

05,13

Магнитные свойства массивов эпитаксиальных нанодисков Co, упакованных на атомарно-гладких и вицинальных подложках Si

© Л.А. Чеботкевич^{1,2}, К.С. Ермаков¹, А.В. Огнев^{1,2}, Е.В. Пустовалов¹¹ Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия² Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

E-mail: ognevav@gmail.com

(Поступила в Редакцию 5 апреля 2011 г.)

Из эпитаксиальных пленок Co, осажденных на атомарно-гладкие и вицинальные монокристаллы Si(111), с помощью сфокусированного пучка ионов Ga⁺ формировались массивы круглых нанодисков. Методом сканирующей туннельной микроскопии определялась шероховатость поверхности. Исследованы коэрцитивная сила и процессы перемагничивания пленок и массивов эпитаксиальных нанодисков Co. Показано, что коэрцитивная сила массивов нанодисков Co на атомарно-гладком Si(111) больше, а на вицинальном Si(111) меньше, чем в эпитаксиальных пленках. Исследования магнитной структуры нанодисков методом магнитной силовой микроскопии совместно с микромагнитным моделированием показали, что в нанодисках на атомарно-гладких подложках процессы перемагничивания протекают через вихреподобные состояния, а на вицинальных — через состояние „C“-типа.

Работа поддержана программой АВЦП „Развитие научного потенциала высшей школы“ (№ 2.1.1/3005), ФЦП (госконтракт № 02.740.11.0549), РФФИ (грант № 09-02-00022-а).

1. Введение

Стремительное развитие спинтроники обусловлено перспективами практического применения результатов исследований. На базе магнитных наноструктур разрабатываются магниторезистивная память, вихревая память, элементы магнитной логики и среды для записи информации [1–4].

В наноструктурах конечная магнитная конфигурация будет определяться конкуренцией собственной магнитостатической энергии, обусловленной формой, энергии магнитной анизотропии и обменной энергии. Известно, что с уменьшением размера наноструктур возрастает вероятность термических флуктуаций намагниченности. Для того чтобы гарантированно хранить информацию отношение энергии магнитной анизотропии к тепловой энергии $K_u V / k_B T$ должно быть больше 60 (K_u — константа магнитной анизотропии, V — объем, k_B — константа Больцмана, T — температура) [5]. Поэтому эпитаксиальные наноструктуры с высоким значением магнитокристаллической анизотропии интересны для практического использования. Более того, совершенная структура эпитаксиальных наноточек (по сравнению с поликристаллическими) позволяет повысить отношение сигнал/шум [6]. В настоящее время достаточно хорошо исследованы эпитаксиальные наноточки Fe на GaAs и MgO [7,8]. Однако эпитаксиальные наноточки кобальта изучены мало. Так, в работах [9,10] рассмотрены массивы наноточек кобальта со структурой Co(001) и Co(0001). В литературе до сих пор нет данных по исследованию массивов эпитаксиальных

наноточек Co(111) и влияния шероховатости границ раздела магнетик/подложка на магнитные свойства.

В настоящей работе приведены результаты исследования магнитных свойств нанодисков кобальта, полученных из пленок Co(111), которые были осаждены на атомарно-гладкие и вицинальные поверхности Si(111).

2. Эксперимент

Пленки Co толщиной 7 nm осаждались на атомарно-гладкие и вицинальные монокристаллические подложки Si(111) в вакууме $P = 10^{-10}$ Торр из эффузионных ячеек. Температура подложек в процессе напыления не изменялась и составляла 50°C. Для дегазации подложки Si предварительно прогревались в течение 8 h при температуре 500–550°C. Перед осаждением пленок Co на поверхности Si(111) формировался буферный слой Cu толщиной 2.4 nm для предотвращения образования силицида Co. Для предотвращения окисления пленки Co были покрыты слоем Cu толщиной 3.7 nm. Скорости осаждения Cu и Co составляли 0.9 и 0.2 nm/min соответственно.

Картины дифракции быстрых электронов (ДБЭ) показали, что при осаждении Cu на подложки Si(111) формировались эпитаксиальные пленки Cu(111)-R30° с поверхностной реконструкцией (1 × 1). Картины ДБЭ пленок Co, осажденных на атомарно-гладкие и на вицинальные подложки, также показали, что решетка ГЦК-Co имеет такую же ориентацию, как и буферный слой Cu: Co(111)/Cu(111)-R30°/Si(111) и $\langle 110 \rangle_{Co} \parallel \langle 112 \rangle_{Si}$ (рис. 1, a, b). Из изображений сканирующей туннельной

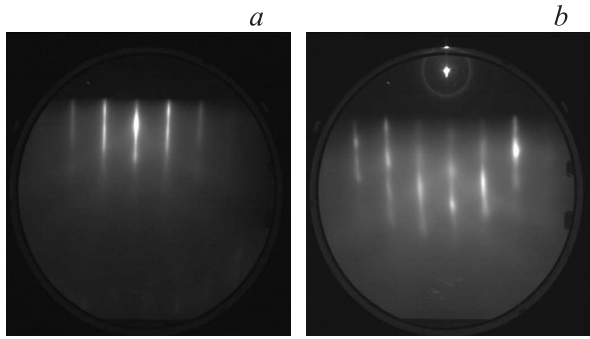


Рис. 1. Картины ДФЭ пленок Co, осажденных на атомарно-гладкую (a) и вицинальную (b) подложки Si(111).

микроскопии (СТМ) поверхности монокристаллического Si и эпитаксиальных пленок была определена шероховатость [11]. На атомарно-гладком Si(111) высота ступеней $h = 0.3$ nm, ширина террас $d = 50-600$ nm, а на вицинальном — $h = 2.4$ nm, $d = 30-40$ nm. Среднеквадратичная шероховатость эпитаксиальной пленки Co, осажденной на атомарно-гладкую подложку, $\langle h \rangle = 0.4$ nm, период шероховатостей 400 nm, а для пленки, осажденной на вицинальную подложку, $\langle h \rangle = 1$ nm и период шероховатостей 100 nm.

Затем из пленок Co, осажденных на атомарно-гладкие и на вицинальные подложки Si, сфокусированным пучком ионов Ga⁺ формировались массивы круглых нанодисков Co диаметром $D = 500$ nm с периодом $l = 3D$. Ток ионной пушки при травлении составлял от 2 до 50 pA. Диаметр ионного пучка изменялся от 11 до 17 nm. Глубина травления составляла ~ 50 nm. В качестве маски использовалось растровое изображение круглых отверстий на поле сканирования. Для исключения влияния сплошной пленки на измеряемые магнитные параметры массивов вокруг массива нанодисков производили очистку от магнитного материала пространства в $50 \mu\text{m}$.

Массивы вырезались так, чтобы одна грань была параллельна кристаллографическому направлению $[0\bar{1}1]$, а другая — параллельна направлению $[\bar{2}11]$ пленки Co.

Магнитные свойства пленок и массивов нанодисков Co исследовались методами магнитооптической магнитометрии и магнитной силовой микроскопии (МСМ). Для получения магнитооптического отклика со всего массива наноструктур диаметр пятна лазера был увеличен до $\sim 15 \mu\text{m}$. Исследование образцов методом МСМ осуществлялось по двухпроходной методике [12]. Для предотвращения перемагничивания нанодисков сканирование производилось двумя типами зондов: стандартными [13] и с низким значением магнитного момента [14].

3. Результаты и обсуждение

Для данных массивов эпитаксиальных нанодисков Co были проведены оценки энергии анизотро-

пии $E_a = K_{[110]}V$, магнитостатической энергии нанодиска $E_N = \frac{1}{2} N_b M_s^2$ и энергии диполь-дипольного взаимодействия между нанодисками

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

где V — объем нанодиска, $K_{[110]}$ — константа кристаллографической анизотропии в направлении $\langle 110 \rangle$, $r_{i,j}$ — радиус-вектор, $\alpha_{i,j}$ — угол между радиус-вектором и направлением намагниченности в точке, M_s — намагниченность насыщения, N_b — размагничивающий фактор в плоскости нанодиска. Для определения N_b нанодиск рассматривали в виде сплюснутого сфероида [15]. Для массива эпитаксиальных нанодисков получили $E_{d-d} \approx 10^{-11}$ erg, $E_N \approx 3 \cdot 10^{-10}$ erg, $E_{a\langle 110 \rangle} \approx 6 \cdot 10^{-10}$ erg. Энергия E_{d-d} меньше энергий $E_{a\langle 110 \rangle}$ и E_N более чем на порядок, поэтому она не учитывалась. Магнитная структура массивов в этом случае будет определяться конкуренцией энергии анизотропии и магнитостатической энергии нанодиска.

На рис. 2, a приведены МСМ-изображения магнитной структуры нанодисков, упакованных на атомарно-гладкой подложке Si(111).

Видно, что при перемагничивании магнитная структура проходит следующие состояния: однодоменное \rightarrow „C“-типа \rightarrow вихреподобное \rightarrow „C“-типа \rightarrow однодоменное, если $\mathbf{H} \parallel [110]$, и однодоменное \rightarrow „C“-типа \rightarrow замкнутый магнитный поток \rightarrow „C“-типа \rightarrow однодоменное, если $\mathbf{H} \parallel [112]$.

В качестве подтверждения того, что при формировании магнитной структуры играет роль кристаллографическая анизотропия, на рис. 2, b приведено МСМ-изображение в случае, когда поле приложено в направлении оси трудного намагничивания $[\bar{2}11]$. В размагниченном состоянии в нанодиске Co(111) хорошо видны три области с намагниченностью вдоль кристаллографических направлений типа $\langle 110 \rangle$. Это состояние

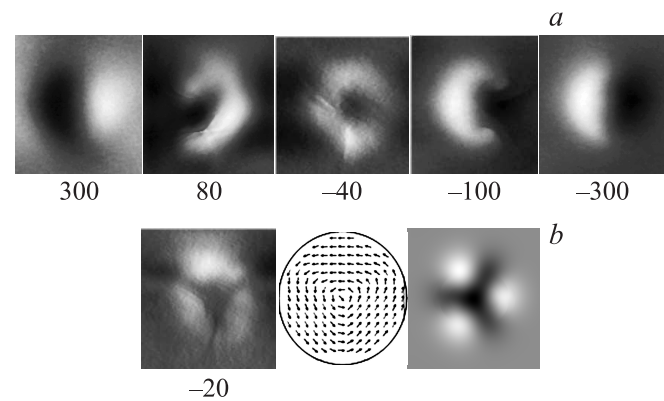


Рис. 2. МСМ-изображения магнитной структуры эпитаксиального нанодиска Co на атомарно-гладкой поверхности Si(111). a — $\mathbf{H} \parallel [0\bar{1}1]$, b — $\mathbf{H} \parallel [\bar{2}11]$. Числа под МСМ-изображениями — величина внешнего магнитного поля (в Oe).

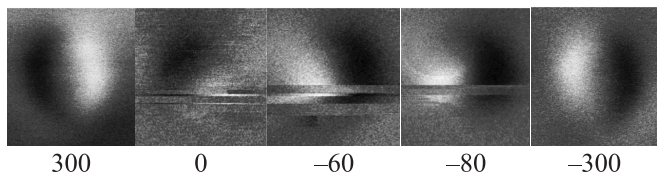


Рис. 3. МСМ-изображения магнитной структуры эпитаксиального нанодиска Co на вицинальной поверхности Si(111). Числа под МСМ-изображениями — величина внешнего магнитного поля (в Oe).

с замкнутым магнитным потоком. На этом же рисунке приведены результаты микромагнитного моделирования спиновой структуры нанодиска. При микромагнитном моделировании использовались следующие параметры: $M_s = 1400$ G, константы обменного взаимодействия $A = 2.32 \cdot 10^{-6}$ erg/cm и магнитокристаллической анизотропии $K_{(110)} = 0.3 \cdot 10^6$ erg/cm³, размер элемен-

тарной ячейки 6 nm. Видно, что спины выстраиваются вдоль трех кристаллографических направлений типа $\langle 110 \rangle$. Здесь же показан рассчитанный контраст МСМ для спиновой структуры нанодиска, который хорошо согласуется с экспериментальным изображением.

В массивах эпитаксиальных нанодисков Co на вицинальной подложке Si при изменении внешнего магнитного поля от -300 до $+300$ Oe магнитная структура переходит из однодоменного состояния в „C“-состояние, затем состояние „C“-типа скачком изменяется на 180° (минуя вихревое состояние или состояние замкнутого магнитного потока) и переходит в однодоменное состояние (рис. 3). В диапазоне полей от 0 до -80 Oe нанодиск Co перемagnичивается под действием полей рассеивания магнитного зонда. Об этом свидетельствуют горизонтальные полосы на изображениях магнитной структуры. При сканировании по двухпроходной методике с различным расстоянием зонд-образец (от 30 до 150 nm) избежать переключения „C“-состояния не удалось.

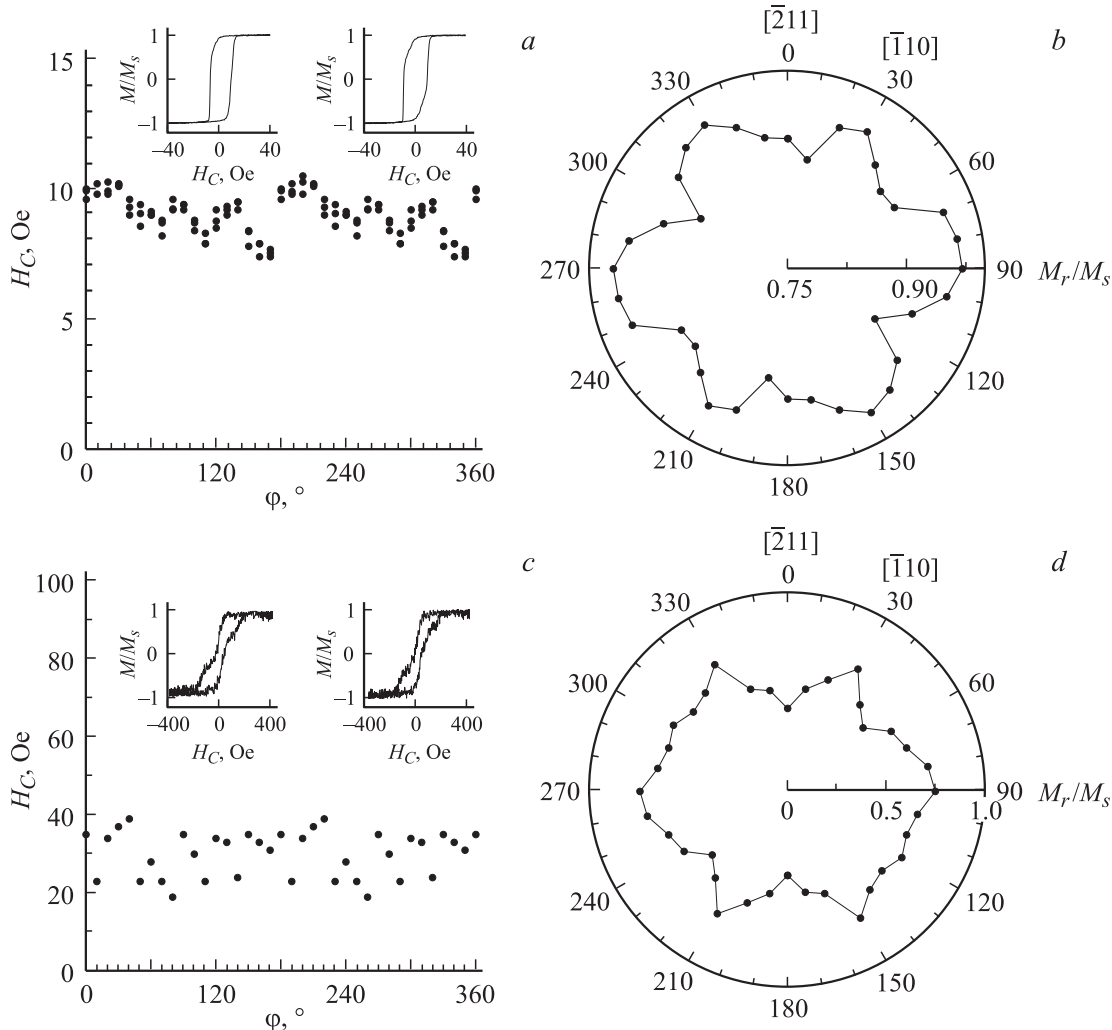


Рис. 4. Зависимость коэрцитивной силы (a, c) и нормированной остаточной намагниченности (b, d) пленки Co (a, b) и массива эпитаксиальных нанодисков Co (c, d) от азимутального угла. Подложка — атомарно-гладкий монокристалл Si(111). На вставках приведены петли магнитного гистерезиса для $\varphi = 90$ и 300° (направления $[0\bar{1}1]$ и $[\bar{1}\bar{1}2]$ соответственно).

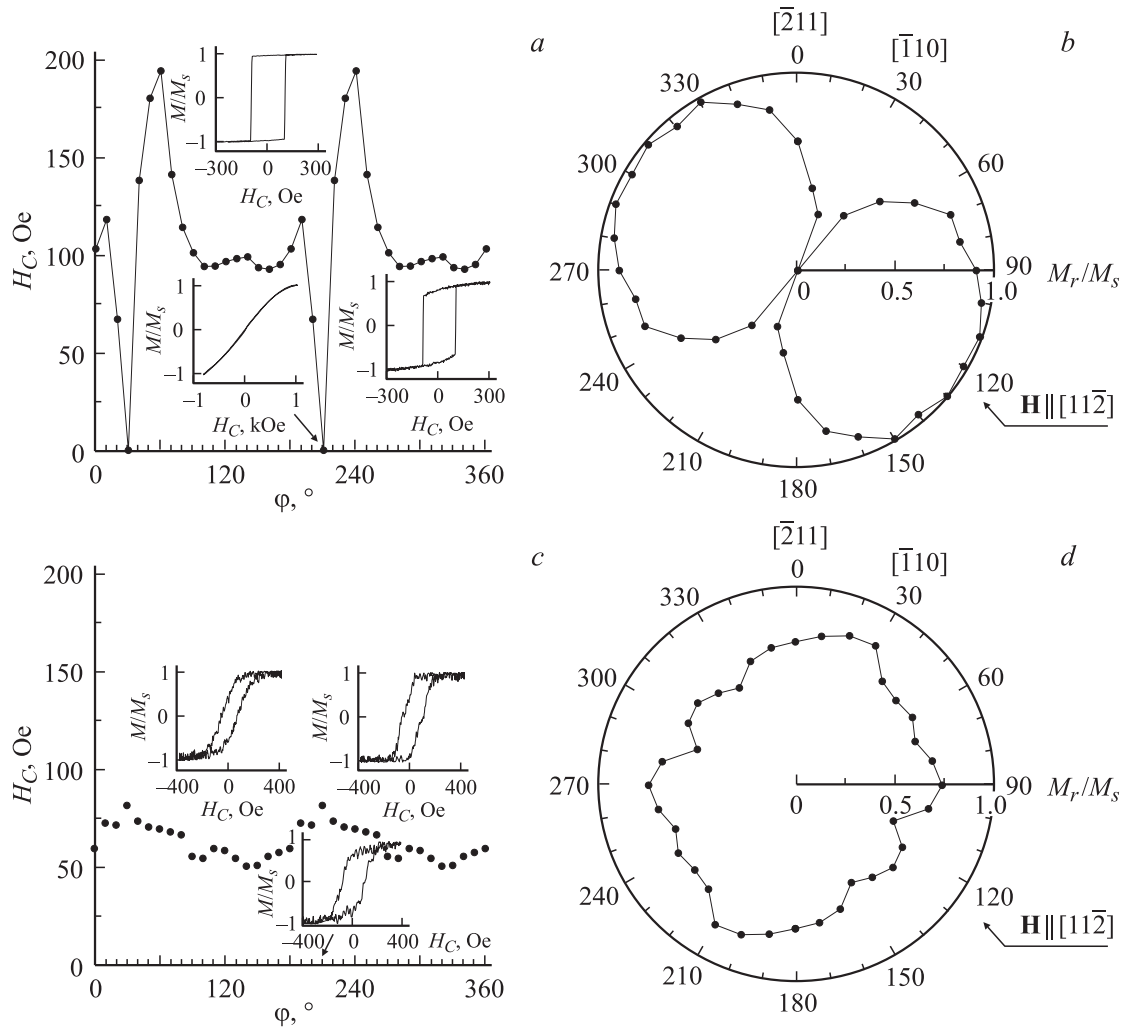


Рис. 5. Зависимость коэрцитивной силы (a, c) и нормированной остаточной намагниченности (b, d) пленки Co (a, b) и массива эпитаксиальных нанодисков Co (c, d) от азимутального угла. Подложка — вицинальный монокристалл Si(111). Ступенька направлена вдоль $[11\bar{2}]$. На вставках приведены петли магнитного гистерезиса для $\varphi = 120, 210$ и 270° (направления $[11\bar{2}]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[0\bar{1}1]$ соответственно).

Зависимость коэрцитивной силы от азимутального угла $H_C(\varphi)$ показана на рис. 4 (φ — угол ориентации внешнего магнитного поля относительно направления $[\bar{2}11]$). Видно, что коэрцитивная сила в массиве нанодисков Co, упакованных на атомарно-гладкой поверхности Si(111), возросла примерно в 3 раза по сравнению с эпитаксиальной пленкой Co (рис. 4, a, c). H_C в массиве нанодисков Co возрастает из-за магнитостатической энергии нанодиска и шероховатости границ нанодисков. В массиве эпитаксиальных нанодисков Co на атомарно-гладкой подложке петли магнитного гистерезиса, полученные с помощью продольного магнитооптического эффекта Керра, „пережаты“, что позволяет определить поле зарождения и аннигиляции вихреподобного состояния.

Полярные диаграммы $M_r/M_s(\varphi)$ пленки и массива нанодисков Co аналогичны (рис. 4, b, d). Здесь M_r — остаточная намагниченность насыщения. Относитель-

ная намагниченность M_r/M_s в массиве эпитаксиальных нанодисков Co меньше, чем в пленке. Максимальные значения M_r/M_s приходится на углы $\varphi = 30, 90$ и 150° , соответствующие легким кристаллографическим направлениям типа $\langle 110 \rangle$, а минимальные значения M_r/M_s соответствуют трудным кристаллографическим направлениям $\langle 11\bar{2} \rangle$ ($\varphi = 0, 60, 120^\circ$).

Кривые $H_C(\varphi)$ массива нанодисков, упакованных на вицинальных подложках Si(111), существенно отличаются от эпитаксиальных пленок (рис. 5, a, c). Во-первых, в массиве нанодисков H_C меньше, чем в эпитаксиальной пленке. Во-вторых, в направлении \mathbf{H} , перпендикулярном ступени, в массиве петля магнитного гистерезиса раскрыта, в то время как в пленке она безгистерезисная. Возможно, это связано с тем, что в эпитаксиальной пленке, когда поле \mathbf{H} направлено вдоль кристаллографической оси легкого намагничивания $\langle 110 \rangle$ или параллельно ступени, процесс перемагничивания осуществля-

ется одним скачком вектора намагничивания из состояния $+M_s$ в состояние $-M_s$. В массиве эпитаксиальных нанодисков перемагничивание происходит постепенно через состояние „С“-типа и не синхронно. Отсутствие сужения на петле гистерезиса подтверждает, что в процессе перемагничивания вихреподобные состояния не образуются [16].

Кривые $M_r/M_s(\varphi)$ массива и пленки на вицинальной подложке Si(111) имеют существенные различия (рис. 5, *b, d*). В пленке явно выражена ось легкого намагничивания в направлении, параллельном ступеням ($\varphi = 120^\circ$). Размытость M_r/M_s объясняется тем, что под углом 30° вправо и влево от ступеньки расположены кристаллографические оси типа $\langle 110 \rangle$. В массиве нанодисков Co максимумы M_r/M_s наблюдаются, когда поле \mathbf{H} ориентировано вдоль направления кристаллографических осей типа $\langle 110 \rangle$ ($\varphi = 30, 90^\circ$). Некоторое возрастание M_r/M_s наблюдается также в направлении ступеньки. Однако этот максимум M_r/M_s менее выражен, так как он совпадает с направлением оси трудного кристаллографического намагничивания [11 $\bar{2}$] ($\varphi = 120^\circ$).

4. Заключение

Исследование процессов перемагничивания массивов эпитаксиальных нанодисков Co показало следующее.

1) Величина коэрцитивной силы массивов нанодисков Co(111), осажденных на атомарно-гладких подложках Si(111), возрастает, а в массивах на вицинальных подложках уменьшается по сравнению с эпитаксиальными пленками Co.

2) При перемагничивании эпитаксиальных нанодисков, упакованных на атомарно-гладких подложках Si(111), магнитная структура проходит ряд состояний: однодоменное \rightarrow „С“-типа \rightarrow вихреподобное \rightarrow „С“-типа \rightarrow однодоменное, если $\mathbf{H} \parallel [110]$, и однодоменное \rightarrow „С“-типа \rightarrow замкнутый магнитный поток \rightarrow „С“-типа \rightarrow однодоменное, если $\mathbf{H} \parallel [11\bar{2}]$.

В эпитаксиальных нанодисках, упакованных на вицинальных подложках, при изменении магнитного поля от отрицательного до положительного насыщения магнитная структура проходит следующие состояния: однодоменное \rightarrow „С“-типа \rightarrow однодоменное.

Авторы выражают благодарность К.В. Нефедову за моделирование контраста МСМ-изображения.

Список литературы

- [1] J. Chi. Ultrathin magnetic structures IV. Applications of nanomagnetism / Ed. B. Heinrich. Springer, Berlin (2005). 257 p.
- [2] S. Bohlens, B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, G. Meier, D. Pfannkuche. Phys. Lett. **93**, 142 508 (2008).

- [3] S. Kurtz, E. Varga, M.J. Siddiq, M. Niemier, W. Porod, X.S. Hu, G.H. Bernstein. J. Phys.: Cond. Matter **32**, 053 202 (2011).
- [4] B.D. Terris, T. Thomson. J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, R 199 (2005).
- [5] D. Weller, A. Moser. IEEE Trans. Magn. **35**, 4423 (1999).
- [6] Akira Kikitsu. J. Magn. Magn. Mater. **321**, 6, 526 (2009).
- [7] R. Pulwey, M. Zolfl, G. Bayreuther, D. Weiss. J. Appl. Phys. **91**, 10, 7995 (2002).
- [8] M. Hanson, C. Johansson, B. Nilsson, P. Isberg, R. Wäppling. J. Appl. Phys. **85**, 2793 (1999).
- [9] C.A.F. Vaz, L. Lopez-Diaz, M. Klaui, J.A.C. Bland, T.L. Monchesky, J. Unguris, Z. Cui. Phys. Rev. B **67**, 140 405(R) (2003).
- [10] N. Bardou, B. Bartenkian, C. Chappert, R. Mégy, P. Veillet, J.P. Renard, F. Rousseaux, M.F. Ravet, J.P. Jamet, P. Meyer. J. Appl. Phys. **79**, 8, 5848 (1996).
- [11] К.С. Ермаков, Ю.П. Иванов, Л.А. Чеботкевич. ФТТ **52**, 12, 2392 (2010).
- [12] В.Л. Миронов. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Техносфера, М. (2005). 144 с.
- [13] http://www.ntmdt-tips.com/catalog/golden/mag/products/NSG01_Co_15.html.
- [14] <http://www.nanosensors.com/PPP-LM-MAMR.htm>.
- [15] J.A. Osborn. Phys. Rev. **67**, 11, 351 (1945).
- [16] R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye, M.E. Welland, D.M. Tricker. Phys. Rev. Lett. **83**, 1042 (1999).