**КОМПЬЮТЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
И МОДЕЛИРОВАНИЕ 2016 Т. 8 № 5 С. 755−764**

Ки&М

МОДЕЛИ В ФИЗИКЕ И ТЕХНОЛОГИИ

УДК: 538.955

Классификация динамических режимов переключения намагниченности в трехслойной ферромагнитной структуре в зависимости от спин-поляризованного тока инжекции и внешнего магнитного поля. II. Перпендикулярная анизотропия

Н. В. Островская[1,a], В. А. Скиданов[1,2], М. С. Скворцов[2,b]

[1] Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН,
Россия, 124365, г. Москва, Зеленоград, ул. Советская, д. 3
[2] Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники»,
Россия, 124498, г. Москва, г. Зеленоград, площадь Шокина, д. 1

E-mail: [a] ost.ippm@yandex.ru, [b] m.s.skvortsov@gmail.com

Получено 17.05.2016.
Принято к публикации 28.07.2016.

В приближении однородной намагниченности построена математическая модель трехслойной ячейки памяти MRAM с осью анизотропии, расположенной перпендикулярно запоминающему ферромагнитному слою ячейки (перпендикулярная анизотропия). Предполагается, что первоначально намагниченность свободного слоя ячейки ориентирована вдоль оси анизотропии и соответствует состоянию «нуль». Одновременное мгновенное включение спин-поляризованного тока и магнитного поля воздействует на намагниченность свободного слоя и может перевести ее в противоположное положение, соответствующее состоянию «единица». Математическое описание эффекта основано на классическом векторном уравнении Ландау–Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта. В нашей модели учтены взаимодействия намагниченности с внешним магнитным полем и эффективными полями анизотропии и размагничивания, а также с током инжекции в форме Слончевского–Берже. Выведена система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая динамику намагниченности в трехслойной вентильной структуре Co/Cu/Co в зависимости от управляющих параметров: величины тока инжекции и внешнего магнитного поля, параллельного оси анизотропии магнитных слоев. Показано, что при любых токах и полях система имеет два основных состояния равновесия, расположенных на оси, совпадающей с осью анизотропии. Установлено, что в данной системе, в отличие от системы с продольной анизотропией, дополнительные состояния равновесия отсутствуют. Проведен анализ устойчивости основных состояний равновесия по первому приближению. Построены бифуркационные диаграммы, характеризующие типы динамики вектора намагниченности свободного слоя. Проведена классификация фазовых портретов на единичной сфере в зависимости от управляющих параметров (тока и поля). Изучены особенности динамики вектора намагниченности в каждой из характерных областей бифуркационной диаграммы и численно, методом Рунге–Кутты, построены траектории переключения. Найдены комбинации управляющих параметров, при которых переключение невозможно. Найдены области существования устойчивых и неустойчивых предельных циклов системы. Аналитически определены значения пороговых токов переключения в зависимости от внешнего магнитного поля. Проведено сравнение значений порогового тока в моделях с продольной и перпендикулярной анизотропией при нулевом магнитном поле и показано, что в модели с перпендикулярной анизотропией ток переключения почти на порядок ниже, чем в модели с продольной анизотропией.

Ключевые слова: память MRAM, одноосная анизотропия, намагниченность, свободный слой, закрепленный слой, уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта, переключение намагниченности

COMPUTER RESEARCH AND MODELING
2016 VOL. 8 NO. 5 P. 755−764

Ки&М

MODELS IN PHYSICS AND TECHNOLOGY

UDC: 538.955

Classification of dynamical switching regimes in a three-layered ferromagnetic nanopillar governed by spin-polarized injection current and external magnetic field. II. Perpendicular anisotropy

N. V. Ostrovskaya[1,a], V. A. Skidanov[1,2], M. S. Skvortsov[2,b]

[1] Institute for Design Problems in Microelectronics RAS,
3 Sovietskaya st., Zelenograd, Moscow, 124365, Russia
[2] National Research University of Electronic Technology,
Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498

E-mail: [a] ost.ippm@yandex.ru, [b] m.s.skvortsov@gmail.com

Received 17.05.2016.
Accepted for publication 28.07.2016.

The mathematical model of a three-layered Co/Cu/Co nanopillar for MRAM cell with one fixed and one free layer was investigated in the approximation of uniformly distributed magnetization. The anisotropy axis is perpendicular to the layers (so-called perpendicular anisotropy). Initially the magnetization of the free layer is oriented along the anisotropy axis in the position accepted to be "zero". Simultaneous magnetic field and spin-polarized current engaging can reorient the magnetization to another position which in this context can be accepted as "one". The mathematical description of the effect is based on the classical vector Landau–Lifshits equation with the dissipative term in the Gilbert form. In our model we took into account the interactions of the magnetization with an external magnetic field and such effective magnetic fields as an anisotropy and demagnetization ones. The influence of the spin-polarized injection current is taken into account in the form of Sloczewski–Berger term. The model was reduced to the set of three ordinary differential equations with the first integral. It was shown that at any current and field the dynamical system has two main equilibrium states on the axis coincident with anisotropy axis. It was ascertained that in contrast with the longitudinal-anisotropy model, in the model with perpendicular anisotropy there are no other equilibrium states. The stability analysis of the main equilibrium states was performed. The bifurcation diagrams characterizing the magnetization dynamics at different values of the control parameters were built. The classification of the phase portraits on the unit sphere was performed. The features of the dynamics at different values of the parameters were studied and the conditions of the magnetization reorientation were determined. The trajectories of magnetization switching were calculated numerically using the Runge–Kutta method. The parameter values at which limit cycles exist were determined. The threshold values for the switching current were found analytically. The threshold values for the structures with longitudinal and perpendicular anisotropy were compared. It was established that in the structure with the perpendicular anisotropy at zero field the switching current is an order lower than in the structure with the longitudinal one.

Keywords: MRAM, uniaxial anisotropy, magnetization, free layer, fixed layer, the Landau–Lifshits–Gilbert equation, magnetization reversal

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2016, vol. 8, no. 5, pp. 755–764 (Russian).

Введение

Магнитная память произвольного доступа (MRAM) привлекает внимание инженеров и конструкторов электронной техники благодаря своей высокой скорости, низкой потребляемой энергии, высокой плотности записи и надежности хранения информации. В основополагающей работе Дж. Слончевского [Slonczewski, 1996] первоначально предложенная модель была основана на переключении намагниченности, ориентированной параллельно плоскости свободного слоя. Однако и эксперименты, и расчеты показали, что переключающие токи в классических одноосных ферромагнитных материалах (железе и кобальте) слишком высоки. Поиски путей их снижения шли как в направлении подбора более подходящих материалов, так и в направлении создания лучшей конструкции запоминающей ячейки [Denny, 2010; Piramanayagam, 2011]. Экспериментально было найдено, что наиболее перспективным конструкторским решением является ориентация поля анизотропии магнитных слоев перпендикулярно их плоскости [Mangin, 2008; Ilevski, 2007; Amiri, 2011]. В настоящей работе мы теоретически и математически исследуем особенности динамики переключения намагниченности в такой модели. Для сопоставления с результатами, полученными для ячейки с продольной анизотропией [Ostrovskaya, 2015], в качестве материала нами выбрана классическая комбинация слоев Co/Cu/Co.

Модель ячейки памяти с перпендикулярной анизотропией слоев

Основные уравнения

Объектом исследования является трехслойная структура, состоящая из двух слоев ферромагнитного материала и немагнитной прослойки [Yiming, 2005; Desin 2010]. Поперечное сечение структуры представляет собой квадрат со стороной 100 нм, толщина тонкого слоя в расчетах принята равной 5 нм. Намагниченность нижнего (толстого) слоя фиксирована, ее направление принимаем за положительное направление оси *OZ*, перпендикулярной плоскости слоев. Параллельно *OZ* пропускается ток, плотность которого J находится в диапазоне от 0 до 10^{14} А/м^2. Структура помещена во внешнее магнитное поле (рис. 1). Рассматриваются как положительные, так и отрицательные значения поля.

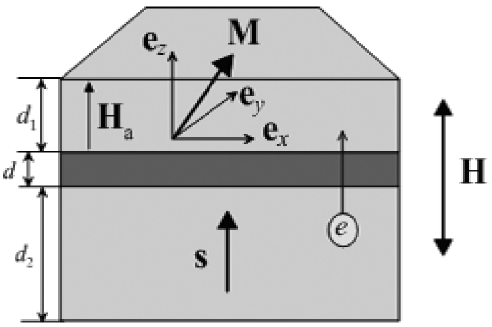


Рис. 1. Геометрия модели

Модель базируется на фундаментальном уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта, описывающем динамику вектора намагниченности $\mathbf{M}$ в незакрепленном ферромагнитном слое:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma| \mu_0 \left[\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}\right] + \frac{\alpha}{M_s}\left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right]. \quad (1)$$

Здесь $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ н/А^2 — магнитная проницаемость вакуума, γ — гиромагнитное отношение: $\gamma \simeq 0.28 \cdot 10^{11}$ Тл$^{-1}$с$^{-1}$, α — безразмерный коэффициент диссипации, M_s — намагниченность насыщения, $\mathbf{H}^{\text{eff}}$ — эффективное магнитное поле, отражающее те виды физических взаимодействий, которые учтены в модели (единицы измерения в системе СИ). В данном случае

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{a}} + \mathbf{H}_{\text{f}} + \mathbf{H}_{\text{c}}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{a}}$ — эффективное поле магнитной анизотропии, $\mathbf{H}_{\text{f}}$ — эффективное поле размагничивания, возникающее за счет конечных размеров вентильной структуры, $\mathbf{H}_{\text{c}}$ — эффективное поле, создаваемое спин-поляризованным током инжекции. Поскольку выражение для магнитного поля обменного взаимодействия содержит пространственные производные вектора намагниченности, будем считать его пренебрежимо малым (приближение однородного намагничивания). Предполагается, что эффективное магнитное поле анизотропии и намагниченность закрепленного слоя ориентированы перпендикулярно плоскости слоев. При этом намагниченность закрепленного слоя принята направленной в сторону свободного слоя вентиля (вектор $\mathbf{s}$ на рис. 1, $|\mathbf{s}|=1$). Намагниченность свободного слоя предполагается первоначально сонаправленной с намагниченностью закрепленного слоя (P-ориентация), а затем, после одновременно мгновенного включения поля и тока, может перейти к какому-либо другому стационарному состоянию.

Уравнение (1) сводим к безразмерному виду:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{\tau}} = -\left[\mathbf{m} \times \mathbf{h}^{\text{eff}}\right] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{\tau}}\right], \qquad (3)$$

где $\mathbf{m} = \dfrac{\mathbf{M}}{M_s}$, $\mathbf{h}^{\text{eff}} = \dfrac{\mathbf{H}^{\text{eff}}}{M_{\text{s}}}$, $|\mathbf{m}| = 1$, время $\tilde{\tau}$ измеряется в единицах $(\gamma\mu_0 M_s)^{-1}$. Здесь $\mathbf{h}^{\text{eff}} = \mathbf{h} + \mathbf{h}_{\text{a}} + \mathbf{h}_{\text{f}} + \mathbf{h}_{\text{c}}$.

1. В общем случае для внешнего поля $\mathbf{h}$

$$\mathbf{h} = h_x \mathbf{e}_x + h_y \mathbf{e}_y + h_z \mathbf{e}_z.$$

В данной задаче внешнее поле выбираем ориентированным вдоль оси OZ, т. е.

$$\mathbf{h} = h\mathbf{e}_z.$$

2. Поле анизотропии также ориентировано вдоль OZ:

$$\mathbf{h}_{\text{a}} = k(\mathbf{m}, \mathbf{e}_z)\mathbf{e}_z = k m_z \mathbf{e}_z,$$

где $k = 2K_a \mu_0^{-1} M_{\text{s}}^{-2}$, K_a — константа магнитной анизотропии.

3. Поле размагничивания $\mathbf{h}_{\text{f}}$ определяется соотношением $\mathbf{h}_{\text{f}} = -\hat{\mathbf{q}}\mathbf{m}$, где тензор $\hat{\mathbf{q}}$ — форм-фактор. В выбранной нами геометрии можно считать, что

$$\mathbf{h}_{\text{f}} = -m_z \mathbf{e}_z.$$

4. Следуя теории Слончевского–Берже, вклад в эффективное поле, создаваемый током инжекции, считаем равным

$$\mathbf{h}_{\text{c}} = G \frac{J}{J_n} [\mathbf{s} \times \mathbf{m}],$$

где $\mathbf{s}$ — направление спиновой поляризации тока, совпадающее с направлением намагниченности в толстом слое (в данной геометрии $\mathbf{s} \equiv \mathbf{e}_z$), J — размерная плотность спин-поляризованного тока, J_n — нормировочный токовый коэффициент, который равен

$$J_n = \frac{d_1 e \mu_0 M_s^2}{\hbar}, \tag{4}$$

($\hbar$ — постоянная Планка, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, e — заряд электрона, d_1 — толщина свободного ферромагнитного слоя). Таким образом, безразмерная плотность тока равна $j = J / J_n$. Скалярная безразмерная функция G (**m**), согласно [1], имеет следующий вид:

$$G = \frac{4P^{3/2}}{(1+P)^3(3+(\mathbf{s},\mathbf{m})) - 16P^{3/2}},$$

где P — параметр спиновой поляризации. С учетом $\mathbf{s} \equiv \mathbf{e}_z$ имеем $(\mathbf{s},\mathbf{m}) = m_z$. Так что

$$G = \frac{4P^{3/2}}{(1+P)^3(3+m_z) - 16P^{3/2}} = \frac{c}{b+m_z}.$$

Учтем также, что $[\mathbf{s}\times\mathbf{m}] = -m_y\cdot\mathbf{e}_x + m_x\mathbf{e}_y$. Таким образом, для ячейки с перпендикулярной анизотропией эффективное магнитное поле имеет следующий вид:

$$\mathbf{h}^{\text{eff}} = \begin{pmatrix} h_x^{\text{eff}} \\ h_y^{\text{eff}} \\ h_z^{\text{eff}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -gm_y \\ gm_x \\ km_z - m_z + h \end{pmatrix}, \tag{5}$$

где $g = Gj$. После некоторых алгебраических преобразований уравнения (3) получим

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -\left[\mathbf{m}\times\mathbf{h}^{\text{eff}}\right] + \alpha\mathbf{h}^{\text{eff}} - \alpha\mathbf{m}(\mathbf{m},\mathbf{h}^{\text{eff}}), \tag{6}$$

где $\tau = \dfrac{\tilde{\tau}}{1+\alpha^2} = |\gamma|\dfrac{\mu_0 M_s}{1+\alpha^2}t$.

В координатной записи

$$\begin{aligned}
\frac{dm_x}{dt} &= jGm_x m_z - m_y(km_z - m_z + h) - \alpha jGm_y - \alpha m_x m_z(km_z - m_z + h),\\
\frac{dm_y}{dt} &= m_x(km_z - m_z + h) + jGm_y m_z + \alpha jGm_x - \alpha m_y m_z(km_z - m_z + h),\\
\frac{dm_z}{dt} &= -jGm_y^2 - jGm_x^2 + \alpha(km_z - m_z + h) - \alpha m_z^2(km_z - m_z + h).
\end{aligned} \tag{7}$$

Уравнения (7) значительно отличаются от уравнений для ячейки с продольной анизотропией, первоначально предложенной в [Slonczewski, 1996; Ostrovskaya, 2015]. Соответственно, будут отличаться и типы динамики намагниченности в ячейках с продольной и перпендикулярной анизотропией.

Параметры структуры Co/Cu/Co, которые были использованы в нашем численном расчете: $\alpha = 0.02$, $P = 0.35$, $\mu_0 M_s = 1.76$ Тл, $K_a = 0.53\cdot 10^6$ Дж/м^3. При этом нормировки основных переменных, как и в [Ostrovskaya, 2015], были следующими:

$$t = \frac{1+\alpha^2}{\gamma\mu_0 M_s}\tilde{\tau} \cong 2\cdot 10^{-10}\tau \ (\text{с}), \qquad H = M_s h \cong 1.4\cdot 10^6 h \ (\text{А/м}),$$

$$J = \frac{d_1 e\mu_0 M_s^2}{\hbar} j \cong 1.9\cdot 10^{13} j \ (\text{А/м}^2), \qquad K_a = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} k \cong 1.2\cdot 10^6 k \ (\text{Дж/м}^3).$$

Особые точки

Положения равновесия системы (7) отвечают нулю правых частей системы:

$$\begin{cases} (m_z h_y - m_y h_z) + \alpha h_x - \alpha m_x L = 0, \\ (m_x h_z - m_z h_x) + \alpha h_y - \alpha m_y L = 0, \\ (m_y h_x - m_x h_y) + \alpha h_z - \alpha m_z L = 0, \end{cases} \tag{8}$$

где $L = (\mathbf{m}, \mathbf{h})$. Получаем полиномиальную алгебраическую систему из трех уравнений относительно трех неизвестных m_x, m_y, m_z. Параметры α, P, k считаем фиксированными (внутренними) параметрами системы, а поле h и ток j — варьируемыми (внешними) параметрами. Решив эту систему относительно неизвестных m_x, m_y, m_z, при текущих значениях h, j найдем положения равновесия, отвечающие данным значениям параметров. В случае $h = 0$, $j = 0$ система (8) вырождается к виду

$$\begin{cases} m_y m_z (1-k) - \alpha m_x L = 0, \\ (k-1) m_x m_z - \alpha m_y L = 0, \\ \alpha m_z (k-1) - \alpha m_z L = 0. \end{cases}$$

Здесь $L = (k-1) m_z^2$. При этих значениях поля и тока система (7) имеет две особые точки (точек равновесия) на поверхности единичной сферы с координатами $T_{1,2}(0,0,\pm 1)$ и особую линию, совпадающую с экватором единичной сферы.

Для отыскания особых точек при ненулевых внешних параметрах следует решить систему (8) в общем виде. Легко показать, что и она не имеет других корней, кроме $T_{1,2}(0,0,\pm 1)$.

Бифуркации динамической системы

Определим тип и характер устойчивости особых точек.

1. *Точка* $T_1(0,0,+1)$. Матрица линеаризованной системы в окрестности особой точки $T_1(0,0,+1)$ имеет вид

$$\mathbf{A}\big|_{T_1} = \begin{pmatrix} \dfrac{jc - \alpha(b+1)(h-1+k)}{b+1} & -\dfrac{\alpha jc + (b+1)(h-1+k)}{b+1} & 0 \\ \dfrac{\alpha jc + (b+1)(h-1+k)}{b+1} & \dfrac{jc - \alpha(b+1)(h-1+k)}{b+1} & 0 \\ 0 & 0 & -2\alpha(h-1+k) \end{pmatrix}.$$

Ее собственные числа равны

$$\lambda_{1,2} = \frac{jc - \alpha(b+1)(h-1+k)}{b+1} \pm i \frac{\alpha jc + (b+1)(h-1+k)}{b+1}, \quad \lambda_3 = -2\alpha(h-1+k).$$

Собственные числа дают два пороговых соотношения для точки $T_1(0,0,+1)$:

$$L_1: \quad \alpha cj + (b+1)h - (b+1)(1-k) = 0,$$
$$L_2: \quad cj - \alpha(b+1)h + \alpha(b+1)(1-k) = 0.$$

Линия L_1 на плоскости управляющих параметров (h, j) (рис. 2) разделяет области II и III с разным направлением вращения траекторий в окрестности особой точки, на линии L_1 особая точка вырождается в узел. Линия L_2 разделяет области устойчивости (I) и неустойчивости (II) фокуса, следовательно, согласно теореме Андронова–Хопфа, в окрестности этой линии происходит рождение предельного цикла.

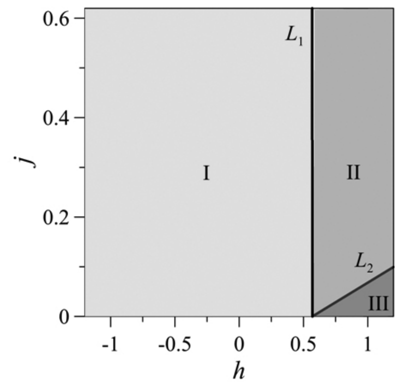


Рис. 2. Бифуркационная диаграмма для особой точки $T_1(0,0,+1)$. Области I и II — неустойчивые фокусы с разным направлением обращения траекторий вокруг особой точки, область III — устойчивые фокусы

2. *Точка* $T_2(0,0,-1)$. Матрица линеаризованной системы в этом случае имеет следующий вид:

$$\mathbf{A}\Big|_{T_2} = \begin{pmatrix} \dfrac{jc+\alpha(1-b)(h+1-k)}{1-b} & \dfrac{\alpha jc-(1-b)(h+1-k)}{1-b} & 0 \\ -\dfrac{\alpha jc-(1-b)(h+1-k)}{1-b} & \dfrac{jc+\alpha(1-b)(h+1-k)}{1-b} & 0 \\ 0 & 0 & 2\alpha(h+1-k) \end{pmatrix}.$$

Собственные числа этой матрицы равны

$$\lambda_{1,2} = \frac{-jc+\alpha(b-1)(h+1-k)}{b-1} \pm i\frac{\alpha jc+(b-1)(h+1-k)}{b-1}, \quad \lambda_3 = 2\alpha(h+1-k).$$

Уравнения критических линий, разделяющих плоскость параметров (h, j) на области типичной динамики намагниченности:

$$L_3: \quad \alpha cj+(b-1)h+(b-1)(1-k)=0,$$
$$L_4: \quad cj-\alpha(b-1)h-\alpha(b-1)(1-k)=0.$$

Линия L_3 — это линия, вдоль которой изменяется направление вращения намагниченности вокруг особой точки $T_2(0,0,-1)$, линия L_4 разделяет области устойчивости и неустойчивости фокуса. Бифуркационная диаграмма для особой точки представлена на рис. 3.

Динамика вектора намагниченности под воздействием поля h и спин-поляризованного тока j определяется типом особых точек T_1 и T_2, который связан с величиной управляющих параметров. На рис. 4 приведена суперпозиция фазовых диаграмм рис. 2 и 3, а в таблице 1 даны характеристики особых точек и соответствующих типов динамики в каждой из областей, на которые критические линии L_1, L_2, L_3, L_4 делят плоскость параметров (h, j). В областях 1, 2, 3 особая точка T_1 является неустойчивым фокусом, хотя имеет в них разные направления вращения траекторий. Особая точка T_2 здесь — устойчивый фокус. Таким образом, при управляющих параметрах из этих областей имеет место устойчивое переключение, которое в области 2 происходит со сменой направления вращения траектории (см. рис. 1, 2, 3 в таблице 1). Следует отметить, что в области 1 при одних и тех же значениях тока скорость переключения выше, чем в областях 2 и 3.

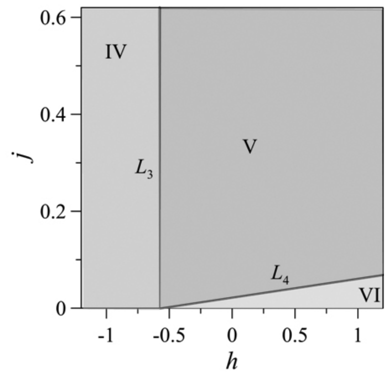


Рис. 3. Бифуркационная диаграмма для особой точки $T_2(0,0,-1)$. Области IV и V — устойчивые фокусы, область VI — неустойчивые фокусы

В области 4 точки T_1 и T_2 являются неустойчивыми фокусами с разными направлениями вращения траекторий (рис. 4 в таблице 1). Области, окружающие эти точки, разделены устойчивым предельным циклом, на который наматываются траектории, исходящие из особых точек. Отметим, что траектория, исходящая из точки T_1, имеет точку поворота, в которой происходит смена направления ее вращения. Таким образом, для управляющих параметров, принадлежащих области 4, переключение невозможно. Это справедливо и для области 5, которую отличает от области 4 одинаковое направление вращения траекторий.

Для тока и поля из области 6 особые точки T_1 и T_2 становятся устойчивыми фокусами с одинаковым направлением вращения траекторий. Они разделены неустойчивым предельным циклом (рис. 6 в таблице 1), так что и в этой области параметров переключение невозможно.

При управляющих параметрах, принадлежащих области 7, точка T_1 становится устойчивым фокусом, точка T_2 — неустойчивым, с одинаковым направлением вращения. Здесь возможно обратное переключение намагниченности, от антипараллельной к параллельной конфигурации, которое происходит преимущественно под влиянием магнитного поля.

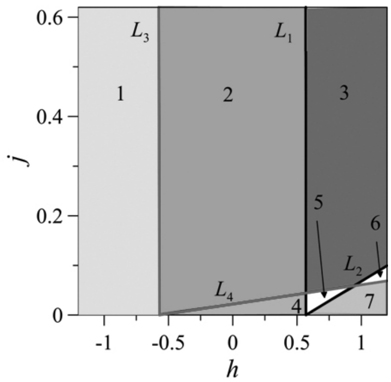


Рис. 4. Суперпозиция бифуркационных диаграмм точек $T_1(0,0,+1)$ и $T_2(0,0,-1)$

Заключение

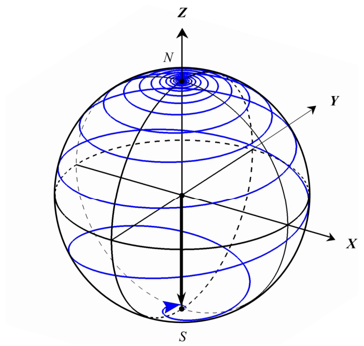
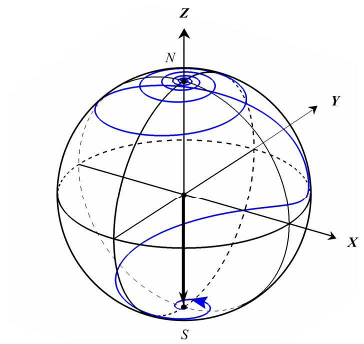
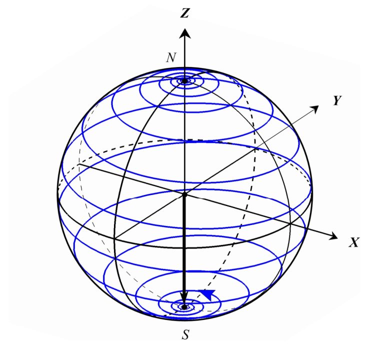
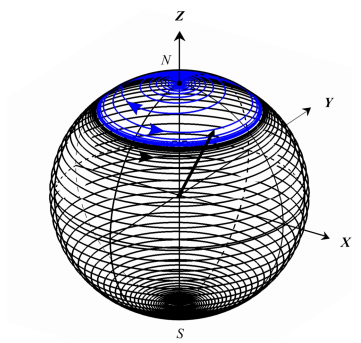
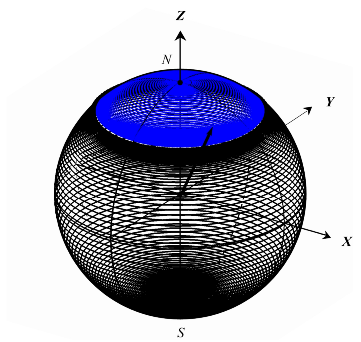
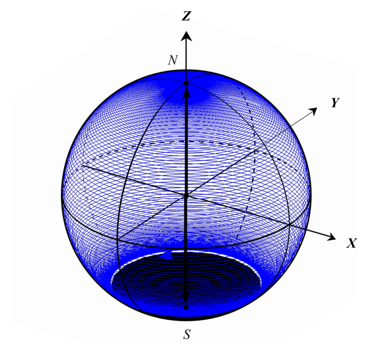
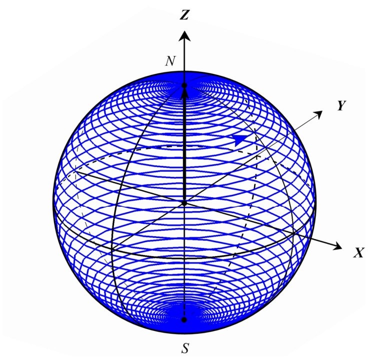
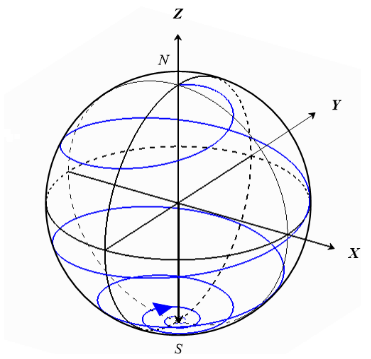
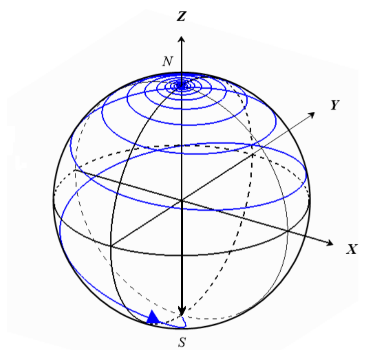
В работе [Ostrovskaya, 2015] нами был проведен бифуркационный анализ кобальтового клапана с продольной анизотропией ферромагнитных слоев. Структура бифуркационной диаграммы для такого клапана оказалась значительно сложнее, чем для рассмотренного здесь клапана с перпендикулярной анизотропией. Причиной этого в первую очередь является наличие у планарного клапана дополнительных равновесий намагниченности и дополнительных предельных циклов. Уравнение критической линии на диаграмме планарного клапана в работе [Ostrovskaya, 2015], выше которой происходит переключение, имеет вид

$$L:\ jG_1-\alpha\left(h+\frac{1}{2}+k\right)=0,$$

где $G_1=\dfrac{c}{b+1}$. При нулевом поле ток переключения равен

$$j_0^{\parallel}=\frac{\alpha}{G_1}\left(k+\frac{1}{2}\right)\approx 0.146.$$

Таблица 1. Переключательные режимы вентиля с перпендикулярной анизотропией. Номер рисунка соответствует номеру области на бифуркационной диаграмме

 1. $h=-1,\ j=0.4,\ \tau=82.5$	 2. $h=0,\ j=0.4,\ \tau=107.1$	 3. $h=+1,\ j=0.4,\ \tau=187.2$
 4. $h=0.5,\ j=0.01$	 5. $h=0.7,\ j=0.04$	 6. $h=1.2,\ j=0.085$
 7. $h=1.2,\ j=0.02,\ \tau=245.5$	 $L_1:\ \ h=0.569,\ \ j=0.4$	 $L_3:\ \ h=-0.611,\ \ j=0.4$

В размерных единицах плотность тока переключения равна $J_0^{\parallel} = 2.8\cdot 10^{12}$ А/м^2, что является очень большой величиной, превышающей порог электромиграции кобальта. Приложение отрицательно направленного магнитного поля может снизить величину порогового тока в несколько раз, но на величину приложенного поля действуют свои физические ограничения.
Уравнение критической линии перпендикулярного клапана:

$$L_4: \quad jG_2 - \alpha\left(h+1-k\right) = 0,$$

где $G_2 = \dfrac{c}{b-1}$. При нулевом поле это даст

$$j_0^{\perp} = \frac{\alpha}{G_2}(1-k) \approx 2.2\cdot 10^{-2}.$$

В размерных единицах $J_0^{\perp} = 4.2\cdot 10^{11}$ А/м^2, что сопоставимо с порогом электромиграции. В случае наностолбика квадратного сечения со стороной 100 нм величина порогового тока переключения при нулевом поле составит $I_0^{\perp} = 4.2\cdot 10^{-3}\,\text{А} = 4.2$ мА. Так же как в планарном случае, величину переключающего тока инжекции можно снизить приложением отрицательно направленного магнитного поля (см. рис. 4).

Список литературы (References)

Amiri P. Kh., Zeng Z. M., Langer J., Zhao H. et al. Switching current reduction using perpendicular anisotropy in CoFeB–MgO magnetic tunnel junctions // Appl. Phys. Lett. — 2011. — Vol. 98. — 112507.

Denny D. T., Lee Y. Magnetic Memory: Fundamentals and Technology. — Cambridge University Press, 2010. — 208 p.

Desin W., Haiwen X., Yuankai Zh., Dimitrov D. RAM cells with perpendicular anisotropy // US PATENT Application Publication, Pub. No. US 2010/0109110 AI. — May 6, 2010.

Ilievski F., Perkinson J. C., Ross C. A. Magnetic reversal phenomena in pseudo-spin-valve films with perpendicular anisotropy // J. Appl. Phys. — 2007. — Vol. 101, 09D116.

Mangin S., Ravelosona D., Henry Y., Katine J. A., Fullerton E. E. Spin Transfer Torque Effects in Devices with Perpendicular Anisotropy // AAPPS Bulletin. — 2008. — Vol. 18, No. 6 — P. 41–46.

Ostrovskaya N. V., Skidanov V. A., Iusipova I. A. Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve // Solid State Phenomena. — 2015. — Vol. 233–234. — P. 431–434. doi:10.4028/www.scientific.net/SSP.233-234.431

Piramanayagam S. N., Chong T. C. Developments in Data Storage: Materials and Perspective. — John Wiley & Sons, Inc., 2011 — 347 p.

Slonczewski J. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Matter. — 1996. — Vol. 159. — P. L1–L7.

Yiming H. Perpendicular magnetization magnetic element utilizing spin transfer // US PATENT No. US 6,967,863 B2. — Nov. 22, 2005.