

Особенности переключения намагниченности в ячейках памяти MRAM с перпендикулярной анизотропией

Н.В. Островская¹, В.А. Скиданов¹, М.С. Скворцов^{1,2}

¹Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, n.ost@ippm.ru

²Национальный исследовательский университет МИЭТ

Аннотация — В приближении однородного намагничивания рассматривается математическая модель переключения ячейки магнитной памяти MRAM с перпендикулярной анизотропией. Выписана система дифференциальных уравнений, описывающая динамику намагниченности свободного слоя ячейки, и проведен анализ устойчивости ее положений равновесия. Получены аналитические выражения для пороговых токов и полей, при которых имеет место переключение ячейки. Проведено сравнение с токами в ячейке с анизотропией в плоскости.

Ключевые слова — память MRAM, перпендикулярная анизотропия, намагниченность, свободный слой, закрепленный слой, уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта, переключение намагниченности.

I. ВВЕДЕНИЕ

Магнитная память произвольного доступа (MRAM) привлекает все большее 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 1996 года [1] 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. Экспериментально было найдено, что наилучшими материалами для магнитных туннельных переходов являются сплавы FeCoB (CoFeB) с немагнитной прослойкой MgO, а наиболее перспективным конструкторским решением оказалась ориентация поля анизотропии магнитных слоев перпендикулярно их плоскости [2–8]. В настоящей работе мы теоретически и математически исследуем особенности динамики переключения намагниченности в такой модели.

II. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КЛАПАНА С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

A. Основные уравнения

Объектом исследования является трехслойная структура, состоящая из двух слоев ферромагнитного

материала и немагнитной прослойки. Поперечное сечение структуры представляет собой квадрат со стороной 100 нм, толщина тонкого слоя в расчетах принята равной 0,5 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/м². Структура помещена во внешнее магнитное поле (рис. 1). Рассматриваются как положительные, так и отрицательные значения поля.

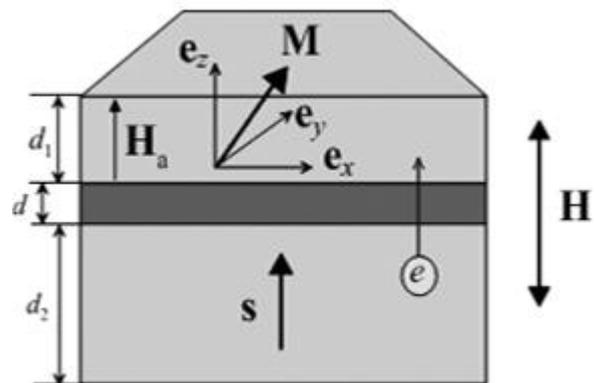


Рис. 1. Геометрия модели

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/А² — магнитная проницаемость вакуума, γ — гиромагнитное отношение: $\gamma \approx 0.28 \cdot 10^{11}$ Тл⁻¹с⁻¹, α — безразмерный коэффициент диссипации, M_s — намагниченность насыщения, \mathbf{H}^{eff} — эффективное магнитное поле, отражающее те виды физических взаимодействий, которые учтены в модели (единицы измерения в системе СИ). В данном случае

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_f + \mathbf{H}_c, \quad (2)$$

где \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_a — эффективное поле магнитной анизотропии, \mathbf{H}_f — эффективное поле размагничивания, возникающее за счет конечных размеров вентиляльной структуры, \mathbf{H}_c — эффективное поле, создаваемое спин-поляризованным током инжекции. Поскольку выражение для магнитного поля обменного взаимодействия содержит пространственные производные вектора намагниченности, то в силу малых размеров структуры 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 предполагается направленной в сторону свободного слоя вентиля (вектор \mathbf{s} на рис. 1, $|\mathbf{s}| = 1$). Намагниченность свободного слоя первоначально предполагается сонаправленной с намагниченностью закрепленного слоя (Р-ориентация), а затем, после одновременно мгновенного включения поля и тока, может перейти к какому-либо другому стационарному состоянию.

Уравнение (1) сводим к безразмерному виду

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

где $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$, $\mathbf{h}^{\text{eff}} = \frac{\mathbf{H}^{\text{eff}}}{M_s}$, $|\mathbf{m}| = 1$, время $\tilde{\tau}$ измеряется в единицах $(\gamma \mu_0 M_s)^{-1}$. Здесь $\mathbf{h}^{\text{eff}} = \mathbf{h} + \mathbf{h}_a + \mathbf{h}_f + \mathbf{h}_c$.

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

$$\mathbf{h}_a = k(\mathbf{m}, \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z = k m_z \mathbf{e}_z,$$

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

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

$$\mathbf{h}_f = -m_z \mathbf{e}_z.$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

В координатной записи

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

Параметры структуры Co/Cu/Co, которые были использованы в нашем численном расчете: $\alpha = 0.02$, $P = 0.35$, $\mu_0 M_s = 1.76$ Т, $K_a = 0.53 \cdot 10^6$ Дж/м³. При этом нормировки основных переменных были следующими:

$$\begin{aligned} t &= \frac{1 + \alpha^2}{\gamma \mu_0 M_s} \tilde{\tau} \cong 2 \cdot 10^{-10} \tau \text{ (с)}, \\ H &= M_s h \cong 1.4 \cdot 10^6 h \text{ (А/м)}, \\ J &= \frac{d_1 e \mu_0 M_s^2}{\hbar} j \cong 1.9 \cdot 10^{13} j \text{ (А/м}^2\text{)}, \\ K_a &= \frac{\mu_0 M_s^2}{2} k \cong 1.2 \cdot 10^6 k \text{ (Дж/м}^3\text{)}. \end{aligned}$$

Уравнения (7) значительно отличаются от уравнений для ячейки с планарной анизотропией, первоначально предложенной в [1]. Соответственно, отличаются и типы динамики намагниченности в ячейках с планарной и перпендикулярной анизотропией.

В. Особые точки

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

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

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 $T_{1,2}(0, 0, \pm 1)$.

Определим тип и характер устойчивости этих особых точек.

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

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

Ее собственные числа равны

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

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

$$\begin{aligned} L_1 &: \alpha c j + (b+1)h - (b+1)(1-k) = 0, \\ L_2 &: c j - \alpha(b+1)h + \alpha(b+1)(1-k) = 0. \end{aligned}$$

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.

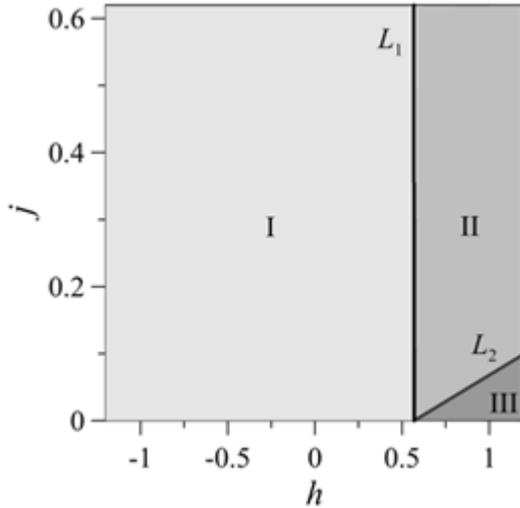


Рис. 2. Бифуркационная диаграмма для особой точки $T_1(0, 0, +1)$. Области I и II – неустойчивые фокусы с разным направлением обращения траекторий вокруг особой точки, область III – устойчивые фокусы

2) Точка $T_2(0, 0, -1)$

Матрица линеаризованной системы в этом случае имеет следующий вид:

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

Собственные числа этой матрицы равны

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

$$\lambda_3 = 2\alpha(h+1-k).$$

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

$$L_3 : \alpha c j + (b-1)h + (b-1)(1-k) = 0,$$

$$L_4 : c j - \alpha(b-1)h - \alpha(b-1)(1-k) = 0.$$

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.

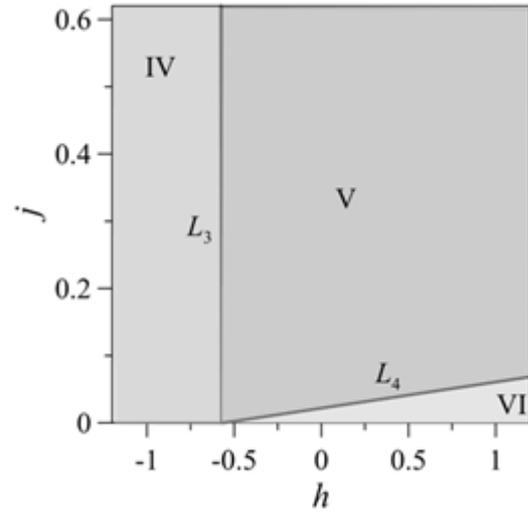


Рис. 3. Бифуркационная диаграмма для особой точки $T_2(0, 0, -1)$. Области IV и V – устойчивые фокусы, область VI – неустойчивые фокусы

III. БИФУРКАЦИИ ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

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.

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.

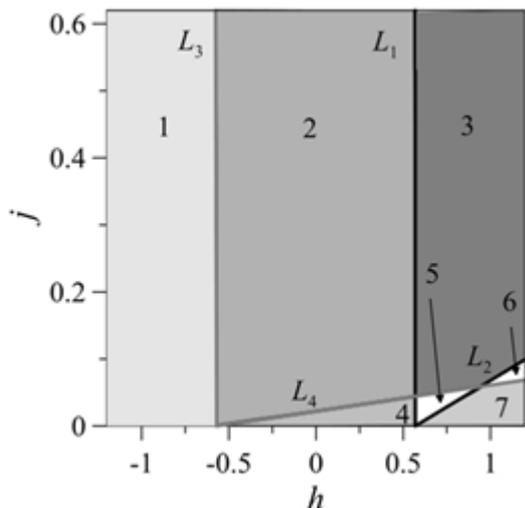


Рис. 4. Суперпозиция бифуркационных диаграмм точек $T_1(0, 0, +1)$ и $T_2(0, 0, -1)$

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, табл. 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.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе [9] нами был проведен бифуркационный анализ кобальтового клапана с планарной анизотропией ферромагнитных слоев. Структура бифуркационной диаграммы для такого клапана оказалась значительно сложнее, чем для рассмотренного здесь клапана с перпендикулярной анизотропией. Причина этого — отсутствие у модели клапана дополнительных равновесий намагниченности и дополнительных предельных циклов. Уравнение критической линии на диаграмме планарного клапана в работе [9], выше которой происходит переключение, имеет вид

$$L: jG_1 - \alpha(h + 1/2 + k) = 0,$$

где $G_1 = c/(b+1)$. При нулевом поле ток переключения равен

$$j_0^{\square} = \frac{\alpha}{G_1} (k + 1/2) \approx 0.146.$$

В размерных единицах плотность тока переключения равна $J_0^{\square} = 2.8 \cdot 10^{12}$ А/м², 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 ограничения.

Таблица 1

Переключательные режимы клапана с перпендикулярной анизотропией. Номер рисунка соответствует номеру области на бифуркационной диаграмме

<p>1. $h = -1, j = 0.4, \tau = 82.5$</p>	<p>2. $h = 0, j = 0.4, \tau = 107.1$</p>
<p>3. $h = +1, j = 0.4, \tau = 187.2$</p>	<p>4. $h = 0.5, j = 0.01$</p>
<p>5. $h = 0.7, j = 0.04$</p>	<p>6. $h = 1.2, j = 0.085$</p>

Уравнение критической линии перпендикулярного клапана

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

где $G_2 = \frac{c}{b-1}$. 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/м², что сопоставимо с порогом электромиграции. В случае наностолбика квадратного сечения со стороной 100 нм величина порогового тока переключения при нулевом поле составит $I_0^\perp = 4.2 \cdot 10^{-3}$ А=4.2 мА. Так же, как в планарном случае, величину плотности переключающего тока инжекции можно снизить приложением отрицательно направленного магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Slonczewski, J., Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J.Magn.Magn.Matter*, 159, L1–L7 (1996).
- [2] Denny D. Tang, Yuan-jen Lee, *Magnetic Memory: Fundamentals and Technology*, Cambridge University Press, 2010, 208 p.
- [3] Piramanayagam, S.N., Chong, Tow C. *Developments in Data Storage: Materials and Perspective*, A. John Wiley & Sons, Inc., 2011, 347 p.

- [4] 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, pp. 41–46.
- [5] Ilievski F., Perkinson J.C., Ross C.A., Magnetic reversal phenomena in pseudo-spin-valve films with perpendicular anisotropy, *J.Appl.Phys.* Vol 101, 09D116 (2007).
- [6] 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.* Vol.98, 112507 (2011).
- [7] Yiming Huai, Perpendicular magnetization magnetic element utilizing spin transfer // US PATENT No US 6,967,863 B2 Nov. 22, 2005.
- [8] Desin Wang, Haiwen Xi, Yuankai Zheng, Dimitar Dimitrov ST-RAM cells with perpendicular anisotropy // US PATENT Application Publication, Pub. No. US 2010/0109110 A1, May 6, 2010.
- [9] N. Ostrovskaya, V. Skidanov, I. Iusipova, Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve, *Solid State Phenomena*, 2015, Vols. 233–234, pp.431–434/ doi:10.4028/www.scientific.net/SSP.233-234.431.

Features of magnetization reversal in a MRAM cell with perpendicular anisotropy

N.V. Ostrovskaya¹, V.A. Skidanov¹, M.S. Skvortsov^{1,2}

¹Institute for Design Problems in Microelectronics RAS, n.ost@ippm.ru

²National Research University of Electronic Technology MIET

Keywords — MRAM, perpendicular anisotropy, magnetization, free layer, fixed layer, the Landau–Lifshits–Gilbert equation, magnetization reversal.

ABSTRACT

Magnetic random access memory (MRAM) attracts attention of electronics engineers due to its high speed of magnetic switching, low energy consumption, high data storage density and reliability. In the basic publication by J. Slonczewski (1996), the first suggested model was composed of two ferromagnetic layers with in-plane anisotropy separated by nonmagnetic interlayer. However, both calculations and experiments showed that switching currents in the classical ferromagnets, such as cobalt and iron, were too high. Search for ways to reduce the current was in the direction to optimize the design, and the direction of search for the best materials. It was found experimentally that the most optimal materials for magnetic tunneling junctions were ferromagnetic alloys FeCoB with nonmagnetic interlayer MgO, and the most promising design solution was memory cell with perpendicular magnetic anisotropy.

In our work we investigated theoretically the features of switching dynamics in such a model. For this purpose, the system of ordinary differential equations in approximation of uniform magnetization distribution for magnetiza-

tion dynamics in the valve with perpendicular anisotropy was derived. It was shown that in such a system, in contrast with the system for the in-plane anisotropy, there are only two equilibrium positions of the magnetization vector, namely, (0,0,±1). Stability analysis of stationary points of the system allowed us to obtain analytical expressions for the threshold values of switching magnetic fields and currents and to construct bifurcation diagram of magnetization dynamics. With its help, the classification of types of dynamics versus field and current values was performed. The regions of limit cycles existence and the regions of optimal magnetization switching were revealed. The results were compared with those for the cell with in-plane anisotropy. It was found that switching current for the cell with perpendicular anisotropy is an order lower than this one for the cell with in-plane anisotropy.

REFERENCES

- [1] Slonczewski, J., Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J.Magn.Magn.Matter*, 159, L1–L7 (1996).
- [2] Denny D. Tang, Yuan-jen Lee, *Magnetic Memory: Fundamentals and Technology*, Cambridge University Press, 2010, 208 p.
- [3] Piramanayagam, S.N., Chong, Tow C. *Developments in Data Storage: Materials and Perspective*, A. John Wiley & Sons, Inc., 2011, 347 p.

- [4] 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, pp. 41–46.
- [5] Ilievski F., Perkinson J.C., Ross C.A., Magnetic reversal phenomena in pseudo-spin-valve films with perpendicular anisotropy, J.Appl.Phys. Vol 101, 09D116 (2007).
- [6] 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. Vol.98, 112507 (2011).
- [7] Yiming Huai, Perpendicular magnetization magnetic element utilizing spin transfer // US PATENT No US 6,967,863 B2 Nov. 22, 2005.
- [8] Desin Wang, Haiwen Xi, Yuankai Zheng, Dimitar Dimitrov ST-RAM cells with perpendicular anisotropy // US PATENT Application Publication, Pub. No. US 2010/0109110 AI, May 6, 2010.
- [9] N. Ostrovskaya, V. Skidanov, I. Iusipova, Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve, Solid State Phenomena, 2015, Vols. 233–234, pp. 431–434 / doi:10.4028/www.scientific.net/SSP.233-234.431.