07

SOT-MRAM-элемент на основе спинового эффекта Холла: макроспиновая модель двухтактного переключения

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

Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН,
124365 Зеленоград, Москва, Россия
e-mail: ost.ippm@yandex.ru

Поступило в Редакцию 22 ноября 2022 г.
В окончательной редакции 20 января 2023 г.
Принято к публикации 10 февраля 2023 г.

Изложены результаты качественного исследования модели ячейки современной магнитной памяти SOT-MRAM, в которой для записи используют 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, отвечающие в зависимости от взаимной ориентации вектора намагниченности активного и опорного слоя нулю и единице, записанным в ячейке. Переход от одного состояния ячейки к другому описан 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 приводит 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.

DOI: 10.21883/JTF.2023.05.55464.250-22

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 наделить 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 раздельные 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 Bi_xSe_{1-x} или сплавы $Pt_{1-x}Au_x$, которые имеют спин-холловские углы большие единицы 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 настоящей работе исследуется математическая модель элемента памяти SOT-MRAM с планарной анизотропией свободного слоя, помещенная в магнитное поле, параллельное оси легкого намагничивания. Эта конфигурация отличается от рассмотренных в работе [7].

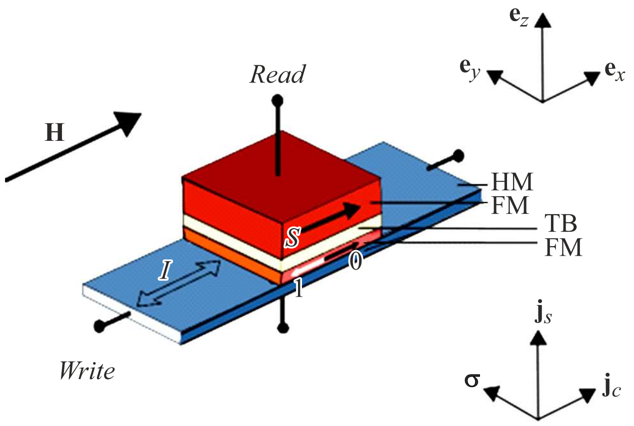

Рис. 1. Геометрия модели SOT-MRAM с плоскостной анизотропией свободного слоя. Внешнее магнитное поле **H** сонаправлено с полем анизотропии. Величины геометрических размеров элемента, использованные в расчете: толщина активного слоя $d = 5\,\text{nm}$, площадь поперечного сечения элемента $S = 10 \times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

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 HM 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 рис. 1 схематически изображена конфигурация элемента, рассматриваемая в настоящей работе. Ось анизотропии материала свободного слоя параллельна внешнему магнитному полю **H**.

Динамика вектора намагниченности в свободном слое описывается векторным уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [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 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\,\text{N/A}^2$ — магнитная проницаемость вакуума, γ — гиромагнитное отношение: $\gamma = g\mu_\text{B}/\hbar = 1.76 \cdot 10^{11}\,\text{T}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, α — безразмерный коэффициент диссипации, M_s — намагниченность насыщения, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ — эффективное магнитное поле, отражающее те виды физических взаимодействий, которые учтены в модели. В монодоменном приближении

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

где **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. Эффективное магнитное поле обменного взаимодействия будем считать пренебрежимо малым (приближение Стонера–Вольфарта). 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:

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

где

$$j = \theta_{\text{SH}}\eta J/J_{norm}, \quad J_{norm} = \frac{dg|e|\mu_0 M_s^2}{\hbar},$$

J — плотность зарядового тока, d — толщина свободного слоя, μ_B — магнетон Бора, g — фактор Ланде, e — заряд электрона, $\theta_{\text{SH}} = j_s/j_c$ — 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 $\eta\theta_{\text{SH}} = 0.4$. 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

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

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 $\mathbf{h}_{\text{app}}$, направленного вдоль оси OX, слагаемое имеет вид $\mathbf{h}_{\text{app}} = h\mathbf{e}_x$. Эффективное поле анизотропии в данной модели также ориентировано вдоль OX

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

где $k = 2K_a\mu_0^{-1}M_s^{-2}$, K_a — константа магнитной анизотропии. В расчетах мы использовали нормированный безразмерный коэффициент анизотропии кобальта, равный 0.43. 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

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

2. Динамическая система

Перепишем уравнение (3) в виде

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

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

$$\mathbf{f} = \mathbf{h}_{\text{eff}} - bj\mathbf{m}\mathbf{e}_y - bj\mathbf{e}_y = (h + km_x + bjm_z)\mathbf{e}_x - bj\mathbf{e}_y + (-bjm_x - m_z)\mathbf{e}_z.$$

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

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

В координатной записи уравнение (5) имеет следующий вид:

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

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]):

$$\frac{dm_x}{d\tau} = \tilde{P}(m_x, m_y, m_z) = -bjm_z + bjm_xm_y + m_ym_z + a(h + km_x + bjm_z - hm_x^2 - km_x^3 + bjm_xm_y + m_xm_z^2),$$

$$\frac{dm_y}{d\tau} = \tilde{Q}(m_x, m_y, m_z) = -bjm_x - m_xm_z - hm_z - km_xm_z - bjm_z^2 + a(m_ym_z^2 - hm_xm_y - km_ym_x^2 - bjm_x^2 - bjm_z^2),$$

$$\frac{dm_z}{d\tau} = \tilde{S}(m_x, m_y, m_z) = hm_y + km_xm_y + bjm_ym_z + bjm_x + a(bjm_ym_z + m_z^3 - bjm_x - m_z - hm_xm_z - km_x^2m_z). \qquad (7)$$

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

$$\frac{dm_x}{d\tau} = \tilde{P}_0(m_x, m_y, m_z) = m_ym_z + a(km_x - km_x^3 + m_xm_z^2),$$

$$\frac{dm_y}{d\tau} = \tilde{Q}_0(m_x, m_y, m_z) = -m_xm_z - km_xm_z + a(m_ym_z^2 - km_ym_x^2),$$

$$\frac{dm_z}{d\tau} = \tilde{S}_0(m_x, m_y, m_z) = km_xm_y + a(m_z^3 - m_z - km_x^2m_z). \qquad (8)$$

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):

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

где

$$A_6 = (k+1)^2(b^2j^2 - k)^2,$$

$$A_5 = 2h(k+1)(b^2j^2 - 2k - 1)(b^2j^2 - k),$$

$$A_4 = 4b^2j^2k - k^2 + 6kh^2 - 4b^4j^4 + b^2j^2 - 4kb^4j^4 - 2k^3 + 5k^2b^2j^2 - k^4 + 6k^2h^2 + h^2 - 4h^2b^2j^2 + 2k^3b^2j^2 + h^2b^4j^4 - 6kh^2b^2j^2,$$

$$A_3 = -2h(-2b^2j^2 + 3k^2 - 2kh^2 + k - 5kb^2j^2 - 3k^2b^2j^2 + 2b^4j^4 + 2k^3 - h^2 + h^2b^2j^2),$$

$$A_2 = -6kh^2 - 2kb^4j^4 - 6k^2h^2 + 4b^6j^6 + h^4 + 5h^2b^2j^2 + 6kh^2b^2j^2 + k^2b^2j^2 - k^2b^4j^4 - b^4j^4 - h^2,$$

$$A_1 = -2h(h^2 + 2kh^2 - h^2b^2j^2 - kb^2j^2 + b^4j^4 + kb^4j^4),$$

$$A_0 = -h^2(h^2 - b^2j^2 + b^4j^4).$$

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, т. е. изменится расположение особой точки относительно нулевого меридиана. Это существенно при прохождении заднего фронта управляющего импульса, так как 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

$$r_1 = (k^2-1)m_x^4 + 2hkm_x^3 + (2b^2j^2 + h^2 - k^2)m_x^2 - 2hkm_x - h^2,$$

$$r_2 = (k+1)(b^2j^2-1)m_x^3 + h(b^2j^2-1)m_x^2 - (k-1)b^2j^2m_x - hb^2j^2,$$

и

$$m_y = -r_3/r_4,$$

где

$$r_3 = am_xm_z^2 - (1-a)bjm_z + a(km_x + h)(1 - m_x^2),$$

$$r_4 = m_z - (a+1)bjm_x.$$

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

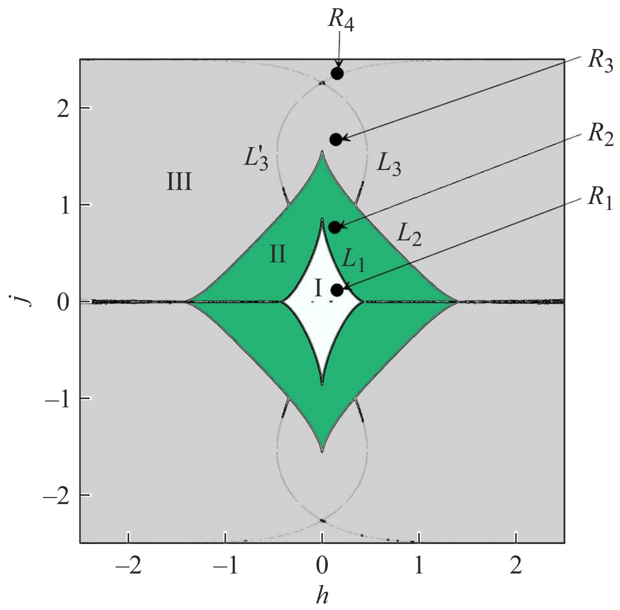

Рис. 2. Распределение числа особых точек на плоскости управляющих параметров „поле–ток": в области I особых точек шесть, в области II — четыре, в области III — две.

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. табл. 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 табл. 1 представлены координаты особых точек T_{1-6} в областях I–III бифуркационной диаграммы в трех характерных точках $R_1(h = 0.1,\ j = 0.1)$, $R_2(h = 01,\ j = 0.8)$, $R_3(h = 0.1,\ j = 1.5)$ и соответствующие собственные числа динамической системы, линеаризованной в окрестности каждой из точек T_{1-6}:

$$dm_x/d\tau \approx P(m_{x_0}, m_{y_0}, m_{z_0}) + \partial P/\partial m_x\big|_{T_0}(m_x - m_{x_0}) + \partial P/\partial m_y\big|_{T_0}(m_y - m_{y_0}) + \partial P/\partial m_z\big|_{T_0}(m_z - m_{z_0}),$$

$$dm_y/d\tau \approx Q(m_{x_0}, m_{y_0}, m_{z_0}) + \partial Q/\partial m_x\big|_{T_0}(m_x - m_{x_0}) + \partial Q/\partial m_y\big|_{T_0}(m_y - m_{y_0}) + \partial Q/\partial m_z\big|_{T_0}(m_z - m_{z_0}),$$

$$dm_z/d\tau \approx S(m_{x_0}, m_{y_0}, m_{z_0}) + \partial S/\partial m_x\big|_{T_0}(m_x - m_{x_0}) + \partial S/\partial m_y\big|_{T_0}(m_y - m_{y_0}) + \partial S/\partial m_z\big|_{T_0}(m_z - m_{z_0}).$$

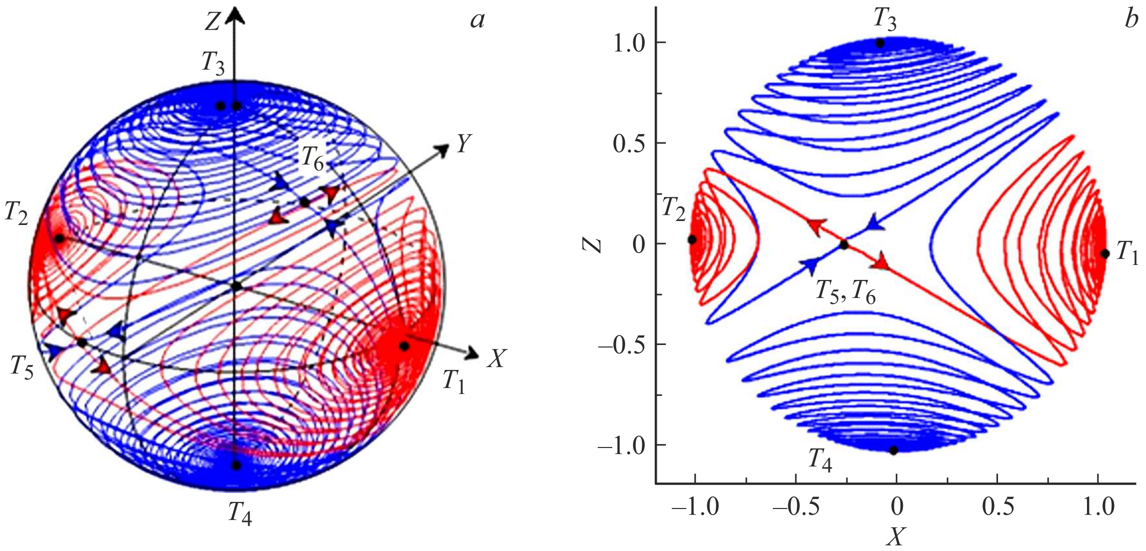

Рис. 3. a — фазовая поверхность динамической системы (7) в области I бифуркационной диаграммы рис. 2 ($h = 0.1$, $j = 0.1$). Точки T_1, T_2 — устойчивые фокусы, T_3, T_4 — неустойчивые фокусы, T_5, T_6 — седла); b — проекции сепаратрис седла на плоскость XZ.

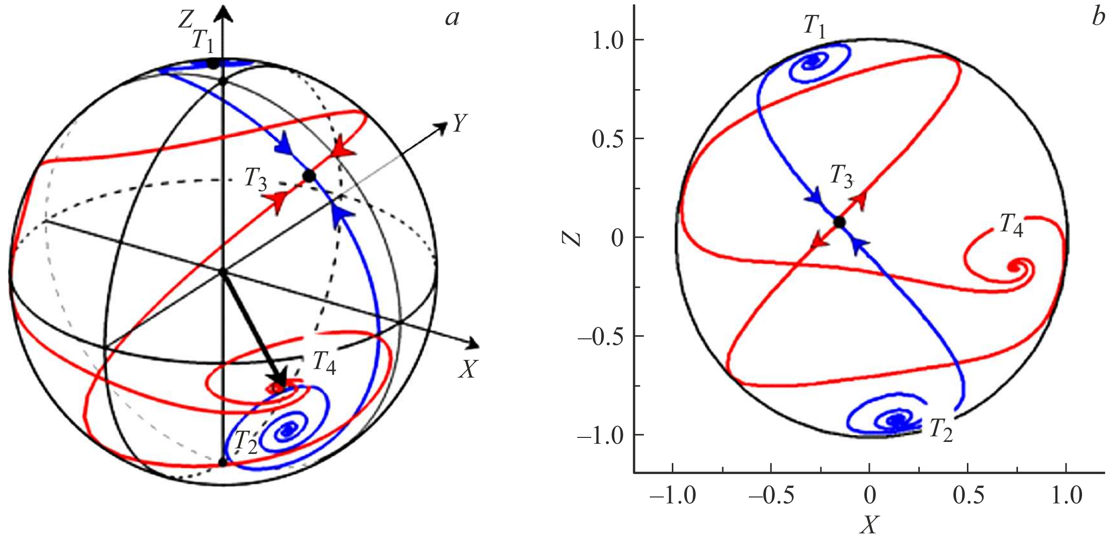

Рис. 4. Фазовый портрет динамической системы (7) в области II бифуркационной диаграммы рис. 2: a — сепаратрисы седла на поверхности единичной сферы, b — проекции сепаратрис на плоскость XZ.

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 $m_x = 0.24206$, $m_y = -0.96612$, $m_z = -8.9564 \cdot 10^{-2}$. 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. 6, a) или T_2 (рис. 6, b), 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

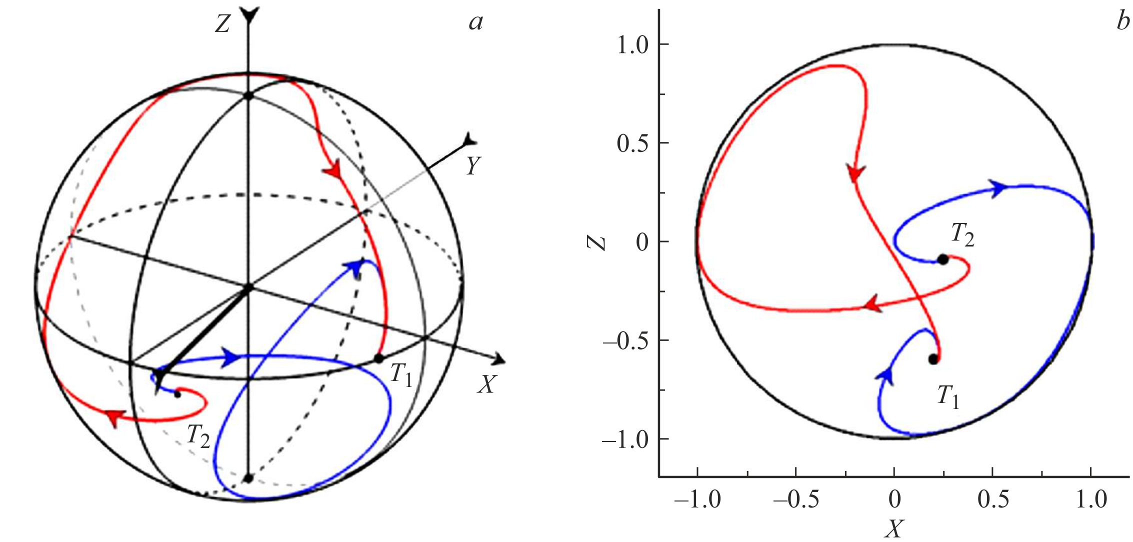

Рис. 5. Фазовый портрет динамической системы (7) в области III бифуркационной диаграммы рис. 2: a — траектории на поверхности единичной сферы, b — проекция траекторий на плоскость XZ. Замечание: через каждую регулярную точку сферы проходит одна и только одна фазовая траектория, но, поскольку сама фазовая поверхность системы неоднозначна, траектории, расположенные на разных полушариях сферы при проектировании на плоскость, могут иметь точки пересечения, что и наблюдается на рис. 3–5.

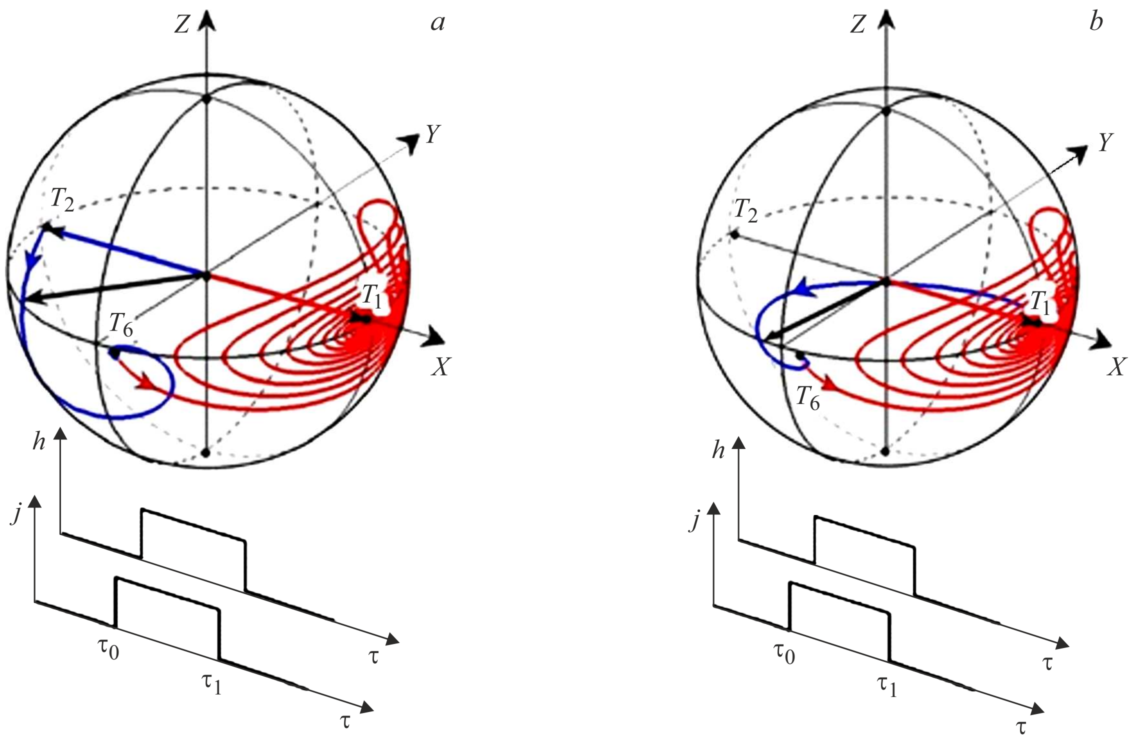

Рис. 6. Годографы вектора **m**, исходящие из положений равновесия $T_1(1, 0, 0)$ (a) и $T_2(-1, 0, 0)$ (b) под действием импульсов положительных магнитного поля и тока (синие линии (в онлайн версии)) и траектории конца вектора намагниченности при $j, h = 0$ (красные линии (в онлайн версии)).

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“ к положению „нуль“ (рис. 6, a), либо возврат от нуля к прежнему положению $T_1(1, 0, 0)$ (рис. 6, b). В случае отрицательных импульсов поля и тока устойчивому положению равновесия соответствует точка T_5, которая расположена в противоположной

Таблица 1. Координаты и типы особых точек на сферической фазовой поверхности при положительном импульсе тока

Управляющие параметры	Координаты особых точек и собственные числа матрицы линеаризации динамической системы (7)	Тип точки
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 $R_4(h = 0.1,\ j = 2.5)$	$T_1(-4.9312 \cdot 10^{-4},\ 0.99532,\ -9.9292 \cdot 10^{-2})$: $\lambda_1 = 1.0979,\ \lambda_2 = 0.92173,\ \lambda_3 = 3.987 \cdot 10^{-4}$	НУз
	$T_2(9.3102 \cdot 10^{-2}, -0.99455, -4.6422 \cdot 10^{-2})$: $\lambda_1 = -1.0204 + 1.0531i,\ \lambda_2 = -1.0204 - 1.0531i,\ \lambda_3 = -4.3593 \cdot 10^{-4}$	УФ

Примечание. Условные обозначения типов особых точек: УФ — устойчивый фокус, НУФ — неустойчивый фокус, УУз — устойчивый узел, НУз — неустойчивый узел.

полусфере, бассейны притяжения меняются местами и происходит обратное переключение от „нуля“ к „единице“ (рис. 7, a). Если исходным было положение „единица“, то после отключения тока и поля вектор намагниченности возвращается в исходное положение „нуля“ (рис. 7, b). 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.

4. 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

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

где

$$B_4 = (k+1)^2(k - b^2 j^2)^2,$$

$$B_2 = -(k+1)(k^3 - 2b^2 j^2 k^2 + k^2 - 3b^2 j^2 k - b^2 j^2 + b^4 j^4),$$

$$B_0 = -b^2 j^2 (bjk - k - bj + 2b^2 j^2)(bjk + k - bj - 2b^2 j^2).$$

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 два условия:

1. $D = B_2^2 - 4B_0 B_4 \geq 0,$

2. $0 \leq \dfrac{-B_2 \pm \sqrt{D}}{2B_0} \leq 1.$

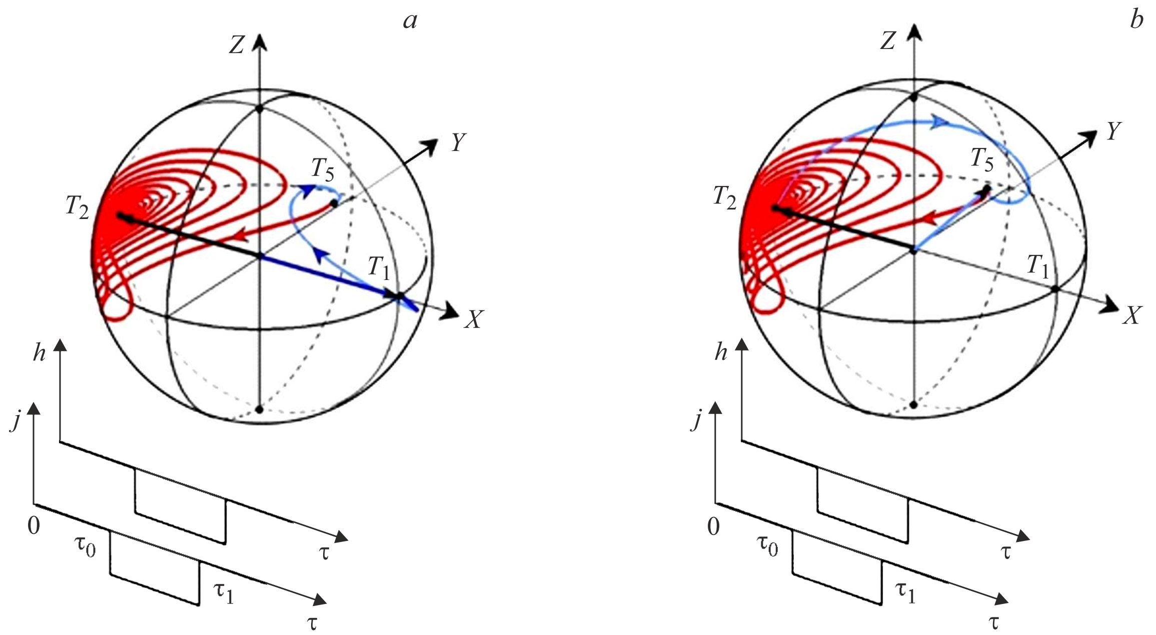

Рис. 7. Траектории конца вектора намагниченности, исходящие из точек $T_1(1, 0, 0)$ (a) и $T_2(-1, 0, 0)$ (b) под действием импульсов отрицательного магнитного поля и тока (синие линии (в онлайн версии)) и траектории конца вектора намагниченности при нулевых токах и полях (красные линии (в онлайн версии)).

Таблица 2. Величины максимальных токов переключения трехслойных структур SOT-MRAM через квадратное поперечное сечение $S = 10 \times 10\,\mathrm{nm}$ ([19-21])

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	$1.388 \cdot 10^{-3}$	$2.542 \cdot 10^{-3}$
Pt/Fe/MgO	$2.61 \cdot 10^{-2}$	$6.36 \cdot 10^{-2}$	1.281	$1.539 \cdot 10^{-4}$	$3.098 \cdot 10^{-3}$
Pt/$Fe_{70}Co_{30}$/MgO	$1.53 \cdot 10^{-2}$	$3.76 \cdot 10^{-2}$	1.268	$1.134 \cdot 10^{-4}$	$3.822 \cdot 10^{-3}$
Pt/$Fe_{60}Co_{20}B_{20}$/MgO	0.137	0.309	1.388	$6.218 \cdot 10^{-4}$	$2.789 \cdot 10^{-3}$
Pt/$Fe_{40}Co_{40}B_{20}$/MgO	$5.056 \cdot 10^{-8}$	$1.264 \cdot 10^{-7}$	1.250	$1.118 \cdot 10^{-10}$	$1.105 \cdot 10^{-3}$

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

$$\left(k - 1 + \sqrt{k^2 + 6k + 1}\right)/(4b) \le j \le \left(-k + 1 + \sqrt{k^2 + 6k + 1}\right)/(4b)$$

и в симметричном интервале отрицательных токов

$$\left(k - 1 - \sqrt{k^2 + 6k + 1}\right)/(4b) \le j \le \left(-k + 1 - \sqrt{k^2 + 6k + 1}\right)/(4b).$$

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

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

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

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

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

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

Примечание: переход от безразмерных величин к размерным:

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

$$j_2 = \frac{-k + 1 + \sqrt{k^2 + 6k + 1}}{4b},$$

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

$$I_1 = J_1 S \,(\mathrm{A}), \qquad I_2 = J_2 S \,(\mathrm{A}).$$

Заключение

В работе была построена и исследована модель элемента магнитной памяти SOT-MRAM с продольной анизотропией свободного слоя и с внешним полем, параллельным полю анизотропии. Приближение Стонера—Вольфарта 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 сферической фазовой поверхности. Ранее такой анализ применялся нами для описания динамики намагниченности в элементах STT-MRAM [12–14]. В расчетах нами использовались численные значения физических величин из работ [19–21] (табл. 2).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] B. Dieny, I.L. Prejbeanu, K. Garello, P. Gambardella, P. Freitas, R. Lehndorf, W. Raberg, U. Ebels, S.O. Demokritov, J. Akerman, A. Deac, P. Pirro, C. Adelmann, A. Anane, A.V. Chumak, A. Hirohata, S. Mangin, S.O. Valenzuela, M. Cengiz Onbasli, M. d'Aquino, G. Prenat, G. Finocchio, L. Lopez-Diaz, R. Chantrell, O. Chubykalo-Fesenko, P. Bortolotti. Nature Electron., **3** (8), 446 (2020). DOI: 10.1038/s41928-020-0461-5

[2] F. Hellman, A. Hoffmann, Ya. Tserkovnyak, G.S.D. Beach, E.E. Fullerton, C. Leighton, A.H. MacDonald, D.C. Ralph, D.A. Arena, H.A. Durr, P. Fischer, J. Grollier, J.P. Heremans, T. Jungwirth, A.V. Kimel, B. Koopmans, Il.N. Krivorotov, S.J. May, A.K. Petford-Long, J.M. Rondinelli, N. Samarth, I.K. Schuller, A.N. Slavin, M.D. Stiles, O. Tchernyshyov, A. Thiaville, B.L. Zink. Rev. Modern Phys., **89** (2), 025006 (2017). DOI: 10.1103/RevModPhys.89.025006

[3] Ch.-F. Pai, L. Liu, Y. Li, H.W. Tseng, D.C. Ralph, R.A. Buhrman. Appl. Phys. Lett., **101**, 122404 (2012). DOI: 10.1063/1.4753947

[4] Ch. Song, R. Zhang, L. Liao, Y. Zhou, X. Zhou, R. Chen, Y. You, X. Chen, F. Pan. Progress Mater. Sci., **118** (5), 100761 (2021). DOI: 10.1016/j.pmatsci.2020.100761

[5] Y. Wang, P. Deorani, X. Qiu, J.H. Kwon, H. Yang. Appl. Phys. Lett., **105**, 152412 (2014). DOI: 10.1063/1.4898593

[6] Y. Deng, M. Yang, Y. Ji, K. Wang. JMMM, **496** (2), 165920 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2019.165920

[7] S. Fukami, T. Anekawa, C. Zhang, H. Ohno. Nature Nanotechnology, **11** (3), 621 (2016). DOI: 10.1038/NNANO.2016.29

[8] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел, в Собрании трудов Л.Д. Ландау* (Наука, М., 1969), т. 1, с. 128.

[9] T.L. Gilbert. IEEE Transactions on Magnetics, **40** (6), 3443 (2004). DOI: 10.1109/TMAG.2004.836740

[10] Y.-T. Liu, T.-Y. Chen, T.-H. Lo, T.-Y. Tsai, Sh.-Y. Yang, Y.-J. Chang, J.-H. Wei, Ch.-F. Pai. Phys. Rev. Appl., **13**, 044032 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.044032

[11] J. Slonczewskii. JMMM, **159**, L1 (1996). DOI: 10.1016/0304-8853(96)00062-5

[12] Н.В. Островская, В.А. Скиданов, Ю.А. Юсипова. Компьютерные исследования и моделирование, **8** (4), 605 (2016). DOI: 10.20537/2076-7633-2016-8-4-605-620

[13] N.V. Ostrovskaya, Iu.A. Iusipova. Phys. Metals and Metallography, **120** (13), 1291 (2019). DOI: 10.1134/S0031918X19130209

[14] Н.В. Островская, В.А. Скиданов. В сб.: *Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем*, под ред. А.Л. Стемпковского (М., Зеленоград, 2020), в. III, с. 127. DOI: 10.31114/2078-7707-2020-3-127-132

[15] S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, W.H. Press. *Numerical Reciepes: The art of Scientific Computing,* 3rd ed., (Cambridge University Press, Cambridge–NY.–Melbourne–Madrid–Cape Town—Singapore—San Paulo, 2007)

[16] Дж. Гукенхеймер, Дж. Холмс. *Нелинейные колебания, динамические системы и бифуркации векторных полей* (Ин-т компьютерных исследований, Москва—Ижевск, 2002) [Пер. с англ.: J. Guckenheimer, Ph. Holms, *Nonlinear Oscillations, Dynamical Systems, and Bifurcations of Vector Fields* (Appl. Mathemat. Sci., Springer—Verlag, 6th cor. ed., NY., 2002), v. 42.]

[17] Н.Н. Баутин, Е.А. Леонтович, *Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости,* СМБ (Наука, М., 1990)

[18] А.А. Андронов, Е.А. Леонтович, И.И. Гордон, А.Г. Майер. *Качественная теория систем второго порядка* (Наука, М., 1966)

[19] Iu.A. Iusipova. Semiconductors, **52** (15), 1982 (2018). DOI: 10.1134/S1063782618150162

[20] X. Han, X. Wang, C. Wan, G. Yu, X. Lv. Appl. Phys. Lett., **118**, 120502 (2021). DOI: 10.1063/5.0039147

[21] A.T. Hindmarch, A.W. Rushforth, R.P. Campion, C.H. Marrows, B.L. Gallagher. Phys. Rev. B, **83**, 212404 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.83.212404