

Размерные эффекты в тонких антиферромагнитных слоях и многослойных магнитных структурах ферромагнетик–немагнитный металл

© А.А. Берзин, А.И. Морозов, А.С. Сигов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет),
119454 Москва, Россия

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 26 января 2005 г.)

Рассмотрены особенности спин-флоп и спин-флип переходов в тонких антиферромагнитных слоях и многослойных магнитных структурах ферромагнетик–немагнитный металл. Найдена зависимость величин магнитного поля, соответствующих этим фазовым переходам, от толщины антиферромагнетика или числа слоев в многослойной структуре.

Работа поддержана грантом CRDF–Минобразования РФ VZ-010-0.

1. Введение

В современной магнитоэлектронике активно используются магнитные слои толщиной 1–10 nm и образованные такими слоями многослойные структуры. Для этих объектов влияние поверхностей и границ раздела слоев, а также размерные эффекты сильно выражены, поэтому их изучение представляет собой актуальную задачу. Целью данной работы является теоретическое исследование вызванных внешним магнитным полем процессов опрокидывания и схлопывания подрешеток в тонком слое зеркального антиферромагнетика с некомпенсированными поверхностями.

Полученные результаты полностью применимы к антиферромагнитно-связанным многослойным магнитным структурам, состоящим из чередующихся ферромагнитных и немагнитных металлических слоев нанометровой толщины. Подобные структуры привлекли к себе пристальное внимание после открытия в них явления гигантского магнетосопротивления [1]. Если предполагать, что ферромагнитные слои, входящие в состав многослойной структуры, намагничены однородно, то поведение такой многослойной структуры во внешнем магнитном поле аналогично поведению плоскопараллельного слоя антиферромагнетика с некомпенсированными границами. Теоретическое исследование подобных структур проводилось численными методами в ряде работ [2–9], однако попыток аналитического рассмотрения размерных эффектов практически не предпринималось.

В нашей предыдущей работе [10] были рассмотрены искажения магнитной структуры вблизи поверхности антиферромагнетика, вызываемые внешним магнитным полем. Были исследованы случаи как компенсированной, так и некомпенсированной поверхности и рассчитана глубина r_c проникновения этих искажений в глубь антиферромагнетика (радиус корреляции параметра порядка) во всем диапазоне магнитных полей вплоть до поля схлопывания подрешеток антиферромагнетика (поля спин-флип перехода).

Оказалось, что в случае компенсированной поверхности антиферромагнетика эта глубина порядка межатомного расстояний для всех значений магнитного поля, за исключением непосредственной окрестности поля спин-флип перехода, при стремлении к которому имеет место расходимость r_c .

В случае некомпенсированной поверхности антиферромагнетика в полях, меньших поля опрокидывания подрешеток (поля спин-флоп перехода), глубина проникновения поверхностных искажений по порядку величины равна толщине доменной стенки в антиферромагнетике. Более того, в поле, ориентированном параллельно легкой оси, имеет место расходимость r_c при приближении значения магнитного поля к полю объемного спин-флоп перехода.

В полях, сравнимых с полем схлопывания подрешеток, поведение r_c аналогично случаю компенсированной поверхности антиферромагнетика. Таким образом, размерные эффекты существенны в области магнитных полей, меньших или порядка поля спин-флоп перехода, а также вблизи спин-флип перехода.

2. Описание модели

Рассмотрим слой антиферромагнетика с идеально гладкими граничными поверхностями при температурах $T \ll T_N$ (T_N — температура Нееля), когда модули намагниченностей подрешеток можно считать неизменными. Ограничимся рассмотрением локализованных спинов в приближении гейзенберговского обменного взаимодействия между ближайшими соседями. Число последних для спинов, лежащих в поверхностной атомной плоскости, меньше, чем в объеме, что делает их более податливыми к воздействию внешнего магнитного поля. Именно поэтому величина поля поверхностного спин-флоп перехода оказывается ниже объемного значения [11–13]. Будем предполагать, что ось легкого намагничивания лежит в плоскости поверхности.

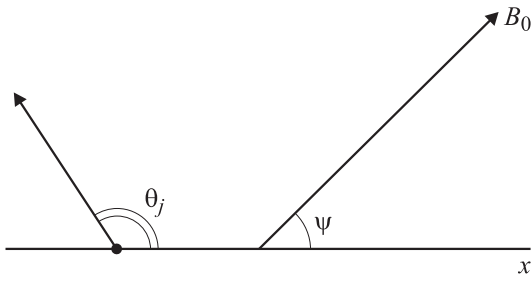


Рис. 1. Ориентация намагниченностей атомных плоскостей антиферромагнитного слоя относительно оси легкого намагничивания (ось x) и направления внешнего магнитного поля.

В случае некомпенсированной поверхности все спины, лежащие в поверхностной атомной плоскости, коллинеарны и принадлежат одной подрешетке. Пронумеруем атомные плоскости, параллельные поверхности, индексом j , начиная от одной из поверхностей. Спины в четных и нечетных плоскостях отвечают разным подрешеткам. Положение спина в атомной плоскости будем задавать углом θ_j , который образует соответствующий спину магнитный момент с выделенным направлением, параллельным легкой оси (рис. 1).

Энергия обменного взаимодействия принимает вид

$$W_{\text{ex}} = \frac{N|J_{af}|S_{af}^2 a}{2} \sum_{j=1}^M [\cos(\theta_j - \theta_{j-1})(1 - \delta_{1,j}) + \cos(\theta_j - \theta_{j+1})(1 - \delta_{M,j})], \quad (1)$$

где N — число спинов в атомной плоскости, $J_{af} < 0$ — интеграл обмена между ближайшими спинами, S_{af} — среднее значение спина атома, a — число ближайших к данному спину соседей, лежащих в соседней атомной плоскости, M — число атомных плоскостей в слое, $\delta_{1,j}$ — символ Кронекера. Для среза (100) объемно центрированной тетрагональной (с осью c , лежащей в плоскости среза) или ромбической решетки $a = 4$. Для многослойной магнитной структуры $a = 1$.

Энергия одноионной анизотропии и зеемановская энергия выражаются соответственно как

$$W_{\text{an}} = -KNS_{af}^2 \sum_{j=1}^M \cos 2\theta_j, \quad (2)$$

$$W_B = -2\mu_B S_{af} B_0 N \sum_{j=1}^M \cos(\theta_j - \psi), \quad (3)$$

где K — константа анизотропии, μ_B — магнетон Бора, B_0 — индукция внешнего магнитного поля, направленного параллельно поверхности под углом ψ к легкой оси (рис. 1).

Минимизируя суммарную энергию $W = W_{\text{ex}} + W_{\text{an}} + W_B$ по параметрам θ_j , получаем систему уравнений

$$\sin(\theta_j - \theta_{j-1})(1 - \delta_{1,j}) + \sin(\theta_j - \theta_{j+1})(1 - \delta_{M,j}) = \alpha \sin 2\theta_j + \beta \sin(\theta_j - \psi), \quad (4)$$

где

$$\alpha = 2K/a|J_{af}| \ll 1, \quad (5)$$

$$\beta = 2\mu_B B_0/a|J_{af}|S_{af}. \quad (6)$$

Поведение тонких антиферромагнитных слоев (многослойных структур ферромагнетик–немагнитный металл) с четным и нечетным числом атомных плоскостей (ферромагнитных слоев) существенно различается. В случае нечетного числа атомных плоскостей поверхностные атомные плоскости относятся к одной подрешетке, поэтому возникающая зависимость $\theta(j)$ оказывается четной относительно середины структуры, в то время как для случая четного числа атомных плоскостей, когда поверхностные атомные плоскости относятся к разным подрешеткам, такая симметрия отсутствует.

3. Спин-флоп переход в слое с четным числом атомных плоскостей

В полубесконечном антиферромагнетике в том случае, когда внешнее магнитное поле антипараллельно вектору намагниченности верхней атомной плоскости, поверхностный спин-флоп переход происходит в поле $\beta_s = \beta_1/\sqrt{2}$, где

$$\beta_1 = \sqrt{8\alpha} \quad (7)$$

— поле объемного спин-флоп перехода [11–13]. При этом, как показано в [10], вблизи поверхности формируется 180° доменная стенка. Причем в ней намагниченности второй и третьей, четвертой и пятой и т.д. атомных плоскостей попарно скомпенсированы. Поскольку намагниченность первой атомной плоскости практически параллельна намагниченности последней четной атомной плоскости, возникающий поверхностный магнитный момент близок к $4\mu_B N S_{af}$.

Численное решение системы уравнений (4) для слоев с числом атомных плоскостей, равным $M = 10, 16, 20, 30, 40, 60$ и 80 , и $\alpha = 0.01$ показало, что в поле, параллельном легкой оси ($\psi = 0$), спин-флоп переход происходит в поле $\beta = \beta_s$. При этом возникает доменная стенка, центр которой располагается посередине слоя.

При $\beta < \beta_s$ имеем $\theta_{2n-1} = 0$, $\theta_{2n} = \pi$, а при $\beta = \beta_s + 0$ в середине слоя

$$\theta_{2n-1}^{\text{mid}} = 0.75\theta_{M/2+1} + 0.25\theta_{M/2-1} \approx \pi/2,$$

$$\theta_{2n}^{\text{mid}} = 0.75\theta_{M/2} + 0.25\theta_{M/2+2} \approx -\pi/2.$$

Таким образом, углы θ_j изменяются скачком в поле $\beta = \beta_s$.

Если толщина слоя d превосходит глубину проникновения искажений r_c , которая, согласно [10], в полях $\beta \approx \beta_1$ дается формулой

$$r_c = 2b/\sqrt{|\beta^2 - \beta_1^2|} \quad (8)$$

(b — межплоскостное расстояние), то намагниченность поверхностных атомных плоскостей практически параллельна внешнему полю (рис. 2, а). Если же $d < r_c$,

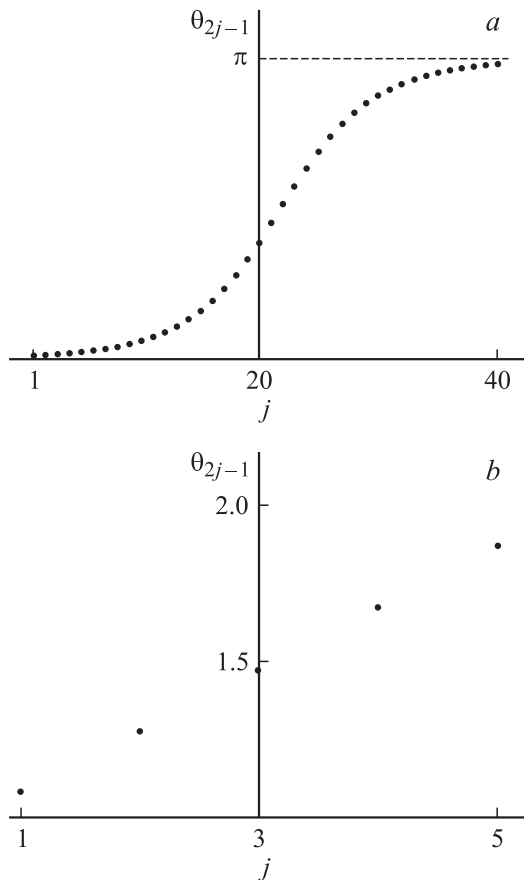


Рис. 2. Направления векторов намагниченности нечетных атомных плоскостей в поле поверхностного спин-флоп перехода для $M = 80$ (a) и 10 (b).

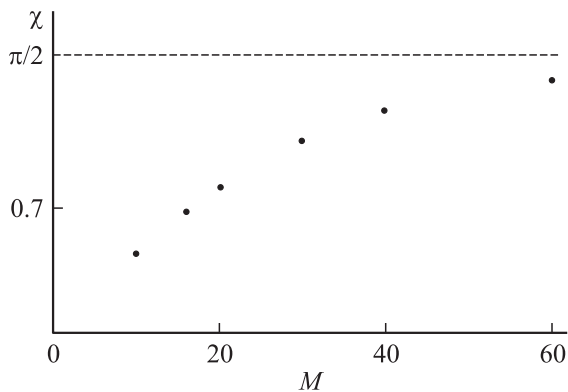


Рис. 3. Зависимость угла разворота намагниченности подрешетки на полутолщине антиферромагнитного слоя от числа атомных плоскостей в слое.

то зависимость $\theta(j)$ близка к линейной, а разворот намагниченности на $\pi/2$ от середины слоя к поверхности не успевает произойти (рис. 2, b). Зависимость $\chi = \theta_1 - \theta_{2n-1}^{mid}$ от M в поле спин-флоп перехода β_s приведена на рис. 3.

По мере приближения к полю объемного спин-флоп перехода β_1 радиус корреляции r_c расходится соглас-

но (8), поэтому вид зависимости $\theta(j)$ становится линейным для всех рассмотренных значений M .

4. Спин-флоп переход в случае нечетного числа слоев

В этом случае обе поверхностные атомные плоскости принадлежат одной подрешетке антиферромагнетика. Поэтому в поле, параллельном намагниченности этой подрешетки, спин-флоп переход в ограниченном слое будет подавлен и произойдет в магнитном поле $\beta_1^* > \beta_1$, так как намагниченностям поверхностных атомных плоскостей энергетически выгодно оставаться коллинеарными полю.

В поле β_1^* происходит фазовый переход второго рода в спин-флоп фазу. В отличие от объемного спин-флоп перехода первого рода и случая четного числа атомных плоскостей угол разворота подрешеток меняется с полем непрерывным образом, причем максимум угла разворота имеет место в середине антиферромагнитного слоя (многослойной структуры). Этот случай иллюстрируется рис. 4 и 5.

Сдвиг поля спин-флоп перехода по сравнению с объемным значением β_1 можно найти из условия $d = Cr_c(\beta_1^*)$, где C — безразмерная константа порядка

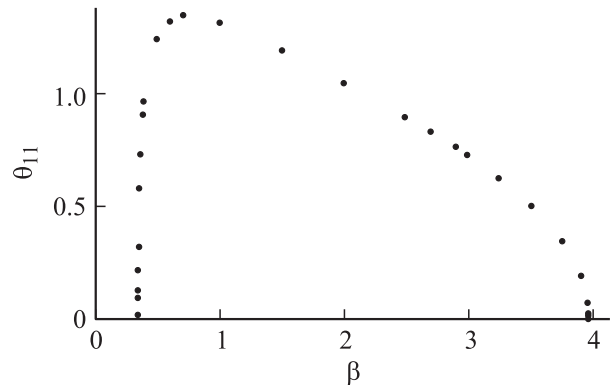


Рис. 4. Зависимость направления вектора намагниченности серединной атомной плоскости от величины магнитного поля в слое с $M = 21$.

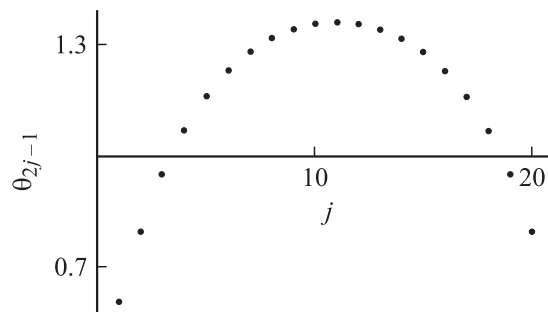


Рис. 5. Направления векторов намагниченности нечетных атомных плоскостей в поле $\beta = 0.4$ для слоя с $M = 41$.

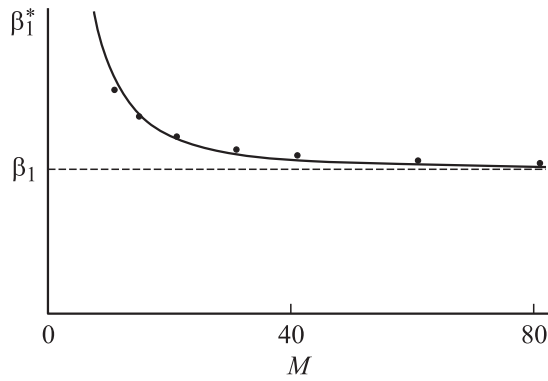


Рис. 6. Зависимость поля спин-флип перехода от числа атомных плоскостей в слое с нечетным числом атомных плоскостей.

единицы. Используя (8), получаем

$$(\beta_1^*)^2 = \beta_1^2 + \left(\frac{2C}{M}\right)^2. \quad (9)$$

Сравнение предлагаемой аппроксимации с расчетными данными (рис. 6) дает значение $C \approx 2$.

5. Сильные магнитные поля

В области полей $\beta_1 \ll \beta < \beta_2$ ($\beta_2 = 2(2 - \alpha) \approx 4$ — поле объемного спин-флип перехода для случая внешнего магнитного поля, параллельного легкой оси) глубина проникновения поверхностных искажений ведет себя, согласно [10], как

$$r_c = -b / \ln \left(\left| 1 - \alpha + \frac{\beta^2(2 - \alpha)}{\beta_2^2 - 2\beta^2} \right| - \sqrt{\left(1 - \alpha + \frac{\beta^2(2 - \alpha)}{\beta_2^2 - 2\beta^2} \right)^2 - 1} \right). \quad (10)$$

Легко видеть, что r_c убывает по мере роста поля, обращаясь в нуль при $\tilde{\beta} = \beta_2 / \sqrt{2} \approx \sqrt{8}$. При дальнейшем возрастании поля r_c начинает увеличиваться, расходясь корневым образом при $\beta \rightarrow \beta_2$.

Если $\beta \sim 1$ и $|\beta_2 - \beta| \sim 1$, то $r_c \sim b$, поэтому при $M \gg 1$ искажения вблизи двух границ слоя можно рассматривать независимо, размерный эффект отсутствует и задача сводится к изученной в работе [10].

Следует только отметить, что если при $\beta < \tilde{\beta}$ отклонения углов скоса подрешеток от объемных значений имеют противоположные знаки, то при $\beta > \tilde{\beta}$ их знаки совпадают (рис. 7).

Вблизи β_2 , когда $r_c \rightarrow \infty$, размерные эффекты снова становятся существенными. Вследствие конечности толщины антиферромагнетика (многослойной структуры) схлопывание подрешеток происходит непрерывным

образом в поле $\beta_2^* < \beta_2$. Величину β_2^* можно найти из условия $d = C'r_c$, что дает

$$\beta_2^* = \beta_2 \left[1 - \frac{1}{8} \left(\frac{C'b}{d} \right)^2 \right]. \quad (11)$$

Сравнение расчетных данных с формулой (11) дает значение $C' \approx 4.5$ как для случая четного, так и для случая нечетного числа атомных плоскостей (рис. 8).

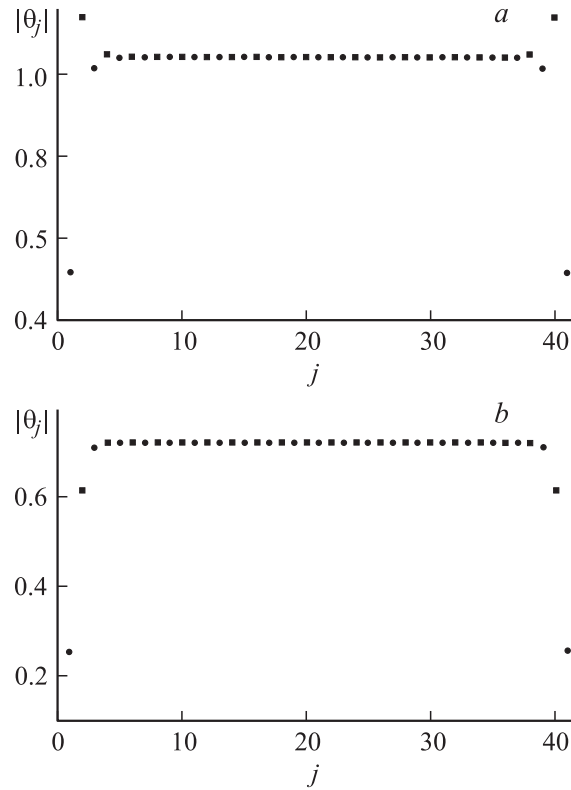


Рис. 7. Направления векторов намагниченности атомных плоскостей в поле $\beta = 2$ (a) и 3 (b) для слоя с $M = 41$. Кружки соответствуют нечетным атомным плоскостям, для которых $\theta_j > 0$, квадраты — четным атомным плоскостям, для которых $\theta_j < 0$.

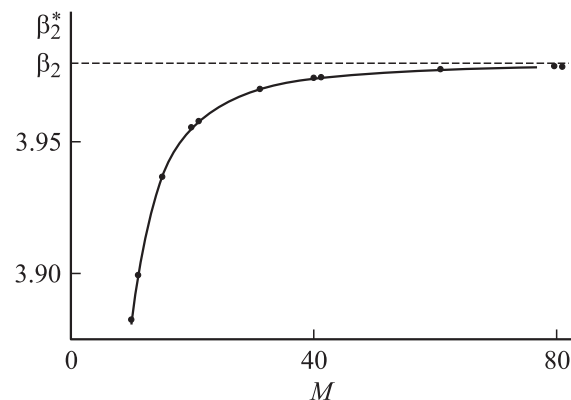


Рис. 8. Зависимость поля спин-флип перехода от числа атомных плоскостей в слое.

6. Поверхностный магнитный момент

Обсудим, чем возникающий во внешнем поле магнитный момент отличается от магнитного момента такого же слоя антиферромагнетика, выделенного мысленно в объеме материала (будем называть последний объемным аналогом).

В случае слоев с четным числом атомных плоскостей магнитный момент возникает в поле $\beta_s = \beta_1/\sqrt{2}$, т.е. в области полей $\beta_s < \beta \leq \beta_1$ магнитный момент ограниченного антиферромагнетика не равен нулю (в отличие от магнитного момента объемного аналога). Он направлен вдоль магнитного поля, параллельного легкой оси.

В полях $\beta > \beta_1$ магнитный момент изменяется практически линейно, достигая насыщения в поле β_2^* (рис. 9, *a*). Отличие магнитного момента слоя от объемного аналога в диапазоне сильных магнитных полей $\beta \leq \beta_2^*$ невелико (рис. 9, *b*) и труднообнаружимо экспериментальными методами.

В случае слоев с нечетным числом атомных плоскостей продольный (направленный по полю) магнитный момент $m_{||}$, равный магнитному моменту некомпенсированной плоскости, существует и в нулевом поле. В поле β_1^* возникает резкий рост $m_{||}$, который сменяется линейным изменением (рис. 10, *a*).

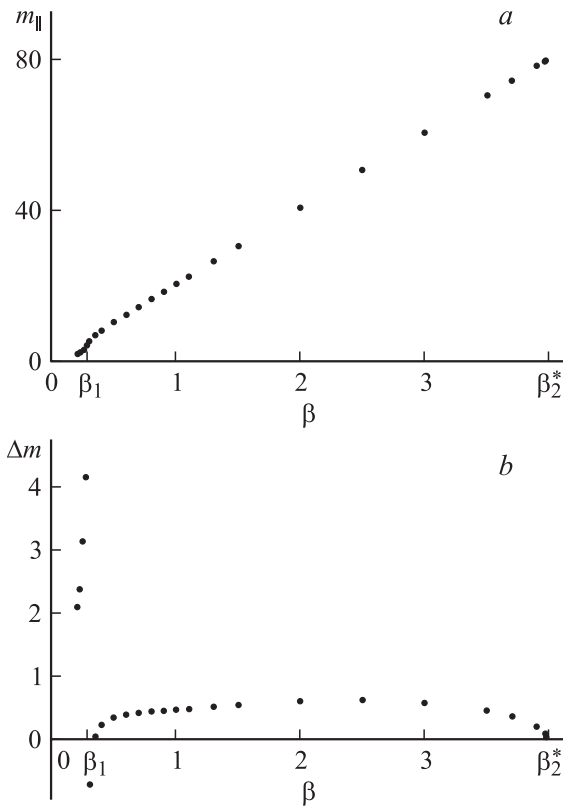


Рис. 9. Зависимости от величины магнитного поля магнитного момента антиферромагнитного слоя с $M = 80$ (*a*) и разности между величинами магнитных моментов данного слоя и его объемного аналога (*b*), выраженных в единицах $2\mu_B NS_{af}$.

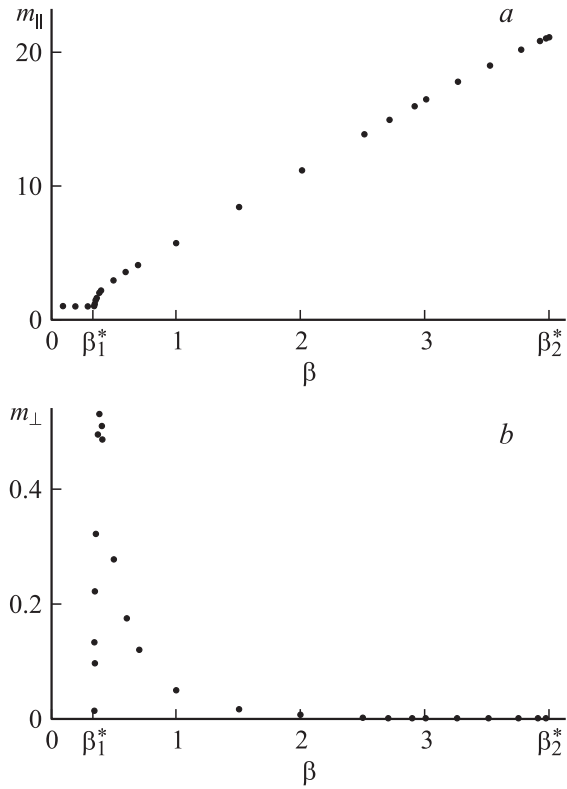


Рис. 10. Зависимости продольной (*a*) и поперечной (*b*) составляющих магнитного момента антиферромагнитного слоя с $M = 21$ от величины магнитного поля.

Но наряду с продольной составляющей в поле β_1^* возникает перпендикулярная полю составляющая магнитного момента m_{\perp} (рис. 10, *b*), лежащая в плоскости слоя. Величина m_{\perp} отлична от нуля в области полей $\beta \gtrsim \beta_1^*$, где происходит плавный разворот намагниченностей подрешеток. В полях $\beta \gg \beta_1^*$, когда этот разворот уже завершен, $m_{\perp} = 0$. В объемном аналоге слоя величина

$$m_{\perp} = 2N\mu_B S_{af} \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{\beta_2}\right)^2}$$

существенно отлична от нуля во всем диапазоне полей $\beta_1 < \beta < \beta_2$, за исключением окрестности β_2 , и имеет противоположное направление.

7. Роль шероховатости

Если в многослойных магнитных структурах число слоев фиксировано, то наличие атомных ступеней на поверхности антиферромагнетика приводит к изменению числа атомных плоскостей. По разные стороны ступени число плоскостей различается на единицу.

Если характерное расстояние между ступенями R существенно превосходит r_c , антиферромагнитный слой разбивается на домены, границы которых перпендикулярны поверхности слоя и совпадают с краями ступеней

на одной из его поверхностей. Поведение намагниченности в каждом домене диктуется числом атомных плоскостей, которое внутри домена остается неизменным. Тип домена определяется комбинацией двух параметров: четности числа атомных плоскостей и номера подрешетки антиферромагнетика, которой принадлежит верхняя атомная плоскость. Всего возможно четыре комбинации и, следовательно, четыре типа доменов. При $\beta_s < \beta < \beta_1^*$ в доменах с четным числом атомных плоскостей будет наблюдаться спин-флоп фаза, в то время как в доменах с нечетным числом атомных плоскостей устойчивой будет коллинеарная фаза.

При $\beta \rightarrow \beta_1 - 0$ радиус корреляции искажений расходуется, что будет приводить к размытию доменной картины при $r_c(\beta) > R$ вследствие усреднения поверхностных искажений.

Доменная структура снова станет четкой в полях $\beta > \beta_1$, когда $r_c(\beta)$ станет меньше R . По мере приближения к β_2^* контраст между доменами будет ослабляться и исчезнет в точке $\beta = \beta_2^*$.

8. Выводы

В заключение сформулируем основные выводы работы.

1) Характер спин-флоп перехода в нанослое антиферромагнетика (многослойной антиферромагнитно-связанной структуре ферромагнетик–немагнитный металл) существенно зависит от четности числа атомных плоскостей (ферромагнитных слоев).

2) В слое с четным числом атомных плоскостей спин-флоп переход первого рода происходит в поле поверхностного спин-флоп перехода. В результате возникает состояние с доменной стенкой, центрированной в середине слоя.

3) В слое с нечетным числом атомных плоскостей спин-флоп переход второго рода возникает в поле, превышающем поле объемного спин-флоп перехода, зависящем от толщины слоя.

4) Схлопывание подрешеток антиферромагнетика происходит в поле, меньшем поля объемного спин-флип перехода, зависящем от толщины антиферромагнетика.

5) Шероховатость поверхностей антиферромагнитного слоя ведет в определенных условиях к разбиению его на домены, границы которых перпендикулярны поверхностям слоя и совпадают с краями атомных ступеней на них. Четыре типа возникающих доменов различаются четностью числа атомных плоскостей и номером подрешетки, соответствующей поверхностной атомной плоскости.

Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 21, 2472 (1988).
- [2] R.W. Wang, D.L. Mills, E.E. Fullerton, J.E. Mattson, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 6, 920 (1994).
- [3] L. Trallori. *Phys. Rev. B* **57**, 10, 5923 (1998).
- [4] N. Papanicolaou. *J. Phys.: Cond. Matter* **10**, 8, L131 (1998).
- [5] A.L. Dantas, A.S. Carrico. *Phys. Rev. B* **59**, 2, 1223 (1999).
- [6] S.G.E. te Velthuis, J.S. Jiang, S.D. Bader, G.P. Felcher. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 127 203 (2002).
- [7] A.N. Bogdanov, U.K. Rossler. *Phys. Rev. B* **68**, 012 407 (2003).
- [8] U.K. Rossler, A.N. Bogdanov. *Phys. Rev. B* **69**, 094 405 (2004).
- [9] U.K. Rossler, A.N. Bogdanov. *Phys. Rev. B* **69**, 184 420 (2004).
- [10] А.А. Берзин, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **47**, 9, 1651 (2005).
- [11] D.L. Mills. *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1, 18 (1968).
- [12] D.L. Mills, W.M. Saslow. *Phys. Rev. Lett.* **171**, 2, 488 (1968).
- [13] F. Keffer, H. Chow. *Phys. Rev. Lett.* **31**, 17, 1061 (1973).