

Магнитная структура границы раздела системы ферромагнетик–антиферромагнетик с параллельными осями анизотропии

© А.И. Морозов, Д.О. Рынков

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

Joint European Laboratory LEMAC

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 21 февраля 2007 г.)

Исследована структура спиновой спирали, возникающей на границе ферромагнетик–компенсированный антиферромагнетик в случае параллельных осей анизотропии слоев, и изучена ее эволюция во внешнем магнитном поле.

Работа частично поддержана грантом CRDF-Минобрнауки РФ VZ-101-10 и грантом РФФИ № 05-02-19643-НЦНИЛ_а.

PACS: 75.70.Rf, 75.50.Ee, 75.30.Kz

1. Введение

Исследование магнитных свойств многослойных магнитных систем в настоящее время имеет помимо научного важное техническое значение для проектирования и изготовления различных устройств магнетoeлектроники.

В работе Коона [1] впервые была предсказана взаимно перпендикулярная ориентация векторов ферромагнетизма и антиферромагнетизма (далее спин-флоп ориентация) на гладкой границе раздела системы ферромагнетик–антиферромагнетик со скомпенсированными по магнитному моменту атомными плоскостями, параллельными границе раздела. Данное рассмотрение проводилось в обменном приближении. В реальных системах наряду с обменным взаимодействием необходимо учитывать энергию одноионной анизотропии.

При наличии оси четвертого порядка, перпендикулярной границе раздела слоев, спин-флоп ориентация не препятствует достижению минимума энергии анизотропии в случае, когда кристаллические решетки слоев продолжают друг друга. При этом на границе раздела в ферромагнетике индуцируется антиферромагнитный, а в антиферромагнетике — ферромагнитный параметры порядка, экспоненциально спадающие по мере удаления от границы раздела в глубь слоев на расстояниях порядка атомного [2].

В случае наличия в обоих слоях параллельных друг другу осей легкого намагничивания, лежащих в плоскости раздела слоев, спин-флоп ориентация ведет к фрустрации: невозможно реализовать такую ориентацию и одновременно достичь минимума энергии анизотропии. Исследованию этой ситуации и посвящена данная работа. Как показано далее, в результате конкуренции обменной энергии и энергии анизотропии возникает обменная спиновая спираль (exchange spring): вблизи границы раздела слоев вектор намагниченности и вектор антиферромагнетизма отклоняются от оси легкого

намагничивания, разворачиваясь по мере удаления от границы раздела так, чтобы в глубине слоев быть параллельными легкой оси (рис. 1). Характерная длина, на которой происходит разворот, — это толщина доменной стенки в соответствующем слое.

Обменная спиновая спираль, возникающая в процессе перемагничивания двухслойной структуры жесткий ферромагнетик–мягкий ферромагнетик, изучалась в целом ряде работ (см., например, [3–5]). В системе ферромагнетик–антиферромагнетик спираль возникает в отличие от случая двух ферромагнитных слоев в отсутствие магнитного поля вследствие фрустрации и отвечает равновесному, а не метастабильному, как в системе жесткий ферромагнетик–мягкий ферромагнетик, состоянию.

2. Описание модели

Рассмотрим двухслойную структуру ферромагнетик–антиферромагнетик с атомно-гладкой границей раздела при температурах $T \ll T_C, T_N$ (T_C — температура Кюри

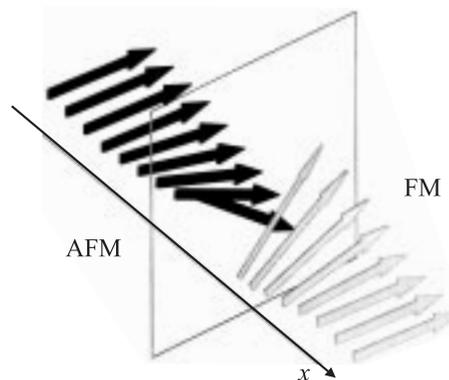


Рис. 1. Распределение параметров порядка вблизи границы раздела ферро- и антиферромагнитного слоев.

ферромагнетика, а T_N — температура Нееля антиферромагнетика), когда модули магнитных моментов атомов можно считать неизменными. Ограничимся рассмотрением локализованных спинов в приближении гейзенберговского обменного взаимодействия между ближайшими соседями. Параметры кристаллических решеток слоев будем полагать практически совпадающими так, чтобы слои образовывали единую объемно-центрированную ромбическую решетку. Рассмотрим случай, когда ось легкого намагничивания $[010]$ лежит в плоскости слоев (101) . Пронумеруем атомные плоскости, параллельные поверхности, индексом j , начиная с одной из поверхностей. Положение спина двух подрешеток в атомной плоскости ферро- или антиферромагнетика будем задавать соответственно углом $\theta_{1,j}(\theta_{2,j})$, который соответствующий спину магнитный момент образует с выделенным направлением, параллельным легкой оси.

Наряду с углами $\theta_{1,j}$ и $\theta_{2,j}$ удобно ввести угол

$$\psi_j = \frac{\theta_{1,j} + \theta_{2,j} - \pi}{2}, \quad (1)$$

который вектор антиферромагнетизма, равный разности векторов намагниченности атомов первой и второй подрешетки в данной атомной плоскости, образует с легкой осью, а также угол

$$\varphi_j = \frac{\theta_{1,j} + \theta_{2,j}}{2}, \quad (2)$$

который вектор ферромагнетизма, равный сумме векторов намагниченности атомов двух подрешеток в данной атомной плоскости, образует с легкой осью.

Энергия обменного взаимодействия принимает вид

$$\begin{aligned} W_{\text{ex}} = & -NJ_f S_f^2 \sum_{i=1}^L (a \cos(\theta_{1,j} - \theta_{2,j-1})(1 - \delta_{1,j}) \\ & + b \cos(\theta_{1,j} - \theta_{2,j}) + a \cos(\theta_{1,j} - \theta_{2,j+1})(1 - \delta_{L,j})) \\ & + N|J_{\text{af}}| S_{\text{af}}^2 \sum_{i=L+1}^{L+P} (a \cos(\theta_{1,j} - \theta_{2,j-1})(1 - \delta_{L+1,j}) \\ & + b \cos(\theta_{1,j} - \theta_{2,j}) + a \cos(\theta_{1,j} - \theta_{2,j+1})(1 - \delta_{L+P,j})) \\ & - NJ_{\text{faf}} S_f S_{\text{af}} a (\cos(\theta_{1,L+1} - \theta_{2,L}) + \cos(\theta_{1,L} - \theta_{2,L+1})), \end{aligned} \quad (3)$$

где N — число спинов атомной плоскости, принадлежащих одной подрешетке; $J_f > 0$, $J_{\text{af}} < 0$ и J_{faf} — интегралы обмена между ближайшими спинами соответственно в ферромагнетике, в антиферромагнетике и спинами, принадлежащими разным слоям; S_f, S_{af} — среднее значение спина ферромагнитного и антиферромагнитного атомов; b, a — число ближайших к данному спину соседей, лежащих соответственно в той же и в соседней атомной плоскости; L, P — число атомных плоскостей в ферро- и антиферромагнитном слое; $\delta_{1,j}$ — символ Кронекера. В рассматриваемом случае $b = 4$, $a = 2$.

Энергия одноионной анизотропии и зеемановская энергия выражаются как

$$\begin{aligned} W_{\text{an}} = & -K_f N S_f^2 \sum_{j=1}^L (\cos 2\theta_{1,j} + \cos 2\theta_{2,j}) \\ & - K_{\text{af}} N S_{\text{af}}^2 \sum_{j=L+1}^{L+P} (\cos 2\theta_{1,j} + \cos 2\theta_{2,j}), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} W_B = & -2\mu_B N S_f B_0 \sum_{j=1}^L (\cos \theta_{1,j} + \cos \theta_{2,j}) \\ & - 2\mu_B N S_{\text{af}} B_0 \sum_{j=L+1}^{L+P} (\cos \theta_{1,j} + \cos \theta_{2,j}), \end{aligned} \quad (5)$$

где K_f, K_{af} — константы анизотропии ферромагнетика и антиферромагнетика соответственно, μ_B — магнетон Бора, B_0 — индукция внешнего магнитного поля, направленного параллельно легкой оси.

Минимизируя суммарную энергию $W = W_{\text{ex}} + W_{\text{an}} + W_B$ по параметрам $\theta_{1,j}, \theta_{2,j}$, получаем систему уравнений, решение которой зависит от безразмерных параметров

$$\alpha_{\text{f(af)}} = 2K_{\text{f(af)}} S_{\text{f(af)}}^2 / a J_{\text{f(af)}} S_{\text{f(af)}}^2 \ll 1, \quad (6)$$

$$\gamma_{\text{af}} = -J_{\text{af}} S_{\text{af}}^2 / J_f S_f^2, \quad (7)$$

$$\gamma_{\text{faf}} = J_{\text{faf}} S_{\text{af}} / J_f S_f, \quad (8)$$

$$\beta_f = 2\mu_B B_0 S_f / a J_f S_f^2. \quad (9)$$

Оно находилось с помощью стандартного пакета прикладных программ Mathematica 5.

В случае когда толщины доменных стенок в слоях намного превосходят межатомные расстояния, а толщины ферро- и антиферромагнитного слоев намного превосходят толщины доменных стенок, удобно перейти к континуальному приближению. При этом можно пренебречь наведенными „несобственными“ параметрами порядка, о которых говорилось во Введении, и считать, что в антиферромагнетике $\theta_{2,j} = \theta_{1,j} + \pi$ и $\psi_j \equiv \theta_{1,j}$, а в ферромагнетике $\theta_{1,j} = \theta_{2,j}$ и $\varphi_j \equiv \theta_{1,j}$.

В континуальном приближении суммарная энергия спирали \tilde{W} , которая получается путем вычитания из энергий слоев энергий их однородного основного состояния, принимает вид

$$\begin{aligned} \tilde{W} = & NJ_f S_f^2 a \left\{ \gamma_{\text{af}} \left[\int_{-\infty}^0 [(\psi'(x))^2 + \alpha_{\text{af}}(1 - \cos 2\psi(x))] dx \right. \right. \\ & + \int_0^{\infty} [(\varphi'(x))^2 + \alpha_f(1 - \cos 2\varphi(x)) \\ & \left. \left. + 2\beta_f(1 - \cos \varphi(x))] dx \right] \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Ферромагнетик занимает полупространство $x > 0$, антиферромагнетик — полупространство $x < 0$, все координаты даны в единицах расстояния между соседними плоскостями (101).

3. Обсуждение результатов

3.1. Толстый слой. В случае, когда энергия обменного взаимодействия намного превосходит энергию анизотропии, на границе раздела ферромагнетик–антиферромагнетик вектор намагниченности практически перпендикулярен вектору антиферромагнетизма

$$\varphi(0) - \psi(0) = \frac{\pi}{2}. \quad (11)$$

Не ограничивая общность рассмотрения, выберем нумерацию двух подрешеток коллинеарного антиферромагнетика так, чтобы в достаточно толстых слоях вдали от границы раздела слоев вектор намагниченности ферромагнетика был параллелен (а не антипараллелен) вектору антиферромагнетизма. Тогда отворот этих векторов от оси легкого намагничивания происходит вблизи границы в разные стороны: $\varphi > 0$ и $\psi < 0$.

Варьируя энергию \tilde{W} (формула (10)), получаем следующие уравнения Эйлера:

$$\psi'' = \alpha_{af} \sin 2\psi, \quad (12)$$

$$\varphi'' = \alpha_f \sin 2\varphi + \beta_f \sin \varphi. \quad (13)$$

Решение первого имеет вид [6]

$$\cos \psi(x) = \text{th}[-(2\alpha_{af})^{1/2}(x + x_1)], \quad (14)$$

а второго —

$$\sin \varphi(x) = \frac{2[\beta_f(2\alpha_f + \beta_f)]^{1/2} \text{sh}[(2\alpha_f + \beta_f)^{1/2}(x + x_2)]}{2\alpha_f + \beta_f \text{ch}^2[(2\alpha_f + \beta_f)^{1/2}(x + x_2)]}. \quad (15)$$

Постоянные x_1 и x_2 выражаются через $\psi(0)$ и $\varphi(0)$. Используя их связь (11) и минимизируя суммарную энергию спирали по величине $\varphi(0)$, находим

$$\cos \varphi(0) = \frac{w_f \{ [w_f^2 \beta_f^2 + 4\alpha_f(\alpha_f + \beta_f)(w_f^2 + w_{af}^2)]^{1/2} - w_f \beta_f \}}{2\alpha_f(w_f^2 + w_{af}^2)}, \quad (16)$$

где $w_f \propto \alpha_f^{1/2}$ и $w_{af} \propto \gamma_{af} \alpha_{af}^{1/2}$ — поверхностные энергии доменной стенки в соответствующем слое в отсутствие поля.

При $\beta_f = 0$

$$\text{tg } \varphi(0) = \frac{w_{af}}{w_f}, \quad (17)$$

т. е. спираль в основном находится в том слое, в котором энергия доменной стенки ниже.

С ростом поля она выдавливается в антиферромагнитный слой. При $\beta_f \gg \alpha_f$

$$\varphi(0) = \frac{w_{af}}{w_f} \sqrt{\frac{2\alpha_f}{\beta_f}}. \quad (18)$$

Зависимость $\varphi(0)$ от β_f для $\gamma_{af} = 1$ приведена на рис. 2.

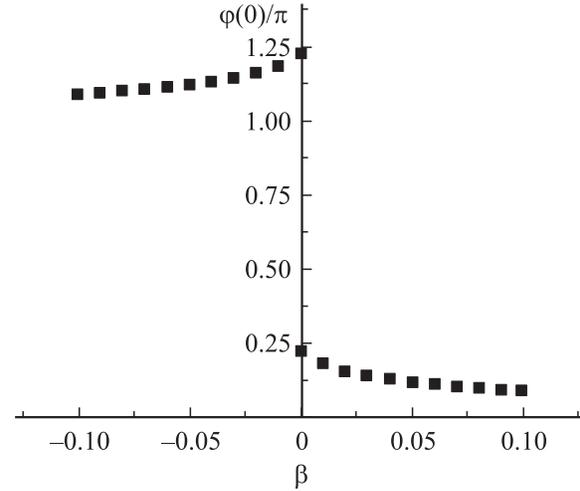


Рис. 2. Зависимость угла разворота вектора ферромагнетизма на границе раздела слоев от величины магнитного поля в случае $\alpha_f = \alpha_{af} = 0.004$ и $\gamma_{af} = 1$.

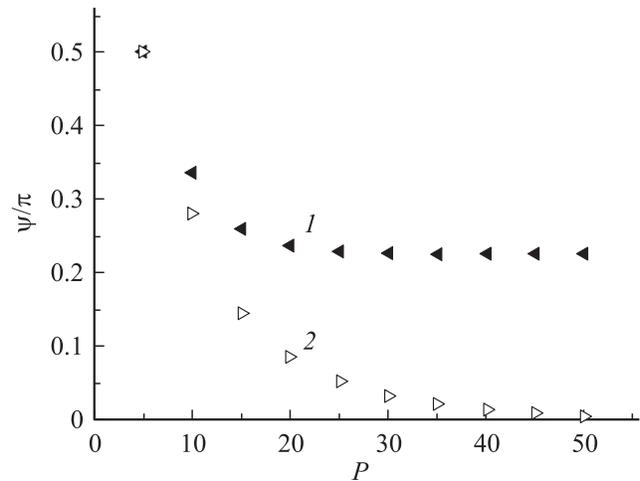


Рис. 3. Зависимость угла разворота вектора антиферромагнетизма на границе раздела слоев (1) и на свободной поверхности антиферромагнетика (2) от числа атомных плоскостей в нем в случае $\alpha_f = \alpha_{af} = 0.004$ и $\gamma_{af} = 1$.

3.2. Тонкий слой антиферромагнетика. Рассмотрим тонкий слой антиферромагнетика на толстой подложке ферромагнетика. Задача о тонком слое ферромагнетика на антиферромагнитной подложке полностью аналогична рассматриваемой.

Если толщина антиферромагнитного слоя d существенно меньше, чем толщина доменной стенки $\Delta \approx (2\alpha_{af})^{-1/2}$, то его вклад в энергию системы незначителен и $\varphi(0) \approx 0$, $\psi(x) \approx \pi/2$. С ростом толщины слоя $\varphi(0)$ ведет себя как

$$\varphi(0) \sim \varphi^{\text{bulk}}(0)d/\Delta, \quad (19)$$

где $\varphi^{\text{bulk}}(0)$ — граничное значение в случае толстых слоев.

Значение $\psi(-d)$ убывает по модулю с ростом толщины антиферромагнитного слоя по двум причинам: во-первых, из-за увеличения вклада антиферромагнитного слоя в суммарную энергию убывает $|\psi(0)|$, а во-вторых, в более толстом слое помещается большая доля доменной стенки, и вектор антиферромагнетизма имеет возможность повернуться на больший угол.

Зависимости $\psi(0)$ и $\psi(-d)$ от числа атомных плоскостей в слое P , полученные в результате математического моделирования, изображены на рис. 3. В случае предельно малого числа атомных плоскостей антиферромагнитный параметр порядка в слое остается однородным и $\psi(0) = \psi(-d)$ (точка $P = 5$ на рис. 3). Поведение антиферромагнитного параметра порядка на свободной поверхности антиферромагнетика, задаваемое углом $\psi(-d)$, качественно отражает ситуацию, которая экспериментально наблюдалась в работе [7] для тонкого слоя NiO на поверхности Fe (001).

4. Заключение

Сформулируем основные выводы.

1) При коллинеарном расположении осей анизотропии ферромагнитного и антиферромагнитного слоев на границе раздела возникает спиновая спираль.

2) Спираль в основном располагается в слое с меньшей энергией доменной стенки.

3) При приложении магнитного поля вдоль легкой оси спиновая спираль будет „вытесняться“ в антиферромагнитный слой.

4) В случае когда толщина одного слоя (в отличие от второго) меньше, чем толщина доменной стенки в нем, вектор параметра порядка в этом слое будет направлен вдоль „тяжелой“ оси.

Список литературы

- [1] N.C. Koon. Phys. Rev. Lett. **78**, 4865 (1997).
- [2] А.И. Морозов. ФТТ **45**, 1847 (2003).
- [3] E.E. Fullerton, J.S. Jiang, M. Grimsditch, C.H. Sowers, S.D. Bader. Phys. Rev. B **58**, 12 193 (1998).
- [4] J.S. Jiang, E.E. Fullerton, C.H. Sowers, A. Inomata, S. Baser, A.J. Shapiro, R.D. Shull, V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko. IEEE Trans. Magn. **35**, 3229 (1999).
- [5] V.K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, J.S. Jiang, D.J. Miller, G.W. Crabtree, S.D. Bader. Phys. Rev. Lett. **86**, 4386 (2001).
- [6] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). § 43.
- [7] M. Finazzi, A. Brambilla, P. Biagioni, J. Graf, G.-H. Gweon, A. Scholl, A. Lanzara, L. Duo. Phys. Rev. Lett. **97**, 097 202 (2006).