

01;05;06

Переключение спинового вентиля с тремя магнитными слоями

© Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
141190 Фрязино, Московская область, Россия
e-mail: zil@ms.ire.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 30 июля 2008 г.)

Рассмотрен спиновый вентиль с двумя закрепленными ферромагнитными слоями, между которыми находится свободный ферромагнитный слой, толщина которого мала по сравнению с длиной спиновой диффузии в этом слое и с толщиной доменной стенки. Найдены условия неустойчивости при различной относительной ориентации намагниченности слоев. Отмечена возможность существенного понижения порога неустойчивости при совместном действии спин-поляризованного тока и внешнего магнитного поля. Показано, что помимо коллинеарных состояний возможно возникновение неравновесного неколлинеарного стационарного состояния, в которое переключается система при превышении порога неустойчивости.

PACS: 72.25.Ba, 72.25.Hg, 75.47.-m

Введение

Одним из основных объектов изучения в спиновой электронике (спинтронике) служит спиновый вентиль (СВ). В простейшем варианте СВ состоит из ферромагнитного слоя 1 с жестко ориентированным вектором намагниченности, ферромагнитного слоя 2, направление намагниченности которого может изменяться под действием внешнего магнитного поля и/или спин-поляризованного тока, и немагнитного слоя 3, замыкающего электрическую цепь. Протекание тока через СВ сопровождается переносом спинового магнитного момента. *sd*-обменное взаимодействие спин-поляризованных электронов с магнитной решеткой свободного слоя 2 при достаточной величине тока может привести к изменению магнитной ориентации этого слоя.

В последнее время появились работы, как теоретические [1,2], так и экспериментальные [3,4], где изучается СВ, у которого слой 3 так же, как и слой 1, является ферромагнитным и закрепленным. Свободный слой 2 отделен от слоев 1 и 3 тонкими немагнитными спейсерами, роль которых состоит в устранении прямого обменного взаимодействия между слоями; механизм прохождения тока через спейсер может быть как баллистическим, так и туннельным. Приведенный ниже анализ показывает, что такая структура обладает рядом существенных особенностей.

Рассматривается одномерная задача с протеканием тока вдоль оси x , перпендикулярной плоскости слоев. Слой 2 толщиной L занимает область $0 < x < L$, толщину слоев 1 и 3 будем считать большой по сравнению с соответствующими длинами спиновой диффузии.

Основные уравнения и граничные условия

Стационарная неравновесная спиновая поляризация в слоях $\Delta P = (\Delta n_+ - \Delta n_-)/n$ (Δn_{\pm} — неравновесные кон-

центрации электронов в спиновых подзонах, n — полная концентрация электронов проводимости) описывается уравнениями

$$\frac{d^2 \Delta P_i(x)}{dx^2} - \frac{\Delta P_i(x)}{l_i^2} = 0 \quad (i = 1, 2, 3), \quad (1)$$

где l_i — длина спиновой диффузии.

Решение уравнений (1) ищем в виде

$$\Delta P_1(x) = \Delta P_1(-0) \exp(x/l_1) \quad (x < 0), \quad (2)$$

$$\Delta P_2(x) = \Delta P_2(0) \operatorname{ch} \frac{x}{l_2} + \Delta P_2'(0) l_2 \operatorname{sh} \frac{x}{l_2} \quad (0 \leq x \leq L), \quad (3)$$

$$\Delta P_3(x) = \Delta P_3(L+0) \exp(-(x-L)/l_3) \quad (x > L) \quad (4)$$

(штрих означает дифференцирование по координате x).

Граничные условия для величин ΔP_i при протекании тока в „прямом“ направлении ($1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$) имеют вид (см. [5,6])

$$\Delta P_1(-0) = \frac{N_2}{N_1} (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}_2(0)) \Delta P_2(+0), \quad (5)$$

$$\Delta P_3(L+0) = \frac{N_2}{N_3} (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L))^{-1} \Delta P_2(L-0), \quad (6)$$

где $N_i = (n_i/2)(g_{i+}^{-1} + g_{i-}^{-1})$, $g_{i\pm}$ — плотность состояний в спиновых подзонах на уровне Ферми, $\hat{\mathbf{M}}_i(x)$ — единичный вектор в направлении намагниченности i -го слоя (напомним, что векторы намагниченности слоев 1 и 3 закреплены, так что $\hat{\mathbf{M}}_1$ и $\hat{\mathbf{M}}_3$ не зависят от x ; относительно $\hat{\mathbf{M}}_2(x)$ см. ниже).

К этому необходимо добавить граничные условия для плотностей спинового потока

$$\mathbf{J}_i(x) = \frac{\hbar}{2e} \left(Q_i j - en_i D_i \frac{d \Delta P_i}{dx} \right) \hat{\mathbf{M}}_i, \quad (7)$$

где j — плотность тока, $Q = (\sigma_+ - \sigma_-)/\sigma$ — спиновая поляризация проводимости, σ_{\pm} и $\sigma = \sigma_+ + \sigma_-$ —

соответственно парциальная и полная проводимость, $D = (D_{-}\sigma_{+} + D_{+}\sigma_{-})/\sigma$ — эффективный коэффициент спиновой диффузии, D_{\pm} — парциальный коэффициент диффузии электронов. На границах между слоями эти условия имеют вид [5,6]

$$J_2(+0) = J_1(-0)(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)), \quad (8)$$

$$J_3(L+0) = J_2(L-0)(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)). \quad (9)$$

Подставив (2)–(4) в (5)–(9), получим для неравновесной спиновой поляризации в слоях при прямом направлении тока

$$\begin{aligned} \Delta P_1(-0) = \frac{j}{j_{D1}}(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) & \left\{ [Q_1(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) - Q_2] \right. \\ & \times \left[\frac{Z_2}{Z_3} \text{sh } \lambda + (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{ch } \lambda \right] \\ & + [Q_2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - Q_3](\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) \left. \right\} \\ & \times \left[\frac{Z_1}{Z_3} \text{ch } \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \text{sh } \lambda + \frac{Z_1}{Z_2} (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{sh } \lambda \right. \\ & \left. + (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{ch } \lambda \right]^{-1}, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta P_2(+0) = \frac{j}{j_{D2}} \frac{Z_1}{Z_2} & \left\{ [Q_1(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) - Q_2] \right. \\ & \times \left[\frac{Z_2}{Z_3} \text{sh } \lambda + (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{ch } \lambda \right] \\ & + [Q_2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - Q_3](\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) \left. \right\} \\ & \times \left[\frac{Z_1}{Z_3} \text{ch } \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \text{sh } \lambda + \frac{Z_1}{Z_2} (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{sh } \lambda \right. \\ & \left. + (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{ch } \lambda \right]^{-1}, \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta P'_2(+0)l_2 = \frac{j}{j_{D2}} \frac{Z_1}{Z_2} & \left\{ -[Q_1(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) - Q_2] \right. \\ & \times \left[\frac{Z_2}{Z_3} \text{ch } \lambda + (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{sh } \lambda \right] \\ & + \frac{Z_2}{Z_1} [Q_2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - Q_3] (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) \left. \right\} \\ & \times \left[\frac{Z_1}{Z_3} \text{ch } \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \text{sh } \lambda + \frac{Z_1}{Z_2} (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{sh } \lambda \right. \\ & \left. + (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{ch } \lambda \right]^{-1}, \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta P_3(L+0) = \frac{j}{j_{D3}} \frac{Z_1}{Z_3} & \left\{ [Q_1(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) - Q_2](\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) \right. \\ & + [Q_2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - Q_3] \left[\text{ch } \lambda + \frac{Z_2}{Z_1} (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \text{sh } \lambda \right] \left. \right\} \\ & \times \left[\frac{Z_1}{Z_3} \text{ch } \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \text{sh } \lambda + \frac{Z_1}{Z_2} (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{sh } \lambda \right. \\ & \left. + (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{ch } \lambda \right]^{-1}, \quad (13) \end{aligned}$$

где $j_{Di} = en_i D_i / l_i$, $Z_i = \rho_i l_i / (1 - Q_i^2)$ — „спиновое сопротивление“ [5], $\rho_i = 1/\sigma_i$ — удельное сопротивление. При протекании тока через контакт между проводниками с различным спиновым сопротивлением степень нарушения спинового равновесия (отклонение спиновой поляризации от равновесного значения, измеряемое величиной ΔP) будет больше в проводнике с меньшим значением Z (подробнее см. [5,6]).

Неравновесная часть энергии sd -обменного взаимодействия (в расчете на единицу площади слоя) связана с неравновесной спиновой поляризацией соотношением

$$\begin{aligned} \Delta U_{sd} = -\mu_B & \left\{ \alpha_1 n_1 M_1 \int_{-\infty}^0 \Delta P_1(x) dx \right. \\ & \left. + \alpha_2 n_2 M_2 \int_0^L \Delta P_2(x) dx + \alpha_3 n_3 M_3 \int_L^{\infty} \Delta P_3(x) dx \right\}, \quad (14) \end{aligned}$$

где α_i — константы sd -обменного взаимодействия, M_i — намагниченности насыщения, μ_B — магнетон Бора.

Подстановка (2)–(4) и (10)–(13) в (14) дает

$$\begin{aligned} \Delta U_{sd} = -\frac{\mu_B}{e} \alpha_2 M_2 \tau_2 j & \left[\frac{Z_1}{Z_3} \text{ch } \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \text{sh } \lambda \right. \\ & \left. + \frac{Z_1}{Z_2} (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{sh } \lambda + (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{ch } \lambda \right]^{-1} \\ & \times \left\{ \frac{Z_1}{Z_2} \text{sh } \lambda \left[(Q_1(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) - Q_2) \left(\frac{Z_2}{Z_3} \text{sh } \lambda \right. \right. \right. \\ & \left. \left. + (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{ch } \lambda \right) + (Q_2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - Q_3)(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) \right] \right. \\ & \left. + \frac{Z_1}{Z_2} (\text{ch } \lambda - 1) \left[\frac{Z_2}{Z_1} (Q_2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - Q_3)(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \right. \right. \\ & \left. \left. \times (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - (Q_1(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) - Q_2) \right. \right. \\ & \left. \left. \times \left(\frac{Z_2}{Z_3} \text{ch } \lambda + (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \text{sh } \lambda \right) \right] + b_{12}(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) \right. \\ & \left. \times \left[(Q_1(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) - Q_2) \left(\frac{Z_2}{Z_3} \text{sh } \lambda + (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right) \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + (Q_2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - Q_3)(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) \Big] \\
& + b_{32} \frac{Z_1}{Z_3} \left[(Q_1(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) - Q_2)(\hat{\mathbf{M}}_2\hat{\mathbf{M}}_2(L)) \right. \\
& \left. + (Q_2(\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - Q_3) \left(\text{ch } \lambda + \frac{Z_2}{Z_1} (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \text{sh } \lambda \right) \right] \Big\}, \quad (15)
\end{aligned}$$

где $\tau_i = l_i^2/D_i$ — время спиновой релаксации электронов. Параметры

$$b_{12} = \frac{\alpha_1 M_1 \tau_1}{\alpha_2 M_2 \tau_2}, \quad b_{32} = \frac{\alpha_3 M_3 \tau_3}{\alpha_2 M_2 \tau_2}$$

описывают вклад слоев 1 и 3 .

Во избежание громоздких выкладок сделаем ряд упрощающих предположений. Будем считать толщину слоя 2 малой по сравнению с длиной спиновой диффузии в этом слое, $\lambda \ll 1$. Кроме того, рассмотрим частный случай, который представляется наиболее интересным, а именно, когда спиновое сопротивление свободного слоя 2 мало по сравнению со спиновым сопротивлением закрепленных слоев 1 и 3 , причем $\frac{Z_2}{Z_1}, \frac{Z_2}{Z_3} \ll \lambda \ll 1$. В этом случае имеют место эффективная спиновая инжекция из слоя 1 в слой 2 и „запирание“ на границе между слоями 2 и 3 , так что в слое 2 может быть достигнут высокий уровень неравновесной спиновой поляризации [7–9]. Предположим также $b_{12} \ll \frac{Z_1}{Z_2} \lambda, b_{32} \ll \frac{Z_3}{Z_2} \lambda$, так что основной вклад в энергию (15) вносит слой 2 . Тогда формула (15) принимает вид

$$\begin{aligned}
\Delta U_{sd} = & -\frac{\mu_B}{e} \alpha_2 M_2 \tau_2 \lambda j \frac{Z_1}{Z_2} \left[\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right. \\
& \left. + (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right]^{-1} (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) \\
& \times \left[(Q_1(\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) - Q_3) \right]. \quad (16)
\end{aligned}$$

Неравновесная часть sd -обменного поля в слое 2 определяется функциональной производной sd -обменной энергии по намагниченности $\mathbf{M}_2(x)$:

$$\begin{aligned}
\Delta \mathbf{H}_{sd}(x) = & -\frac{\delta \Delta U_{sd}}{\delta \mathbf{M}_2(x)} = l_2 \{ \hat{\mathbf{M}}_1 h_{sd}^{(1)} \delta(x-0) \\
& + \hat{\mathbf{M}}_3 h_{sd}^{(2)} \delta(x-L+0) \}, \quad (17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h_{sd}^{(1)} = & \frac{\mu_B}{e l_2} \alpha_2 \tau_2 \lambda j \frac{Z_1}{Z_2} \left[\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right. \\
& \left. + (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right]^{-2} (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \\
& \times \left\{ Q_1 \left[\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 - (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \right. \right. \\
& \left. \left. \times (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right] + 2Q_3 (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) \right\}, \quad (18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h_{sd}^{(2)} = & \frac{\mu_B}{e l_2} \alpha_2 \tau_2 \lambda j \frac{Z_1}{Z_2} \left[\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right. \\
& \left. + (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right]^{-2} \left\{ 2Q_1 \frac{Z_1}{Z_3} (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0)) \right. \\
& \times (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L)) + Q_3 \left[\frac{Z_1}{Z_3} - \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right. \\
& \left. \left. + (\hat{\mathbf{M}}_1\hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 (\hat{\mathbf{M}}_3\hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right] \right\}. \quad (19)
\end{aligned}$$

Здесь не выписана часть обменного поля $\Delta \mathbf{H}_{sd}(x)$, пропорциональная $\mathbf{M}_2(x)$ и распределенная по объему слоя 2 , поскольку она не дает вклада в динамику решетки (член с векторным произведением $[\hat{\mathbf{M}}_2, \Delta \mathbf{H}_{sd}]$ в уравнении Ландау–Лифшица, см. ниже). Вклад вносят лишь сингулярные члены (с δ -функцией), пропорциональные $\hat{\mathbf{M}}_1$ и $\hat{\mathbf{M}}_3$.

Уравнение динамики системы „решетка + электроны проводимости“ в слое 2 имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{\partial (\mathbf{M}_2 + \Delta \mathbf{m})}{\partial t} - \frac{\kappa}{M_2} \left[\mathbf{M}_2, \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} \right] + \gamma [\mathbf{M}_2, \mathbf{H}'] + \gamma [\mathbf{M}_2, \Delta \mathbf{H}_{sd}] \\
+ \gamma A \left[\mathbf{M}_2, \frac{\partial^2 \mathbf{M}_2}{\partial x^2} \right] + \frac{\partial \mathbf{J}_m}{\partial x} + \gamma [\Delta \mathbf{m}, \mathbf{M}_2] + \frac{\Delta \mathbf{m}}{\tau_2} = 0, \quad (20)
\end{aligned}$$

где \mathbf{M}_2 — намагниченность решетки в слое 2 , $\Delta \mathbf{m} = \mu_B n_2 \Delta P_2 \hat{\mathbf{M}}_2$ — неравновесная намагниченность электронов в слое 2 , $\mathbf{J}_m = \frac{2\mu_B}{\hbar} \mathbf{J}_2$ — плотность потока намагниченности в слое 2 , $\mathbf{H}' = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d$ — сумма соответственно внешнего магнитного поля, поля анизотропии и размагничивающего поля, κ — безразмерная константа затухания, A — константа внутривязочного обмена, γ — гиромагнитное отношение.

Проинтегрируем (20) по малой области $-\varepsilon < x < \varepsilon$ ($\varepsilon > 0$). В пределе $\varepsilon \rightarrow 0$ остаются лишь члены с производной по x и с δ -функцией (такowymi являются 4-й, 5-й и 6-й члены в левой части (20)). Получим

$$\begin{aligned}
\mathbf{J}_{m2} + a M_2 \left[\hat{\mathbf{M}}_2, \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}_2}{\partial x} \right] + \gamma l_2 h_{sd}^{(1)} M_2 [\hat{\mathbf{M}}_2, \hat{\mathbf{M}}_1] \Big|_{x=+0} \\
- \mathbf{J}_{m1} \Big|_{x=-0} = 0, \quad (21)
\end{aligned}$$

где $a = \gamma A M_2$ имеет смысл коэффициента диффузии намагниченности решетки.

Умножив (21) векторно на $\hat{\mathbf{M}}_2(0)$, получим граничные условия для намагниченности решетки на границе $x = 0$:

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{M}}_2}{\partial x} \Big|_{x=0} = k_{12} [\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}_2(0)] - p_{12} [\hat{\mathbf{M}}_2(0), [\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}_2(0)]], \quad (22)$$

$$k_{12} = \frac{1}{a M_2} J_{m1}(-0), \quad (23)$$

$$p_{12} = \frac{\gamma l_2 h_{sd}^{(1)}}{a}. \quad (24)$$

Аналогичным образом, проинтегрировав (20) по области $L - \varepsilon < x < L + \varepsilon$, получим в пределе $\varepsilon \rightarrow 0$

$$\mathbf{J}_{m3}|_{x=L+0} - \mathbf{J}_{m2} - aM_2 \left[\hat{\mathbf{M}}_2, \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}_2}{\partial x} \right] + \gamma l_2 h_{sd}^{(2)} M_2 [\hat{\mathbf{M}}_2, \hat{\mathbf{M}}_1]|_{x=L-0} = 0. \quad (25)$$

Векторное умножение на $\hat{\mathbf{M}}_2(L)$ дает граничные условия для намагниченности решетки на границе $x = L$:

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{M}}_2}{\partial x} \Big|_{x=L} = k_{23} [\hat{\mathbf{M}}_3, \hat{\mathbf{M}}_2(L)] + p_{23} [\hat{\mathbf{M}}_2(L), [\hat{\mathbf{M}}_3, \hat{\mathbf{M}}_2(L)]], \quad (26)$$

$$k_{23} = \frac{1}{aM_2} J_{m3}(L+0), \quad (27)$$

$$p_{23} = \frac{\gamma l_2 h_{sd}^{(2)}}{a}. \quad (28)$$

С учетом (7) имеем

$$k_{12} = \frac{\mu_B}{eaM_2} j \left[\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 + (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \times (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right]^{-1} \left\{ Q_1 \left[\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right] + Q_3 (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}_2(0)) (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L)) \right\}, \quad (29)$$

$$k_{23} = \frac{\mu_B}{eaM_2} j \left[\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 + (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 \times (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right]^{-1} \left\{ Q_1 \frac{Z_1}{Z_3} (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}_2(0)) (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L)) + Q_3 \left[\frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 + (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}_2(0))^2 (\hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_2(L))^2 \right] \right\}. \quad (30)$$

Приближение макроспина

Если толщина L слоя 2 мала по сравнению с толщиной доменной стенки δ , то функция $\hat{\mathbf{M}}_2(x)$ медленно изменяется в пределах слоя 2, так что ее можно представить в виде

$$\hat{\mathbf{M}}^2(x) = \hat{\mathbf{M}}_2(0) + \hat{\mathbf{M}}_2'(0)x + \frac{1}{2} \hat{\mathbf{M}}_2''(0)x^2, \quad (31)$$

откуда

$$\hat{\mathbf{M}}_2''(0) = \frac{1}{L} [\hat{\mathbf{M}}_2'(L) - \hat{\mathbf{M}}_2'(0)]. \quad (32)$$

С учетом (22), (26) получим

$$\hat{\mathbf{M}}_2''(0) = \frac{1}{L} \left\{ -k_{12} [\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}_2(0)] + k_{23} [\hat{\mathbf{M}}_3, \hat{\mathbf{M}}_2(L)] + p_{12} [\hat{\mathbf{M}}_2(0), [\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}_2(0)]] + p_{23} [\hat{\mathbf{M}}_2(L), [\hat{\mathbf{M}}_3, \hat{\mathbf{M}}_2(L)]] \right\}. \quad (33)$$

Заменяя в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта для намагниченности решетки (это есть уравнение (20), в котором положено $\Delta \mathbf{m} = 0$, $\mathbf{J}_m = 0$), $\mathbf{M}_2(x)$ на $\hat{\mathbf{M}}_2(0)$ и $\mathbf{M}_2''(x)$ на $\hat{\mathbf{M}}_2''(0)$ из (33) — такая замена физически оправдана, поскольку толщина доменной стенки δ является мерой „пространственной инерционности“ магнитной решетки, так что при $L \ll \delta$ слой 2 в магнитном отношении ведет себя как единое целое („макроспин“), получим уравнение, описывающее изменение (однородной) намагниченности слоя 2 во времени:

$$\frac{d\hat{\mathbf{M}}}{dt} - \kappa \left[\hat{\mathbf{M}}, \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial t} \right] + \gamma [\hat{\mathbf{M}}, \mathbf{H}] + \gamma H_a (\hat{\mathbf{M}} \mathbf{n}) [\hat{\mathbf{M}}, \mathbf{n}] + \gamma [\hat{\mathbf{M}}, \mathbf{H}_d] + \frac{a}{L} \left\{ p_{12} [\hat{\mathbf{M}}, \hat{\mathbf{M}}_1] + p_{23} [\hat{\mathbf{M}}, \hat{\mathbf{M}}_3] + k_{12} [\hat{\mathbf{M}}, [\hat{\mathbf{M}}, \hat{\mathbf{M}}_1]] - k_{23} [\hat{\mathbf{M}}, [\hat{\mathbf{M}}, \hat{\mathbf{M}}_3]] \right\} = 0. \quad (34)$$

Здесь и далее $\hat{\mathbf{M}} \equiv \hat{\mathbf{M}}_2(0)$.

Если векторы намагниченности закрепленных слоев $\hat{\mathbf{M}}_1$ и $\hat{\mathbf{M}}_3$ коллинеарны между собой (параллельны или антипараллельны), то $\hat{\mathbf{M}}_3 = s\hat{\mathbf{M}}_1$, где $s^2 = 1$. Тогда уравнение (34) принимает вид

$$\frac{d\hat{\mathbf{M}}}{dt} - \kappa \left[\hat{\mathbf{M}}, \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial t} \right] + \gamma [\hat{\mathbf{M}}, \mathbf{H}] + \gamma H_a (\hat{\mathbf{M}} \mathbf{n}) [\hat{\mathbf{M}}, \mathbf{n}] + \gamma [\hat{\mathbf{M}}, \mathbf{H}_d] + \frac{a}{L} \left\{ p [\hat{\mathbf{M}}, \hat{\mathbf{M}}_1] + k [\hat{\mathbf{M}}, [\hat{\mathbf{M}}, \hat{\mathbf{M}}_1]] \right\} = 0, \quad (35)$$

где

$$p = p_{12} + sp_{23}, \quad k = k_{12} - sk_{23}. \quad (36)$$

С учетом (18), (19), (24), (28)–(30) получим

$$p = \frac{\mu_B \gamma \alpha_2 \tau_2 \lambda}{ea} j \frac{Z_1}{Z_2} \left[\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^2 + (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^4 \right]^{-2} \times \left\{ Q_1 (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^2 \left[3 \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^2 - (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^4 \right] + s Q_3 \left[3 (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^4 - \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^2 \right] \right\}, \quad (37)$$

$$k = \frac{\mu_B}{eaM_2} j \left[\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^2 + (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^4 \right]^{-1} \times \left\{ Q_1 \left[\frac{Z_1}{Z_3} (1 - (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^2) + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^2 \right] + s Q_3 (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^2 \left[1 - (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}})^2 - \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \right] \right\}. \quad (38)$$

Параметры p и k в (35)–(38) пропорциональны плотности тока и описывают вклад двух механизмов взаимодействия электронных спинов с решеткой, соответственно спиновой инжекции и крутильного момента [10–12].

Стационарные состояния, устойчивость и пороги переключения

Рассмотрим конфигурацию

$$\mathbf{H} = \{0, 0, H_z\}, \quad \mathbf{n} = \{0, 0, 1\}, \quad \mathbf{H}_d = -4\pi M_2 \{\bar{M}_x, 0, 0\},$$

$$\bar{\mathbf{M}}_1 = \{0, 0, 1\}, \quad \bar{\mathbf{M}}_3 = \{0, 0, s\} \quad (s = \pm 1).$$

Найдем стационарные решения уравнения (35), описывающие стационарные конфигурации $\bar{\mathbf{M}}$ свободного слоя 2. Полагая в (35) $d\bar{\mathbf{M}}/dt = 0$ и расписав это уравнение по компонентам, получим систему уравнений

$$\left\{ \gamma(H_z + H_a \bar{M}_z + 4\pi M_2 \bar{M}_z) + \frac{a\bar{p}}{L} \right\} \bar{M}_x - \frac{a\bar{k}}{L} \bar{M}_z \bar{M}_y = 0, \quad (39)$$

$$\left\{ \gamma(H_z + H_a \bar{M}_z) + \frac{a\bar{p}}{L} \right\} \bar{M}_y + \frac{a\bar{k}}{L} \bar{M}_z \bar{M}_x = 0, \quad (40)$$

где \bar{p} и \bar{k} представляют соответственно значения p и k (см. (37), (38)) при $\mathbf{M} = \bar{\mathbf{M}}$. Компоненты \bar{M}_x , \bar{M}_y , \bar{M}_z связаны соотношением $\bar{M}_x^2 + \bar{M}_y^2 + \bar{M}_z^2 = 1$.

Система уравнений (39), (40) относительно \bar{M}_x , \bar{M}_y имеет нулевое решение $\bar{M}_x = 0$, $\bar{M}_y = 0$, соответствующее коллинеарной (параллельной или антипараллельной) ориентации намагниченности свободного слоя 2 относительно намагниченности закрепленного слоя 1, $\bar{\mathbf{M}} = \{0, 0, \pm 1\}$. Для исследования устойчивости таких конфигураций положим $\hat{\mathbf{M}} = \bar{\mathbf{M}} + \Delta\hat{\mathbf{M}}\exp(-i\omega t)$ и проведем линеаризацию уравнения (35) по амплитуде малых флуктуаций $\Delta\hat{M}_x$, $\Delta\hat{M}_y$. Из условия совместности уравнений для $\Delta\hat{M}_x$, $\Delta\hat{M}_y$ получаем уравнение для частоты ω

$$(1 + \kappa^2)\omega^2 + 2i\gamma_0\omega - \omega_0^2 = 0, \quad (41)$$

где

$$\gamma_0 = \kappa \left[\frac{\Omega_x + \Omega_y}{2} + \frac{a}{L} \left(p_0 + \frac{k_0}{\kappa} \right) \bar{M}_z \right], \quad (42)$$

$$\omega_0^2 = \left(\Omega_x + \frac{ap_0}{L} \bar{M}_z \right) \left(\Omega_y + \frac{ap_0}{L} \bar{M}_z \right) + \left(\frac{ak_0}{L} \right)^2, \quad (43)$$

$\Omega_x = \gamma(H_z \bar{M}_z + H_a + 4\pi M_2)$, $\Omega_y = \gamma(H_z \bar{M}_z + H_a)$ (обычно $\Omega_x \gg \Omega_y$), p_0 и k_0 — параметры p и k при $\bar{M}_z = 1$.

При $\frac{Z_1}{Z_2} \lambda \gg 1$ имеем

$$p_0 = \frac{\mu_B \gamma \alpha_2 \tau_2}{ea} j(Q_1 + sQ_3), \quad k_0 = \frac{\mu_B}{eaM_2} j(Q_1 - sQ_3). \quad (44)$$

Флуктуации, частота которых определяется уравнением (41), становятся неустойчивыми ($\text{Im } \omega \geq 0$) при выполнении хотя бы одного из условий

$$\omega_0^2 \leq 0, \quad \gamma_0 \leq 0. \quad (45)$$

При типичных значениях параметров ($\alpha_2 = 2 \cdot 10^4$, $\tau_2 = 3 \cdot 10^{-13}$ с, $M_2 = 10^3$ Ое, $\kappa = 0.03$) имеем $p_0 \gg k_0$, $p_0 \sim k_0/\kappa$ (пока предполагается $Q_1 \neq Q_3$). Поскольку $Q_x \gg Q_y$, из двух условий (45) первое условие выполняется при существенно меньшем значении плотности тока. Неустойчивость определяется инжекционным механизмом и возникает при $\Omega_y + \frac{ap_0}{L} \bar{M}_z < 0$, чему соответствует антипараллельная относительная ориентация слоев 1 и 2 ($\bar{M}_z = -1$) при $Q_1 + sQ_3 > 0$ и параллельная ($\bar{M}_z = 1$) при $Q_1 + sQ_3 < 0$. Пороговая плотность тока имеет вид

$$j_{\text{th}} = \frac{e(H_z \bar{M}_z + H_a)L}{\mu_B \alpha_2 \tau_2 (Q_1 + sQ_2)}. \quad (46)$$

При $H = 0$, $H_a \sim 10^2$ Ое, $L \sim 10^{-7}$ см получаем $j_{\text{th}} \sim 10^5$ А/см².

Если внешнее магнитное поле антипараллельно исходной намагниченности слоя 2, то при величине этого поля, близкой к величине поля анизотропии, ($0 < H_a - H \ll H_a$) пороговая плотность тока может быть сделана сколь угодно малой (необходимо лишь, чтобы она превосходила уровень тепловых флуктуаций). При этом сохраняется локальный характер обменного переключения током (в отличие от переключения одним лишь магнитным полем при $H > H_a$). Заметим, что на порог переключения посредством крутильного механизма [13,14] внешнее магнитное поле указанной величины практически не влияет, поскольку $H_a \ll 2\pi M_2$. Таким образом, присутствие внешнего магнитного поля является дополнительным фактором, позволяющим разделить инжекционный и крутильный механизмы переключения магнитных переходов током.

Особым случаем является симметричная ситуация, когда в закрепленных слоях 1 и 3 степень спиновой поляризации одинакова, $Q_1 = Q_3$. В этом случае, согласно (44), при параллельной ориентации слоев 1 и 3 „выключается“ крутильный механизм взаимодействия электронных спинов с магнитной решеткой, а при антипараллельной ориентации этих слоев — инжекционный механизм.

Возникновение неустойчивости в общем случае не означает переключения из параллельной конфигурации в антипараллельную или наоборот, поскольку помимо коллинеарных стационарных конфигураций могут существовать и неколлинеарные [8]. Вернемся к системе уравнений (39), (40). Она имеет ненулевое решение при условии равенства нулю ее детерминанта,

$$\left[\gamma(H_z + H_a \bar{M}_z) + \frac{a\bar{p}}{L} \right] \left[\gamma(H_z + H_a \bar{M}_z + 4\pi M_2 \bar{M}_z) + \frac{a\bar{p}}{L} \right] + \left(\frac{a\bar{k}}{L} \bar{M}_z \right)^2 = 0. \quad (47)$$

Оценки показывают, что при $Z_2 \ll Z_1, Z_3$ получается $\bar{k} \ll \bar{p}$, так что вкладом механизма, связанного с передачей крутильного момента [13,14], можно пренебречь

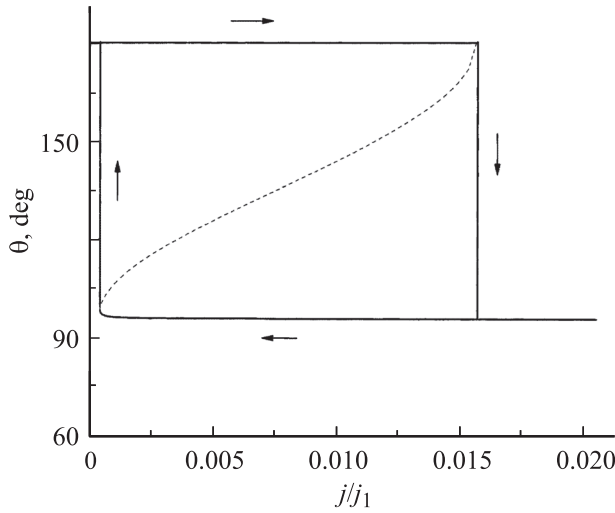


Рис. 1. Зависимость стационарного значения угла между векторами намагниченности слоев 1 и 2 от безразмерной плотности тока j/j_1 при $H = 0$, $h_a = 0.2$, $Z_1/Z_2 = 100$, $Z_1/Z_3 = 0.1$, $Q_3/Q_1 = 0.5$, $s = 1$ (слой 3 параллелен слою 1, а слой 2 в отсутствие тока антипараллелен слою 1) для прямого тока. Штриховой кривой показано положение неустойчивости стационарного состояния между двумя устойчивыми (равновесным и неравновесным) состояниями в области бистабильности.

(к тому же этот вклад, в отличие от инжекционного, квадратичен по току).

Стационарная неколлинеарная ориентация намагниченности слоя 2 определяется уравнением

$$\gamma(H_z + H_a \bar{M}_z) + \frac{a\bar{p}}{L} < 0, \quad (48)$$

или, с учетом (37),

$$h + \bar{M}_z h_a + \frac{j}{j_1} \frac{Z_1}{Z_2} \left(\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \bar{M}_z^2 + \bar{M}_z^4 \right)^{-2} \times \left\{ \bar{M}_z^2 \left(3 \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \bar{M}_z^2 - \bar{M}_z^4 \right) + s \frac{Q_3}{Q_1} \left(3 \bar{M}_z^4 + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \bar{M}_z^2 - \frac{Z_1}{Z_3} \right) \right\} = 0, \quad (49)$$

где $h = \frac{H}{4\pi M_2}$, $h_a = \frac{H_a}{4\pi M_2}$, $j_1 = \frac{4\pi e l_2 M_2}{\mu_B \alpha_2 Q_1 \tau_2}$.

Выражение (49) есть уравнение 9-й степени относительно \bar{M}_z . Зависимость угла $\theta = \arccos \bar{M}_z$, описывающего ориентацию намагниченности слоя 2 в плоскости yz , от безразмерной плотности тока j/j_0 при $H = 0$, $Z_1/Z_2 = 100$, $Z_1/Z_3 = 0.1$, $Q_3/Q_1 = 0.5$, $s = 1$ (так что слой 3 параллелен слою 1, слой 2 предполагается антипараллельным слою 1 в отсутствие тока) для прямого тока показана на рис. 1.

При достижении порога неустойчивости происходит скачкообразное переключение антипараллельной конфигурации ($\theta = 180^\circ$) в неколлинеарную, при которой векторы намагниченности слоев 1 и 2 образуют (при

указанных значениях параметров) угол $\theta \approx 96^\circ$. При уменьшении тока восстановление коллинеарной конфигурации (также скачком) происходит при плотности тока, намного (в десятки раз) меньшей порогового значения, т.е. имеет место гистерезис с шириной петли. В некоторой (достаточно широкой) области значений плотности тока имеет место бистабильность — одному значению плотности тока соответствуют два значения угла θ , т.е. два стационарных состояния — равновесное и неравновесное.

Магнитная энергия

Картину можно сделать более наглядной, если провести анализ поведения угловой зависимости неравновесной магнитной энергии рассматриваемой системы ΔU при различных значениях плотности тока. Эта энергия складывается из энергии sd -обменного взаимодействия (16), энергии магнитной анизотропии и зеемановской энергии во внешнем магнитном поле и в случае прямого тока имеет вид

$$\Delta U = -4\pi M_2^2 L \left\{ h \cos \theta + \frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta + \frac{j}{j_1} \frac{Z_1}{Z_2} \frac{(\cos^2 \theta - s \frac{Q_3}{Q_1}) \cos \theta}{\frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \cos^2 \theta + \cos^4 \theta} \right\}. \quad (50)$$

Стационарным устойчивым и неустойчивым состояниям отвечают соответственно минимумы и максимумы энергии ΔU как функции угла θ при заданном значении плотности тока j . При этом учитывается лишь инжекционная составляющая взаимодействия электронных спинов с магнитной решеткой, но, как было показано, влиянием механизма взаимодействия, связанного с передачей спинового крутильного момента [13,14], в данной ситуации можно пренебречь.

Условие стационарности, т.е. условие равенства нулю производной $d\Delta U/d\theta$, совпадает с уравнением (49), однако изучение поведения функции $\Delta U(\theta)$ путем графического построения проще решения этого уравнения.

Зависимость ΔU от θ для прямого тока при параллельной относительной ориентации слоев 1 и 3 ($s = 1$) показана на рис. 2. Видна возможность переключения антипараллельной относительной ориентации слоев 1 и 2 в неравновесное неколлинеарное состояние при пороговой плотности тока, соответствующей потере устойчивости антипараллельного состояния (превращению соответствующего минимума в максимум). После выключения тока система возвращается в исходное состояние.

Переход к случаю обратного тока ($3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$) соответствует перестановке индексов $1 \leftrightarrow 3$ (при этом понимается $j \equiv |j|$).

Существование неравновесного неколлинеарного состояния препятствует переключению одной из двух

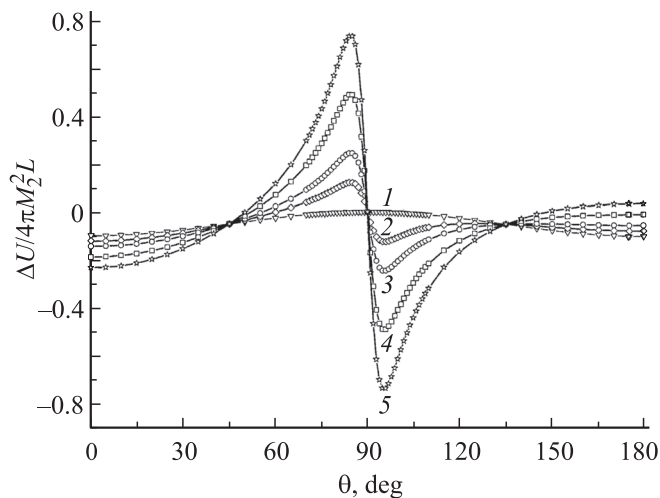


Рис. 2. Зависимость неравновесной магнитной энергии от угла между векторами намагниченности слоев 1 и 2 при различной безразмерной плотности прямого тока j/j_1 : 1 — 0, 2 — 0.005, 3 — 0.01, 4 — 0.02, 5 — 0.03. Значения параметров те же, что на рис. 1.

коллинеарных конфигураций в другую и обратно при циклическом изменении тока с достижением порогового значения в прямом и обратном направлениях.

Заключение

Сравнение полученных результатов с аналогичными для СВ с одним закрепленным ферромагнитным слоем [8–12] выявляет следующие возможные преимущества рассмотренной здесь системы.

- Увеличивается число возможных конфигураций, поскольку варьироваться может не только относительная ориентация свободного и закрепленного слоев, но и двух закрепленных слоев относительно друг друга.

- В зависимости от соотношения между параметрами спиновой поляризации закрепленных слоев Q_1 и Q_3 возможна неустойчивость как при антипараллельной, так и при параллельной взаимной ориентации свободного и закрепленных слоев.

- Явления, связанные с возникновением неколлинеарных неравновесных стационарных состояний, выражены гораздо резче, чем в случае одного закрепленного слоя (формально это связано с тем, что там уравнение, аналогичное (49), было не 9-й, а 5-й степени относительно косинуса угла ориентации свободного слоя), — угловая зависимость энергии (рис. 2) имеет более резкий минимум, чему соответствует существенно более широкая петля гистерезиса сопротивления практически прямоугольной формы (рис. 1).

- Применение одних лишь ферромагнитных слоев может позволить упростить технологию изготовления СВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 06-02-16197 и 08-07-00290.

Список литературы

- [1] Berger L. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. N 10. P. 7693–7695.
- [2] Vedyayev A., Ryzhanova N., Dienu B., Strelkov N. // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 355. N 3. P.243–246.
- [3] Huai Y., Pakala M., Diao Z., Ding Y. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87. N 22. P. 222 510.
- [4] Diao Z., Panchula A., Ding Y. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. N 13. P. 132–508.
- [5] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. // ДАН. 2006. Т. 410. Вып. 2. С. 197–199.
- [6] Epshtein E.M., Gulyaev Yu.V., Zilberman P.E. // J. Magn. Mater. 2007. Vol. 312. N 1. P. 200–204.
- [7] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Крикунов А.И., Эпштейн Э.М. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 9. С. 67–70.
- [8] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Панас А.И., Эпштейн Э.М. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. Вып. 5. С. 381–385.
- [9] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Крикунов А.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. Вып. 3. С. 192–196.
- [10] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М., Эллиотт Р.Дж. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. Вып. 5. С. 1138–1152.
- [11] Elliott R.J., Epshtein E.M., Gulyaev Yu.V., Zilberman P.E. // J. Magn. Mater. 2006. Vol. 300. N 1. P. 122–126.
- [12] Epshtein E.M., Gulyaev Yu.V., Zilberman P.E. ArXiv.org/ cond-mat/0606102.
- [13] Slonczewski J.C. // J. Magn. Mater. 1996. Vol. 159. N 1. P. L1–L7.
- [14] Berger L. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. N 13. P. 9353–9358.