

УДК 538.975:

## МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ГРАНИЦЫ ДВУХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ С ВЗАИМНО ПЕРПЕНДИКУЛЯРНЫМИ ЛЁГКИМИ ОСЯМИ, РАЗДЕЛЁННЫХ НЕМАГНИТНЫМ СЛОЕМ

**Морозов А.И.**, д.ф-м.н., профессор, E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

**Муравьев Э. К.**, студент, МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

**Аннотация.** Исследована обменная спиновая спираль, возникающая на границе двух ферромагнетиков с взаимно перпендикулярными лёгкими осями, разделенных немагнитным слоем, и изучена её эволюция во внешнем магнитном поле.

**Ключевые слова:** обменная спиновая спираль, ферромагнетик, легкая ось, магнитное поле.

## MAGNETIC STRUCTURE OF THE INTERFACE BETWEEN TWO FERROMAGNETS WITH MUTUALLY PERPENDICULAR EASY AXES SEPARATED BY NONMAGNETIC INTERLAYER

**Morosov A.I.**, D.Sc.(Tech), Prof., E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

**Muraviev E.K.**, student, MSTU MIREA, Moscow, Russia

**Abstract.** Exchange spring arising at the interface of two ferromagnets with mutually perpendicular easy axes separated by nonmagnetic interlayer is investigated and its evolution in the external magnetic field is studied.

**Keywords:** exchange spring, ferromagnet, easy axis, magnetic field.

### Введение

Ранее нами была исследована обменная спиновая спираль, возникающая на границе раздела двух ферромагнетиков с взаимно перпендикулярными лёгкими осями. В данной работе мы предполагаем, что между ферромагнитными слоями вставлена немагнитная прослойка с целью уменьшения взаимного влияния слоёв (рис. 1). Также учтено влияние размагничивающего поля. Немагнитная прослойка служит для ослабления обменного взаимодействия между слоем, в котором происходит запись информации, и магнитомягким подслоем в случае перпендикулярной магнитной записи [1]. В качестве материала прослойки может выступать металл или диэлектрик. В случае металлической прослойки межслойное обменное взаимодействие осциллирует и спадает как  $d^{-2}$ , где  $d$  – толщина прослойки, в случае диэлектрической прослойки оно спадает экспоненциально [2].

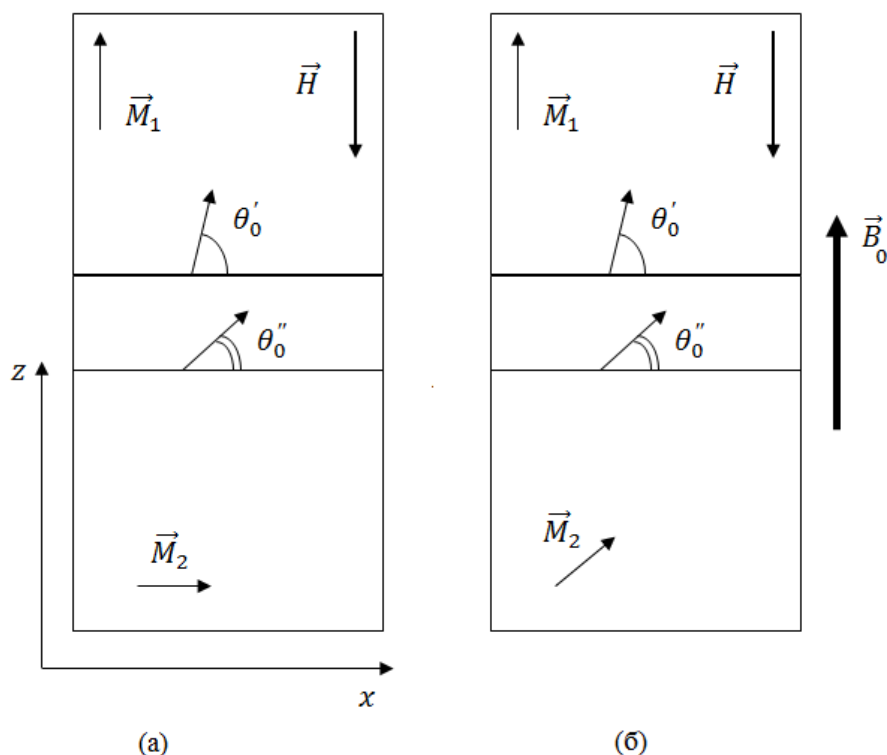


Рис.1. Схематическое изображение системы ферромагнетик-немагнитный слой-ферромагнетик: (а) – в отсутствии магнитного поля, (б) – во внешнем магнитном поле,  $M_i$  – намагниченность  $i$ -ого ферромагнитного слоя ( $i = 1,2$ ),  $\vec{H}$  – напряженность размагничивающего поля,  $\theta'_0$  – угол между намагниченностью и осью  $x$  на границе первого ферромагнетика,  $\theta''_0$  – угол между намагниченностью и осью  $x$  на границе второго ферромагнетика,  $\vec{B}_0$  – индукция внешнего магнитного поля.

### Постановка задачи

При намагничивании во внешнем поле образца из ферромагнитного материала разомкнутой формы на его краях образуются магнитные полюса, создающие размагничивающее поле.

Размагничивающее поле удовлетворяет уравнению магнитостатики [3]:

$$\operatorname{div}(\vec{H} + \vec{M}) = 0, \quad (1)$$

где  $\vec{H}$  – напряженность размагничивающего поля,  $\vec{M}$  – намагниченность ферромагнетика.

Из уравнения (1) в одномерном случае, получаем

$$H_z = -M_z, \quad (2)$$

где постоянная интегрирования выбрана так, чтобы размагничивающего поля вне образца не возникало.

Объёмная плотность энергии размагничивающего поля равна [3]:

$$w_m = -\frac{1}{2}\mu_0\vec{M}\vec{H}, \quad (3)$$

где  $\vec{M}$  – магнитный момент,  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Намагниченность  $i$ -ого ферромагнитного слоя равна:

$$M_i = \frac{2\mu_B S_i}{V_{\text{яч}}}, \quad (4)$$

где  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $S_i$  – спин атома  $i$ -ого ферромагнитного слоя  $i = 1, 2$ ,  $V_{\text{яч}}$  объём элементарной ячейки.

Подставляя (2) и (4) в (3), получаем:

$$w_m^{(i)} = \frac{2\mu_0 \mu_B^2 S_i^2}{V_{\text{яч}}^2} \sin^2 \theta_i, \quad (5)$$

где  $\theta_i$  - угол между намагниченностью  $i$ -ого слоя и осью  $x$ .

Тогда полная энергия первого ферромагнетика в расчёте на одну ячейку в плоскости слоя равна [4]:

$$W^{(1)} = \int_0^\infty \left[ \frac{1}{2} J_1 S_1^2 \left( \frac{d\theta}{d\xi} \right)^2 + K_1 S_1^2 \cos^2 \theta - 2\mu_B S_1 B_0 \sin \theta + \frac{2\mu_0 \mu_B^2 S_1^2}{V_{\text{яч}}^2} \sin^2 \theta \right] d\xi, \quad (6)$$

где  $J_i$  - обменный интеграл,  $\xi = z/a$ , ось  $z$  параллельна намагниченности первого ферромагнетика  $\vec{M}_1$  вдали от границы раздела,  $a$  – межатомное расстояние,  $K_i$  - константа анизотропии,  $B_0$  - модуль вектора магнитной индукции.

Первое слагаемое в  $W^{(1)}$  представляет собой энергию обменного взаимодействия, второе – энергию анизотропии, третье – зеемановскую энергию, четвёртое – энергию размагничивающего поля.

Для второго ферромагнетика [4]:

$$W^{(2)} = \int_{-\infty}^0 \left[ \frac{1}{2} J_2 S_2^2 \left( \frac{d\theta}{d\xi} \right)^2 + K_2 S_2^2 \sin^2 \theta - 2\mu_B S_2 B_0 \sin \theta + \frac{2\mu_0 \mu_B^2 S_2^2}{V_{\text{яч}}^2} \sin^2 \theta \right] d\xi. \quad (7)$$

Последнее слагаемое в выражениях (6) и (7) приводит к эффективной перенормировке константы анизотропии.

В формуле (6) коэффициент при  $\cos^2 \theta$  умножается на величину  $\left(1 - \frac{1}{q_1}\right) < 1$ . Это означает, что размагничивающее поле в первом ферромагнетике стремится развернуть его намагниченность перпендикулярно направлению его легкой оси.

В формуле (7) коэффициент при  $\sin^2 \theta$  умножается на величину  $\left(1 + \frac{1}{q_2}\right) > 1$ . Во втором ферромагнетике размагничивающее поле стремится развернуть намагниченность этого ферромагнетика параллельно направлению его легкой оси.

Решение вариационной задачи для функционалов (6) и (7) и последующая замена переменной  $\xi$  на переменную  $\theta$ , даёт полную энергию системы в расчёте на одну ячейку в плоскости слоя [4]:

$$\begin{aligned}
 W = & \sqrt{2K_1J_1S_1^2} \int_{\theta'_0}^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\left(1 - \frac{1}{q_1}\right) \cos^2 \theta + \frac{\beta_1}{\alpha_1} (1 - \sin \theta)} d\theta + \\
 & + \sqrt{2K_2J_2S_2^2} \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{1}{q_2}\right)} \int_{\theta_2}^{\theta''_0} \left(\sin \theta - \frac{\beta_2}{2(\alpha_2 + \gamma_2)}\right) d\theta - J_{12}S_1S_2 \cos(\theta'_0 - \theta''_0), \quad (8) \\
 \alpha_i = & \frac{K_i}{J_i}; \beta_i = \frac{2\mu_B B_0}{J_i S_i}; \gamma_i = \frac{2\mu_B^2 \mu_0}{J_i V_{яч}^2}; q_i = \frac{\alpha_i}{\gamma_i}; i = 1, 2,
 \end{aligned}$$

где

$$q_i = \frac{K_i S_i^2}{\frac{1}{2} \mu_0 M_i^2}, \quad (9)$$

– фактор качества – отношение энергии анизотропии к энергии размагничивающего поля,

$$\theta_2 = \arcsin \frac{\beta_2}{2(\alpha_2 + \gamma_2)}, \quad (10)$$

– угол между осью  $x$  и намагниченностью второго ферромагнетика вдали от границы в присутствии магнитного поля (рис.1).

Третье слагаемое в (8) представляем собой энергию обменного взаимодействия между слоями через немагнитный слой,  $J_{12}$  - обменный интеграл, описывающий взаимодействие между двумя ферромагнитными слоями.

Минимизируя энергию  $W$  по углам  $\theta'_0$  и  $\theta''_0$ , получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} \sigma_1 \sqrt{\left(1 - \frac{1}{q_1}\right) \cos^2 \theta'_0 + \frac{\beta_1}{\alpha_1} (1 - \sin \theta'_0)} = \sin(\theta'_0 - \theta''_0) \\ \sigma_2 \sqrt{\left(1 + \frac{1}{q_2}\right) \left(\sin \theta''_0 - \frac{\beta_2}{2(\alpha_2 + \gamma_2)}\right)} = \sin(\theta'_0 - \theta''_0) \end{cases}, \quad (11)$$

где

$$\sigma_i = \frac{\sqrt{2K_i J_i S_i^2}}{J_{12} S_1 S_2}$$

– отношение энергии доменной стенки в  $i$ -ом слое к энергии обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями.

Система (11) решалась в программном пакете Maple 15.

### Обсуждение результатов

Для трёхслойной системы, состоящей из магнитожёсткого ( $q_1 = 2$ ), немагнитного и магнитомягкого ( $q_2 = 0,2$ ) слоёв, углы на границах слоёв растут с увеличением значения магнитного поля  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  (рис.2). При критическом значении магнитного

поля  $\beta = 2\alpha_2 \left(1 + \frac{1}{q_2}\right)$  углы на границах  $\theta'_0$  и  $\theta''_0$  становятся равными  $\frac{\pi}{2}$ , что соответствует параллельной ориентации намагниченностей слоёв.

Когда  $J_{12} = 0$ , то есть обменное взаимодействие между слоями отсутствует, углы на границах равны соответственно  $\theta'_0 = \frac{\pi}{2}$  и  $\theta''_0 = 0$ . Это означает, что в обоих ферромагнетиках намагниченность такая же, как вдали от границы их раздела. В случае  $J_{12} \gg \sqrt{K_i J_i}$   $\theta'_0 = \theta''_0 = \theta_0$  (рис.3). В отсутствие внешнего магнитного поля угол  $\theta_0$  определяется выражением:

$$\sin \theta_0 = \left(1 + \frac{\alpha_1 q_2 (q_2 + 1)}{\alpha_2 q_1 (q_1 - 1)}\right)^{-1/2}, \tag{12}$$

Для случая, изображенного на рис.3, угол  $\theta_0 \approx 0,73$  рад.

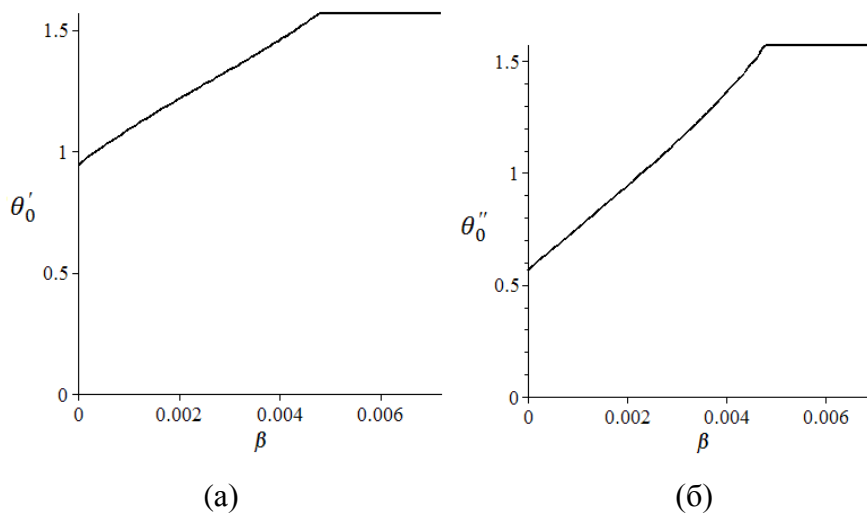


Рис.2. Графики зависимости углов  $\theta'_0$  (а) и  $\theta''_0$  (б) от величины магнитного поля  $\beta = \beta_1 = \beta_2$  при  $J_1 = J_2 = 10J_{12}$ ,  $q_1 = 2$ ,  $q_2 = 0,2$  и  $\alpha_1 = 0,004$ ,  $\alpha_2 = 0,0004$ .

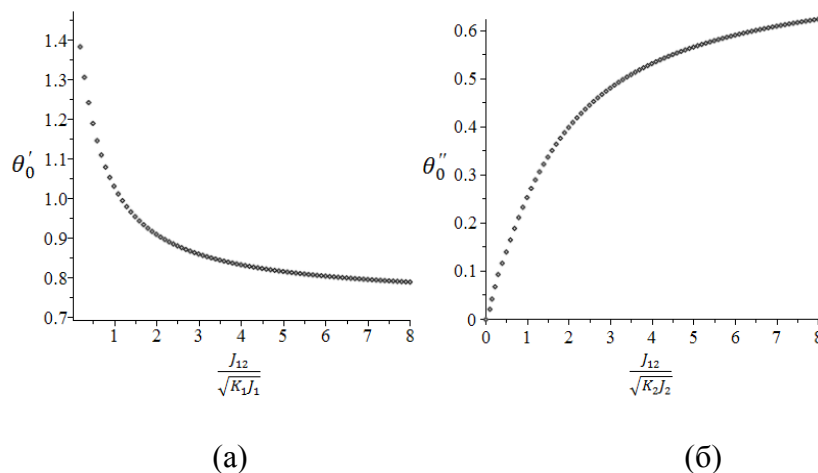


Рис.3. График зависимости углов  $\theta'_0$  (а) и  $\theta''_0$  (б) от безразмерной величины  $J_{12}/\sqrt{K_i J_i}$  при  $J_2 = J_1$ ,  $\beta_1 = \beta_2 = 0$ ,  $q_1 = 2$ ,  $q_2 = 0,2$  и  $\alpha_1 = 0,004$ ,  $\alpha_2 = 0,0004$ .

Определим ширину области существования обменной спирали в слое как отношение угла разворота в этом слое к производной  $d\theta/d\xi$  при  $\theta = \theta'_0$  и  $\theta = \theta''_0$  для первого и второго слоёв, соответственно:

$$\lambda_i = \frac{\Delta\theta}{\frac{d\theta}{d\xi}}, \tag{13}$$

Таким образом, ширина области существования обменной спирали в первом слое:

$$\lambda_1 = \frac{\frac{\pi}{2} - \theta'_0}{\sqrt{2\alpha_1 \left[ \left(1 - \frac{1}{q_1}\right) \cos^2 \theta'_0 + \frac{\beta_1}{\alpha_1} (1 - \sin \theta'_0) \right]}}, \tag{14}$$

Ширина области существования обменной спирали во втором слое:

$$\lambda_2 = \frac{\theta''_0 - \theta_2}{\sqrt{2\alpha_2 \left(1 + \frac{1}{q_2}\right) \left( \sin \theta''_0 - \frac{\beta_2}{2\alpha_2 \left(1 + \frac{1}{q_2}\right)} \right)}}, \tag{15}$$

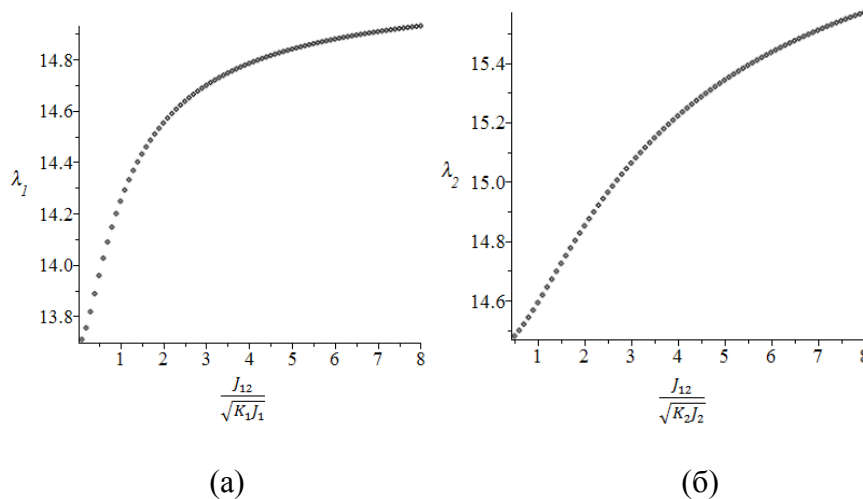


Рис.4. Графики зависимости ширины области существования обменной спирали в первом слое  $\lambda_1$  (а) и во втором слое  $\lambda_2$  (б) от безразмерной величины  $J_{12}/\sqrt{K_i J_i}$  при  $q_1 = 3, q_2 = 0,2, \alpha_1 = 0,004, \alpha_2 = 0,0004$  и  $J_2 = J_1$  в отсутствии магнитного поля  $\beta_1 = \beta_2 = 0$ .  
 При  $J_{12} \leq \sqrt{K_i J_i} \theta'_0 \neq \theta''_0$ .

В случае толстой немагнитной прослойки, когда межслойное обменное взаимодействие отсутствует ( $J_{12} = 0$ ), обменные спирали отсутствуют в обоих слоях. По мере уменьшения толщины немагнитного слоя  $d$  и увеличения межслойного обменного интеграла  $J_{12}$ , ширина области существования обменной спирали  $\lambda_i$  в обоих слоях растет (рис.4). Ширина области существования обменной спирали в слоях  $\lambda_i$  порядка толщины традиционной доменной стенки  $\Delta_i$ , где

$$\Delta_1 \sim \sqrt{\frac{J_1}{K_1 \left(1 - \frac{1}{q_1}\right)}}, \quad (16)$$

$$\Delta_2 \sim \sqrt{\frac{J_2}{K_2 \left(1 + \frac{1}{q_2}\right)}}. \quad (17)$$

### Заключение

Сформулируем основные выводы работы.

1) В системе из двух ферромагнетиков с взаимно перпендикулярными лёгкими осями, разделённых немагнитным слоем, при наличии обменного взаимодействия между слоями вблизи границ с немагнитным слоем возникает спиновая обменная спираль. В случае слабого обменного взаимодействия между слоями углы на границах стремятся к своим значениям в объёме, и обменная спиновая спираль при этом отсутствует. В случае сильного обменного взаимодействия углы на границах практически равны друг другу, при этом ширина области существования обменной спирали максимальна.

2) Учет размагничивающего поля приводит к эффективной перенормировке константы анизотропии.

### Список литературы

1. Khizroev S., Litvinov D. Recording physics of perpendicular media: hard layers // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – т.241, №2. – с.453-465.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. - 651 с.
3. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. - М.: Наука, 1967. - 368 с.
4. Морозов А.И., Муравьёв Э.К. Магнитная структура границы раздела системы ферромагнетик-ферромагнетик с взаимно перпендикулярными лёгкими осями // Научный вестник МИРЭА. – 2013. – т.13, №1. – с.4-8.