-12083 ОФИ).

PACS: 75.30.Gw, 75.60.-d, 75.70.-i

1. Введение

При переходе от сплошных тонких магнитных пленок к упорядоченным ансамблям наноточек наблюдается существенное изменение магнитных свойств (величины поля насыщения, коэрцитивной силы) [1–3]. Поведение ансамбля наноточек в магнитном поле зависит не только от свойств отдельных точек, но и от взаимодействия между ними. Массивы наноточек широко исследуются в последнее время из-за их возможного применения в сверхплотных носителях информации, сверхчувствительных магнитных датчиках и т.д., а также с точки зрения фундаментальной науки [4,5]. Практическое применение матриц наноточек требует от ферромагнитных элементов наличия одноосной анизотропии, которая создается в поликристаллических пленках или условиями осаждения, или формой наночастиц. Сплошная тонкая поликристаллическая пленка железа с хорошей одноосной наведенной (в процессе осаждения) анизотропией может быть использована для получения ансамбля наноточек с одноосной анизотропией.

В настоящей работе исследованы процессы перемагничивания упорядоченных ансамблей наноточек Fe в зависимости от расстояния между точками.

2. Методика эксперимента

Пленки Fe получали термическим испарением в высоком вакууме. Перед осаждением Fe на естественно окисленные монокристаллические подложки Si(111) напыляли буферный слой Pd толщиной 3 nm. Сверху пленку Fe также покрывали слоем Pd толщиной 3 nm. Толщина пленки железа 10 nm. Матрицы наноточек Fe

получали путем травления сфокусированным пучком ионов Ga^+ .

Структуру ансамблей наноточек определяли методом сканирующей электронной микроскопии и атомно-силовой микроскопии.

Коэрцитивную силу H_c определяли по петлям магнитного гистерезиса, измеренным с помощью продольного магнитооптического эффекта Керра (NanoMOKE-2). Для получения изображения тонкой магнитной структуры пленок использовали метод магнитной силовой микроскопии (МСМ).

3. Результаты и их обсуждение

Рентгеноструктурный анализ показал, что все пленки Fe являются поликристаллическими. Одноосная наведенная магнитная анизотропия в поликристаллических пленках Fe формировалась наклонным падением молекулярного пучка в процессе осаждения. На рис. 1 приведены изображение МСМ магнитной структуры пленки Fe и петли магнитного гистерезиса, полученные в магнитном поле, приложенном в плоскости в направлении осей легкого и трудного намагничивания. Видно, что пленка имеет ярко выраженную одноосную наведенную анизотропию. Количественная оценка параметров тонкой магнитной структуры (период длинноволновой λ_{LR} и коротковолновой λ_{SR} ряби намагниченности) проводилась спектральным анализом изображений МСМ магнитной структуры методом интегрально-пространственной характеристики Фурье-спектров [6]. Для пленок Fe $\lambda_{SR} \approx 600$ nm, что соизмеримо с радиусом ферромагнитной корреляции, т.е. размером области, в которой обменная связь между зернами выстраивает

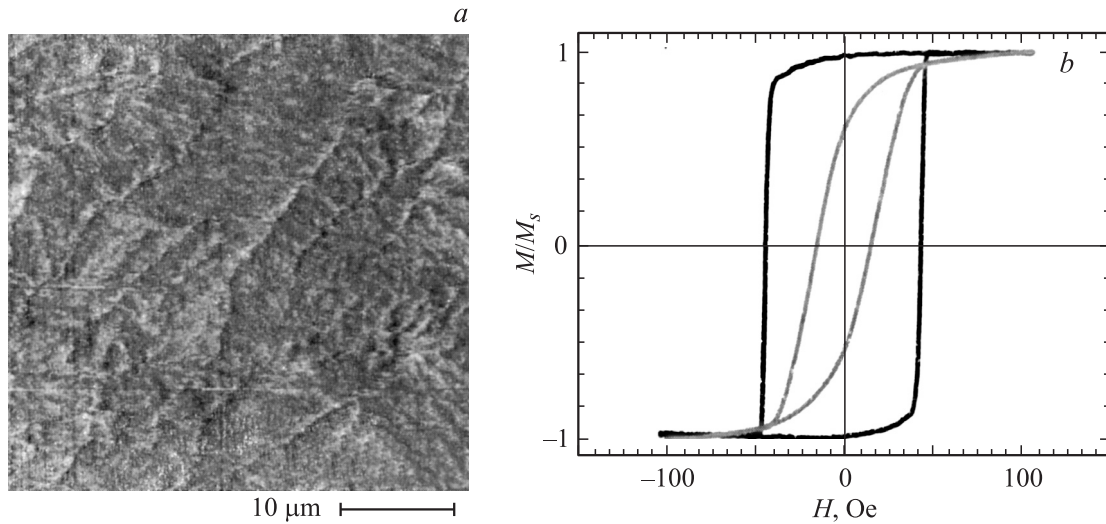


Рис. 1. *a)* Изображение MCM доменной структуры сплошной пленки Fe толщиной 10 nm. *b)* Петли магнитного гистерезиса пленки Fe в поле, приложенном в плоскости пленки в направлениях осей легкого и трудного намагничивания.

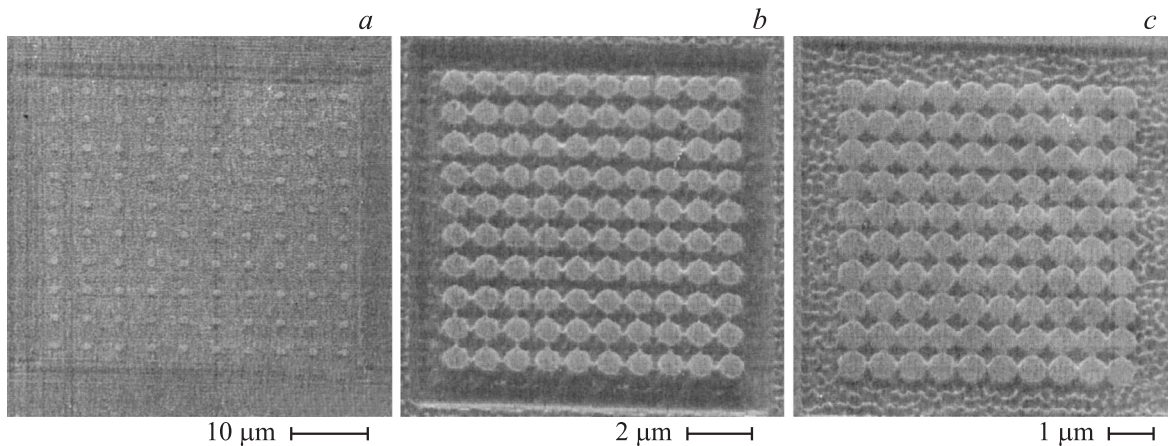


Рис. 2. Изображения матриц наноточек, полученные в сканирующем электронном микроскопе. Диаметр наноточек 600 nm. Период массива: *a* — 3.8 μm, *b* — 900 nm, *c* — 700 nm.

векторы намагниченности всех зерен в одном направлении.

Затем из пленок железа сфокусированным пучком ионов Ga^+ формировали массивы круглых точек диаметром 600 nm. Это позволило нам предположить, что все точки имеют наведенную магнитную анизотропию, как и в пленке железа. Во всех изготовленных массивах наноточек размер точек был одинаков, а период (расстояние между центрами точек) составлял соответственно $l = 3.8 \mu\text{m}$, 900 и 700 nm (рис. 2). В каждом массиве было 10×10 наноточек. Для данных массивов точек были проведены оценки энергии анизотропии E_a , магнитостатической энергии наноточки E_N и энергии диполь-дипольного взаимодействия между наноточками E_{d-d} , $E_a = K_u V$, где $K_u = \frac{H_a M_s}{2}$ — наведенная магнитная анизотропия, M_s — намагниченность насыщения, V — объем наноточки.

Поле магнитной анизотропии H_a измеряли методом ферромагнитного резонанса. Методом подгонки теоретической кривой резонансного поля $H_{\text{res}} = f(\alpha)$ к экспериментальной кривой определяли намагниченность пленок железа M_{eff} (α — угол между внешним магнитным полем и осью легкого намагничивания).

$$E_N = \frac{1}{2} N_b M_s^2,$$

где N_b — размагничивающий фактор в плоскости точки.

Наноточку представляли в виде сплюснутого сфероида, для которого выполняется условие $\Delta = \frac{a}{c} = \frac{a}{b}$, a , b , c — оси сфероида. Для направления, нормального к плоскости наноточки,

$$N_a = 4\pi \frac{1 - \Delta \arccos\left(\frac{\Delta}{1-\Delta^2}\right)}{1 - \Delta^2},$$

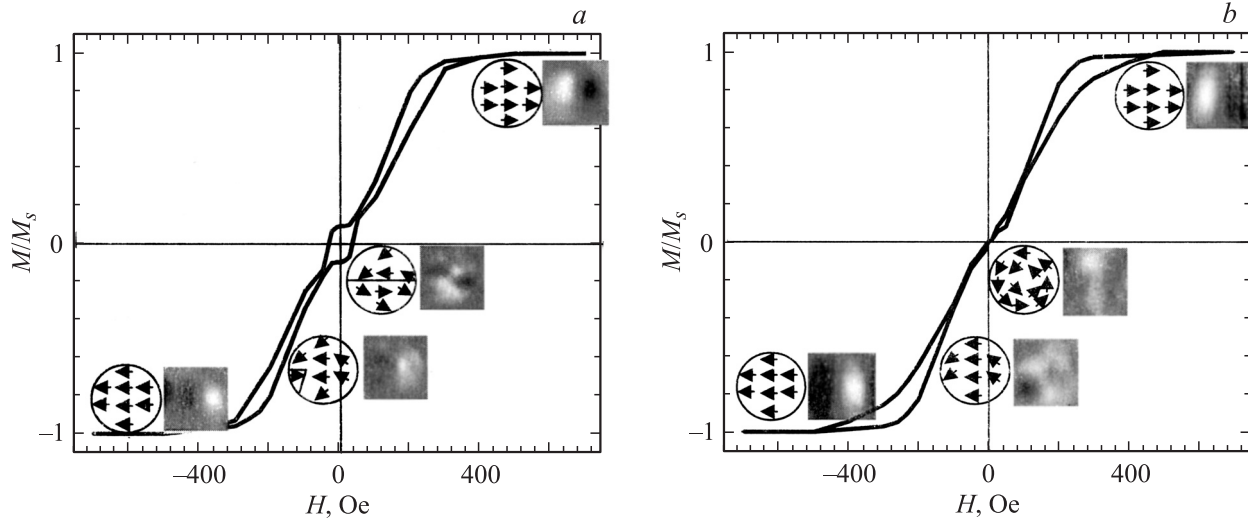


Рис. 3. Петли гистерезиса массива наноточек. *a* — период массива $3.8\ \mu\text{m}$, *b* — $900\ \text{nm}$. На вставках приведены изображения МСМ доменной структуры отдельной наноточки и соответствующие им схемы распределения магнитных моментов в различных полях.

а для направления, лежащего в плоскости наноточки, $N_b = N_c = \frac{4\pi - N_a}{2}$.

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

где $r_{i,j}$ — радиус-вектор, $\alpha_{i,j}$ — угол между радиус-вектором и направлением намагниченности в точке. В случае, когда векторы намагниченности наноточек имеют одинаковое направление (параллельно направлению приложенного магнитного поля или вдоль наведенной оси легкого намагничивания), $\cos \alpha_{i,j} = \cos \alpha_{j,i}$. При расчете E_{d-d} массив наноточек рассматривался как двумерная решетка, в узлах которой находятся ферромагнитные точки. Энергия рассчитывалась в каждой координационной сфере, а затем суммировалась. Радиус первой координационной сферы $r_{ij} = l$; второй — $r_{ij} = \sqrt{2}l$; третьей — $r_{ij} = 2l$ и т.д.

Используя значения $K_u = 10^4\ \text{erg/cm}^3$, $M = 10^3\ \text{G}$, $R = 300\ \text{nm}$, $c = b = 2R$, $a = 10\ \text{nm}$, оценили $E_a \approx 10^{-11}\ \text{erg}$, $E_N \approx 3.7 \cdot 10^{-10}\ \text{erg}$ и $E_{d-d} \approx 2 \cdot 10^{-13}$ и $\approx 8 \cdot 10^{-11}\ \text{erg}$ для массивов наноточек с периодами $3.8\ \mu\text{m}$ и $900\ \text{nm}$ соответственно. Таким образом, для массива наноточек с периодом $3.8\ \mu\text{m}$ E_{d-d} более чем на порядок меньше энергий E_a и E_N . Поэтому в таком массиве наноточек диполь-дипольное взаимодействие между наноточками пренебрежимо мало, и его можно не учитывать при исследовании процессов перемагничивания.

В массиве наноточек с периодами 900 и $700\ \text{nm}$ энергия E_{d-d} того же порядка, что и энергии E_a и E_N . Поэтому при исследовании процессов перемагничивания таких массивов наноточек необходимо учитывать диполь-дипольное взаимодействие.

На рис. 3 приведены петли гистерезиса массивов наноточек с периодами $3.8\ \mu\text{m}$ (рис. 3, *a*) и $900\ \text{nm}$ (рис. 3, *b*).

Внешнее магнитное поле было приложено в плоскости образцов параллельно грани массивов точек. Видно, что поле насыщения всех массивов наноточек $H_s = 350\ \text{Oe}$ существенно больше, чем поле насыщения сплошной пленки (для пленки Fe $H_s = 50\ \text{Oe}$). При увеличении внешнего поля от отрицательного насыщения ($-700\ \text{Oe}$) до положительного насыщения ($+700\ \text{Oe}$) в массиве наноточек с периодом $l = 3.8\ \mu\text{m}$ наблюдалось образование зародышей обратной намагниченности. На вставках приведены изображения МСМ магнитной структуры отдельной наноточки во внешнем магнитном поле и соответствующие им схемы распределения магнитных моментов в наноточке. В магнитных полях $H \geq H_s$ наноточки принимают однодоменную конфигурацию с характерным черно-белым контрастом МСМ. В поле $\pm 25\ \text{Oe}$, когда намагниченность массива наноточек равна нулю, в наноточках наблюдается двухдоменное состояние. На вставке к рис. 3 (в точке, где $M = 0$) на изображении МСМ хорошо видны два домена, векторы намагниченности в которых направлены от светлого контраста к темному. Такое состояние намагниченности точек массива характерно для изолированных частиц, т.е. для массива частиц, между которыми отсутствует диполь-дипольное взаимодействие. При дальнейшем увеличении поля в положительном направлении процесс намагничивания наноточек осуществляется смещением доменной границы.

В массивах наноточек с периодом 900 и $700\ \text{nm}$ (рис. 3, *b*) петля магнитного гистерезиса в малых полях имеет иной вид. В магнитных полях от -40 до $+40\ \text{Oe}$ наблюдается безгистерезисная петля. Изображения МСМ доменной структуры фиксируют в наноточках однодоменное состояние. Очевидно, при увеличении внешнего поля от -700 до $+700\ \text{Oe}$ происходит постепенный разворот вектора намагниченности в

каждой наноточке. При изменении величины внешнего магнитного поля от -700 Ое до нуля влияние полей рассеяния соседних частиц усиливается вследствие диполь-дипольного взаимодействия, что сопровождается изменением ориентации вектора намагниченности. Поэтому в размагниченном состоянии магнитные моменты частиц, вероятно, образуют вихрь. Увеличение значения магнитного поля, приложенного в положительном направлении, выстраивает магнитные моменты по полю.

4. Заключение

Таким образом, исследуя матрицы ферромагнитных наноточек мы показали, что процессы перемагничивания существенно зависят от периода наноточек ансамблей, т.е. от величины диполь-дипольного взаимодействия между частицами. В массивах невзаимодействующих наноточек перемагничивание осуществляется за счет зародышеобразования, а в массивах наноточек, связанных диполь-дипольным взаимодействием (энергия диполь-дипольного взаимодействия соизмерима с энергией анизотропии), перемагничивание осуществляется за счет вращения вектора намагниченности.

Авторы выражают благодарность за техническую помощь W. Kuch, M. Charilaou, A. Nogaret и A. Samardak.

Список литературы

- [1] M. Schneider, H. Hoffmann. *J. Appl. Phys.* **86**, 8, 4539 (1999).
- [2] T. Eimüller, P. Fisher, G. Schütz, M. Scholz, G. Bayreuther, P. Guttman, G. Schmahl, M. Köhler. *J. Appl. Phys.* **89**, 11, 7162 (2001).
- [3] S.A. Koch, G. Palasantzas, T. Vystavel, Th.M. De Hosson, C. Binns, S. Louch. *Phys. Rev. B* **71**, 085 410 (2005).
- [4] M. Zöfl, S. Kreuzer, D. Weiss, G. Bayreuther. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 7016 (2000).
- [5] K.Yu. Guslienko, V. Hoxosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi. *Phys. Rev. B* **65**, 024 414 (2001).
- [6] Л.Ф. Чеботкевич, А.В. Огнев, Б.Н. Грудин, Ю.П. Иванов. *ФММ* **100**, 6, 42 (2005).