

01.1+07.3

Двухтактное управление переключением элементов SOT-MRAM на основе спинового эффекта Холла

Н.В. Островская, В.А. Скиданов, Ю.А. Юсипова

Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской Академии наук

ул. Советская, 3, Зеленоград, Москва, 124365, Россия

ost.ippm@yandex.ru

Аннотация

В статье изложены результаты качественного исследования модели ячейки современной магнитной памяти SOT-MRAM, в которой для записи используется спиновый эффект Холла. Рассмотрены ячейки квадратного поперечного сечения с продольной анизотропией активного слоя. На основе векторного уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта построена математическая модель управления процессом записи нуля и единицы в ячейку. В приближении однородного распределения намагниченности выведена система уравнений, описывающих динамику намагниченности под действием магнитного поля и спинового тока. Определены параметры качественно эквивалентной динамики модели. Установлено, что при нулевых токах и полях в обоих случаях имеются два основных устойчивых положения равновесия. Эти равновесия, в зависимости от взаимной ориентации вектора намагниченности активного и опорного слоя, отвечают нулю и единице, записанным в ячейке. Переход от одного состояния ячейки к другому описывается решением системы дифференциальных уравнений. Построена бифуркационная диаграмма динамической системы в переменных «поле–ток». Показано, что при данной конфигурации элемента памяти внешние воздействия переводят намагниченность в промежуточное состояние в плоскости свободного слоя, которое при отключении тока и поля приводят к записи нуля либо единицы в ячейку памяти. Проведена оценка критического тока переключения в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: спинтроника, орбитроника, намагниченность, уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта, спиновый эффект Холла, спиновый ток, зарядовый ток, спиновый вращательный момент, продольная анизотропия, планарная анизотропия.

Push-Pull Switching Control of SOT-MRAM Elements Based on Spin Hall Effect

N.V. Ostrovskaya, V.A. Skidanov, Yu.A. Yusipova

Institute for Design Problems in Microelectronics of the Russian Academy of Sciences

Sovietskay street, 3, Zelenograd, Moscow 124365, Russia

ost.ippm@yandex.ru

Abstract

The article presents the results of a qualitative study of the model of a modern magnetic memory cell SOT-MRAM, in which the spin Hall effect is used for recording. Cells of square cross section with longitudinal anisotropy of the active layer are considered. Based on the Landau–Lifshitz–Gilbert vector equation, a mathematical model for controlling the process of writing zero and one into a cell is constructed. In the approximation of a uniform distribution of magnetization, a system of equations is derived that describes the dynamics of magnetization under the action of a magnetic field and spin current. The parameters of the qualitatively equivalent dynamics of the model are determined. It has been established that at zero currents and fields in both cases there are two main stable equilibrium positions. These equilibria, depending on the mutual orientation of the magnetization vector of the active and reference layers, correspond to zero and one, written in the cell. The transition from one cell state to another is described by solving a system of differential equations. A bifurcation diagram of a dynamical system in the variables "field-current" is constructed. It is shown that with a given configuration of the memory element, external influences transfer the magnetization to an intermediate state in the plane of the free layer, which, when the current and field are turned off, leads to writing zero or one to the memory cell. The critical switching current is estimated as a function of the applied external magnetic field.

Key words: spintronics, orbitronics, magnetization, Landau – Lifshitz – Hilbert equation, spin Hall effect, spin current, charge current, spin torque, longitudinal anisotropy, planar anisotropy, perpendicular anisotropy.

Введение

Эффект управления намагниченностью в тонкой пленке ферромагнетика с помощью спин-орбитального крутящего момента (SOT), создаваемого потоком движущихся электронов, представляет собой альтернативу управления намагниченностью с помощью крутящего момента с передачей спина (STT). Этот эффект вызывает большой интерес в связи с его приложениями в технике магнитной памяти с произвольным доступом (MRAM) (см., например, обзор [1]). По сравнению с STT-MRAM использование SOT может дополнительно наделять устройство памяти более низким энергопотреблением, более высокой скоростью и более высокой износостойкостью, что делает его идеальным кандидатом для применения во встроенной RAM или кэш-памяти компьютеров. Эти перспективы стимулируют исследования и разработки как физики эффекта SOT (см. обзор [2]), так и соответствующих устройств, использующих эффект SOT (например, [3]). Уже на стадии поисковых работ стали очевидны преимущества SOT-MRAM по сравнению с STT-MRAM, а именно, отдельные цепи считывания и записи информации и симметричная схема записи нуля и единицы, чего не было в ячейках STT-MRAM.

В ходе исследований SOT много внимания уделяется изучению материалов, которые демонстрируют высокую эффективность преобразования зарядового тока в спиновый (эффективность SOT), а также разработке подходящих слоистых структур с их применением. Для первой цели, помимо тяжелых металлов Pt, Ta и W, представляют интерес такие материалы как топологический изолятор $\text{Bi}_x\text{Se}_{1-x}$ или сплавы $\text{Pt}_{1-x}\text{Au}_x$, которые имеют спин-холловские углы большие 1 и высокую спин-холловскую проводимость [4–6]. Для второй цели было предложено несколько вариантов схем SOT-MRAM с планарной или перпендикулярной магнитной анизотропией [7]. В данной статье исследуется математическая модель элемента памяти SOT-MRAM с планарной анизотропией свободного слоя, помещенная в магнитное поле, параллельное оси легкого намагничивания, отличной от конфигураций, рассмотренных в работе [7].

1. Математическая модель элемента SOT-MRAM на основе спинового эффекта Холла

Рассматриваемый здесь элемент памяти SOT-MRAM состоит из активного ферромагнитного слоя (FL – free layer), который зажат между проводящей шиной и слоем изолятора (tunnel barrier — TB), над изолятором располагается опорный слой (PL – pinned layer) с закрепленной намагниченностью. Ток записи I_c пропускается по шине НМ в одну либо другую сторону в зависимости от того, происходит ли запись нуля или единицы. Ток чтения пропускается перпендикулярно плоскости слоев. В зависимости от взаимного

расположения оси легкого намагничивания ферромагнитных слоев и вектора плотности тока можно выделить несколько типов элементов SOT-MRAM — X-, Y- и Z-типы, обладающие разными рабочими и критическими характеристиками [7]. Общей конструктивной особенностью трех элементов, рассмотренных в [7], является ортогональность направления внешнего поля к оси анизотропии активного ферромагнитного слоя. Однако эти типы не исчерпывают всех возможных вариантов взаимного расположения внешнего поля, оси анизотропии и направления потока электронов. На рисунке 1 схематически изображена конфигурация элемента, рассматриваемая в данной работе, ось анизотропии материала свободного слоя в котором сонаправлена с внешним магнитным полем \mathbf{H} .

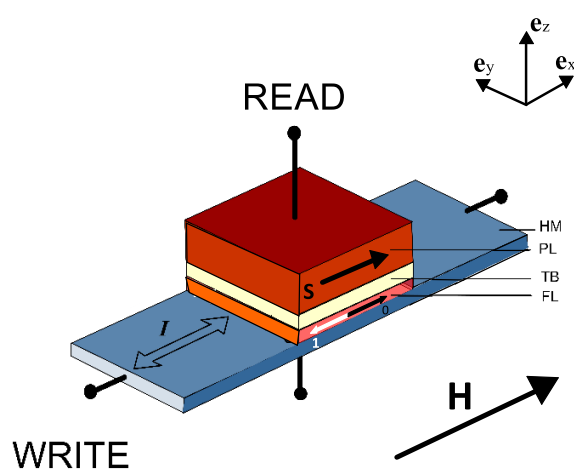


Рис. 1 Геометрия модели SOT-MRAM с плоскостной анизотропией свободного слоя. Внешнее магнитное поле \mathbf{H} сонаправлено с полем анизотропии. Численные величины геометрических размеров элемента, использованные в расчете: толщина активного слоя $d = 5$ нм, площадь поперечного сечения элемента $S = 10 \times 10$ нм².

Динамика вектора намагниченности в свободном слое описывается векторным уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [8,9]

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

Здесь $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/А² — магнитная проницаемость вакуума, γ — гиромагнитное отношение: $\gamma = g \mu_B / \hbar = 1.76 \cdot 10^{11}$ Т⁻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. В монокристаллическом приближении

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_f + \mathbf{H}_a,$$

где \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_f = -M_z \mathbf{e}_z$ — эффективное поле размагничивания, $\mathbf{H}_a = 2K_a \mathbf{e}_x$ — эффективное поле магнитной анизотропии. Последнее слагаемое в уравнении (1) — вращательный магнитный момент, воздействующий на намагниченность свободного слоя со стороны спин-поляризованного тока Холла. Магнитное поле обменного взаимодействия будем считать пренебрежимо малым в силу малых размеров структуры (приближение однородного намагничивания). Момент силы, действующей на намагниченность в свободном слое, может быть разложен на три составляющие. Одна из этих составляющих совпадает с направлением намагниченности, т.е. создает нулевой вращательный момент, две другие взаимно ортогональны и записываются в следующем виде:

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_{FL} + \mathbf{T}_{DL} = |\gamma\mu_0| j\theta_{SH} \chi_{DL} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{e}_y]] + |\gamma\mu_0| j\theta_{SH} \chi_{FL} M_s [\mathbf{M} \times \mathbf{e}_y], \quad (2)$$

где $j = \theta_{SH} \eta J / J_{norm}$, $J_{norm} = \frac{dg|e|\mu_0 M_s^2}{\hbar}$, J — плотность зарядового тока, d — толщина свободного слоя, μ_B — магнетон Бора, g — фактор Ланде, e — заряд электрона, $\theta_{SH} = j_s / j_c$ — коэффициент спинового эффекта Холла, характеризующий отношение плотности вертикального спинового тока к плотности горизонтального зарядового тока (угол спинового эффекта Холла), $\eta < 1$ — коэффициент эффективности поляризации (характеристика изолирующей прослойки). Типичными значениями угла спинового эффекта Холла являются величины в интервале 0.3–0.4 [10]. В наших расчетах мы положили $\eta\theta_{SH} = 0.4$. Отношение J / J_{norm} — безразмерная величина управляющего зарядового тока j_c . Отметим разницу в направлении поляризации спинов в данном случае и в STT-MRAM с продольной анизотропией, рассмотренной ранее в [11–13]: здесь спины ориентированы вдоль направления \mathbf{e}_y перпендикулярно направлению поля анизотропии свободного слоя, тогда как в случае STT-MRAM, при той же конфигурации элемента, спины поляризованы вдоль направления \mathbf{e}_x . Первое слагаемое в выражении (2) — демпфирующая компонента вращательного момента, создаваемого спин-поляризованными электронами, второе слагаемое — полевая компонента. Влияние полевой компоненты на критические характеристики переключения рассматривались в работе [14].

Нормировки приводят уравнение (1) к безразмерному виду

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

где $\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{eff}}/M_s$, $\mathbf{t} = \mathbf{T}/\gamma\mu_0 M_s^2$, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, $|\mathbf{m}| = 1$, время $\tilde{\tau}$ измеряется в единицах $(\gamma\mu_0 M_s)^{-1}$. Здесь $\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h}_{\text{app}} + \mathbf{h}_a + \mathbf{h}_f$. В случае внешнего поля \mathbf{h}_{app} , направленного вдоль оси ОХ, слагаемое имеет вид $\mathbf{h}_{\text{app}} = h\mathbf{e}_x$. Эффективное поле анизотропии в данной модели также ориентировано вдоль ОХ

$$\mathbf{h}_a = k(\mathbf{m}, \mathbf{e}_x)\mathbf{e}_x = km_x\mathbf{e}_x,$$

где $k = 2K_a\mu_0^{-1}M_s^{-2}$, K_a — константа магнитной анизотропии. Поле размагничивания \mathbf{h}_f определяется соотношением $\mathbf{h}_f = -\hat{\mathbf{q}}\mathbf{m}$, где тензор $\hat{\mathbf{q}}$ — форм-фактор размагничивания. В геометрии элемента памяти квадратного сечения можно считать, что тензор $\hat{\mathbf{q}}$ имеет только одну не равную нулю компоненту в последней строке на главной диагонали, и следовательно, поле размагничивания имеет вид $\mathbf{h}_f = -m_z\mathbf{e}_z$. Таким образом, эффективное магнитное поле в нормированном уравнении Ландау-Лифшица для данной конфигурации будет равно

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h}_{\text{app}} + \mathbf{h}_a + \mathbf{h}_f = (h + km_x)\mathbf{e}_x - m_z\mathbf{e}_z.$$

2. Динамическая система

Перепишем уравнение (3) в виде

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{\tau}} = -[\mathbf{m} \times (\mathbf{h}_{\text{eff}} - b\mathbf{j}\mathbf{m} \times \mathbf{e}_y - b\mathbf{j}\mathbf{e}_y)] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{\tau}} \right] \quad (4)$$

и введем новый вектор эффективного поля, учитывающий влияние спинового тока эффекта Холла:

$$\mathbf{f} = \mathbf{h}_{\text{eff}} - b\mathbf{j}\mathbf{m} \times \mathbf{e}_y - b\mathbf{j}\mathbf{e}_y = (h + km_x + b\mathbf{j}m_z)\mathbf{e}_x - b\mathbf{j}\mathbf{e}_y + (-b\mathbf{j}m_x - m_z)\mathbf{e}_z.$$

Далее разрешим уравнение ЛЛГ относительно временной производной и получим его выражение в нормальной форме:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{f}] + \alpha \mathbf{f} - \alpha \mathbf{m}(\mathbf{m}, \mathbf{f}). \quad (5)$$

В координатной записи уравнение (5) имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{dm_x}{d\tau} = (m_z f_y - m_y f_z) + \alpha f_x - \alpha m_x L, \\ \frac{dm_y}{d\tau} = (m_x f_z - m_z f_x) + \alpha f_y - \alpha m_y L, \\ \frac{dm_z}{d\tau} = (m_y f_x - m_x f_y) + \alpha f_z - \alpha m_z L, \end{cases} \quad (6)$$

где $L = (\mathbf{m}, \mathbf{f}) = km_x^2 + hm_x - bjm_z - m_z^2$. Ее развернутый координатный вид записан ниже (ср. с динамической системой для STT-MRAM с продольной анизотропией [12,13]):

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{d\tau} &= \tilde{P}(m_x, m_y, m_z) = -bjm_z + bjm_x m_y + m_y m_z + a(h + km_x + bjm_z - hm_x^2 - km_x^3 + bjm_x m_y + m_x m_z^2), \\ \frac{dm_y}{d\tau} &= \tilde{Q}(m_x, m_y, m_z) = -bjm_x^2 - m_x m_z - hm_z - km_x m_z - bjm_z^2 + a(m_y m_z^2 - hm_x m_y - km_y m_x^2 - bjm_x^2 - bjm_z^2), \\ \frac{dm_z}{d\tau} &= \tilde{S}(m_x, m_y, m_z) = hm_y + km_x m_y + bjm_y m_z + bjm_x + a(bjm_y m_z + m_z^3 - bjm_x - m_z - hm_x m_z - km_x^2 m_z), \end{aligned} \quad (7)$$

Так же, как и в случае STT-MRAM, система (7) имеет первый интеграл и представляет собой систему с двумя степенями свободы. При $h = 0$, $j = 0$, когда поле и ток отключены, система (7) вырождается к виду

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{d\tau} &= \tilde{P}_0(m_x, m_y, m_z) = m_y m_z + a(km_x - km_x^3 + m_x m_z^2), \\ \frac{dm_y}{d\tau} &= \tilde{Q}_0(m_x, m_y, m_z) = -m_x m_z - km_x m_z + a(m_y m_z^2 - km_y m_x^2), \\ \frac{dm_z}{d\tau} &= \tilde{S}_0(m_x, m_y, m_z) = km_x m_y + a(m_z^3 - m_z - km_x^2 m_z). \end{aligned} \quad (8)$$

Ее особыми точками (точками равновесия) являются точки $T_{1,2}(\pm 1, 0, 0)$, $T_{3,4}(0, 0, \pm 1)$, $T_{5,6}(0, \pm 1, 0)$: точки $T_{1,2}$ являются устойчивыми фокусами, точки $T_{3,4}$ неустойчивыми фокусами, $T_{5,6}$ седлами. Однако, в отличие от случая STT, при ненулевых токах и полях точки $T_{1,2}(\pm 1, 0, 0)$ не являются положениями равновесия вектора намагниченности свободного слоя (не являются особыми точками динамической системы). Точки T_{3-6} также меняют свое положение в зависимости от управляющих параметров. Приравнивая к нулю правые части системы (7) и последовательно исключая из нее переменные m_y и m_z , получим уравнение для определения m_x (x -координаты особых точек):

$$\sum_{i=0}^6 A_{6-i} m_x^{6-i} = 0, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned}
A_6 &= (k+1)^2(b^2j^2 - k)^2, \\
A_5 &= 2h(k+1)(b^2j^2 - 2k - 1)(b^2j^2 - k), \\
A_4 &= 4b^2j^2k - k^2 + 6kh^2 - 4b^4j^4 + b^2j^2 - 4kb^4j^4 - 2k^3 + 5k^2b^2j^2 - k^4 + 6k^2h^2 + h^2 - 4h^2b^2j^2 \\
&\quad + 2k^3b^2j^2 + h^2b^4j^4 - 6kh^2b^2j^2, \\
A_3 &= -2h(-2b^2j^2 + 3k^2 - 2kh^2 + k - 5kb^2j^2 - 3k^2b^2j^2 + 2b^4j^4 + 2k^3 - h^2 + h^2b^2j^2), \\
A_2 &= -6kh^2 - 2kb^4j^4 - 6k^2h^2 + 4b^6j^6 + h^4 + 5h^2b^2j^2 + 6kh^2b^2j^2 + k^2b^2j^2 - k^2b^4j^4 - b^4j^4 - h^2, \\
A_1 &= -2h(h^2 + 2kh^2 - h^2b^2j^2 - kb^2j^2 + b^4j^4 + kb^4j^4), \\
A_0 &= -h^2(h^2 - b^2j^2 + b^4j^4).
\end{aligned}$$

Отметим здесь симметричность коэффициентов A_{1-6} относительно параметра j и их антисимметричность относительно h . Иными словами, при изменении направления поля h изменится знак величины m_x , то есть изменится расположение особой точки относительно нулевого меридиана. Это существенно при прохождении заднего фронта управляющего импульса, т.к. указывает на то, в бассейн притяжения какого именно равновесия попадет траектория конца вектора намагниченности на единичной сфере.

Далее, определив из (9) координату m_x вектора намагниченности, вычислим m_z и m_y , например, из следующих промежуточных соотношений:

$$m_z = -bj r_1 / r_2, \quad (m_x \neq 0, h \neq 0),$$

где

$$\begin{aligned}
r_1 &= (k^2 - 1)m_x^4 + 2hkm_x^3 + (2b^2j^2 + h^2 - k^2)m_x^2 - 2hkm_x - h^2, \\
r_2 &= (k+1)(b^2j^2 - 1)m_x^3 + h(b^2j^2 - 1)m_x^2 - (k-1)b^2j^2m_x - hb^2j^2,
\end{aligned}$$

и

$$m_y = -r_3 / r_4,$$

где

$$\begin{aligned}
r_3 &= am_x m_z^2 - (1-a)bjm_z + a(km_x + h)(1 - m_x^2), \\
r_4 &= m_z - (a+1)bjm_x.
\end{aligned}$$

Если одновременно $m_x = 0$ и $h = 0$, то непосредственной подстановкой в (7) находим две особые точки с координатами $(0, -bj, +\sqrt{1-b^2j^2})$ и $(0, +bj, -\sqrt{1-b^2j^2})$

Диаграмма распределения числа особых точек на плоскости управляющих параметров «поле–ток» представлена на Рис. 2. Расчет проводился методами Штурма и Лагерра [15]. В зависимости от величины поля и тока на плоскости можно выделить две вложенные ромбовидные области: в области I уравнение (9) имеет шесть действительных корней (Рис. 3), удовлетворяющих условию $|m_x| \leq 1$; в области II действительных корней

четыре (Рис. 4), в области III два действительных корня (Рис. 5). В области III эти корни соответствуют паре фокусов – устойчивому и неустойчивому (см. Таблицу 1 и Рис. 5). На линиях L_1, L_2, L_3, L_4 мнимые части собственных значений матрицы линеаризации системы (7) обращаются в нуль. Соответствующая особая точка становится узлом. При переходе управляющих параметров через эти линии меняется направление вращения траектории конца вектора намагниченности вокруг особой точки. В области II особых точек четыре — два неустойчивых фокуса, устойчивый фокус и седло, в области I шесть — два устойчивых и два неустойчивых фокуса, и два седла. В Таблице 1 представлены координаты особых точек T_{1-6} в областях I–III бифуркационной диаграммы в трех характерных точках $R_1(h = 0.1, j = 0.1)$, $R_2(h = 0.1, j = 0.8)$, $R_3(h = 0.1, j = 1.5)$ и соответствующие собственные числа динамической системы, линеаризованной в окрестности каждой из точек T_{1-6} :

$$dm_x/d\tau \approx P(m_{x0}, m_{y0}, m_{z0}) + \partial P/\partial m_x|_{T_0} (m_x - m_{x0}) + \partial P/\partial m_y|_{T_0} (m_y - m_{y0}) + \partial P/\partial m_z|_{T_0} (m_z - m_{z0}),$$

$$dm_y/d\tau \approx Q(m_{x0}, m_{y0}, m_{z0}) + \partial Q/\partial m_x|_{T_0} (m_x - m_{x0}) + \partial Q/\partial m_y|_{T_0} (m_y - m_{y0}) + \partial Q/\partial m_z|_{T_0} (m_z - m_{z0}),$$

$$dm_z/d\tau \approx S(m_{x0}, m_{y0}, m_{z0}) + \partial S/\partial m_x|_{T_0} (m_x - m_{x0}) + \partial S/\partial m_y|_{T_0} (m_y - m_{y0}) + \partial S/\partial m_z|_{T_0} (m_z - m_{z0}),$$

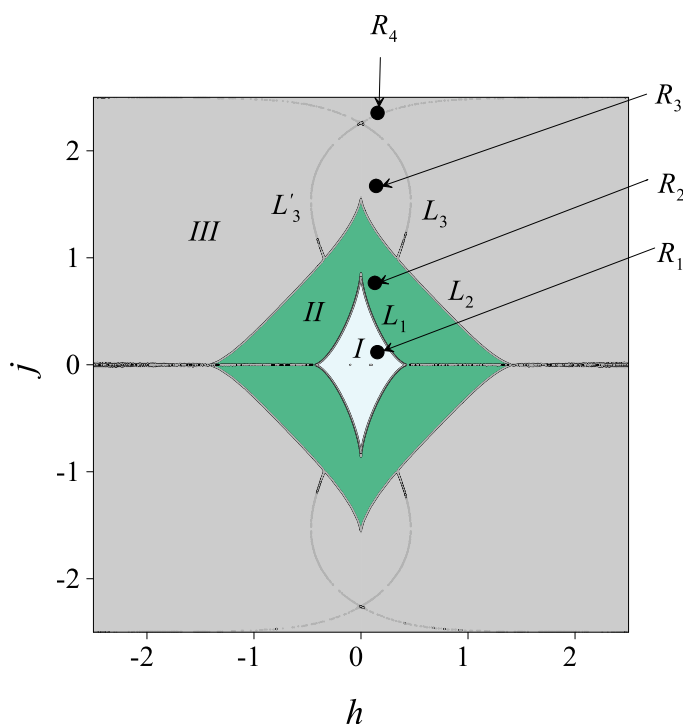


Рис. 2 Распределение числа особых точек на плоскости управляющих параметров «поле–ток»: в области I особых точек шесть, в области II четыре, в области III две.

Таблица 1 – Координаты и типы особых точек на сферической фазовой поверхности при положительном импульсе тока (условные обозначения типов особых точек: УФ — устойчивый фокус, НУФ — неустойчивый фокус, УУз — устойчивый узел, НУз — неустойчивый узел)

Управляющие параметры	Координаты особых точек и собственные числа матрицы линеаризации динамической системы (7)	Тип
Область I $R_1(h = 0.1, j = 0.1)$	$T_1(0.997, -0.076, -0.026)$: $\lambda_1 = -0.024 + 0.897i, \lambda_2 = -0.024 - 0.897i, \lambda_3 = -0.021$	УФ
	$T_2(-0.992, -0.123, 0.003)$: $\lambda_1 = -0.011 + 0.649i, \lambda_2 = -0.011 - 0.649i, \lambda_3 = -0.013$	УФ
	$T_3(-0.098, 0.040, 0.994)$: $\lambda_1 = 0.026 + 1.185i, \lambda_2 = 0.026 - 1.185i, \lambda_3 = 0.039$	НУФ
	$T_4(-0.042, 0.040, -0.998)$: $\lambda_1 = 0.026 + 1.195i, \lambda_2 = 0.026 - 1.195i, \lambda_3 = 0.040$	НУФ
	$T_5(-0.213, 0.977, 0.009)$: $\lambda_1 = 0.692, \lambda_2 = -0.624, \lambda_3 = 0.0001$	Седло
	$T_6(-0.258, -0.996, 0.010)$: $\lambda_1 = -0.658, \lambda_2 = 0.567, \lambda_3 = 0.0001$	Седло
Область II $R_2(h = 0.1, j = 0.8)$	$T_1(-0.290, 0.357, 0.888)$: $\lambda_1 = 0.134 + 0.951i, \lambda_2 = 0.134 - 0.951i, \lambda_3 = 0.031$	НУФ
	$T_2(0.143, 0.337, -0.931)$: $\lambda_1 = 0.129 + 1.06i, \lambda_2 = 0.129 - 1.06i, \lambda_3 = 0.034$	НУФ
	$T_3(-0.165, 0.983, 0.008)$: $\lambda_1 = 1.021, \lambda_2 = -0.390, \lambda_3 = 0.0001$	Седло
	$T_4(0.747, -0.645, -0.159)$: $\lambda_1 = -0.224 + 0.669i, \lambda_2 = -0.224 - 0.669i, \lambda_3 = -0.011$	УФ
Область III $R_3(h = 0.1, j = 1.5)$	$T_1(0.217, 0.764, -0.607)$: $\lambda_1 = 0.472 + 0.422i, \lambda_2 = 0.472 - 0.422i, \lambda_3 = 0.013$	НУФ
	$T_2(0.242, -0.966, -0.009)$: $\lambda_1 = -0.598 + 0.572i, \lambda_2 = -0.598 - 0.572i, \lambda_3 = -0.002$	УФ
Область III $R_4(h = 0.1, j = 2.5)$	$T_1(-4.9312 \times 10^{-4}, 0.99532, -9.9292 \times 10^{-2})$ $\lambda_1 = 1.0979, \lambda_2 = 0.92173, \lambda_3 = 3.987 \times 10^{-4}$	НУз
	$T_2(9.3102 \times 10^{-2}, -0.99455, -4.6422 \times 10^{-2})$ $\lambda_1 = -1.0204 + 1.0531i, \lambda_2 = -1.0204 - 1.0531i, \lambda_3 = -4.3593 \times 10^{-4}$	УФ

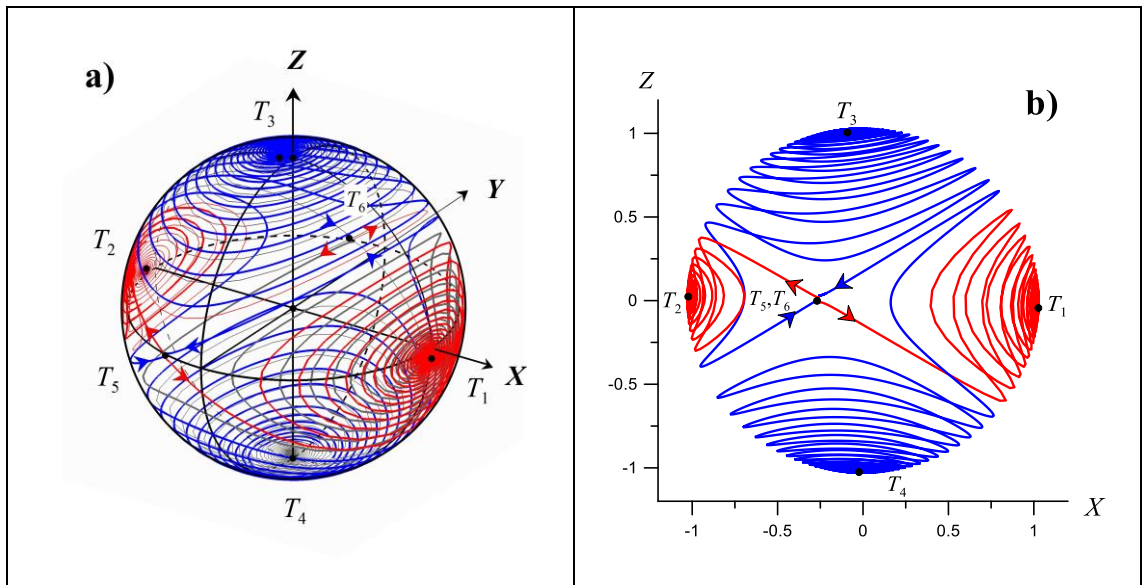


Рис. 3 а) Фазовая поверхность динамической системы (7) в области I бифуркационной диаграммы Рис. 2 ($h = 0.1, j = 0.1$). Точки T_1, T_2 — устойчивые фокусы, T_3, T_4 — неустойчивые фокусы, T_5, T_6 — седла). б) Проекции сепаратрис седла T_5 на плоскость XZ .

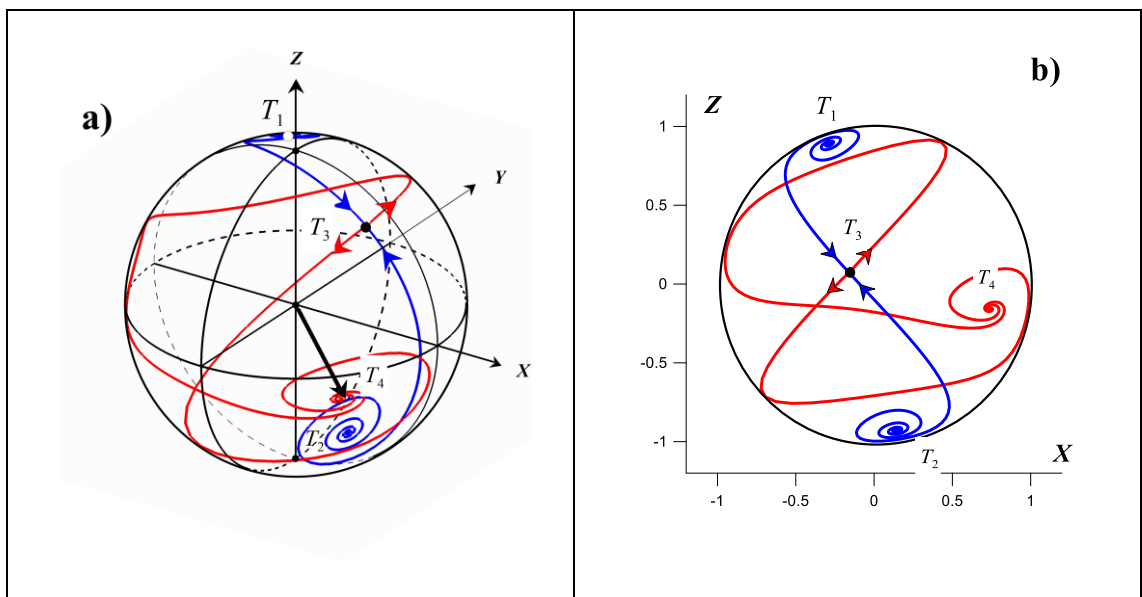


Рис. 4 Фазовый портрет динамической системы (7) в области II бифуркационной диаграммы Рис. 2: а) сепаратрисы седла T_3 на поверхности единичной сферы, б) проекции сепаратрис на плоскость XZ .

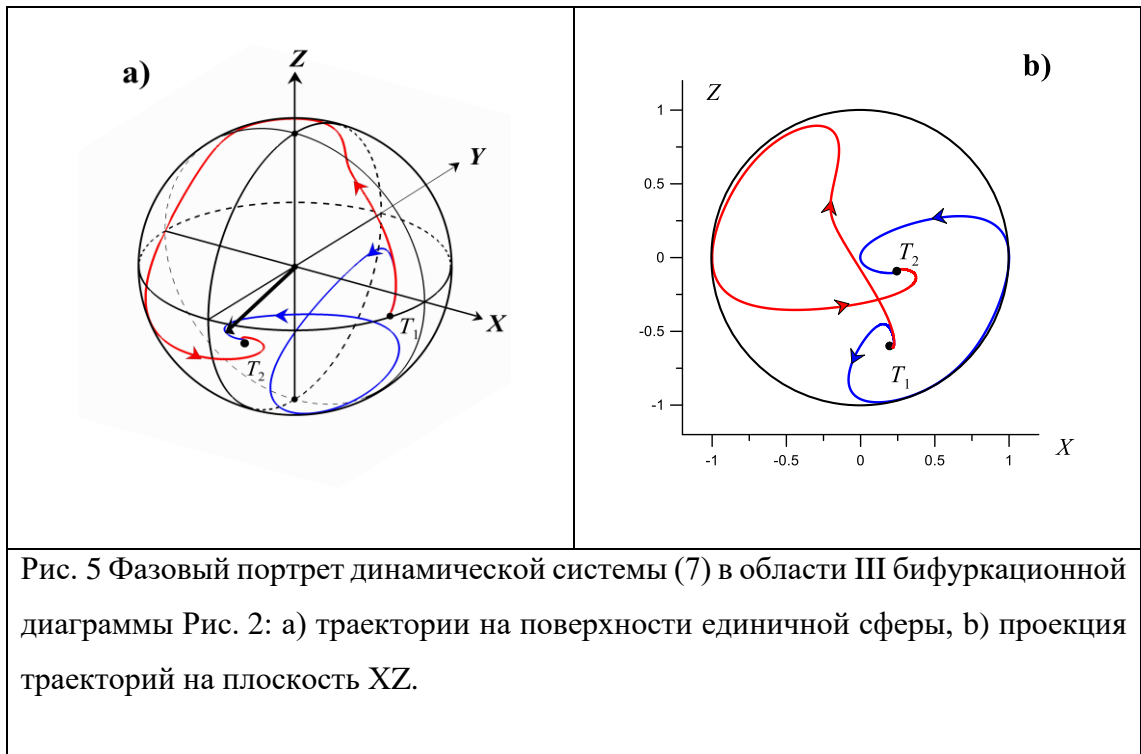


Рис. 5 Фазовый портрет динамической системы (7) в области III бифуркационной диаграммы Рис. 2: а) траектории на поверхности единичной сферы, б) проекция траекторий на плоскость XZ.

Замечание: через каждую регулярную точку сферы проходит одна и только одна фазовая траектория, но поскольку сама фазовая поверхность системы неоднозначна, то траектории, расположенные на разных полушариях сферы при проектировании на плоскость могут иметь точки пересечения, что и наблюдается на Рис. 3–5.

3. Численные результаты

Результаты моделирования динамики намагниченности для положительного тока и поля приведены на Рис. 6, для $(j, h) < 0$ на Рис. 7. На Рис. 6 отмечен устойчивый фокус T_6 с координатами на единичной сфере $m_x = 0.24206$, $m_y = -0.96612$, $m_z = -8.9564 \times 10^{-2}$. Вторая особая точка — неустойчивый фокус T_5 с координатами $m_x = 0.21749$, $m_y = 0.76427$, $m_z = -0.60712$ — на Рис. 6 не показана. Через любую регулярную точку на сфере проходит единственная траектория, которая начинается в неустойчивом фокусе и заканчивается в устойчивом. Для процесса переключения элемента SOT-MRAM важны траектории, проходящие через точки $T_{1,2}(\pm 1, 0, 0)$, которые являются положениями равновесия в случае нулевых полей и токов. При положительном токе траектории, выходящие из точек T_1 (Рис. 6а) или T_2 (Рис. 6б), заканчиваются в точке T_6 (синие траектории на единичной сфере). Если ток отключить (подать на элемент импульс тока конечной длительности), то равновесие в точке T_6 исчезнет, но возникнут шесть новых равновесий, два из которых $T_{1,2}$ будут устойчивыми. Для новой динамической системы

точка T_6 станет регулярной и попадет в бассейн притяжения одного из новых положений равновесия $T_{1,2}(\pm 1, 0, 0)$. На сфере это отвечает спиральной траектории, которая начинается в прежней точке равновесия T_6 и заканчивается в новой точке устойчивого равновесия $T_1(1, 0, 0)$. Таким образом, происходит либо переключение ячейки от положения «единица» $T_2(-1, 0, 0)$ к положению «ноль» $T_1(1, 0, 0)$ (Рис. 6а), либо возврат от нуля к прежнему положению $T_1(1, 0, 0)$ (Рис. 6б). В случае отрицательных импульсов поля и тока устойчивому положению равновесия соответствует точка T_5 , которая расположена в противоположной полусфере, бассейны притяжения меняются местами и происходит обратное переключение от «нуля» к «единице» (Рис. 7а). В случае, если исходным было положение «единица», после отключения тока и поля вектор намагниченности возвращается в исходное положение «нуля» (Рис. 7б). Отметим, что в области I переключение невозможно, поскольку здесь особые точки возмущенной системы (7) являются малыми отклонениями невозмущенной системы (8), так что при отключении внешних воздействий вектор намагниченности вернется в исходное положение.

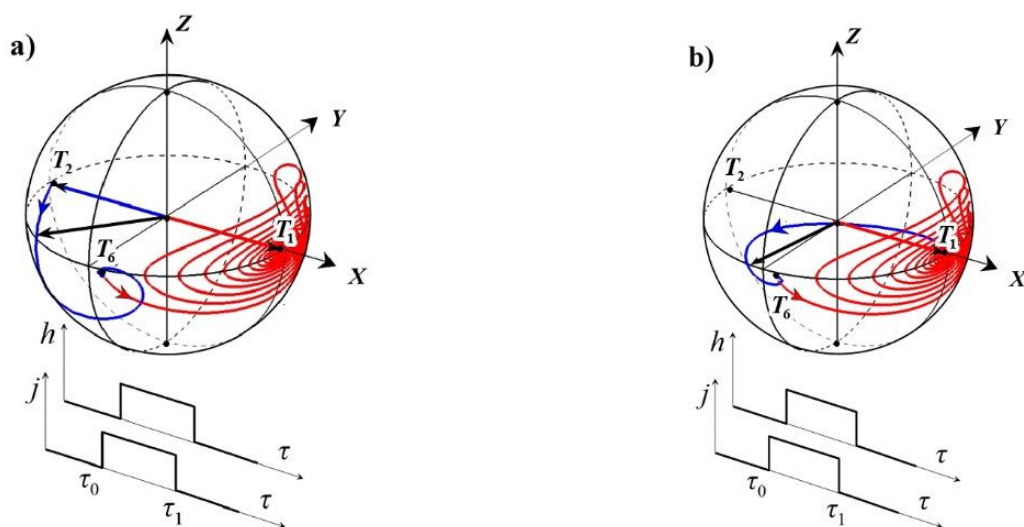


Рис. 6 – Годографы вектора \mathbf{m} , исходящие из положений равновесия $T_1(1, 0, 0)$ (а) и $T_2(-1, 0, 0)$ (б) под действием импульсов положительных магнитного поля и тока (синие линии) и траектории конца вектора намагниченности при $j, h = 0$ (красные линии).

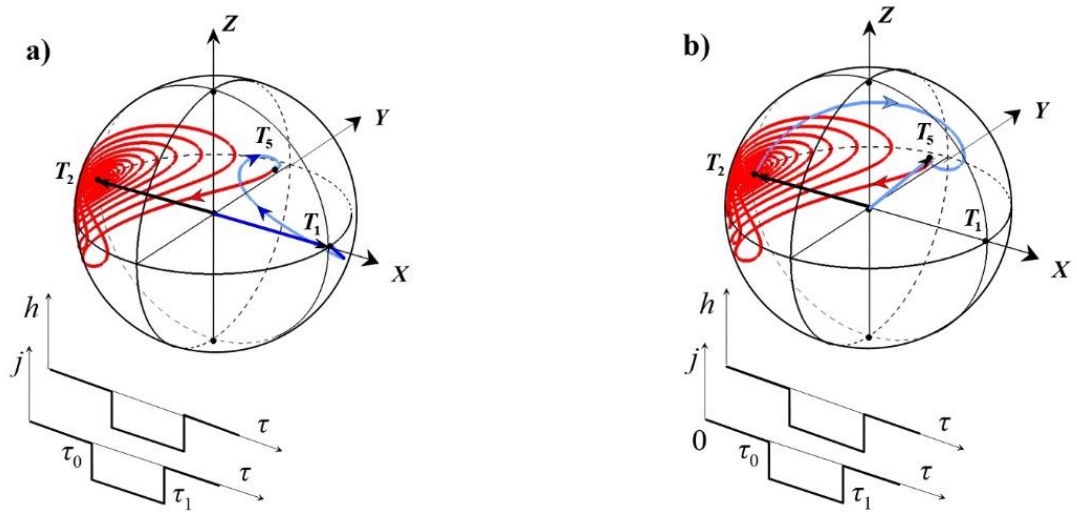


Рис. 7. Траектории конца вектора намагниченности, исходящие из точек $T_1(1,0,0)$ (а) и $T_2(-1,0,0)$ (б) под действием импульсов отрицательного магнитного поля и тока (синие линии) и траектории конца вектора намагниченности при нулевых токах и полях (красные линии).

3. Критические токи и поля переключения

Ромбовидная форма областей эквивалентной динамики на плоскости «поле–ток» позволяет оценить критические токи и поля, требуемые для переключения ячеек SOT-MRAM из одного равновесного положения в другое. Положим величину поля $h=0$. Уравнение (9) при этом примет вид

$$m_x^2(B_4 m_x^4 + B_2 m_x^2 + B_0) = 0, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} B_4 &= (k+1)^2(k-b^2j^2)^2, \\ B_2 &= -(k+1)(k^3-2b^2j^2k^2+k^2-3b^2j^2k-b^2j^2+b^4j^4), \\ B_0 &= -b^2j^2(bjk-k-bj+2b^2j^2)(bjk+k-bj-2b^2j^2). \end{aligned}$$

Таким образом, при $h=0$ у многочлена (10) всегда есть по крайней мере два действительных кратных корня. Возможны также два или четыре действительных корня, обращающих в нуль трехчлен четвертой степени в (10). Для этого должны быть выполнены следующие три условия:

1. $D = B_2^2 - 4B_0B_4 \geq 0$,
2. $0 \leq \frac{-B_2 \pm \sqrt{D}}{2B_0} \leq 1$.

Первое условие выполняется на интервале $|j| \leq (k+1)/(2b)$. Левая часть второго неравенства справедлива в интервале положительных токов

$(k-1+\sqrt{k^2+6k+1})/(4b) \leq j \leq (-k+1+\sqrt{k^2+6k+1})/(4b)$ и в симметричном интервале отрицательных токов $(k-1-\sqrt{k^2+6k+1})/(4b) \leq j \leq (-k+1-\sqrt{k^2+6k+1})/(4b)$. Правая часть при выполнении предыдущих условий выполнена всегда (если решение (10) существует, то оно по модулю меньше единицы).

При $j = 0$ уравнение (9) сводится к уравнению

$$(1-m_x^2)(km_x+h)^2[(k+1)m_x+h]^2=0, \quad (11)$$

Здесь также всегда есть пара корней $m_x = \pm 1$ и по две пары кратных корней на интервалах $|h| \leq k$ и $|h| \leq k+1$. Таким образом, в первой четверти плоскости управляющих параметров «поле–ток» можно построить две прямые, приближающие критические линии L_1 и L_2 и отделяющие области существования у системы (7): шести, четырех и двух особых точек

$$L_1': \frac{4bj}{k-1+\sqrt{k^2+6k+1}} + \frac{h}{k} = 1, \quad L_2': \frac{4bj}{-k+1+\sqrt{k^2+6k+1}} + \frac{h}{k+1} = 1. \quad (12)$$

В остальных четвертях можно воспользоваться свойством симметрии задачи. Формулы (12) позволяют оценить токи переключения в зависимости от величины приложенного магнитного поля.

Таблица 2 – Размерные величины максимальных токов переключения трехслойных структур SOT-MRAM:

Структура	$k = \frac{2K}{\mu_0 M_s^2}$	j_1	j_2	I_1 (A)	I_2 (A)
Pt/Co/MgO	0.43	0.856	1.569	1.388×10^{-3}	2.542×10^{-3}
Pt/Fe/MgO	2.61×10^{-2}	6.36×10^{-2}	1.281	1.539×10^{-4}	3.098×10^{-3}
Pt/Fe ₇₀ Co ₃₀ /MgO	1.53×10^{-2}	3.76×10^{-2}	1.268	1.134×10^{-4}	3.822×10^{-3}
Pt/Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀ /MgO	0.137	0.309	1.388	6.218×10^{-4}	2.789×10^{-3}
Pt/Fe ₄₀ Co ₄₀ B ₂₀ /MgO	5.056×10^{-8}	1.264×10^{-7}	1.250	1.118×10^{-10}	1.105×10^{-3}

Примечание:

$$k = \frac{2K}{\mu_0 M_s^2}, \quad j_1 = \frac{k-1+\sqrt{k^2+6k+1}}{4b}, \quad j_2 = \frac{-k+1+\sqrt{k^2+6k+1}}{4b},$$

$$J_1 = j_1 \frac{dg|e|\mu_0 M_s^2}{g\hbar} \text{ (A/m}^2\text{)}, \quad J_2 = j_2 \frac{dg|e|\mu_0 M_s^2}{\hbar} \text{ (A/m}^2\text{)}, \quad I_1 = J_1 S \text{ (A)}, \quad I_2 = J_2 S \text{ (A)}$$

Заключение

Приближение однородного намагничивания позволило свести задачу описания динамики намагниченности к анализу динамической системы с двумя степенями свободы. Такая система может быть проанализирована методами качественной теории динамических систем. В этом контексте важной характеристикой системы является количество и тип ее особых точек [16–18]. Для их численного нахождения прямое применение известных методов численного решения алгебраических нелинейных систем часто приводит к неудовлетворительным результатам [15]. Более эффективным подходом является сведение системы уравнений к одному уравнению полиномиального типа, для которого численные методы дают проверенный и надежный путь решения. Отыскание особых точек системы (состояний равновесия) позволило провести классификацию динамических режимов в ячейке MRAM и типов фазовых траекторий конца вектора намагниченности на фазовой поверхности (в данном случае на поверхности сферы). Ранее такой анализ применялся нами для описания динамики намагниченности в элементах STT-MRAM [12,13]. Данная работа является продолжением исследования динамики элементов памяти MRAM методами качественной теории дифференциальных уравнений [16–18], в которой была построена и исследована модель элемента магнитной памяти SOT-MRAM с продольной анизотропией свободного слоя и с внешним полем, сонаправленным с полем анизотропии.

Литература

1. B. Dieny, I. L. Prejbeanu, K. Garello et al., NATURE ELECTRONICS, VOL 3, AUGUST 2020, 446–459.
2. F. Hellman, A. Hoffmann, Ya. Tserkovnyak, et al, Review of modern physics, V.89(2), 2017 025006(79).
3. Chi-Feng Pai, Luqiao Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten, Applied Physics Letters 101, 122404 (2012);
4. Cheng Song, Ruiqi Zhang, Liyang Liao, Yongjian Zhou, Xiaofeng Zhou, et al., Spin-orbit torques: materials, mechanisms, performances, and potential applications, Progress in Materials Science, Volume 118, May 2021, 100761
5. Yi Wang, Praveen Deorani, Xuepeng Qiu, Jae Hyun Kwon, and Hyunsoo Yang, Determination of intrinsic spin Hall angle in Pt// APPLIED PHYSICS LETTERS. — 105. — 152412 (2014).

6. Yongcheng Deng, Meiyin Yang, Yang Ji, Kaiyou Wang, Estimating spin Hall angle in heavy metal/ferromagnet heterostructures, JMMM, 496 (2020) 165920
7. S. Fukami, T.Anekawa, C.Zhang, and H. Ohno, A spin-orbit torque switching scheme with collinear magnetic easy axis and current configuration // NATURE NANOTECHNOLOGY. — VOL 11. — 2016. — pp.621-626.
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел, В Собрании трудов Л.Д. Ландау, Т. 1, М.: Наука, 1969 с. 128–143.
9. T.L. Gilbert, A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 40, No. 6, November 2004, p. 3443-3449.
10. Yan-Ting Liu, Tian-Yue Chen, Tzu-Hsiang Lo, et al.// Determination of Spin-Orbit-Torque Efficiencies in Heterostructures with In-Plane Magnetic Anisotropy, PhysRevApplied V.13, 044032 (2020).
11. J.Slonczewskii, Current-driven excitation of magnetic multilayers // J.Magn.Magn.Matter — 1996 — Vol.159. — P. L1–L7.
12. Островская Н.В., Скиданов В.А., Юсипова Ю.А., Классификация динамических режимов переключения намагниченности в трехслойной ферромагнитной структуре в зависимости от спин-поляризованного тока инжекции и внешнего магнитного поля—I. Продольная анизотропия// Компьютерные исследования и моделирование — 2016. — Т.8. — №4. — С. 605–620.
13. Ostrovskaya N.V., Iusipova Iu.A. Qualitative theory of dynamical systems for control of magnetic memory elements. // Physics of Metals and Metallography, 2019, vol. 120, no. 13, pp. 1291-1298.
14. Островская Н.В., Скиданов В.А., Влияние полевой компоненты магнитного момента, обусловленного спин-поляризованным током инжекции, на динамику намагниченности в тонкопленочной трехслойной наноструктуре // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем (МЭС). Выпуск III, Москва, Зеленоград, 2020 г., с. 127–132.
15. Numerical Reciepes: The art of scientific computing, 3rd edition, William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery, Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne Madrid, Cape Town, Singapore, San Paulo, 2007, 1262 P.
16. Дж. Гукенхеймер, Дж. Холмс, Нелинейные колебания, динамические системы и бифуркации векторных полей, Москва-Ижевск, Институт компьютерных исследований, 2002, 560 с.

- a. J. Guckenheimer, Ph. Holmes, Nonlinear oscillations. dynamical systems, and bifurcations of vector fields, Applied mathematical sciences, vol. 42, Springer-Verlag, 6th corrected edition, New York, 2002, 460 p.
17. Н.Н. Баутин, Е.А. Леонтович, Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, СМБ, Наука, Москва, 1990. 488 С.
N. N. Bautin and E. A. Leontovich, *Methods and Techniques of Qualitative Investigation of Dynamic Systems on a Plane*// (Наука, Moscow, 1990) [in Russian].
18. Андронов А. А., Леонтович Е.А., Гордон И.И., Майер А.Г. Качественная теория систем второго порядка. —М.: Наука, 1966 — 568 с.