

УДК: 621.318.132

Моделирование межслоевой магнитостатической энергии в нанокристаллических пленках

П. В. Харитонский^а, А. М. Фролов^б, С. А. Боев

Дальневосточный федеральный университет, Школа естественных наук,
Россия, 690950, г. Владивосток, ул. Суханова, 8

E-mail: ^а peterkh@yandex.ru, ^б froloff5@yandex.ru

Получено 22 ноября 2011 г.,
после доработки 9 февраля 2012 г.

Предложена модель расчета межслоевой магнитостатической энергии и оценка ее вклада в общую магнитную энергию многослойных пленок. Данная модель была применена для расчета трехслойной структуры Co/Cu/Co. Сравнение полученных теоретических результатов с экспериментальными данными позволило оценить влияние магнитостатического взаимодействия на величину и характер поведения поля насыщения подобных структур.

Ключевые слова: многослойные структуры, наноструктуры, магнитостатическое взаимодействие, коэффициенты размагничивания

Modelling of interlayer magnetostatic energy in nanocrystal films

P. V. Kharitonskij, A. M. Frolov, S. A. Bоеv

Far Eastern Federal University, School of Natural Science, Sukhanova street, 8, Vladivostok, 690950, Russia

Abstract. – The computation model of the interlayer magnetostatic energy and its contribution into the total magnetic energy of multilayer films has been proposed. The model has been used for the energy computation of three-layer Co/Cu/Co structure. The comparison of obtained theoretical results with experimental data has been allowed made an estimation of magnetostatic interaction influence on a value and a character of saturation field behavior for such structures.

Keywords: multilayer structure, nanostructures, magnetostatic interaction, demagnetization coefficients

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2012, vol. 4, no. 1, pp. 85–90 (Russian).

Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 годы» ГК № 07.514.11.4013

Введение

Изучение многослойных магнитных наноструктур продолжает интересовать ученых по двум причинам. Во-первых, из-за возможности использования таких структур в наноустройствах (считывающие головки для винчестеров, сенсоры магнитных полей, датчики давления и контроля механических моментов) [Zutic, Fabian, Das Sarma, 2004; Огнев, Самардак, 2006]. Во-вторых, из-за наличия квантовых эффектов в низкоразмерных системах (гигантское магнитосопротивление (ГМС), планарный эффект Холла) [Baibich, Broto, Fert and etc., 1988; Vu Dinh Ку, 2006]. Успехи спинтроники основаны на возможности создания не имеющих природных эквивалентов структур, в которых интерфейсы играют определяющую роль. Такие магнитные системы сильно отличаются от стандартных магнитных материалов. Межслоевые интерфейсы и энергия деформации могут использоваться для управления магнитной анизотропией, что позволяет получать ультратонкие магнитные пленки, в которых магнитные моменты могут быть выстроены как параллельно, так и перпендикулярно поверхности пленки. Управлять обменной связью можно путем варьирования материала и толщины прослойки между магнитными слоями, а также изменяя кристаллическую структуру в процессе внешних воздействий (например, отжиг) [Самардак, Чеботкевич, 2006].

Исследованию осциллирующего поведения косвенной обменной связи с изменением толщины «немагнитного» слоя посвящен целый ряд экспериментальных и теоретических работ [Самардак, Воробьев, Харитонский, Чеботкевич, 2004; Levy, 1994; Parkin, 1994; Stiles, 2006; Vobo, Kikuchi, Redon, 1999]. Межслоевую косвенную обменную связь можно оценить методом измерения поля насыщения, или методом подгонки, при котором теоретические модели сравниваются с экспериментальными зависимостями. Но в этих моделях не учитывается влияние магнитостатического взаимодействия.

Детальное изучение межслоевого обменного взаимодействия необходимо с практической точки зрения для варьирования величиной и типом связи, и с теоретической точки зрения – для раскрытия механизмов обменной связи. В данной работе предлагается модель расчета магнитостатической энергии в слоистых системах и оценка ее вклада в общую магнитную энергию на примере трехслойной нанокристаллической Co/Cu/Co-структуры, полученной магнетронным распылением [Самардак, Воробьев, Харитонский, Чеботкевич, 2004].

Модель

Для расчета магнитостатической энергии в слоистых системах предлагается модель, учитывающая размагничивающие поля ферромагнитных мостиков (пинхолов) и шероховатостей (рис. 1). Для анализа межслоевой обменной связи многослойных структур минимизируем плотность энергии, включающую энергию Зеемана в поле \mathbf{H} , энергию наведенной анизотропии, энергию билинейной и биквадратичной косвенной обменной связи и магнитостатическую энергию:

$$E = -\mu_0 \sum_{i=1}^N d_i I_i H \cos \theta_i + \sum_{i=1}^N d_i K_{ii}^{(1)} \cos^2 (\theta_i - \theta_{ii}^{(1)}) + \sum_{i=1}^N d_i K_{ii}^{(2)} \cos^2 (\theta_i - \theta_{ii}^{(2)}) - \\ - \sum_{i=1}^{N-1} J_{1i} \cos (\theta_i - \theta_{i+1}) - \sum_{i=1}^{N-1} J_{2i} \cos^2 (\theta_i - \theta_{i+1}) + E_{ms}, \quad (1)$$

где θ_i – угол между направлением поля и вектором намагниченности \mathbf{I}_i ; i – индекс, указывающий номер магнитного слоя; $K_{ii}^{(1,2)}$ – константы одноосной и двухосной анизотропии i -го слоя соответственно; $\theta_{ii}^{(1,2)}$ – углы между осями и направлением внешнего магнитного поля; J_{1i} , J_{2i} – энергия билинейной и биквадратичной косвенной обменной связи между i -ым и $(i+1)$ -ым слоями соответственно; E_{ms} – суммарная энергия размагничивания пинхолов и шероховатостей межфазных границ.

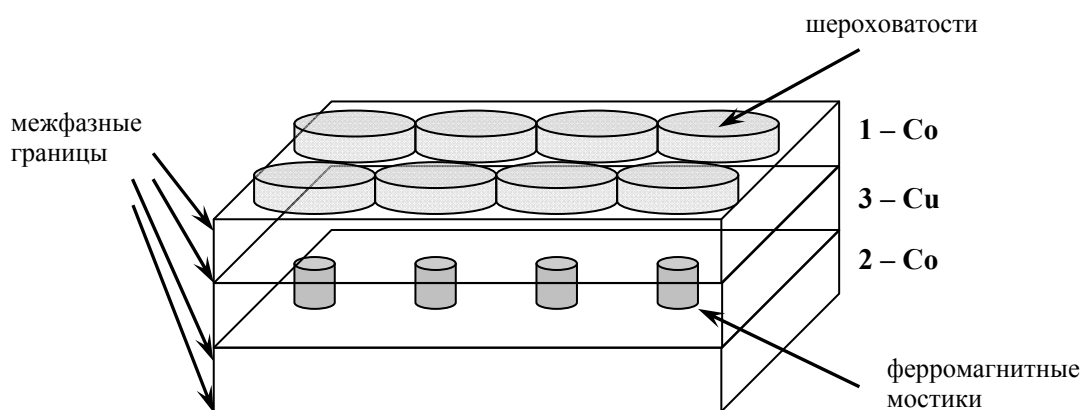


Рис. 1. Схематическое представление трехслойной Co/Cu/Co системы с поверхностными шероховатостями на межфазных границах и ферромагнитными мостиками (пинхолами) в «немагнитной» прослойке

Рассмотрим трехслойную систему Co/Cu/Co [6]. Формула (1) принимает вид

$$E = -\mu_0 \sum_{i=1}^2 d_i I_i H \cos \theta_i + \sum_{i=1}^2 d_i K_{ui}^{(1)} \cos^2 (\theta_i - \theta_{ui}^{(1)}) + \sum_{i=1}^2 d_i K_{ui}^{(2)} \cos^2 (\theta_i - \theta_{ui}^{(2)}) - J_1 \cos (\theta_1 - \theta_2) - J_2 \cos^2 (\theta_1 - \theta_2) + E_{ms}. \quad (2)$$

Представим шероховатости на межфазных границах (в том числе на поверхности пленки) в виде «сжатых» цилиндров, имеющих характерные одинаковые размеры, а пинхолы – в виде «вытянутых» цилиндров, также одинаковых (рис. 1). В нашей модели магнитостатическая энергия определяется размагничивающими факторами этих фигур, а магнитостатическим взаимодействием между ними мы пренебрегаем.

Магнитостатическую энергию в случае намагничивания системы в плоскости слоев можно представить следующей формулой ($d_1 = d_2 = d$):

$$E_{ms}/d = -\mu_0 \sum_{k=1}^4 \sigma_k I_k H_k^* \cos \theta_k^* - \mu_0 \sigma_p I_p H_p^* \cos \theta_p; \quad (3)$$

здесь k – индекс межфазной границы; p – индекс пинхола; \mathbf{H}^* – поле размагничивания, вектор которого лежит в плоскости слоя; θ_k^* и θ_p – углы между полями размагничивания и магнитными моментами шероховатостей и пинхолов соответственно.

Примем концентрацию $\sigma_k \approx 1$, то есть шероховатости покрывают всю поверхность, а для определения концентрации пинхолов σ_p используем результаты работы [10]; $I_k = I_p = I_s$. Поля размагничивания имеют вид:

$$H_k^* = -N_r I_s, \quad H_p^* = -\sigma_p N_p I_s, \quad (4)$$

где N_r и N_p – размагничивающие факторы шероховатостей и пинхолов соответственно.

Примем для двух верхних границ и пинхолов $\theta_{1,2}^* = \theta_p = \theta_1$, а для двух нижних границ – $\theta_{3,4}^* = \theta_2$. Минимизируем плотность свободной энергии магнитной системы, состоящей из двух ферромагнитных слоёв – одинаковой толщины d , равной намагниченности I_s и разделенных «немагнитной» прослойкой, по углам θ_1 и θ_2 .

Решив систему уравнений, получим выражение, описывающее состояние магнитной системы в поле насыщения:

$$H_s = \frac{A + B - \frac{2}{d}(J_1 + 2J_2)}{2\mu_0 I_s} + \frac{1}{2} I_s (4N_r + \sigma_p N_p) +$$

$$+ \sqrt{4 \left(-\frac{1}{d \mu_0 I_s} (J_1 + 2J_2) \right)^2 + \left(\frac{A-B}{\mu_0 I_s} + I_s \sigma_p N_p \right)^2}, \quad (5)$$

где $A = 2K_{u1}^{(1)} \cos 2\theta_{u1}^{(1)} + 8K_{u1}^{(2)} \cos 4\theta_{u1}^{(2)}$, $B = 2K_{u2}^{(1)} \cos 2\theta_{u2}^{(1)} + 8K_{u2}^{(2)} \cos 4\theta_{u2}^{(2)}$.

Сравнивая полученный результат с результатом работы [Самардак, Воробьев, Харитонский, Чеботкевич, 2004], можно заметить, что поле насыщения должно быть больше, так как за счет учета энергии размагничивания добавились слагаемые, содержащие размагничивающие факторы.

Посчитаем поле насыщения для свежесажженных Co/Cu/Co-пленок с толщиной «немагнитной» прослойки d_{Cu} (таблица 1) и толщиной магнитных слоев $d_{Co} = 6$ nm. Шероховатости имеют амплитуду порядка 1 nm и период порядка 100 nm. Характерные размеры пинхола считаем согласно данным статьи [Bobo, Kikuchi, Redon and etc., 1999]: диаметр постоянный, а высота равна d_{Cu} . Это соответствует концентрациям пинхолов σ_p , приведенным в таблице 1. Тогда, если кристаллографическую анизотропию в слоях кобальта принять одноосной, т. е. $K_{u1}^{(1)} = K_{u2}^{(1)}$, то

$$H_s = H_{u1} - H_{ex} + 2H_r + \frac{1}{2}H_p + \sqrt{4H_{ex}^2 + H_p^2}, \quad (6)$$

где $H_{u1} = \frac{2K_{u1}^{(1)}}{\mu_0 I_s}$ – поле одноосной анизотропии; $H_{ex} = \frac{J_1 + 2J_2}{\mu_0 I_s d}$ – эффективное поле косвенной

обменной связи, H_r и H_p – поля размагничивания шероховатостей и пинхолов соответственно. В нашем случае $H_r \approx 100$ A/m. Если в формуле (5) учесть вклад энергии двухосной анизотропии, то величина поля насыщения превосходит его экспериментальные значения более чем в два раза, хотя характер поведения остается прежним. По-видимому, либо кристаллографическая анизотропия имеет только одноосную природу, либо данная составляющая магнитной энергии уже содержится в энергии обменного взаимодействия.

Таблица 1. Зависимость поля размагничивания пинхолов и полей одноосной анизотропии и обменного взаимодействия от толщины «немагнитной» прослойки

d_{Cu} , nm	$\sigma_p \cdot 10^3$	H_p , A/m теор.	H_{u1} , kA/m эксп.	H_{ex} , kA/m эксп.
8	166	649.27	10.2	0.6
9	89	360.30	2.5	-10.1
10	48	198.75	7.6	-12.5
11	26	109.15	3.8	-10.4
12	14	59.73	12.3	-1.8
14	4	17.76	11.5	-0.6
16	1.2	5.24	8.5	0.2
19	0.18	0.83	3.8	-2.4
21	0.05	0.24	0.6	-12.9
24	0.008	0.04	9.9	-0.2
25	0.004	0.02	9.5	0.1

Заключение

Для свежесажженных Co/Cu/Co-пленок учет в формуле (6) размагничивающих полей шероховатостей и пинхолов дает увеличение поля насыщения и достаточно хорошо согласуется с его экспериментальными значениями (рис. 2).

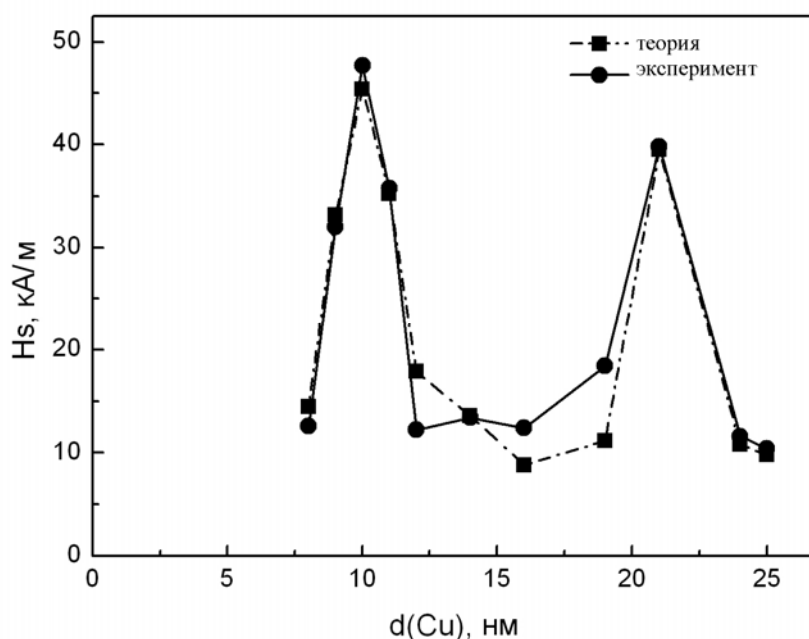


Рис. 2. Зависимости поля насыщения трехслойной Co/Cu/Co-системы от толщины «немагнитной» прослойки

Следует отметить, что полученные поля размагничивания малы по сравнению с полями анизотропии и косвенной обменной связи. Поле размагничивания пинхолов существенно зависит от их концентрации, поэтому в случае увеличения толщины «немагнитной» прослойки может быть пренебрежимо мало (таблица 1). Термическая обработка слоистой структуры приводит к сглаживанию шероховатостей [Самардак, Воробьев, Харитонский, Чеботкевич, 2004], что уменьшает величину их поля размагничивания H_r .

Оценка энергий размагничивающих полей шероховатостей и пинхолов позволяет сделать вывод о незначительности их влияния на характер поведения осциллирующего поля насыщения данной слоистой структуры (рис. 2).

Таким образом, полученные оценки величин магнитостатической энергии шероховатостей и пинхолов, а также их поведение при изменении температуры и характерных параметров интерфейсов показывают, что наличие шероховатостей и пинхолов вряд ли может объяснить осциллирующий характер поля насыщения. Эти результаты косвенно указывают на возможность существования «дипольного» механизма биквадратичной связи [Rucker, Demokritov, Tsymbal, Grunberg, Zinn, 1995].

Список литературы

- Zutic I. et al. Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Physics. – 2004. Vol. 76. – P. 323–334.
- Огнев А. В., Самардак А. С. Спинтроника: физические принципы, устройства, перспективы // Вестник ДВО РАН. – 2006. Т. 4. – С. 70–73.
- Baibich M. N. et al. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices // Phys. Rev. Lett. – 1988. Vol. 61. – P. 2472–2478.
- Vu Dinh Ky. Planar Hall Effect in Ferromagnetic Films // Phys. Stat. Sol. (b). – 2006. – Vol. 25. P. 565–571.
- Самардак А. С., Чеботкевич Л. А. Поведение магнитных и магниторезистивных свойств нанокристаллических Co/Cu/Co-пленок при ступенчатом отжиге // ФММ. – 2006. – Т. 101, № 1. – С. 16–19.

- Самардак А. С. и др.* Межслоевая обменная связь в Co/Cu/Co-пленках // ФММ. – 2004. Т. 98, № 4. – С. 360–364.
- Levy P. M.* Giant magnetoresistance in magnetic layered and granular materials, Chapter in Solid State Physics Vol.47 / Eds. H. Ehrenreich and D. Turnbull. Academic Press, Cambridge MA. 1994. P. 367–371.
- Parkin S. S. P.* Giant magnetoresistance and oscillatory interlayer coupling in polycrystalline transition metal multilayers, Chapter in Ultrathin Magnetic Structures II / Eds. B.Heinrich and J.A.C. Bbland. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 1994. P. 148–151.
- Stiles M. D.* Exchange Coupling in Magnetic Multilayers, Chapter in Nanomagnetism: Ultrathin Films, Multilayers and Nanostructures (Contemporary Concepts of Condensed Matter Science, Vol.1) / Eds. D. Mills and J. A. C. Bland. New York: Elsevier. 2006. P. 51–53.
- Bobo J. F. et al.* Pinholes in antiferromagnetically coupled multilayers: Effects on hysteresis loops and relation to biquadratic exchange // Phys. Rev. B. – 1999. Vol. 60. – P. 4131–4141.
- Rucker U. et al.* Biquadratic coupling in Fe/Au/Fe trilayers: Experimental evidence for the magnetic-dipole mechanism // J. Appl. Phys. – 1995. Vol. 78. – P. 387–391.