

# Моделирование динамики намагниченности в трехслойных ферромагнитных структурах с закрепленной границей

Н.В. Островская<sup>1</sup>, М.С. Скворцов<sup>2</sup>, В.А. Скиданов<sup>1</sup>, Ю.А. Юсипова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, n.ost@ippm.ru

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет МИЭТ

**Аннотация** — Построена математическая модель трехслойной ферромагнитной структуры с перпендикулярной анизотропией, учитывающая неоднородность распределения намагниченности по поперечному сечению. Проведено численное моделирование динамики намагниченности ферромагнитного слоя, закрепленного на границе активного ферромагнитного слоя. Показано формирование пространственно-периодических пространственных распределений намагниченности.

**Ключевые слова** — перпендикулярная анизотропия, намагниченность, свободный слой, закрепленный слой, уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта, переключение намагниченности, метод конечных разностей, явная схема.

## I. ВВЕДЕНИЕ

В работах [2]–[6] нами были построены и проанализированы математические модели переключения магнитных вентилях с продольной и перпендикулярной анизотропией ферромагнитных слоев, которые лежат в основе работы элементов магнитной памяти MRAM. В моделях были сделаны несколько упрощающих предположений, которые позволили свести анализ модели к исследованию динамической системы относительно компонент вектора намагниченности методами теории бифуркаций [7]. Основными предположениями были следующие: распределение намагниченности по сечению элемента в силу его малых размеров было принято однородным, что позволило считать обменное взаимодействие пренебрежимо малым [8], плотность спин-поляризованного тока инжекции также считалась однородной. Целью настоящей работы является обобщение модели спинового вентиля с перпендикулярной анизотропией на случай неравномерного распределения намагниченности по сечению ячейки при закрепленной границе активного слоя.

## II. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Схематический рисунок трехслойной структуры квадратного сечения  $d_0$ , управляемой внешним магнитным полем  $h$  и спин-поляризованным током инжекции плотности  $j$ , приведен на рис. 1.

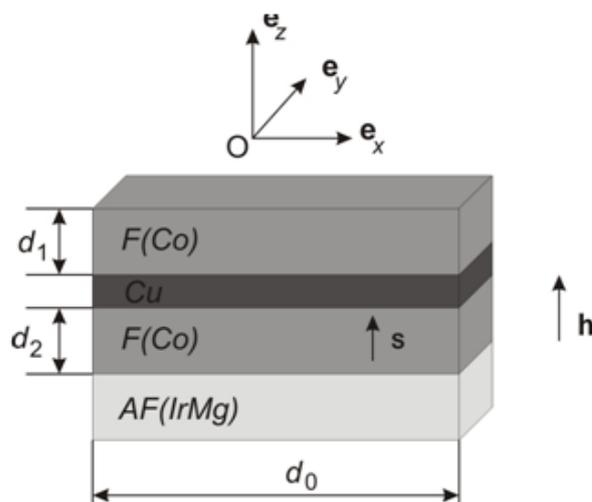


Рис. 1. Схематический рисунок трехслойной пленочной структуры с перпендикулярной анизотропией

В основу моделей, описывающих динамику намагниченности в такой структуре, в работах [1]–[5] было положено обобщенное уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта

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

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$  — магнитная проницаемость вакуума,  $\gamma$  — гиромангнитное отношение:  $\gamma = 0.28025 \cdot 10^{11} \text{ T}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $\alpha$  — безразмерный коэффициент диссипации,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  — эффективное магнитное поле, отражающее те виды физических взаимодействий, которые учтены в модели. В случае моделей, использованных в [1]–[5],

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

где  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле,  $\mathbf{H}_a$  — эффективное поле магнитной анизотропии,  $\mathbf{H}_f$  — эффективное поле размагничивания, возникающее за счет конечных размеров вентильной структуры,  $\mathbf{H}_c$  — эффективное поле, создаваемое спин-поляризованным током инжекции. Магнитное поле обменного взаимо-

действия в работах [2]–[6] мы считали пренебрежимо малым в силу малых размеров структуры (приближение однородного намагничивания), поскольку выражение для него содержит производные вектора намагниченности. Детальное обоснование этого приближения содержится в работе [8]. В данной работе перед нами была поставлена задача построения математической модели магнитного элемента памяти MRAM, в которой было бы учтено эффективное поле обменного взаимодействия  $\mathbf{H}_{\text{ex}} = \tilde{A}\Delta\mathbf{M}$ , где  $\tilde{A}$  – обменная постоянная.

Так же как и в моделях [2]–[6] нормирование переменных и алгебраические преобразования, призванные собрать в левой части все члены, содержащие производные по времени, приводят к уравнению

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

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  $(\mu_0 M_s)^{-1}$ . Здесь

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h} + \mathbf{h}_a + \mathbf{h}_f + \mathbf{h}_c + \mathbf{h}_{\text{ex}}.$$

1) В случае внешнего поля  $\mathbf{h}$ , направленного вдоль оси OZ,

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

2) Нормированное эффективное поле анизотропии также ориентировано вдоль OZ

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

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

3) Эффективное 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 [1], вклад в эффективное поле, создаваемый током инжекции, считаем равным

$$\mathbf{h}_c = G \frac{J}{J_n} [\mathbf{s} \times \mathbf{m}] = g(-m_y \cdot \mathbf{e}_x + m_x \mathbf{e}_y),$$

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,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $e$  — заряд электрона,  $d_1$  — толщина тонкого 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

$$P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-},$$

$n_{\pm}$  — плотности спиновых состояний носителей с противоположными спинами на уровне Ферми. Экспериментальные значения параметра  $P$  для железа и кобальта равны соответственно 0.40 и 0.35.

С учетом  $\mathbf{s} \equiv \mathbf{e}_z$  имеем  $(\mathbf{s}, \mathbf{m}) = m_z$ . Так что

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

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

5) Нормированное эффективное поле обменного взаимодействия равно

$$\mathbf{h}_{\text{ex}} = \left(\frac{\tilde{A}}{d_0^2}\right) \Delta \mathbf{m} = A \Delta \mathbf{m},$$

где  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ,  $\tilde{A}$  — обменная постоянная, норми-

рованная на величину  $\frac{\mu_0 M_s^2}{2}$ ,  $d_0$  — сторона квадрата

$d_0 \times d_0$  в поперечном сечении трехслойной структуры. Для железа величина  $\tilde{A}$  равна  $4.51 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2$ , для кобальта  $8.37 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2$ . Следует отметить, что при такой нормировке область расчета всегда отображается на единичный квадрат.

Окончательно уравнение, учитывающее обменное взаимодействие, принимает следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = -A \mathbf{S} \begin{pmatrix} \Delta m_x \\ \Delta m_y \\ \Delta m_z \end{pmatrix} + \mathbf{F}, \quad (5)$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} \alpha(1-m_x^2) & -(m_z + \alpha m_x m_y) & (m_y - \alpha m_x m_z) \\ (m_z - \alpha m_x m_y) & \alpha(1-m_y^2) & -(m_x + \alpha m_y m_z) \\ -(m_y + \alpha m_x m_z) & (m_x - \alpha m_y m_z) & \alpha(1-m_z^2) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} (m_y - \alpha m_x m_z)(h + (k-1)m_z) - g(\alpha m_y + m_x m_z) \\ -(m_x + \alpha m_y m_z)(h + (k-1)m_z) + g(\alpha m_x - m_y m_z) \\ (1 - m_z^2)(g + \alpha(h + (k-1)m_z)) \end{pmatrix}$$

свободном слое трехслойного вентиля с закрепленной границей была построена разностная аппроксимация уравнений (5) на равномерной сетке

$$\Omega = \{(i, j, l) | 1 \leq i \leq N+1, 1 \leq j \leq N+1, l \geq 0\},$$

$$t = l\tau, \quad x = (i-1)h_x, \quad y = (j-1)h_y.$$

### III. РАЗНОСТНАЯ СХЕМА

Для моделирования динамики намагниченности в

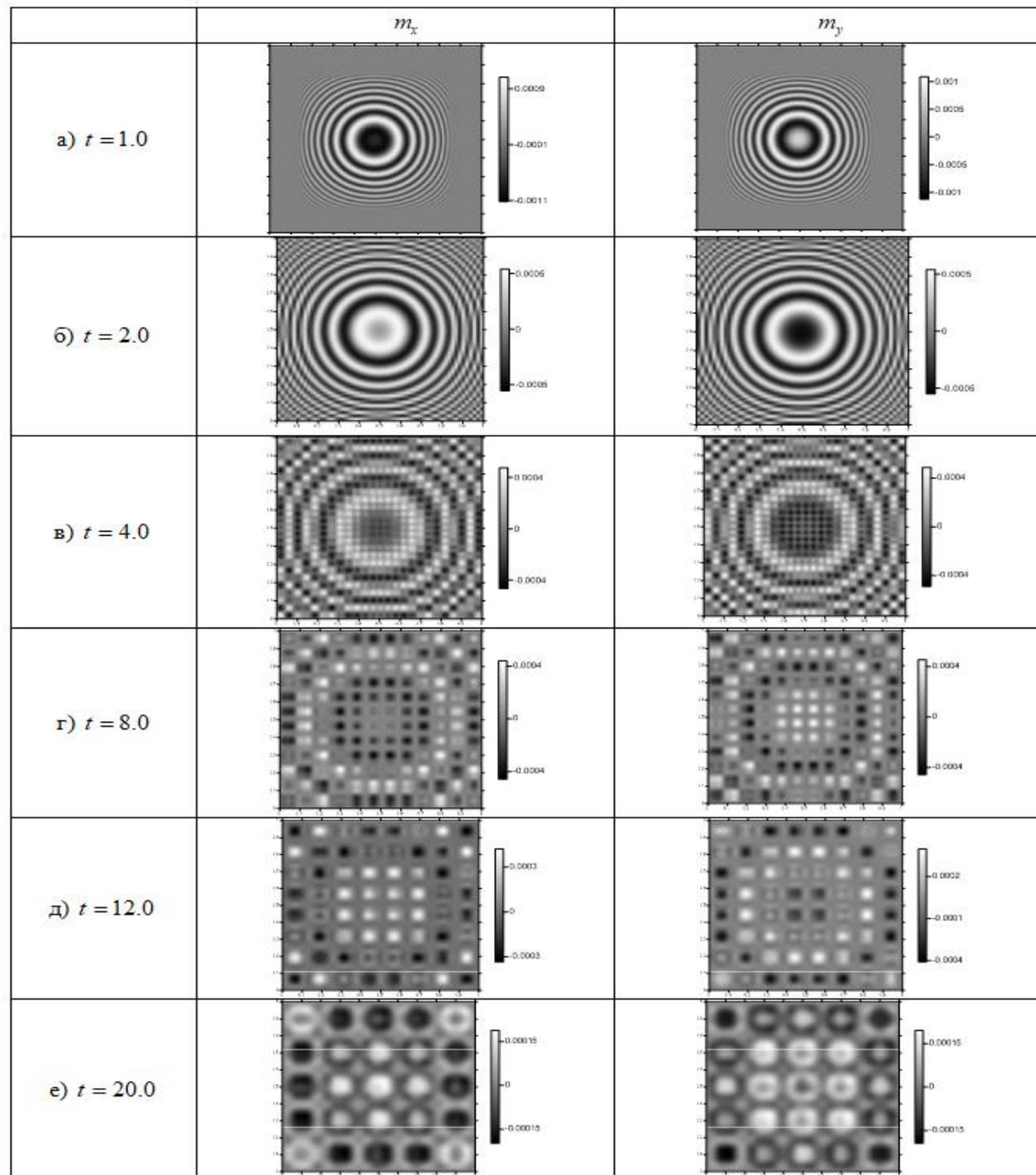


Рис. 2. Фото-изображения функций  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$  в отдельные моменты времени при  $h=-2.0, j=0.5$

Была выбрана явная схема расчета [9], [10]

$$\frac{\mathbf{m}_{ij}^{l+1} - \mathbf{m}_{ij}^l}{\tau} = \frac{A}{d_0^2} \mathbf{S}_{ij}^l (\Lambda_x \mathbf{m}_{ij}^l + \Lambda_y \mathbf{m}_{ij}^l) + \mathbf{F}_{ij}^l. \quad (6)$$

Здесь  $\tau$  – шаг по времени,  $\Lambda_x, \Lambda_y$  — разностные аналоги вторых производных по пространственным переменным  $x, y$

$$\Lambda_x \mathbf{m}_{ij}^l = \frac{\mathbf{m}_{i-1j}^l - 2\mathbf{m}_{ij}^l + \mathbf{m}_{i+1j}^l}{h_x^2},$$

$$\Lambda_y \mathbf{m}_{ij}^l = \frac{\mathbf{m}_{ij-1}^l - 2\mathbf{m}_{ij}^l + \mathbf{m}_{ij+1}^l}{h_y^2}.$$

Задача решалась с граничным условием  $\mathbf{m}|_{\Gamma} = \mathbf{e}_z$ , то есть предполагалось, что намагниченность активного ферромагнитного слоя в данной структуре закреплена по периметру квадрата  $\Gamma$  в положении, совпадающем с намагниченностью нижнего закрепленного слоя  $s$ . В качестве начальных условий было выбрано равномерное распределение намагниченности по сечению структуры с малым локализованным возмущением в ее центре. При  $h_x = h_y = h_0$  явная схема имеет порядок точности  $O(\tau + h_0^2)$  [9]. Для ее устойчивости необходимо, чтобы  $\tau < h_0^2$ . Это накладывает ограничения на выбор шагов сетки. Наши расчеты проводились при  $\tau = 0.000002$ ,  $h_0 = 0.005$ , что обеспечивало устойчивость схемы и точность расчета  $2.5 \cdot 10^{-6}$  безразмерных единиц.

#### IV. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Для визуализации вычислительного процесса результаты расчета в дискретные моменты времени записывались на жесткий диск в виде числовых матриц со значениями функций  $m_x, m_y, m_z$  в узлах сетки  $\Omega$ . На каждом шаге проводился контроль сохранения модуля вектора намагниченности. На рис. 2 приведены изображения поверхностей функций  $m_x, m_y$  в отдельные промежутки времени, построенные с помощью программы SURFER [15]. Расчет проводился при значениях тока и поля  $j = 0.5$ ,  $h = -2.0$ .

При анализе полученных изображений можно выделить три фазы динамики намагниченности в активном слое трехслойной структуры. Первая фаза соответствует образованию концентрических кругов с центром в возмущенной области слоя. Возмущение находится далеко от границы, так что граница не влияет на динамику (рис. 2а). О наблюдении таких двумерных распределений сообщается во многих работах по изучению двумерной динамики намагниченности, например, в [11]–[14].

По достижении волнами намагниченности границы области она становится источником вторичных спиновых волн, что приводит к их интерференции с волнами первичного возмущения (рис. 2б и 2в). Это, в свою

очередь, вызывает модуляцию крупномасштабных кольцеобразных волн (вторая фаза). Далее, на рис. 2в–2е можно наблюдать развитие модуляционной неустойчивости этих волн, сопровождающееся изменением пространственного периода (третья фаза). Мы наблюдали это явление вплоть до образования четырех пространственных областей возмущения, которое возникло при  $t$  в диапазоне от 42 до 50 безразмерных единиц (соответствуют  $8 \div 10$  нс). На рис. 3 приведены иллюстрации двумерных поверхностей функций  $m_x, m_y$  в момент времени  $t = 50$  (10 нс).

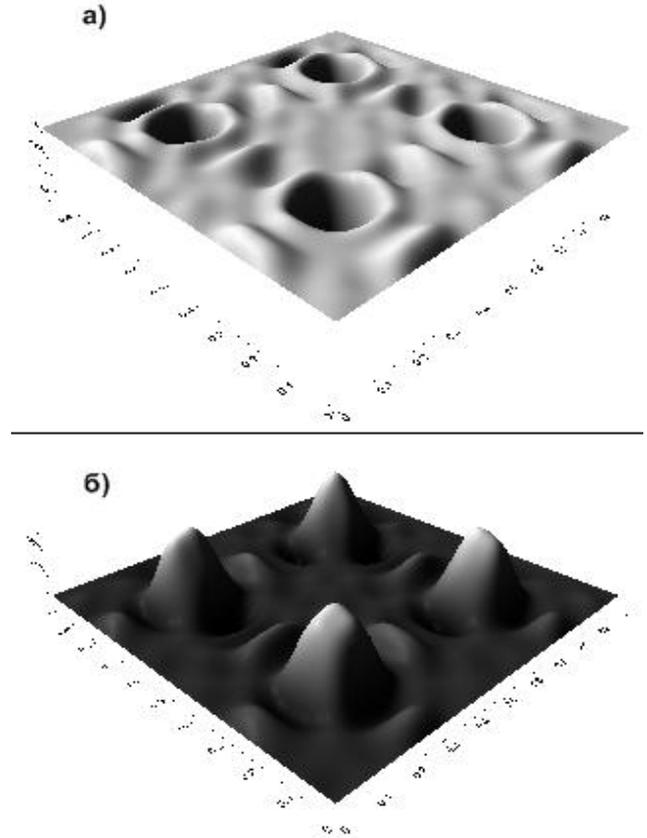


Рис. 3. Поверхности функций  $m_x$  (а),  $m_y$  (б) в момент времени  $t = 50$

#### V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует отметить, что образование пространственно-периодических структур в задачах с диссипацией и накачкой наблюдалось и ранее (так называемые ячейки Бенара в задачах теплопереноса, доменные структуры в магнитных и сегнетоэлектрических материалах, индуцированные внешними электромагнитными полями, фотонные кристаллы и т.п.). Исследование двумерной модели трехслойной ферромагнитной структуры с жестко закрепленной границей является первым шагом исследования процесса переключения ячейки MRAM с перпендикулярной анизотропией с учетом пространственных эффектов. Следующий шаг должен состоять в построении модели с мягкими граничными условиями, как это имеет место в реальном спиновом вентиле.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Slonczewski, J., Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J.Magn.Magn.Matter*, 159, L1–L7 (1996).
- [2] Островская Н.В., Скиданов В.А., Юсипова Ю.А., Особенности переключения намагниченности в ячейках памяти MRAM с продольной анизотропией // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем, 2016, Сб. трудов ИППМ РАН. Ч. IV / под общ. ред. акад. РАН А.Л. Стемповского. М.: ИППМ РАН, с. 199–205.
- [3] Островская Н.В., Скиданов В.А., Скворцов М.С., Особенности переключения намагниченности в ячейках памяти MRAM с перпендикулярной анизотропией // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем, Сб. трудов ИППМ РАН. Ч. IV / под общ. ред. акад. РАН А.Л. Стемповского. М.: ИППМ РАН, с. 230–236
- [4] N. Ostrovskaya, V. Skidanov, I.Iusipova Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve // *Solid State Phenomena*, Vols. 233–234 (2015), pp. 431–434
- [5] 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.
- [6] Островская Н.В., Скиданов В.А., Скворцов М.С., Классификация динамических режимов переключения намагниченности в трехслойной ферромагнитной структуре в зависимости от спин-поляризованного тока инжекции и внешнего магнитного поля—II. Перпендикулярная анизотропия // Компьютерные исследования и моделирование, 2016, Т.8, №5, С. 755–764.
- [7] Баутин Н.Н., Леонтович Е.А.. Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, Наука, М. (1990), 486с.
- [8] H, Frei, W.F. Brown, Jr., *Micromagnetics and Fine Particles*, *J. Appl. Phys.*, vol. 39, no 2, 1968, 993—994.
- [9] Самарский А.А. Теория разностных схем // Москва, Наука, 1989, 616 с.
- [10] Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений // Москва, Наука, 1978, 592 с.
- [11] Shinichiro Seki, Masahito Mochizuki, *Skyrmions in magnetic materials*, Springer, Heidelberg/New York/Dordrecht/London, 2016
- [12] Marijan Beg, Rebecca Carey, Weiwei Wang *et al.*, Ground state search, hysteretic behaviour, and reversal mechanism of skyrmionic textures in confined helimagnetic nanostructures // *Scientific Reports*, 517137
- [13] Naoto Nagaosa, Yoshinori Tokura, Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions // *Nature Nanotechnology*, Vol. 8, December 2013, p. 899–912.
- [14] Leonov A.O., Rossler U.K., Mostovoy M, Target-skyrmions and skyrmion clusters in nanowires of chiral magnets//*EPJ Web of Conferences*, vol. 75, 05002 (2014).
- [15] URL <http://www.goldensoftware.com/products/surfer>

# Simulation of Magnetization Dynamics in Three-layered Ferromagnetic Structures with Pinned Boundaries

N.V. Ostrovskaya<sup>1</sup>, M.S. Skvortsov<sup>2</sup>, V.A. Skidanov<sup>1</sup>, Yu.A. Iusipova<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institute for design problems in microelectronics of RAS, Moscow [n.ost@ippm.ru](mailto:n.ost@ippm.ru)

<sup>2</sup>National Research University of Electronic Technology

**Abstract** —In the previous works, we had constructed the mathematical models of switching effects for magnetic valves with longitudinal and perpendicular types of magnetic anisotropy of the ferromagnetic layers. The simplifying assumption used in these models lied in uniformity of magnetization distribution through the cross-section of the active layer of the structure. This assumption allowed us to reduce the problem to the dynamical system of equations and perform the bifurcation analysis of these equations. The goal of the present work is to make a model with non-uniformity of the magnetization distribution taken into account. The model is based on the Landau-Lifshits–Gilbert equation with dissipative and current terms. The non-uniformity in the equation becomes apparent in the exchange term. To solve the resulting system of partial differential equations numerically, we used the explicit finite-difference scheme with fixed boundary conditions. The initial conditions represented the uniform perpendicular magnetization distribution through the cross-section of the layer perturbed locally in the center of the layer. The dynamics of magnetization under these conditions can be divided into three phases. The first one is spreading of

the local perturbation to the boundary of the spatial domain. The second one is reflecting of these waves from the boundary and their interfering with the coming waves. The third phase is the formation of a space-periodic cellular distribution of magnetization through the cross-section of the active layer.

**Keywords** — perpendicular anisotropy, magnetization, free layer, fixed layer, Landau-Lifshits-Gilbert equation, switching, finite differences method, implicit scheme

## REFERENCES

- [1] Slonczewski, J., Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J.Magn.Magn.Matter*, 159, L1–L7 (1996).
- [2] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Yusipova Iu.A., Osobennosti pereklyucheniya namagnichennosti v yacheikakh pamyati MRAM s prodol'noi anizotropiei (Features of magnetization reversal in a MRAM cell with in-plane anisotropy) // *Problemy razrabotki perspektivnykh mikro- I nanoelektronnykh system*, 2016, Sb. trudov IPPM

- RAN, ch. IV / Pod redaktsiei akad. RAN A.L. Stempkovskogo, M., c. 199–205.
- [3] [3]Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Skvortsov M.S., Osobennosti pereklyucheniya namagnichennosti v yacheikakh pamyati MRAM s perpendikulyarnoi anizotropiei (Features of magnetization reversal in a MRAM cell with perpendicular anisotropy) // Problemy razrabotki perspektivnykh mikro- I nanoelektronnykh system, 2016, Sb. trudov IPPM RAN, ch. IV / Pod redaktsiei akad. RAN A.L. Stempkovskogo, M., c. 230–236. –205.
- [4] N. Ostrovskaya, V. Skidanov, I. Yusipova Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve // Solid State Phenomena, Vols. 233–234 (2015), pp. 431–434
- [5] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Yusipova Iu.A., Klassifikatsiya dinamicheskikh rezhimov pereklyucheniya namagnichennosti v trekhsloinoi ferromagnitnoi structure v zavisimosti ot spin-polyarizovannogo toka inzhetskii I vneshnego magnitnogo polya. I – Prodol'naya anizotropiya, (Classification of dynamical switching regimes in a three-layered ferromagnetic nanopillar governed by spin-polarized injection current and external magnetic field I — Longitudinal anisotropy) // *Computer Research and Modeling*, 2016, vol. 4, no. 3, pp. 161–171 (Russian).
- [6] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Skvortsov M.S., Klassifikatsiya dinamicheskikh rezhimov pereklyucheniya namagnichennosti v trekhsloinoi ferromagnitnoi structure v zavisimosti ot spin-polyarizovannogo toka inzhetskii I vneshnego magnitnogo polya. II –Perpendikulyarnaya anizotropiya, (Classification of dynamical switching regimes in a three-layered ferromagnetic nanopillar governed by spin-polarized injection current and external magnetic field II — Perpendicular anisotropy) // *Computer Research and Modeling*, 2016, 2016, T.8, №5, C. 755–764.
- [7] Bautin N.N., Leontovich E.A., Metody I priemy kachestvennogo issledovaniya dinamicheskikh sisyem na ploskosti (Methods and tricks of qualitative investigations of dynamical systems in a plane) Nauka, M., 1990.
- [8] H, Frei, W.F. Brown, Jr., Micromagnetics and Fine Particles, J. Appl. Phys., vol. 39, no 2, 1968, 993–994.
- [9] Samarskii A.A., Teoriya raznostnykh schem (Theory of difference schemes), Moscow, Nauka, 1989.
- [10] Samarskii A.A., Nikolayev E.S., Metody resheniya setochnykh uravnenii (Methods for solving of grid equations), Moscow, Nauka, 1978.
- [11] Shinichiro Seki, Masahito Mochizuki, Skyrmions in magnetic materials, Springer, Heidelberg/New York/Dordrecht/London, 2016
- [12] Marijan Beg, Rebecca Carey, Weiwei Wang *et al.*, Ground state search, hysteretic behaviour, and reversal mechanism of skyrmionic textures in confined helimagnetic nanostructures // *Scientific Reports*, 517137
- [13] Naoto Nagaosa, Yoshinori Tokura, Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions // *Nature Nanotechnology*, Vol. 8, December 2013, p. 899–912.
- [14] Leonov A.O., Rossler U.K., Mostovoy M, Target-skyrmions and skyrmion clusters in nanowires of chiral magnets//EPJ Web of Conferences, vol. 75, 05002 (2014).
- [15] URL <http://www.goldensoftware.com/products/surfer>