1994 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 36, № 1
1994 SOLID STATE PHYSICS Vol. 36, N 1

УДК 538.214, 538.231

БИКВАДРАТИЧНОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПЛЕНКАХ ФЕРРОМАГНЕТИК — НЕМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ

К.Ю.Гуслиєнко

Для трехслойной пленки ферромагнетик–немагнитный металл–ферромагнетик в рамках микромагнитного подхода рассматриваются условия существования биквадратичного обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями. Учтены размагничивающее поле, магнитная анизотропия и межслойное нелокальное обменное взаимодействие. Определены случаи, когда биквадратичное обменное взаимодействие при намагничивании пленки проявляет себя аналогично магнитной анизотропии. Вычислена соответствующая коэрцитивная сила.

1. Для магнитных диэлектриков с локализованными магнитными моментами и спином $S > 1/2$ в гамильтониане обменного взаимодействия допустимо появление биквадратичных членов вида $(\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2)^2$. Исследование такого негайзенберговского обмена представляет собой отдельную задачу [1]. Однако, как было показано в работе [2] для магнитных пленок, взаимодействующих через прослойку в форме, билинейной по намагниченностям, пространственные флуктуации обменного интеграла приводят к появлению биквадратичного вклада в термодинамический потенциал. Происхождение их таково.

Обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями через прослойку сильно зависит и осциллирует в зависимости от ее толщины. Поверхности раздела слоев же неидеальны (толщина прослойки не постоянна по площади пленки), что и приводит к пространственным флуктуациям межслойного взаимодействия. Под немагнитной прослойкой здесь и далее понимаются благородные металлы (Cu, Ag, Au), Pd, Pt, Al, Ru и антиферромагнитный Cr. В работе [3] было обращено внимание на то, что билинейного слагаемого недостаточно для описания кривых намагничивания пленок Co/Cu/Co. Обменное взаимодействие слоев Co имеет более сложный вид, который в [3] приближенно аппроксимировали биквадратичным вкладом в потенциал. О необходимости учета биквадратичного слагаемого говорят и данные по пленкам Fe/Cr/Fe, Fe/Al/Fe, Fe/Au/Fe [4–6]. В этих работах показано, что характерный вид имеют доменная структура слоев (наличие доменов с намагниченностями, перпендикулярными друг другу) и кривые намагничивания (ступеньки при намагниченности, равной половине намагниченности насыщения).

Однако в [2] не учтено влияние внешнего и размагничивающего полей, которое существенно для пленок. Кроме того, неточно проведено рассмотрение случая, когда флуктуации обменного интеграла происходят на фоне его конечной средней величины, как нередко бывает в реальных пленках. Такая ситуация наблюдается, например, в Co/Cu/Co [3], Fe/Pd/Fe [7], Co/Ru [8]. При конечной толщине прослойки становится существенным нелокальный характер межслойного обменного взаимодействия, так как оно носит дальнодействующий характер (например, РККИ [9]). Также остались неясными вопросы: каким образом биквадратичное обменное взаимодействие сказывается на петлях гистерезиса? Можно ли его представить в виде дополнительного вклада в эффективную константу анизотропии пленки? Эти вопросы и рассмотрены в настоящей работе в рамках микромагнитного подхода.

2. Проанализируем общие условия появления биквадратичного взаимодействия. Рассмотрим двухслойную ферромагнитную пленку с взаимодействующими (через немагнитную прослойку) слоями, описываемую термодинамическим потенциалом, состоящим из объемных и билинейного обменного поверхностного вкладов [10]

$$F = F_V + F_{V'} - \int dS A_s(\mathbf{M}\mathbf{M}'), \quad F_V = \int dV \left[\frac{\alpha}{2}\sum_{\gamma}(\nabla M_{\gamma})^2 + f(\mathbf{M})\right], \quad (1)$$

где $\gamma = x, y, z$; α, α' — параметры неоднородного внутрислойного обменного взаимодействия; A_3 — параметр поверхностного межслойного обменного взаимодействия; $f(\mathbf{M})$, $f'(\mathbf{M})$ описывают вклады внешнего, размагничивающего полей и полей анизотропии слоев; M, M' — намагниченности слоев.

Оси Oz, Oz' декартовых систем координат слоев направлены нормально пленке (рис. 1). Для локального взаимодействия интегрирование можно проводить по общей поверхности раздела слоев S, считая, что введение немагнитной прослойки учитывается зависимостью A_s от толщины прослойки d. Равновесное распределение намагниченности получаем варьированием (1) по компонентам намагниченностей M_γ, $M'_{\gamma'}$ с обычными микромагнитными граничными условиями на границе раздела слоев (плоскостях $z = 0$, $z' = 0$, не совпадающих в общем случае из-за наличия немагнитной прослойки)

$$\mathbf{M}\times\left[\alpha\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial n} - A_S\mathbf{M}'\right] = 0, \qquad \mathbf{M}'\times\left[\alpha'\frac{\partial \mathbf{M}'}{\partial n} - A_S\mathbf{M}\right] = 0, \qquad z = 0, z' = 0, \quad (2)$$

и свободными граничными условиями на внешних поверхностях пленки

$$(\partial \mathbf{M}/\partial n)_{z=D} = (\partial \mathbf{M}/\partial n)_{z'=D'} = 0,$$

где $\mathbf{n}$ $\mathbf{n}'$ — внешние нормали к слоям.

Линеаризуем задачу подстановкой $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(z, \mathbf{r})$, $\mathbf{M}'(r) = \mathbf{M}'_0 + \mathbf{m}'(z, \mathbf{r})$, где $\mathbf{M}_0$, $\mathbf{M}'_0$ — однородные намагниченности слоев в отсутствие пространственных флуктуаций A_S; $\mathbf{m} \ll \mathbf{M}_0$, $\mathbf{m}' \ll \mathbf{M}'_0$; $\mathbf{r}$, $\mathbf{r}'$ лежат в плоскостях xOy, $x'Oy'$. Предположим также, что $A_S = \delta A_S(\mathbf{r})$ — периодическая функция $\mathbf{r}$, изменяющегося на поверхности

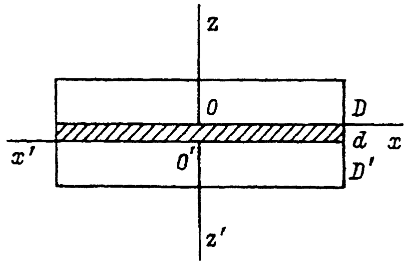

Рис. 1. Трехслойная пленка ферромагнетик–немагнитный металл. D, D' — толщины ферромагнитных слоев; d — толщина немагнитной прослойки.

слоя $z = 0$ или $z' = 0$ соответственно. В случае симметрии уравнений для разных слоев в дальнейшем будем выписывать уравнения лишь для одного из слоев. Тогда (2) после введения вектора $\boldsymbol{\theta} = \mathbf{M} \times \mathbf{m}/M_0^2$, $\mathbf{m} = \boldsymbol{\theta} \times \mathbf{M}_0$ приобретает вид

$$2A\frac{\partial \boldsymbol{\theta}}{\partial n} = \delta A_S(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{M}_0'), \qquad 2A = \alpha M_0^2. \tag{3}$$

Нетрудно заметить, что индуцированная флуктуирующей величиной δA_S добавка к плотности поверхностной свободной энергии с удержанием квадратичных по $\mathbf{m} \sim \delta A_S$ членов (нечетные степени дают нуль при интегрировании по S) такова

$$\varphi_S = -\delta A_S(\mathbf{M}_0\mathbf{m}' + \mathbf{M}_0'\mathbf{m}) = -\delta A_S(\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}')(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{M}_0'). \tag{4}$$

Введем вектор $\mathbf{N} = (\mathbf{M}_0 \times \mathbf{M}_0')/M_0M_0'$ и используем разложение $\boldsymbol{\theta} = \theta_N\mathbf{N} + \boldsymbol{\theta}_\perp$, подстановка которого сводит (4) к биквадратичному обмену

$$\varphi_S = -\delta A_S(\theta_N + \theta'_{N'})\mathbf{N}^2 M_0M_0', \mathbf{N}^2 = \left[1 - \left(\frac{\mathbf{M}_0\mathbf{M}_0'}{M_0M_0'}\right)^2\right]. \tag{5}$$

Предположим, что объемные члены $f(\mathbf{M})$ имеют такой вид, что тензор $\partial^2 f(\mathbf{M}_0)/\partial M_\gamma \partial M_{\gamma'}$ диагонален, и введем обозначение $\varkappa_\gamma^2 = f''_{\gamma\gamma}M_0^2/2A$. Преобразуем по формуле Грина, учтя уравнения равновесия для компонент m_γ, объемные интегралы (1) в поверхностные

$$\int dV\varphi_V = \frac{A}{M_0^2}\sum_\gamma \int dV\,\left[(\nabla m_\gamma)^2 + \varkappa_\gamma^2 m_\gamma^2\right] = \frac{A}{M_0^2}\int dS\mathbf{m}\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} =$$

$$= A\int dS\boldsymbol{\theta}\frac{\partial \boldsymbol{\theta}}{\partial n}$$

и используем граничные условия (3), что дает

$$\int dV\varphi_V = \int dS\delta A_S\boldsymbol{\theta}_N\mathbf{N}^2 M_0M_0'/2.$$

Следовательно, потенциал (1) приводится к виду

$$F = F_0 - \frac{1}{2}\int dS\delta J(\theta_N + \theta'_{N'})\mathbf{N}^2, \delta J = \delta A_S M_0 M'_0. \qquad (6)$$

С учетом граничного условия (3), где $\partial(\ldots)/\partial n = -\partial(\ldots)/\partial z$, (6) можно упростить, имея в виду пропорциональность $\theta_N(z, \mathbf{r}) \sim \delta A_S(\mathbf{r})$. Флуктуационный вклад в полную свободную энергию (6) имеет вид биквадратичного обменного взаимодействия

$$\Phi_S = \frac{1}{4}\int dS\delta_S^2\left[\frac{\theta}{A\theta_z} + \frac{\theta'}{A'\theta'_z}\right](\mathbf{M}_0 \times \mathbf{M}'_0)^2 = B_{12}\left[1 - \left(\frac{\mathbf{M}_0\mathbf{M}'_0}{M_0 M'_0}\right)^2\right], \qquad (7)$$

где $\theta = \theta_N(z = 0, \mathbf{r})$, $\theta' = \theta'_{N'}(z' = 0, \mathbf{r})$; член в квадратных скобках от $\mathbf{r}$ не зависит; индексы z, z' означают производные по z, z'.

Для получения формы (7) необязательно предполагать конкретный вид зависимости $\delta A_S(\mathbf{r})$, но для практического вычисления константы биквадратичного обмена

$$B_{12} = \frac{1}{4}\int dS\delta A_S^2\left[\frac{\theta}{A\theta_z} + \frac{\theta'}{A'\theta'_z}\right](M_0, M'_0)^2 \qquad (8)$$

необходимо решение объемных уравнений равновесия.

Отметим, что необходимо найти из объемных уравнений равновесия лишь проекции θ_N, $\theta'_{N'}$. Для вычислений примем $f(\mathbf{M}) = f_a(M_z) - \mathbf{MH}$ с аксиально-симметричной частью f_a. В этом случае, как нетрудно показать, уравнения для θ_N, $\theta'_{N'}$, отщепляются от системы уравнений для проекций $\boldsymbol{\theta}$, $\boldsymbol{\theta}'$. Линеаризованное уравнение равновесия ($\hat{\mathbf{z}}$ — единичный вектор в направлении оси $0z$)

$$\mathbf{M}_0 \times (\alpha\Delta\mathbf{m} - \hat{\mathbf{z}}m_z f''_a) + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} = 0,$$

где $\mathbf{H}_{\text{ef}} = \mathbf{H} - \hat{\mathbf{z}}f'_a$, перепишем через $\boldsymbol{\theta}$

$$2A\Delta\boldsymbol{\theta} - f''_a(\mathbf{M} \times \hat{\mathbf{z}})(\mathbf{M}_0 \times \hat{\mathbf{z}})\boldsymbol{\theta} + \mathbf{M}_0(\boldsymbol{\theta}\mathbf{H}_{\text{ef}}) = 0 \qquad (9)$$

и дополним линеаризованными граничными условиями (3)

$$2A\boldsymbol{\theta}_n = \delta A_S(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{M}'_0).$$

Предположим, что магнитное поле изменяется в плоскости zOx, тогда в φ_S (5) вклад дают только составляющие θ_y, θ'_y, индуцированные δA_S. Уравнение для θ_y отщепляется от системы (9), приобретая вид уравнения Клейна–Гордона

$$\Delta\theta - \varkappa^2\theta = 0, \qquad \varkappa^2 = f''_a M_{0x}^2/2A, \qquad \theta = \theta_y. \qquad (10)$$

Задача свелась к решению (10), удовлетворяющему граничным условиям. Влияние магнитной анизотропии, размагничивающего поля и внешнего магнитного поля проявляется через конечную обменную корреляционную длину $\varkappa^{-1}$; $\varkappa^{-1}$ значительно возрастает при ориентационных фазовых переходах, которые могут происходить при намагничивании полем $\mathbf{H}$. Случай поля $\mathbf{H}$ и оси анизотропии в плоскости пленки $\theta = \theta_z$ рассчитывается аналогично. Фундаментальная система решений уравнения (10) есть $\exp(i(\mathbf{kr} + k_z z))$ и $\mathbf{k}^2 + k_z^2 + \varkappa = 0$. Так как $\delta A_S(\mathbf{r})$ предполагается периодической функцией $\mathbf{r}$, то в силу граничных условий (3) k_x, k_y являются вещественными. Следовательно, компонента k_z чисто мнимая. Обозначив $K^2 = \mathbf{k}^2 + \varkappa^2$, получим решение граничной задачи

$$\theta_N(z, \mathbf{r}) = \operatorname{ch} K(z - D)\delta A_S(\mathbf{r})(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{M}_0')_y / 2AK \operatorname{sh} KD \tag{11}$$

и аналогичное выражение для θ', что для B_{12} дает

$$B_{12} = -\frac{1}{4}\left(\frac{\operatorname{cth} KD}{AK} + \frac{\operatorname{cth} K'D'}{A'K'}\right)(M_0 M_0')^2 \int dS \delta A_S^2(\mathbf{r}), \qquad B_{12} < 0. \tag{12}$$

Используя зависимость $\delta A_S(\mathbf{r}) = \delta A_{S\mathbf{q}} \exp(i\mathbf{qr})$ для B_{12}, окончательно получим модифицированный результат Слончевского [2], отличающийся заменой $q \to K = (q^2 + \varkappa^2)^{1/2}$

$$B_{12} = -\frac{1}{4}|\delta J_{\mathbf{q}}|^2 \left(\frac{\operatorname{cth} KD}{AK} + \frac{\operatorname{cth} K'D'}{A'K'}\right), \qquad \delta J_{\mathbf{q}} = \delta A_{S\mathbf{q}} M_0 M_0'. \tag{13}$$

Учет $\varkappa \neq 0$ уменьшает модуль B_{12}; (13) является разложением потенциала по малому параметру $\delta J/AK$. Сложнее оказывается картина, если флуктуации δA_S появляются на фоне среднего значения A_S^0 и соотношение J_0/AK ($J_0 = A_S^0 M_0 M_0'$) не обязательно является малым. Представим обменный интеграл в виде $J(\mathbf{r}) = J_0 + \delta J(\mathbf{r})$. В этом случае φ_S не сводится к формуле (5), а имеет вид

$$\varphi_S = \frac{1}{2} J_0 \cos\alpha(\theta - \theta')^2 + \sin\alpha \delta J(\theta - \theta'), \qquad \alpha = \theta_0 - \theta_0'. \tag{14}$$

В [2] было пропущено первое слагаемое в поверхностной плотности энергии (14), а J_0 учтен лишь в конце расчета. Решив систему уравнений для граничных условий, следующую из (14), и вычислив соответствующие поверхностные и объемные вклады для B_{12}, получим

$$B_{12}(\alpha) = -\frac{1}{4}|\delta J_{\mathbf{q}}|^2 \left(\frac{\operatorname{cth} KD}{AK} + \frac{\operatorname{cth} K'D'}{A'K'}\right) \times$$
$$\times \left[1 + \frac{1}{2} J_0 \left(\frac{\operatorname{cth} KD}{AK} + \frac{\operatorname{cth} K'D'}{A'K'}\right)\cos\alpha\right]^{-1} \tag{15}$$

выражение зависящее от α, т.е. флуктуационный вклад (7) не сводится в отличие от [2] к биквадратичному обмену. Отметим, что обращение знаменателя (15) в нуль дает в точности уравнение на разрешенные волновые векторы статических спин-волновых мод, локализованных на поверхности раздела слоев [10]. Это возможно лишь при антиферромагнитном межслойном обменном взаимодействии $J_0 < 0$.

Однако использование локального взаимодействия слоев (1) $a_S(d, \mathbf{r}-\mathbf{r}') = A_S(d)\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ при конечной толщине немагнитной прослойки является неоправданным, так что взаимодействие (например, РККИ, через спин-поляризованные электроны проводимости прослойки) является дальнодействующим. Поверхностную энергию в (1) запишем в виде

$$F_S = -\int d^2\mathbf{r} \int d^2\mathbf{r}' a_S(d, \mathbf{r}-\mathbf{r}')\mathbf{M}(\mathbf{r})\mathbf{M}(\mathbf{r})\mathbf{M}(\mathbf{r}') \qquad (16)$$

или эквивалентном через углы направлений векторов $\mathbf{M}, \mathbf{M}'$

$$F_S = -\int d^2\mathbf{r} \int d^2\mathbf{r}' J(d, \mathbf{r}-\mathbf{r}') \cos(\theta(\mathbf{r}) - \theta(\mathbf{r}')). \qquad (16a)$$

Представим, как и выше, обменный интеграл J в виде суммы двух членов $J_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$, который слабо зависит от d на расстояниях порядка периода решетки прослойки и осциллирующего в зависимости от d вклада $\delta J(d, \mathbf{r}-\mathbf{r}')$. Другими словами, J_0 представляет собой длиннопериодную (или монотонную), а δJ — короткопериодную часть межслойного обменного взаимодействия. Будем считать, что $d(\mathbf{r})$ описывает рельеф поверхности.

Граничное условие на $z = 0$ (на $z' = 0$ аналогично) после линеаризации $\theta(\mathbf{r}) = \theta_0 + \theta(\mathbf{r})$, $\theta'(\mathbf{r}) = \theta_0' + \theta'(\mathbf{r})$, $J = J_0 + \delta J$ получим в интегро-дифференциальном виде

$$2A\frac{\partial\theta}{\partial n} + J_0(0)\cos\alpha\theta(\mathbf{r}) - \cos\alpha \int d^2\mathbf{r}' J_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\theta'(\mathbf{r}')\theta'(\mathbf{r}') = -\sin\alpha\delta J(d, 0), \qquad (17)$$

где $J_0 = \int d^2\mathbf{r}' J_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$, $\qquad \delta J(d,0) = \int d^2\mathbf{r}\delta J(d, \mathbf{r}-\mathbf{r}')$.

Теперь рассчитаем реакцию на одну Фурье-гармонику, полагая $\delta J(d,0) = \delta J(d(\mathbf{r})) = \delta J_{\mathbf{Q}} \exp(-i\mathbf{Q}\mathbf{r})$,

$$\theta(\mathbf{r}), \qquad \theta(\mathbf{r}) \sim \exp(-i\mathbf{Q}\mathbf{r}), \qquad \exp(-i\mathbf{Q}\mathbf{r}')$$

соответственно. Это дает систему граничных условий

$$2A\frac{\partial\theta}{\partial n} + J_0(0)\cos\alpha\theta - \cos\alpha J_0(\mathbf{Q})\theta'(\mathbf{Q}) = -sin\alpha\delta J_{\mathbf{Q}},$$

$$2A'\frac{\partial\theta'}{\partial n'} + J_0\cos\alpha\theta'(\theta) - \cos\alpha J_0(\mathbf{Q})\theta(\mathbf{Q}) = \sin\alpha\delta J_{\mathbf{Q}}, \qquad (18)$$

где

$$J_0(\mathbf{Q}) = \int d^2\mathbf{r}' J_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\exp(i\mathbf{Q}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')).$$

Решениями (18), удовлетворяющими уравнениям (10), являются

$$\theta(z, \mathbf{r}) = \delta J(\mathbf{r})t(\mathbf{Q})\sin\alpha\,\mathrm{ch}\,K(z-D)/2AK\,\mathrm{sh}\,KD, \qquad (19)$$

$$\theta(z'\mathbf{r}') = \delta J(\mathbf{r}) t'(\mathbf{Q}) \sin\alpha \operatorname{ch} K(z' - D)/2A'K' \operatorname{sh} K'D',$$

где амплитуды t, t' не равны единице в отличие от (11) и равны

$$t(\mathbf{Q}) = \frac{-1}{\Delta(\mathbf{Q})}\left[1 + \frac{x'}{2}\cos\alpha\{J_0(0) - J_0(\mathbf{Q})\}\right],$$

$$t(\mathbf{Q}) = \frac{1}{\Delta(\mathbf{Q})}\left[1 + \frac{x}{2}\cos\alpha\{J_0(0) - J_0(\mathbf{Q})\}\right],$$

$$\Delta(\mathbf{Q}) = 1 + J_0(0)\cos\alpha(x + x')/2 + xx'\cos^2\alpha\{J_0^2(0) - J_0^2(\boldsymbol{\theta})\}/4, \qquad (20)$$

Здесь

$$x = \operatorname{cth} KD/AK, \quad x' = \operatorname{cth} K'D'/A'K', \quad \delta J t(\mathbf{Q}) x \ll 1.$$

Вклад в потенциал на единицу поверхности из-за пространственных флуктуаций d принимает с учетом решений (19) вид

$$\Phi_{\mathbf{Q}} = -\frac{1}{4}\sin^2\alpha\,|\delta J_{\mathbf{Q}}|^2\,(x + x' + \cos\alpha x x'\{J_0(0) - J_0(\mathbf{Q})\})\frac{1}{\Delta(\boldsymbol{\theta})}. \qquad (21)$$

Условие $\Delta(\mathbf{Q}) = 0$ дает уравнение для разрешенных волновых векторов K, K' (или спектр частот ω, если учесть зависимости $K(\omega)$, $K'(\omega)$, включив в рассмотрение временны́е производные намагниченностей в лагранжиане, соответствующем потенциалу (1)) поверхностных спиновых волн, имеющих нулевую компоненту волнового вектора в плоскости пленки $\boldsymbol{\theta}$. Для одинаковых материалов слоев и коллинеарных намагниченностей $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{M}_0'$ уравнение $\Delta(\boldsymbol{\theta}) = 0$ сводится к полученному в работе [11].

Так как в рамках линейной теории вклады от всех Фурье-компонент $\delta J(d(\mathbf{r}))$ аддитивны, то для полного потенциала на единицу поверхности раздела получим

$$\Phi = \Phi_0 + \sum_{\boldsymbol{\theta}} \Phi_{\boldsymbol{\theta}}, \qquad \Phi_0 = Df(\theta_0) + D'f'(\theta_0') - J_0(0)\cos\alpha), \qquad (22)$$

где α — угол между невозмущенными намагниченностями слоев.

Оценим при условии $KD \geqslant 1$ константу B_{12}. Для толщины прослойки $d \sim 1$ нм, обменной жесткости $A \sim 10^{-11}$ Дж/м, $K \sim 10^8 \div 10^9$м$^{-1}$ получим $B_{12} \sim 10^{-12} \div 10^{-3}$мДж/м^2, если принять $\delta J \sim J_{\text{РККИ}}(d) \sim$ $\sim 10^{-1}$мДж/м^2 [9]. Это по порядку величины согласуется с B_{12}, полученным для пленок Fe/Au/Fe [5,6] и Co/Cu/Co [3]. Но в пленках Fe/Cr/Fe, Fe/Al/Fe измеренное значение $|B_{12}|$ имеет значительно бо́льшую величину $\sim 10^{-1}$мДж/м^2 [4–6], что, видимо, связано с большей величиной осциллирующего обменного интеграла, не укладывающегося в простую схему РККИ-взаимодействия через немагнитную металлическую прослойку. В этом случае использование выражений (13) или (21) позволяет найти его величину по измеренным экспериментально значениям B_{12}.

3. Рассмотрим намагничивание пленки с потенциалом (22). Будем считать, что вклад в разложение $\delta J(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ дают лишь члены с достаточно большими Q (флуктуации мелкомасштабны), а толщина слоев пленки достаточно велика, так что $KD > 1$ ($\pi K_{\max}^{-1}$ порядка десяти периодов решетки), $|J_0(0)|\,x \ll 1$. В этом случае квадратичными по x, x' членами в (22) можно пренебречь и обмен сведется к биквадратичному. Магнитное поле пусть приложено в плоскости пленки, что для потенциала (22), который можно рассматривать как феноменологический с константой B_{12}, дает

$$\Phi(\boldsymbol{\mu}) = \text{const} - \mu\mathbf{H} - \frac{B}{(DD')^2}\left[\frac{p}{2}\mu^2 + \frac{1}{4}\mu^4\right], \qquad p = \frac{DD'}{B}A_S^0 - \nu^2, \quad (23)$$

где $\boldsymbol{\mu} = \mathrm{M}_0 D + \mathrm{M}_0 D'$, $B = B_{12}/(M_0 M_0')^2 < 0$, $\nu^2 = (M_0 D)^2 + (M_0' D')^2$, углы θ, θ' лежат в плоскости пленки.

Анализ (23) показывает, что при условии $\left|A_S^0\right| < 2\,|B|\,M_0 M_0'$ появляется петля гистерезиса с коэрцитивной силой (полем потери стабильности угловой фазы)

$$H_c = -\frac{2}{3\sqrt{3}}\frac{B}{(DD')^2}\left(\nu^2 - \frac{DD'}{B}A_s^0\right)^{3/2}, \quad (24)$$

несмотря на отсутствие анизотропных слагаемых в потенциале (23).

Для магнитного поля вдоль нормали к пленке потенциал не удается свести к виду (23), но для одинаковых слоев ($M_0 = M_0'$, $D = D'$, $\beta = \beta'$) при условии $|J_0(0)| < 2\,|B_{12}|$ и эффективной анизотропии слоев «легкая плоскость» ($\beta < 4\pi$) биквадратичное обменное взаимодействие приводит к гистерезису намагниченности с коэрцитивной силой

$$H_c = -\frac{4}{3}\left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}\frac{B_{12}}{MD}\left(1 + \frac{(4\pi-\beta)M_0^2 D - 2J_0}{4B_{12}}\right)^{3/2}. \quad (25)$$

Поскольку условие существования (25) зависит от соотношения объемных и поверхностных вкладов в потенциал, то удобнее записать (25) через толщины ферромагнитных слоев

$$H_c(D) = \frac{4\pi}{3}\left(\frac{2\pi}{3}\right)^{1/2}\frac{M_0^2}{D\,|B_{12}|^{1/2}}(D_c - D)^{3/2}, \quad D_c = \frac{J_0 + 2\,|B_{12}|}{2\pi M_0^2}, \quad \beta = 0. \quad (25a)$$

Отсюда следует, что при уменьшении толщины ферромагнитных слоев D до значений ниже критической D_c и намагничивании вдоль нормали пленка ведет себя так, как будто у нее появилась наклонная анизотропия с полем $\cong H_c(D)$. Увеличение $J_0 > 0$ и $|B_{12}|$, согласно (25a), расширяет область существования гистерезиса. Формулы (24), (25) можно использовать для модулированных многослойных пленок ферромагнетик/немагнитный металл ($D{=}D'$, период структуры $D+d$). При этом потенциал (22) удобно отнести к одному ферромагнитному

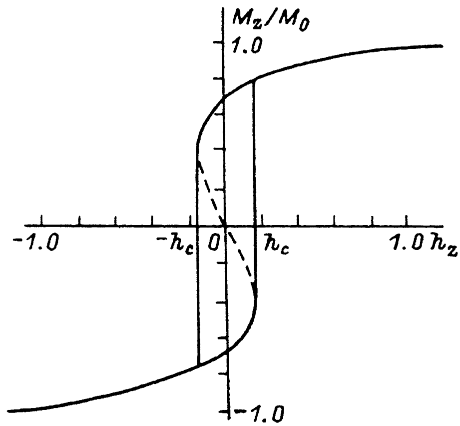

Рис. 2. Петля гистерезиса многосойной модулированной пленки ферромагнетик/немагнитный металл с биквадратичным обменным взаимодействием $B_{12} < 0$ в магнитном поле, нормальном слоям.
$J_0 = 3\,|B_{12}|$, $D = D_c/2$, $h_z = H_z/4\pi M_0$, $h_c = H_c/4\pi M_0$.

слою, что сводится к замене в (22) $D \to D/2$, $B_{12} \to 3B_{12}/2$. Степень прямоугольности петли гистерезиса (рис. 2) $M_z(D, H_z = 0)/M_0 = \pm$ $\pm\, 2^{1/2}(1 + J_0/3\,|B_{12}|)^{1/2}(1 - D/D_c)^{1/2}/2$; D_c возрастает при уменьшении d. Подобная (25a) зависимость петли гистерезиса от толщины наблюдалась в многослойных пленках Co/Au ($D_c \approx 2$нм), Co/Cu ($D_c \approx 1$нм)[12], Co/Ru ($D_c \approx 1.3$ нм)[13], Co/Ru ($D_c \approx 1.5$ нм) [14], Co/Pt ($D_c \approx 1$ нм) [15], Co/Pt ($D_c \approx 0.5 \div 1.7$ нм) [16], Co/Pd ($D_c \approx 0.3 \div 2$ нм в зависимости от того, какая кристаллическая плоскость эпитаксиального Co параллельна поверхности пленки) [17]. Согласно (25a), используя типичное значение $J_0 \sim 1$мДж/м^2 для $d \simeq 1$ нм из обзора [18] и оценивая $(J_0 + 3\,|B_{12}|) \sim 1$мДж/м^2, получим для Co критическую толщину $D_c(d) \sim 1$ нм. Однако в пленках CoPd/Pd [19] было найдено $D_c \approx 6$ нм, что, видимо, связано с уменьшением намагниченности ферромагнитных слоев. В большинстве работ [12–17,19] появление перпендикулярной анизотропии с уменьшением толщины ферромагнитного слоя в модулированной пленке объясняется на основе конкуренции объемного и поверхностного вкладов в эффективную константу анизотропии $K_{ef}(D) = K_V + 2K_S/D$, приходящуюся на один ферромагнитный слой. С учетом $K_V = -2\pi M_0^2$ это дает значение критической толщины $D_c = (2K_S)/2\pi M_0^2$, где предполагается, что $K_S > 0$ — константа поверхностной перпендикулярной анизотропии ~ 1мДж/м^2, происхождение которой не конкретизируется либо объясняется с помощью какой-либо дополнительной модели. Из сравнения этого значения D_c с формулой (25a) ясно, что альтернативным объяснением поверхностной энергии K_S является ее связь не с анизотропией, а с обменным билинейным J_0 и биквадратичным B_{12} межслойнным взаимодействием, а именно $K_S = J_0(0) + 3\,|B_{12}|$.

Для коэрцитивной силы H_c, зависящей от толщины и типа прослойки, получим $\sim 10 \div 10^2$мТл для $|B_{12}| \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ мДж/м^2.

4. Для трехслойной пленки ферромагнетик–немагнитный металл–ферромагнетик условия существования биквадратичного обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями заключаются в ограничениях на вид объемных анизотропных вкладов в потенциал (1). Но так как обычно в пленках анизотропные слагаемые не выше второго порядка по компонентам намагниченности (анизотропия формы и наведенная одноосная анизотропия), то эти условия выполняются. Обменное взаимодействие не сводится к биквадратичному при наличии длиннопериодного (или монотонно спадающего с толщиной прослойки) вклада в поверхностный обменный интеграл J_0 и учете его нелокальности, если не выполняется критерий $|J_0|\,x \ll 1$. При совершенной поверхности раздела короткопериодная часть межслойного обменного взаимодействия $\delta J(d)$ проявляется непосредственно [5,20], а при учете рельефа поверхности $d(\mathbf{r})$, при подавлении короткопериодных осцилляций $\delta J(d)$, — в виде биквадратичного обменного взаимодействия. При антиферромагнитном обменном интеграле J_0 вклад пространственных флуктуаций $\delta J(\mathbf{r})$ в константу индуцированного взаимодействия B_{12} резко возрастает, когда волновой вектор флуктуаций $\mathbf{Q}$ удовлетворяет условию возбуждения поверхностных спин-волновых мод.

Биквадратичное обменное взаимодействие при намагничивании пленки проявляет себя аналогично наклонной по отношению к нормали к пленке магнитной анизотропии, приводя к раскрытию петли гистерезиса. Соответствующая коэрцитивная сила дается выражением (24) при намагничивании в плоскости пленки и выражением (25а) при намагничивании вдоль нормали. Увеличение поверхностной энергии взаимодействия слоев (величин $J_0 > 0$ и $|B_{12}|$) и уменьшение периода $D+d$ многослойной модулированной пленки способствуют проявлению биквадратичного обменного взаимодействия в виде наклонной магнитной анизотропии. Возможной причиной появления перпендикулярной анизотропии в модулированных пленках Co/X (X — немагнитный металл) [12–17,19] при уменьшении толщины слоя Co является биквадратичное обменное взаимодействие.

Список литературы

[1] Нагаев Э.Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М.: Наука, 1988. 231 с.

[2] Slonczewski J.C. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. N 22. P. 3172–3175.

[3] Heinrich B., Cochran J.F., Kowalewski M. et al. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 17. P. 9348–9361.

[4] Ruhrig M., Schafer R., Hubert A. et al. // Phys. Stat. Solidi (a). 1991. V. 125. N 2. P. 635–641.

[5] Fuss A., Demokritov S., Grunberg P., Zinn W. // J. Magn. Magn. Mat. 1992. V. 103. P. L221–L227.

[6] Grunbrrg P., Demokritov S., Fuss A. et al. // J. Magn. Magn. Mat. 1992. V. 104–107. P. 1734–1738.

[7] Celinski Z., Heinrich B., Cochran J.F. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 10. P. 5870–5872.

[8] Ounadjela K., Muller D., Dinia A. et al. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. N 14. P. 7768–7771.

[9] Bruno P., Chappert C. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. N 1. P. 261–270.

[10] Гуслиенко К.Ю. // Металлофизика. 1992. V. 14. N 11. С. 24–27.

[11] Vayhinger K., Kronmuller H. // J. Magn. Magn. Mat. 1988. V. 72. N 3. P. 307–311.

[12] Clarke R., Elagoz S., Vavra V. et al. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 10. P. 5775–5779.

[13] Van Kestern H.V., den Broeder F.J.A., Bloemen P.J.H. et al. // J. Magn. Magn. Mat. 1991. V. 102. N 1–2. P. 9–14.

[14] Dinia A., Ounadjela K., Arbaoui A. et al. // J. Magn. Magn. Mat. 1991. V. 104–107. P. 1871–1872.
[15] Krishnan R., Porte M., Tessier M. // IEEE Trans. Magn. 1990. V.26. N 5. P. 2727–2729.
[16] Lin C.J., Gorman G.L., Lee C.H. et al. // J. Magn. Magn. Mat.1991. V. 93. P. 194–206.
[17] Engel B.N., England C.D., van Leeuwen R.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. N 14. P. 1910–1914.
[18] Vohl M., Wolf J.A., Grunberg P. et al. // J. Magn. Magn. Mat. 1991. V. 93. P. 403–306.
[19] Takahashi H., Fukatsu S., Tsunashima S. et al. // J. Magn. Magn. Mat. 1992. V. 104–107. P. 1831–1832.
[20] Unguris J., Cellota R.J., Cochran J.F. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 10. P. 5870–5872.

Институт металлофизики
АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
5 мая 1993 г.