

Шероховатость границ раздела слоев и фазовая диаграмма магнитных многослойных структур

© А.И. Морозов, А.С. Сигов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики,
117454 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 19 ноября 1996 г.)

Исследована зависимость вида магнитного упорядочения в многослойных структурах от величины обменного взаимодействия между магнитными слоями и степени шероховатости границ раздела слоев. На примере трехслойной системы найдены области существования доменной структуры, неколлинеарного упорядочения однородных магнитных слоев и коллинеарных ферромагнитной и антиферромагнитной фаз.

Открытие явления гигантского магнетосопротивления [1] привлекло пристальное внимание к многослойным структурам, состоящим из чередующихся ферромагнитных и немагнитных металлических слоев. Поскольку косвенное обменное взаимодействие РККИ между ферромагнитными слоями осциллирует с толщиной немагнитной плослойки [2,3], при одних ее значениях, когда знак обменного взаимодействия положителен, должно наблюдаться коллинеарное ферромагнитное упорядочение намагниченностей магнитных слоев, а при других ее значениях, когда знак обменного взаимодействия отрицателен, — коллинеарное антиферромагнитное упорядочение намагниченностей.

Однако ряд экспериментальных фактов свидетельствует о неколлинеарном упорядочении намагниченностей. В слабом внешнем магнитном поле порядка $10^{-2} - 10^{-1}$ Т магнитный момент структуры меньше, чем при насыщении, которое возникает в полях порядка 1 Т, но составляет существенную долю от значения в насыщении (30–60%) [4,5].

Эксперименты по рассеянию поляризованных нейтронов также показывают наличие спонтанной намагниченности магнитных слоев, перпендикулярной суммарному магнитному моменту образца [6].

Вид петель гистерезиса мультислоев Cu/Co говорит о присутствии в этих структурах 90° доменов [7].

Для объяснения этих фактов делают предположение о наличии сильного биквадратного обмена между слоями, величина которого сравнима с величиной билинейного обмена [5–7]. При этом считают, что намагниченности магнитных слоев практически однородны. Как будет показано далее, одновременно эти два предположения выполняются при столь жестких ограничениях на параметры многослойной структуры, что представляется крайне маловероятным, чтобы многослойная структура, выращенная без целенаправленного подбора этих параметров, удовлетворяла этим ограничениям.

Наличие неколлинеарной намагниченности в такой структуре свидетельствует о возникновении микродоменного состояния: основываясь на этом, и следует интерпретировать данные эксперимента.

Единственной известной на данный момент причиной возникновения сильного биквадратного обмена является

шероховатость слоев, т.е. наличие атомных ступеней на границах раздела [8].

Изменение толщины магнитной прослойки на один монослой может приводить в определенных условиях к изменению знака обменного взаимодействия между магнитными слоями J_{\perp} . В этом случае на поверхности слоев вследствие шероховатости возникают участки с противоположными знаками J_{\perp} . Если характерный размер этих участков R достаточно велик, то, как показано в нашей предшествующей работе [9], происходит разбиение магнитных слоев на микродомены. Причем доменные стенки между микродоменами могут быть намного уже обычных доменных стенок. Разбиение на домены является энергетически выгодным, когда ширина атомных ступеней R превосходит ширину доменной стенки δ . В противном случае, когда $\delta \gg R$, применимо приближение биквадратного обмена.

В данной работе на примере трехслойной системы, состоящей из двух магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой, мы рассмотрим фазовую диаграмму "обмен–шероховатость" и найдем области существования доменной структуры, неколлинеарного упорядочения однородных магнитных слоев и коллинеарных ферромагнитной и антиферромагнитной фаз.

Будем для простоты исходить из предположения, что толщина немагнитной прослойки принимает два дискретных значения (d_1 и d_2), отличающихся на толщину монослоя. Поскольку основной вклад в молекулярное поле, действующее на спин атома одного магнитного слоя, вносит область другого магнитного слоя, расположенная прямо напротив и имеющая размер порядка расстояния от атома до слоя, в случае $R \gg d_1, d_2$ можно считать, что обменное взаимодействие между слоями является функцией локальной толщины прослойки и локальных значений спинов атомов магнитных слоев

$$W_{\text{int}} = - \int J_{\perp}(\rho) \mathbf{S}_1(\rho) \mathbf{S}_2(\rho) d\rho, \quad (1)$$

где ρ — двумерный вектор, параллельный поверхности слое, а $\mathbf{S}_1(\rho)$ и $\mathbf{S}_2(\rho)$ — среднее значение спинов атомов первого и второго слоев, соответственно. Поскольку толщина слоев обычно много меньше характерного пространственного масштаба, на котором происходит

изменение \mathbf{S} , будем считать, что значения $\mathbf{S}_1(\rho)$ и $\mathbf{S}_2(\rho)$ остаются неизменными по толщине слоя. Величина обменного интеграла $J_{\perp}(\rho)$ определяется как

$$J_{\perp}(\rho) = \frac{1}{\Omega} \sum_{ij} \int d\mathbf{r}_2 \int dz_1 \overline{\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}_i) \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{R}_j) J_{ij}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)}, \quad (2)$$

где $\mathbf{r}_1 = (\rho_1, z_1)$, ось z направлена перпендикулярно слоям, Ω — объем элементарной ячейки, суммирование по i и j относится к координатам атомов первого и второго магнитных слоев соответственно. Интегрирование по \mathbf{r}_2 выполняется в объеме второго магнитного слоя, а по z_1 — по толщине первого слоя, величина $J_{ij}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)$ — обменный интеграл взаимодействия РККИ между двумя спинами, $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция Дирака. Черта над выражением в (2) обозначает усреднение по величине ρ_1 при заданном z_1 , производимое по сечению той элементарной ячейки, в которую попадает вектор \mathbf{r}_1 . Определенная таким образом величина $J_{\perp}(\rho)$ остается неизменной вдали от атомных ступеней и меняет значение в окрестности ступени шириной порядка d .

Обменный интеграл РККИ взаимодействия $J_{ij}(\mathbf{R})$ убывает с расстоянием между спинами как R^{-3} , поэтому вклад в статические флуктуации величины $J_{\perp}(\rho)$ за счет шероховатости внешних границ магнитных слоев с толщинами $l_1, l_2 \gtrsim d$ оказывается существенно меньшим вклада шероховатости внутренних границ этих слоев. Для простоты будем пренебрегать этим вкладом, считая, что при $R \gg d$

$$J_{\perp}(\rho) \equiv J_{\perp}(d(\rho)). \quad (3)$$

В противоположном предельном случае ($d \gg R$) происходит эффективное усреднение обменного взаимодействия по толщине прослойки и $J_{\perp}(\rho) = \text{const}$.

Поэтому в дальнейшем ограничимся случаем $R \gg d$. Пусть толщинам d_1 и d_2 соответствуют значения $J_{\perp}(d)$ равные J_1 и J_2 . Если они одного знака, т. е.

$$\langle J_{\perp} \rangle > \langle J_{\perp}^2 \rangle^{1/2}, \quad (4)$$

(где скобки означают усреднение по площади слоя), то независимо от величины R энергетически выгодным является коллинеарное ферромагнитное (если $\langle J_{\perp} \rangle > 0$) или антиферромагнитное (если $\langle J_{\perp} \rangle < 0$) упорядочение.

Если же J_1 и J_2 имеют противоположные знаки и характерный размер $R > \delta$, то энергетически выгодным является возникновение микродоменов с параллельной и антипараллельной ориентацией спинов магнитных слоев [9].

Типичная картина микродоменного состояния изображена на рис. 1. Приведенные выше экспериментальные факты (например, наличие 90° доменов) легко интерпретируются на его основе. В слабых магнитных полях происходит ориентация намагниченностей всех ферромагнитных доменов по полю. В то же время намагниченность антиферромагнитных доменов в полях, много меньших обменного, мала. По мере увеличения поля

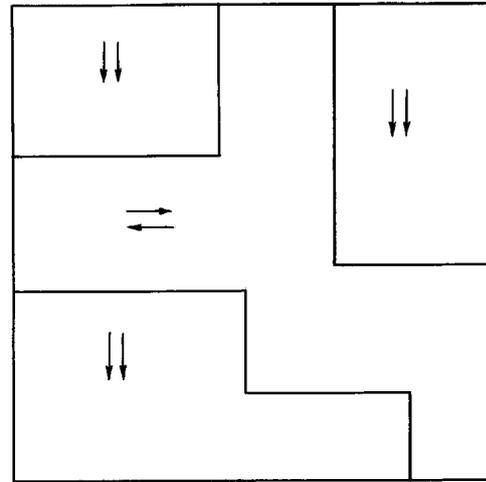


Рис. 1. Картина микродоменного состояния трехслойной системы с одинаковыми магнитными слоями. Стрелки показывают направление намагниченностей магнитных слоев.

она эволюционирует так же, как и в обычном двух-подрешеточном антиферромагнетике, выходя на насыщение в полях, больших обменного. Такая зависимость намагниченности от поля соответствует наблюдаемой в эксперименте [4,5]. По значению поля насыщения можно оценить величину J_{\perp} в антиферромагнитных областях, а по отношению величины магнитного момента в слабом поле к его значению в насыщении — долю ферромагнитных областей.

Энергию неоднородности спиновой структуры внутри слоя можно представить как

$$W_i = \int \frac{\alpha_i}{2} (\nabla \vartheta_i(\rho))^2 d\rho, \quad (5)$$

где ϑ_i — угол, который образует спин, лежащий в плоскости i -го магнитного слоя ($i = 1, 2$), с выделенной осью, а α_i по порядку величины равно

$$\alpha_i = J_0^i S_i^2 l_i / b_i, \quad (6)$$

причем b_i — постоянная решетки, а J_0^i — интеграл обмена между соседними спинами в слое. Тогда, согласно [9], ширина доменной стенки δ равна

$$\delta \approx \pi \left(\frac{\alpha^*}{\min(J_1, J_2) S_1 S_2} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где $\alpha^* = \alpha_1 \alpha_2 / (\alpha_1 + \alpha_2)$.

Поскольку возникновение этих микродоменов вызвано конкуренцией внутриатомного и межслойного обменных взаимодействий, величина δ может быть существенно меньшей, чем в случае обычных доменов. Для значений $J_0/J_{\perp} \approx 300-500$, $l_i/b_i \approx 3-5$ получаем $\delta \approx 300-500 \text{ \AA}$.

Если же пространственный масштаб R статической флуктуации $J_{\perp}(\rho)$ удовлетворяет условию $d \ll R \ll \delta$, домены не могут сформироваться. При этом в принципе

возможны лишь малые отклонения $\psi_i(\mathbf{\rho}) = \vartheta_i(\mathbf{\rho}) - \langle \vartheta_i \rangle$ углов ϑ_i от своих средних значений $\langle \vartheta \rangle$ ($|\psi_i| \ll 1$, $i = 1, 2$).

Продемонстрируем энергетическую невыгодность таких отклонений при $\langle \vartheta_1 \rangle = \langle \vartheta_2 \rangle$.

Варьируя суммарную энергию $W_1 + W_2 + W_{\text{int}}$ по ψ_i , легко показать аналогично [9], что ψ_1 и ψ_2 выражаются через переменную $\psi = \psi_1 - \psi_2$ следующим образом:

$$\psi_1 = \frac{\alpha^*}{\alpha_1} \psi, \quad -\psi_2 = \frac{\alpha^*}{\alpha_2} \psi, \quad (8)$$

$$\tilde{W} = W_1 + W_2 = \frac{\alpha^*}{2} \int (\nabla \psi)^2 d\rho. \quad (9)$$

Вследствие возникновения неоднородности с характерным максимальным отклонением намагниченности на угол ψ_0 удельная энергия $\tilde{w} = \tilde{W}/\sigma$ (σ — площадь слоев) возрастает на величину

$$\Delta \tilde{w} \approx \alpha^* \left(\frac{\psi_0}{R} \right)^2. \quad (10)$$

поскольку $|\nabla \psi| \approx \psi_0/R$.

Удельная энергия обменного взаимодействия слоев $w_{\text{int}} = W_{\text{int}}/\sigma$ уменьшается на величину

$$\Delta w_{\text{int}} \approx J_{\perp} S_1 S_2 (1 - \cos \psi_0) \approx J_{\perp} S_1 S_2 \psi_0^2 \approx \alpha^* \frac{\psi_0^2}{\delta^2}. \quad (11)$$

Поскольку при $R \ll \delta$ этот выигрыш в энергии W_{int} не компенсируется проигрышем в энергии \tilde{W} , в случае $\langle \vartheta_1 \rangle = \langle \vartheta_2 \rangle$ $\psi_1(\mathbf{\rho}) = \psi_2(\mathbf{\rho}) = 0$.

Если же $\langle \vartheta_1 \rangle \neq \langle \vartheta_2 \rangle$, то уменьшение W_{int} линейно по ψ_0 и равно

$$\begin{aligned} \Delta w_{\text{int}} &\approx J_{\perp} S_1 S_2 [\cos(\langle \vartheta_1 \rangle - \langle \vartheta_2 \rangle) - \cos(\langle \vartheta_1 \rangle - \langle \vartheta_2 \rangle + \psi_0)] \\ &\approx J_{\perp} S_1 S_2 \sin \vartheta \sin \psi_0 \approx \alpha^* \frac{\sin \vartheta}{\delta^2} \psi_0, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\vartheta = \langle \vartheta_1 \rangle - \langle \vartheta_2 \rangle$.

Минимизируя суммарную энергию можем оценить характерное значение ψ_0

$$\psi_0 \approx \frac{R^2}{\delta^2} \sin \vartheta, \quad (13)$$

а также уменьшение полной энергии

$$\begin{aligned} -\Delta \tilde{w} + \Delta w_{\text{int}} &\approx \frac{\langle J_{\perp}^2 \rangle S_1^2 S_2^2 \sin^2 \vartheta R^2}{\alpha^*} \\ &\approx \frac{\langle J_{\perp}^2 \rangle \sin^2 \vartheta R^2 b}{J_0 l_{\text{min}}}, \end{aligned} \quad (14)$$

где l_{min} — минимальная из толщин l_1 и l_2 магнитных слоев.

Таким образом, чтобы получить выигрыш в энергии за счет возникновения слабых неоднородностей намагничивания внутри магнитных слоев, необходимо наличие неколлинеарного состояния с $\vartheta \neq 0$.

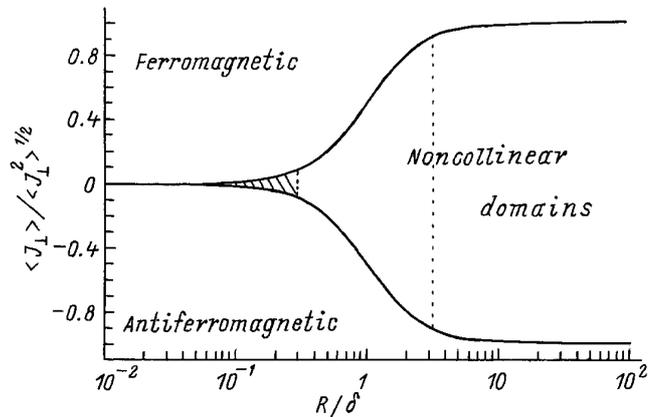


Рис. 2. Фазовая диаграмма "обмен-шероховатость" для трехслойной системы.

Но возникновение такого состояния сопровождается проигрышем в энергии однородного состояния за счет слагаемого

$$w_{\text{int}}^{(0)} = -\langle J_{\perp} \rangle S_1 S_2 \cos \vartheta. \quad (15)$$

При феноменологическом описании его трактуют как билинейный обмен. Заменяя $\sin^2 \vartheta$ в выражении (14) на $1 - \cos^2 \vartheta$, слагаемое, пропорциональное $\cos^2 \vartheta$, интерпретируют как энергию биквадратного обмена

$$W_{\text{BQ}} = -J_{\text{BQ}} S_1^2 S_2^2 \cos^2 \vartheta. \quad (16)$$

Впервые для случая периодически расположенных ступеней выражение для J_{BQ} было получено в [8]. Отметим, что величина обменного интеграла J_{BQ} всегда отрицательна, т.е. биквадратный обмен способствует возникновению неколлинеарного состояния. По порядку величины

$$J_{\text{BQ}} \approx \frac{\langle J_{\perp}^2 \rangle R^2 b}{J_0 S^2 l_{\text{min}}}. \quad (17)$$

Для того чтобы возникло неколлинеарное упорядочение с $\vartheta \neq 0$, необходимо выполнение условия

$$|\langle J_{\perp} \rangle| < 2|J_{\text{BQ}}| S_1 S_2. \quad (18)$$

Считая, что $|J_1| \approx |J_2| \approx \langle J_{\perp}^2 \rangle^{1/2}$, получаем с точностью до численных множителей порядка единицы, что неравенство (18) эквивалентно условию

$$\frac{\langle J_{\perp} \rangle}{\langle J_{\perp}^2 \rangle^{1/2}} < \frac{R^2}{\delta^2}. \quad (19)$$

Представляется маловероятным, что значения J_1 и J_2 и суммарные площади, занимаемые участками с толщиной прослойки d_1 и d_2 соответственно, соотносятся так, что

$$\frac{\langle J_{\perp} \rangle}{\langle J_{\perp}^2 \rangle^{1/2}} \lesssim 10^{-2}.$$

Поэтому в многослойных структурах с $R \ll \delta$ должно возникать только коллинеарное упорядочение, что и наблюдалось экспериментально [6].

Результирующая фазовая диаграмма "обмен-шероховатость" приведена на рис. 2. Заштрихована область неколлинеарной фазы, в которой намагниченности слоев можно считать практически однородными. Легко видеть, что область значений параметров, при которых это часто встречающееся в литературе приближение является адекватным, необычайно узка. По мере роста размера R (уменьшения шероховатости) величина угла ψ_0 отклонения вектора намагниченности от своего среднего направления нарастает и происходит непрерывный переход к микродоменному состоянию.

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] Y. Yafet. *Phys. Rev.* **B 36**, 3, 3948 (1987).
- [3] P. Bruno, C. Chappert. *Phys. Rev.* **B 46**, 1, 261 (1992).
- [4] R. Kergoat, M. Labrune, J. Miltat, T. Valet, J.C. Jacquet. *J. Magn. Mater.* **121**, 339 (1993).
- [5] В.В. Устинов, М.М. Кириллова, И.Д. Лобов, В.М. Маевский, А.А. Махнев, В.И. Минин. Л.Н. Ромашев, А.Р. Дель, А.В. Семериков, Е.И. Шредер. *ЖЭТФ* **109**, 2, 477 (1996).
- [6] A. Schreyer, J.F. Ankner, Th. Zeidler, H. Zabel, M. Schafer, J.A. Wolf, P. Grunberg, C.F. Majkrzak. *Phys. Rev.* **B 52**, 22, 16066 (1995).
- [7] Z.J. Yang, M.R. Scheinfein. *Phys. Rev.* **B 52**, 6, 4263 (1995).
- [8] J.C. Slonczewski. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 22, 3172 (1991).
- [9] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Письма в ЖЭТФ* **61**, 11, 893 (1995).