

Частотные и амплитудные характеристики STNO на основе спинового вентиля с планарной и перпендикулярной анизотропией слоев

Ю.А. Юсипова

Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, г. Москва, linda_nike@mail.ru

Аннотация — В работе проведен расчет частоты и амплитуды осцилляций выходного сигнала спин-трансферного наноосциллятора с помощью моделирования динамики вектора намагниченности свободного слоя его базового элемента. Рассмотрены десять ферромагнетиков с планарной и перпендикулярной анизотропией в качестве материалов для свободного и закрепленного слоев структуры. Сделан вывод, что наиболее подходящим для архитектуры STNO является спиновый вентиль с планарной анизотропией слоев на основе сплава $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$.

Ключевые слова — частота осцилляций, спин-трансферный наноосциллятор, спиновый вентиль, амплитуда осцилляций.

I. ВВЕДЕНИЕ

Слоистые спин-вентильные структуры нашли широкое применение в микроэлектронике благодаря тому, что они обладают большим количеством разнообразных режимов работы. Переключение спинового вентиля из параллельного состояния в антипараллельное и наоборот используется в работе магниторезистивной памяти с произвольным доступом MRAM и считывающих головок жестких дисков. Режим переключения спинового вентиля с двумя вероятными исходами лежит в основе вероятностной спиновой логики [1]. Прецессия вектора намагниченности свободного слоя \mathbf{M} спинового вентиля находит применение в работе спин-трансферных наноосцилляторов (STNO). Осцилляторы STNO — это интегрированные, компактные и

управляемые СВЧ-генераторы, которые имеют множество преимуществ по сравнению со стандартными генераторами, управляемыми напряжением (ГУН). Во-первых, они хорошо настраиваются с помощью тока смещения и магнитного поля. В то время как изменение частоты в ГУН составляет всего 20% по сравнению с несущей частотой, частота колебаний STNO может быть настроена с помощью тока и магнитного поля в диапазоне 10^{-1} – 10^2 ГГц для конкретных конфигураций. Во-вторых, они являются самыми маленькими из разработанных СВЧ-генераторов. Их размеры в 50 раз меньше, чем стандартные ГУН, изготовленные в КМОП-технологии. В-третьих, STNO работают в широком диапазоне температур, а их рабочие напряжения менее 1 В. Наконец, самым большим преимуществом является их простая архитектура, состоящая из колебательного контура и спинового вентиля (рис. 1). Это позволяет сделать STNO ключевым элементом для реализации на СБИС. Все эти преимущества делают технологию STNO перспективной для микросхем беспроводной связи небольших массивов передатчиков, микроволновых источников для наносенсоров, локальных микросхем и массивно-параллельных процессоров СВЧ-сигналов очень высокой плотности [2].

Целью данного исследования является подбор наиболее подходящих ферромагнитных материалов, а также конфигурации анизотропии слоев и направления магнитного поля, обеспечивающих наилучшие частотные и амплитудные характеристики STNO.

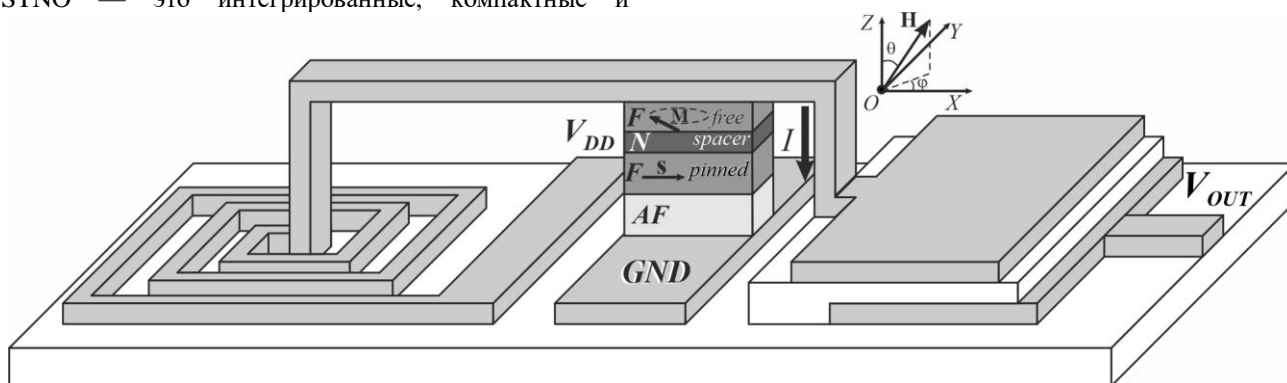


Рис. 1. Спин-трансферный наноосциллятор

II. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Спиновый вентиль — это магнитная сверхрешетка, состоящая из двух ферромагнитных слоев (свободного и закрепленного), соединенных немагнитной прослойкой (спейсером) (рис. 1). В данной модели рассматривается спин-вентильная структура квадратного поперечного сечения со стороной $d_0 = 11$ нм. Толщина свободного слоя d_1 составляет 2 нм, толщина закрепленного слоя $d_2 = 5$ нм, а толщина медного спейсера $d_N = 1.2$ нм [3,4]. Сверхрешетка помещена в магнитное поле \mathbf{H} с направляющими углами φ и θ , где φ — азимутальный угол, а θ — зенитный. Электрический ток плотностью \mathbf{J} пропускается перпендикулярно плоскости слоев. Вектор \mathbf{s} — это единичный вектор, направление которого совпадает с направлением намагниченности закрепленного слоя. В качестве материалов для свободного и закрепленного слоев вентилья рассмотрены десять ферромагнетиков, четыре из которых магнитотвердые ($\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$, $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$, $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$, $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$) и шесть магнитомягких (кобальт, железо, $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$, $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ и $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$).

Уравнение динамики намагниченности в свободном слое вентильной структуры в виде канонической динамической системы выражается как

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}}] + \alpha \mathbf{h}_{\text{eff}} - \alpha \mathbf{m}(\mathbf{m}, \mathbf{h}_{\text{eff}}), \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{m} = \mathbf{M} / M_S$, $\tau = (\gamma \mu_0 M_S) / (1 + \alpha^2)$, t — время, M_S — намагниченность насыщения, α — коэффициент диссипации (Табл. 1). Эффективное поле \mathbf{h}_{eff} определяется соотношением (2).

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} uh - A_2 G j m_y + A_1 k m_x \\ vh + A_2 G j m_x - A_1 G j m_z \\ wh - z + A_2 k m_z + A_1 G j m_y \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь m_i ($i=x, y, z$) — проекции вектора \mathbf{m} на соответствующие оси, $j = \mathbf{J} \hbar / (d_1 e \mu_0 M_S^2)$, $h = H / M_S$, $k = 2K / \mu_0 M_S^2$, K — константа анизотропии (табл. 1),

$u = \sin \theta \cos \varphi$, $v = \sin \theta \sin \varphi$, $w = \cos \theta$, G — коэффициент токовой поляризации [5]. Для планарной анизотропии слоев коэффициенты $A_1 = 1$, $A_2 = 0$, $G = c / (b + m_x)$, а для перпендикулярной анизотропии — $A_1 = 0$, $A_2 = 1$, $G = c / (b + m_z)$, где $c = 4P^{3/2} / (1+P)^3$, $b = 3 - 4c$, P — параметр спиновой поляризации (табл. 1).

Эффект гигантского магнетосопротивления — это явление изменения общего сопротивления спинового вентилья R в зависимости от изменения проекции вектора намагниченности \mathbf{M} на ось анизотропии [6]. Полное сопротивление структуры R рассчитывается по формуле (2).

$$R = \frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} m_n, \quad (2)$$

где R_{AP} и R_P — сопротивления спинового вентилья в антипараллельном и параллельном состояниях (табл. 1), соответственно, а m_n — проекция вектора \mathbf{m} на ось анизотропии (при планарной анизотропии $n = x$, а при перпендикулярной $n = z$).

В выбранной геометрии «ток перпендикулярен плоскости» согласно двухтоковой модели сопротивления R_{AP} и R_P выражаются следующим образом:

$$R_P = \frac{((d_2 + d_1)\rho_{up} + d_N \rho_N)((d_2 + d_1)\rho_{down} + d_N \rho_N)}{d_0^2 ((d_2 + d_1)\rho_{up} + 2d_N \rho_N + (d_2 + d_1)\rho_{down})},$$

$$R_{AP} = \frac{(d_2 \rho_{down} + d_1 \rho_{up} + d_N \rho_N)(d_2 \rho_{up} + d_1 \rho_{down} + d_N \rho_N)}{d_0^2 ((d_2 + d_1)\rho_{up} + 2d_N \rho_N + (d_2 + d_1)\rho_{down})},$$

где $\rho_{up,down} = 2\rho / (1 \pm P)$, ρ — удельное сопротивление ферромагнитных слоев (табл. 1), ρ_N — удельное сопротивление немагнитной прослойки (для меди $\rho_N = 1.67 \times 10^{-8}$ Ом×м [7]). Методика расчета удельного сопротивления двухкомпонентных сплавов подробно описана в работе [8]. Однако для практических применений удельное сопротивление используемых пленок должно быть измерено экспериментально.

Таблица 1

Магнитные свойства различных ферромагнетиков и параметры спинового вентилья на их основе

Материал	$\mu_0 M_S$, Тл	α	K , Дж/м ³	P	ρ , Ом×м	R_{AP} , Ом	R_P , Ом
Co [7,9]	0,1	0,02	1380	0,35	6,24	4,11	3,70
Fe [7,9]	1,21	0,02	1880	0,40	9,71	6,58	5,71
Fe ₇₀ Co ₃₀ [9]	1,76	0,02	530000	0,55	8,33	7,62	4,93
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀ [9,10]	1,96	0,04	210000	0,52	19,56	15,01	11,42
Co ₉₃ Gd ₇ [9]	2,15	0,008	48000	0,30	7,81	4,97	4,61
Co ₈₀ Gd ₂₀ [9]	2,4	0,015	35000	0,1	11,29	6,67	6,62
Co ₅₀ Pt ₅₀ [10,11]	1,01	0,03	4900000	0,3	10,02	6,35	5,88
Fe ₅₀ Pd ₅₀ [12,13,14]	1,37	0,01	1800000	0,5	9,90	7,37	5,83
Fe ₅₀ Pt ₅₀ [15,11]	1,43	0,05	6600000	0,4	10,60	7,17	6,23
Fe ₅₀ Ni ₅₀ [16,17]	1,59	0,01	1300000	0,2	8,00	4,87	4,71

III. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Динамическая система (1) зависит от двух управляющих параметров: внешнего магнитного поля H и плотности электрического тока J . Качественный анализ динамической системы (1) подразумевает разбиение плоскости управляющих параметров H – J на области, где совпадает число и тип особых точек системы (1) (положений равновесия вектора \mathbf{M}), а характеристики динамики вектора \mathbf{M} качественно не меняются. Изменение этих характеристик происходит только при пересечении границы области, что соответствует бифуркации фазового портрета динамической системы. Для нахождения положений равновесия системы (1) следует приравнять нулю ее правые части, а полученную полиномиальную систему из трех уравнений относительно неизвестных m_x, m_y, m_z путем последовательного исключения переменных свести к уравнению вида $W(m_n) = 0$, где функция $W(m_n)$ — это многочлен, зависящий только от проекции вектора \mathbf{m} на ось анизотропии. Для случая с планарной анизотропией слоев многочлены $W(m_x)$ были найдены в работах [1,18,19]. В то время как для перпендикулярной анизотропии функция $W(m_z)$ может быть представлена в виде уравнения (3).

$$\begin{aligned}
 W(m_z) = & \\
 = m_z^6 & (k^2 - 2k + 1) + m_z^5 (2b - 2hw - 4bk + 2hkw + 2bk^2) + \\
 + m_z^4 & (2k - 4hbw + b^2 - k^2 - 2b^2k + h^2 + b^2k^2 + c^2j^2 - 1) + \\
 + m_z^3 & (2hw - 2b + 4bk - 2hkw - 2bk^2 - 2hkw b^2 + 2bh^2) + \\
 + m_z^2 & (4hbw + 4hbkw - b^2 + 2b^2k - h^2w^2 - b^2k^2 - c^2j^2 + \\
 + h^2b^2) & + m_z (2hb^2w - 2hb^2kw - 2h^2bw^2) + h^2b^2w^2.
 \end{aligned} \quad (3)$$

Так как $W(m_z)$ в данном случае не зависит от параметров u и v , соответственно, координата m_z и вид бифуркационной диаграммы не зависят от направляющего угла ϕ .

На рис. 2 представлены бифуркационные диаграммы, построенные для спинового вентиля на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$. Для случая с планарной анизотропией в каждой области может существовать от двух до шести особых точек, в то время как для перпендикулярной анизотропии в каждой области существует две или четыре особых точки. При нулевом поле и токе для анизотропии направленной вдоль оси OX у вектора \mathbf{M} есть шесть положений равновесия: устойчивые фокусы (УФ) $T_1(1,0,0)$ и $T_2(-1,0,0)$, неустойчивые фокусы (НФ) $T_3(0,0,1)$ и $T_4(0,0,-1)$, а также седла (С) $T_5(0,1,0)$ и $T_6(0,-1,0)$. Для случая, когда анизотропия направлена вдоль оси OZ , при $H = 0$ и $J = 0$ существует всего две особые точки $T_3(0,0,1)$ и $T_4(0,0,-1)$, при этом для магнитомягких материалов они имеют тип НФ, а для магнитотвердых — УФ [20]. Также особые точки T_{1-6} могут иметь тип «устойчивый узел» (УУ) и «неустойчивый узел» (НУ). При направлениях магнитного поля, перпендикулярных оси анизотропии (рис. 2б, 2в, и 2е), бифуркационные диаграммы симметричны относительно оси J .

Таблица 2
Соответствие между номерами областей, типами особых точек и динамическими режимами вектора \mathbf{M}

Обл.	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6	Тип динам.
1	НУ	УФ	НУ	НУ	С	С	1S ₂
2	НУ	УФ	НФ	НФ	С	С	1S ₂
3	С	УУ	НФ	НФ	НФ	С	1S ₂
4	УФ	НУ	УФ	УФ	С	С	3S _{1,3,4}
5	УФ	УУ	НФ	НФ	С	С	2S _{1,2}
6	УФ	УФ	НФ	НФ	С	С	2S _{1,2}
7	НФ	УУ	УФ	УФ	С	С	3S _{2,3,4}
8	НФ	УУ	НФ	НФ	С	С	1S ₂
8'	НФ	УУ	НФ	НФ	С	С	2LC+1S ₂
9	НФ	УФ	НУ	НУ	С	С	1S ₂
10	НФ	УФ	НФ	НФ	С	С	1S ₂
11	НУ	НФ	УФ	С	-	-	1S ₃
12	С	УФ	НУ	НУ	-	-	1S ₂
13	С	УФ	НФ	НФ	-	-	1S ₂
14	С	УФ	НФ	УУ	-	-	2S _{2,4}
15	С	УФ	НФ	УФ	-	-	2S _{2,4}
16	С	УФ	НФ	НФ	-	-	1S ₂
17	С	НФ	НФ	УУ	-	-	1S ₄
18	С	НФ	НФ	УФ	-	-	1S ₄
19	С	НФ	НФ	НФ	-	-	LC
20	УФ	С	УФ	УФ	-	-	3S _{1,3,4}
21	УФ	С	НФ	НФ	-	-	1S ₁
21	УФ	С	НФ	НФ	-	-	1S ₁
22	УФ	С	НФ	УФ	-	-	2S _{1,4}
23	УФ	УФ	НФ	НФ	-	-	2S _{1,2}
24	НФ	НУ	С	УФ	-	-	1S ₄
25	НФ	С	НУ	УФ	-	-	1S ₄
26	НФ	С	УФ	УФ	-	-	2S _{3,4}
27	НФ	С	НФ	НФ	-	-	2LC
28	НФ	С	НФ	УФ	-	-	1S ₄
29	НФ	НФ	УУ	С	-	-	1S ₃
30	НФ	НФ	С	УФ	-	-	1S ₄
31	НФ	НФ	С	УУ	-	-	1S ₄
32	НФ	НФ	УФ	С	-	-	1S ₃
33	НУ	УУ	НФ	-	С	-	1S ₂
34	НУ	НУ	С	-	НФ	-	LC
35	НУ	НФ	НФ	-	НФ	-	1S ₁
36	С	УУ	НФ	-	НФ	-	1S ₂
37	С	УУ	НФ	-	НУ	-	1S ₂
38	НФ	УУ	НФ	-	С	-	1S ₂
39	НФ	УФ	НФ	-	С	-	1S ₂
40	НФ	НФ	НФ	-	С	-	LC
41	НУ	УФ	-	-	-	-	1S ₂
42	УФ	УУ	-	-	-	-	ULC
43	УФ	УФ	-	-	-	-	ULC
44	УФ	НФ	-	-	-	-	1S ₁
45	НФ	УУ	-	-	-	-	1S ₂
46	НФ	УФ	-	-	-	-	1S ₂
47	НФ	НФ	-	-	-	-	LC
48	-	-	НФ	НФ	С	УФ	1S ₆
49	-	-	НФ	НФ	УФ	С	1S ₅
50	-	-	НФ	НФ	НФ	С	LC
51	-	-	НФ	-	НФ	-	LC
52	-	-	НФ	-	НУ	-	LC
53	-	-	НУ	УФ	-	-	1S ₄
54	-	-	УФ	УФ	-	-	ULC
55	-	-	УФ	НФ	-	-	1S ₃
56	-	-	НФ	УУ	-	-	1S ₄
57	-	-	НФ	УФ	-	-	1S ₄
58	-	-	НФ	НФ	-	-	LC
59	-	-	-	-	УФ	НФ	1S ₅
60	-	-	-	-	НФ	УФ	1S ₆

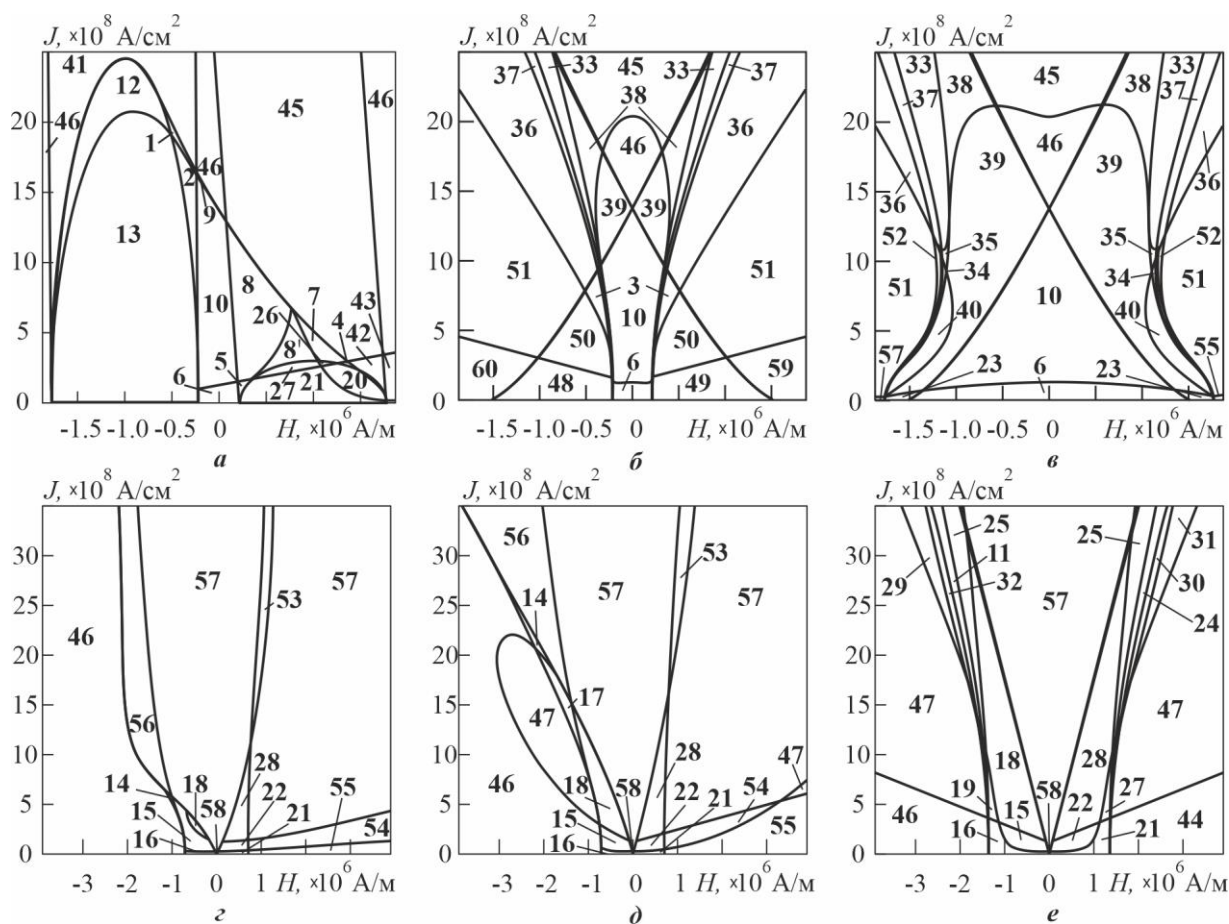


Рис. 2. Бифуркационные диаграммы, рассчитанные для спинового вентиля на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ с планарной анизотропией слоев при $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$ (а); $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ (б); $\theta = 0$, $\varphi = 0$ (в); и с перпендикулярной анизотропией слоев при $\theta = \pi/6$ (г), $\theta = \pi/3$ (д) и $\theta = \pi/2$ (е)

Для определения фазовых портретов для каждой области фазовой плоскости H - J были построены траектории движения конца вектора \mathbf{M} . Для этого система уравнений (1) была численно решена методом Рунге-Кутты. После проведенного анализа полученных годографов можно выделить следующие типы динамики вектора намагниченности:

- 1) $1S_q$ — переключение вектора намагниченности в единственный УФ или УУ, где q — номер устойчивого положения равновесия;
- 2) $2S_{q_1, q_2}$ — переключение вектора \mathbf{M} с двумя возможными исходами, где q_1 и q_2 — номера устойчивых особых точек;
- 3) $3S_{q_1, q_2, q_3}$ — переключение вектора \mathbf{M} с тремя вероятными исходами, где q_1 , q_2 и q_3 — номера устойчивых особых точек;
- 4) ULC — динамика вектора намагниченности с неустойчивым предельным циклом;
- 5) LC — устойчивая прецессия вектора \mathbf{M} (динамика с устойчивым предельным циклом);
- 6) 2LC — динамика вектора \mathbf{M} с двумя устойчивыми предельными циклами;

7) $2LC+1S_2$ — динамика вектора намагниченности с тремя вероятными исходами: наматывание на один из двух устойчивых предельных циклов или переключение в точку T_2 .

В табл. 2 представлено соответствие между номерами областей на рис. 2., типами особых точек и фазовым портретом в данной области.

IV. ПРЕЦЕССИЯ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ

Базовым режимом для STNO является режим, при котором наблюдается динамика вектора намагниченности \mathbf{M} с устойчивым предельным циклом, то есть динамики типа LC, 2LC и $2LC+1S_2$. При этом особое внимание уделяется амплитуде осцилляций проекции вектора \mathbf{m} на ось анизотропии m_n , так как это напрямую влияет на сопротивление структуры, а значит и на величину выходного сигнала осциллятора U .

Согласно теореме Андронова-Хопфа предельные циклы наблюдаются в тех областях, где действительная часть собственного числа матрицы линеаризации $\text{Re} \lambda_T$ в особой точке T равна нулю. В случае планарной анизотропии слоев спинового вентиля условие Андронова-Хопфа выполняется в

областях 8' и 27 для направления магнитного поля вдоль оси OX , 50 и 51 для магнитного поля, направленного вдоль оси OY , а также для областей 34, 40, 51 и 52 при магнитном поле, направленном вдоль оси OZ .

На рис. 3а изображена динамика вектора \mathbf{M} типа 2LC для спинового вентиля на основе $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ с планарной анизотропией слоев при $\varphi=0$, $\theta=\pi/2$, $H=1.60 \times 10^4$ А/м, $J=1.67 \times 10^7$ А/см². Такой тип динамики предполагает, что вокруг неустойчивых фокусов T_3 и T_4 возникают два симметричных относительно оси OX устойчивых предельных цикла. Так как координаты пар точек T_1 и T_2 , T_3 и T_4 , а также T_5 и T_6 симметричны относительно оси анизотропии, то траектории, исходящие из симметричных точек, тоже симметричны. Значит, они имеют одинаковые вольт-секундные характеристики (рис. 3б), при этом тип зависимости $U(t)$ близок к пилообразному. При этом частота осцилляций ν

составляет 0.18 ГГц, а амплитуда колебаний $U_{\text{max}}=0.35$ мкВ. Время установления колебаний τ_{LC} зависит от величины $\text{Re}\tau_7$. В данном случае максимальным временем $\tau_{LC}=97$ нс обладают траектории, исходящие из точек T_3 и T_4 , так как в этих точках действительная часть собственных чисел матрицы линеаризации минимальна $\text{Re}\tau_7=0,03$.

На рис. 4а представлена устойчивая прецессионная мода для слоистой структуры с ферромагнитными слоями с планарной анизотропией, изготовленными из $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ в магнитном поле параллельном оси OY ($\varphi=\pi/2$, $\theta=\pi/2$, $H=-3.70 \times 10^4$ А/м, $J=1.48 \times 10^8$ А/см²), при этом амплитуда колебаний U_{max} составляет 24 мкВ, а частота осцилляций $\nu=0,6$ ГГц. Зависимость $U(t)$ (рис. 4б) показывает, что максимальным временем установления колебаний $\tau_{LC}=17$ нс обладает траектория, вышедшая из точки T_6 .

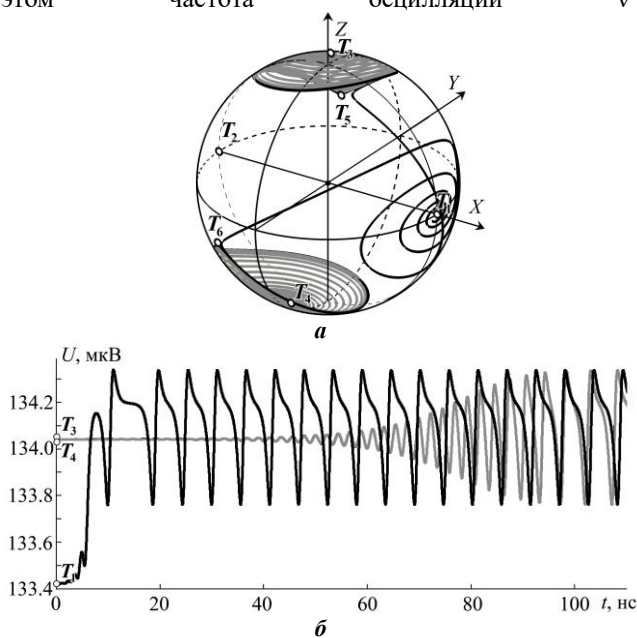


Рис. 3. Динамика вектора намагниченности с двумя устойчивыми предельными циклами (а) и зависимость $U(t)$ при тех же параметрах (б)

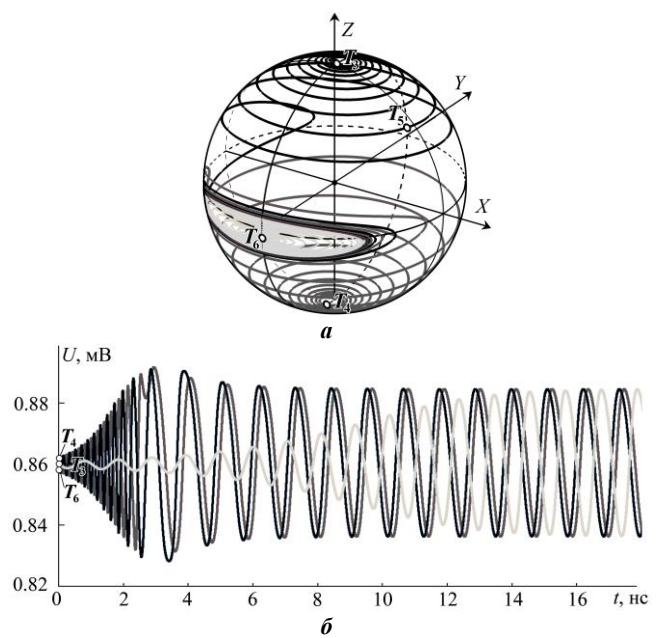


Рис. 4. Динамика вектора намагниченности типа LC (а) и соответствующие ей вольт-секундные характеристики при тех же параметрах (б)

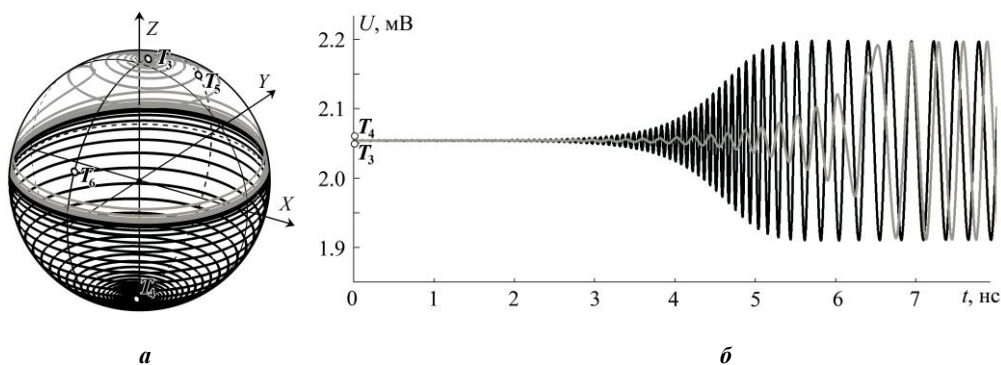


Рис. 5. Устойчивая прецессионная мода вектора \mathbf{M} (а) и вольт-секундная характеристика при тех же параметрах (б)

На рис. 5а показана динамика вектора \mathbf{M} типа LC для спинового вентиля на основе железа с планарной анизотропией при $\varphi=0$, $\theta=0$, $H=8.60 \times 10^5$ А/м и $J=2.76 \times 10^8$ А/см². Рис. 5б демонстрирует вольт-секундную характеристику при тех же параметрах. В этом случае частота и амплитуда осцилляций составляют 7.5 ГГц и 143 мкВ, соответственно. Максимальное время установления колебаний τ_{LC} характерно для траектории, выходящей из точки T_6 , и составляет 10.8 нс.

Для случая, когда анизотропия слоев параллельна оси OZ , предельные циклы наблюдаются в областях 19 и 47 (тип динамики LC). При этом для $\theta < \pi/2$ амплитуда колебаний проекции вектора \mathbf{m} на ось анизотропии OZ , будет мала. Для максимальной амплитуды осцилляций следует выбирать поля, перпендикулярные оси анизотропии.

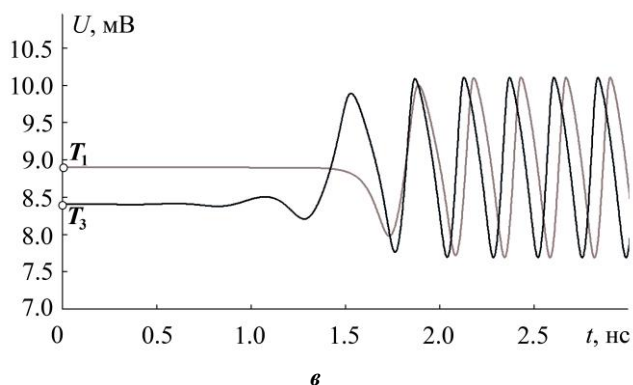
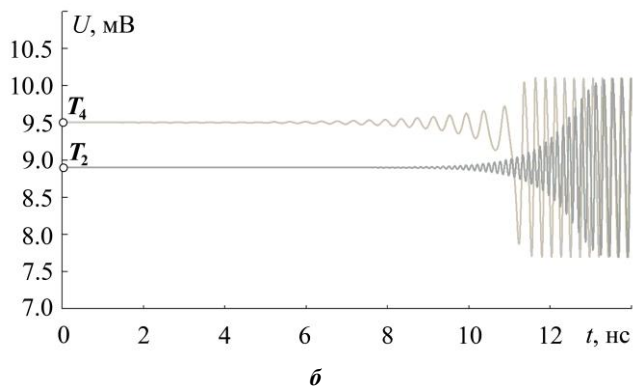
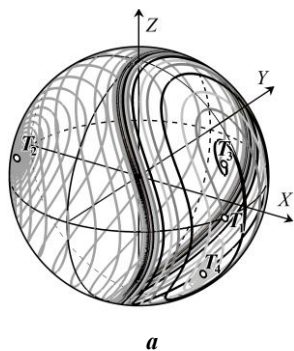


Рис. 6. Динамика вектора \mathbf{M} типа LC (а) и соответствующие функции $U(t)$ для траекторий, исходящих из точек T_2 и T_4 (б), а также T_1 и T_3 (в)

Рис. 6а демонстрирует динамику вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля с перпендикулярной анизотропией слоев на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ при $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$, $H = -1,25 \times 10^6$ А/м и $J = 5.57 \times 10^8$ А/см². На рис. 6б представлены вольт-секундные характеристики при тех же параметрах для траекторий вектора \mathbf{M} , исходящих из точек T_2 и T_4 . Времена установления колебаний для этих траекторий соответственно равны 14 нс и 12 нс. На рис. 6в изображена зависимость $U(t)$ для траекторий, исходящих из точек T_1 и T_3 , при этом значения τ_{LC} для этих траекторий равны 2,5 нс и 2 нс, соответственно.

Следует отметить, что в случае, когда магнитное поле направлено перпендикулярно оси анизотропии (вне зависимости от ее направления), траектория конца вектора намагниченности \mathbf{M} наматывается на предельный цикл вокруг оси, вдоль которой направлено магнитное поле, а вид вольт-секундных характеристик (рис. 4–6) приближается к гармоническому.

В табл. 3 представлены диапазоны тока и поля, при которых наблюдаются прецессионные моды для различных направлений анизотропии и магнитного поля, а также соответствующие частотные и амплитудные диапазоны. Данные в табл. 3 были рассчитаны численным способом с помощью моделирования динамики вектора \mathbf{M} методом Рунге-Кутты и последующего анализа полученных годографов.

Среди рассмотренных магнитотвердых материалов наименьшее энергопотребление показал $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$, а наилучшие частотные и амплитудные характеристики имеет $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$. Для магнитомягких материалов самые высокие частотные характеристики имеет спиновый вентиль на основе $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ с перпендикулярной анизотропией слоев. В то же время спиновый вентиль на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ с такой же конфигурацией анизотропии имеет наибольшую амплитуду осцилляций. Однако самое низкое энергопотребление показывает STNO на основе $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ с планарной анизотропией ферромагнитных слоев в магнитном поле, параллельном оси OX . Для магнитотвердых материалов с планарной анизотропией величина минимального магнитного поля, при котором наблюдается устойчивая прецессионная мода, всегда много больше, чем для магнитомягких материалов с той же конфигурацией анизотропии.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассчитаны диапазоны токов и магнитных полей, при которых наблюдается устойчивая прецессия вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля с планарной и перпендикулярной анизотропией слоев. При этом рассматривалось поле произвольного направления. Показано, что для получения сигнала, близкого к пилообразному, необходимо использовать спиновый вентиль с планарной анизотропией слоев в магнитном поле, параллельном оси анизотропии. В то же время,

гармоническому сигналу соответствуют направления, перпендикулярные оси анизотропии. Спиновый вентиль на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ обладает максимальной амплитудой выходного сигнала. Для планарной анизотропии оптимальным является направление поля вдоль оси OY , так как при этом направлении поля диапазоны токов и полей в 1,5 раза ниже, чем для спинового вентиля на основе кобальта, в данном случае имеющего максимальную частоту выходного сигнала. Максимальной частотой прецессии обладает STNO с перпендикулярной анизотропией на основе $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$. Однако спиновый вентиль с

ферромагнитными слоями из $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ при прочих равных имеет в 8 раз меньшее энергопотребление и на 15% большую амплитуду осцилляций. Таким образом, сплав $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ является наиболее подходящим из рассмотренных для изготовления STNO как с планарной, так и с перпендикулярной анизотропией. Однако энергопотребление спинового вентиля на его основе с планарной анизотропией в 4 раза меньше, в то время как амплитуда осцилляций ниже всего в два раза. Поэтому для технологии STNO предпочтительнее планарная анизотропия слоев в сочетании с направлением магнитного поля вдоль оси OY .

Таблица 3

Диапазоны плотности тока и магнитного поля, при которых наблюдаются предельные циклы, а также частоты и амплитуды колебаний выходного сигнала для различных материалов

Материал	Ось анизотр.	φ	θ	H , МА/м	J , МА/см ²	ν , ГГц	U_{\max} , мкВ
Co	OX	0	$\pi/2$	0.42–0.98	224–1272	2.1–8.0	8.05–90.56
	OX	$\pi/2$	$\pi/2$	0.56–2.80	234–3516	2.0–17.0	8.81–831.80
	OX	0	0	1.07–2.80	117–3516	2.4–17.6	10.96–842.97
	OZ	0	$\pi/2$	0.56–2.38	224–4488	1.23–15.29	6.98–1089.96
Fe	OX	0	$\pi/2$	0.07–0.79	121–1451	1.8–9.8	14.34–295.57
	OX	$\pi/2$	$\pi/2$	1.25–1.88	186–4279	1.3–14.3	13.70–2115.80
	OX	0	0	0.50–1.88	186–3721	1.4–9.5	91.69–1934.40
	OZ	0	$\pi/2$	1.20–5.13	223–10046	2.28–31.57	53.91–5192.16
$\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$	OX	0	$\pi/2$	0.08–1.15	70–835	2.0–8.4	25.25–304.17
	OX	$\pi/2$	$\pi/2$	0.14–2.10	139–2781	1.4–15.1	15.55–2753.50
	OX	0	0	0.42–2.10	139–2504	1.16–10.4	128.80–2559.40
	OZ	0	$\pi/2$	1.53–7.64	139–6954	1.04–45.75	29.52–7096.26
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$	OX	0	$\pi/2$	0.47–1.01	232–603	1.7–6.4	72.53–405.42
	OX	$\pi/2$	$\pi/2$	0.25–1.87	186–2226	1.2–13.2	89.10–4524.20
	OX	0	0	0.64–1.87	93–1948	1.4–7.8	119.07–4179.90
	OZ	0	$\pi/2$	0.94–3.90	278–3711	2.31–24.26	69.48–8054.08
$\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$	OX	0	$\pi/2$	0.02–0.52	35–778	0.6–4.6	2.09–66.11
	OX	$\pi/2$	$\pi/2$	0.07–1.06	141–2121	0.3–7.9	2.64–521.63
	OX	0	0	1.4–1.06	71–1910	0.1–4.8	10.55–412.12
	OZ	0	$\pi/2$	0.67–2.41	265–4154	0.36–15.15	12.77–886.08
$\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$	OX	0	$\pi/2$	0.02–0.05	2–28	0.1–0.6	0.01–0.29
	OX	$\pi/2$	$\pi/2$	0.03–0.12	5–51	0.02–0.76	0.03–1.53
	OX	0	0	0.08–0.12	2–51	0.08–0.46	0.01–1.60
	OZ	0	$\pi/2$	0.04–0.09	5–55	0.1–0.6	0.02–0.68
$\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$	OZ	0	$\pi/2$	8.04–20.09	1478–28574	4.5–97.1	45.55–7393.69
$\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$	OZ	0	$\pi/2$	1.31–3.27	45–2266	1.8–17.2	16.62–2082.18
$\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$	OZ	0	$\pi/2$	7.40–11.38	1481–12345	10.2–47.0	117.59–5937.72
$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$	OZ	0	$\pi/2$	0.30–0.75	61–3052	0.37–3.84	1.30–261.12

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Iusipova Iu.A. Precession of the spin-valve free layer magnetization and its switching under the influence of a magnetic field perpendicular to the axis of anisotropy // Semiconductors. 2019. 53. 15. P. 2029.
- [2] Zeng Z., Finocchio G., Jiang H. Spin transfer nano-oscillators Nanoscale 2013. 5(6). P. 2219-31
- [3] Nowak J.J., Robertazzi R.P., Sun J.Z., et al. Dependence of Voltage and Size on Write Error Rates in Spin-Transfer Torque Magnetic Random-Access Memory // IEEE Magnetics Letters. 2016. Vol.7. P.3102604
- [4] Shalygina E.E., Makarov A.V., et. al. Reviews and Short Notes to Nanomeeting-2017: Physics, chemistry and application of nanostructures. 2017. P. 89-92.
- [5] Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 1996. V. 159. L1
- [6] Katti R.R. Giant magnetoresistive random-access memories based on current-in-plane devices // Proceedings of the IEEE. 2003. Vol. 91. P. 687–702
- [7] Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. Физические величины: Справочник под редакцией Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. Энергоатомиздат/ М.: 1991. 1232 с.
- [8] Пасынков В.В. Сорокин В.С. Материалы электронной техники: Учебное пособие для Вузов по специальности электронной техники. 3 издание. СПб: Издательство "Лань", 2001, 368 с.
- [9] Iusipova Iu.A. Analysis of the Switching Characteristics of MRAM Cells Based on Materials with Uniaxial Anisotropy // Semiconductors 2018. 52. 15. P. 1982.
- [10] Huang S.X., Chen T.Y., Chien C.L. // Applied Physics Letters. 2008. 92. 2425092008.
- [11] Papusoi C., Le T., et. al. Measurement of Gilbert damping parameter for CoPt-based and CoFe-based films for magnetic recording applications, Journal of Physics D, 2018, 51(32), 325002.

- [12] Skomski R. Simple models of magnetism. Oxford University Press, 2012, 360 p.
- [13] Kawai T., Itabashi A., et. al. Gilbert damping constant of FePd alloy thin films estimated by broadband ferromagnetic resonance // EPJ Web of Conferences 2014. 75. 02002.
- [14] Seemann K.M., Hickey M.C., et. al., Spin-dependent scattering and the spin polarization of a diffusive current in partly disordered L10 epitaxial FePd // New Journal of Physics 2010. 12. 033033.
- [15] Seki T., Mitani S., et. al. Spin-polarized current-induced magnetization reversal in perpendicularly magnetized L10–FePt layers, Applied Physics Letters. 2006. 88. 172504.
- [16] Ogiwara M., Iihama S., et. al. Magnetization damping of an L10-FeNi thin film with perpendicular magnetic anisotropy, Appl. Phys. Lett. 2013. 103. 242409.
- [17] Guslienko K.Y. et. al. Spin torque and critical currents for magnetic vortex nano-oscillator in nanopillars // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. 292 012006
- [18] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova Iu.A. Bifurcations in the Dynamical System for Three-Layered Magnetic Valve // Solid State Phenomena 2015. V. 233-234. 431.
- [19] Юсипова Ю.А. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спин-вентильной структуры в магнитном поле, перпендикулярном плоскости слоев // Изв. вузов. Электроника 2019. 24. 5, С. 489.
- [20] Ostrovskaya N.V., Iusipova Iu.A. Qualitative theory of dynamical systems for control of magnetic memory elements // Physics of Metals and Metallography. 2019. V. 120. N. 13. P. 1291–1298.

Frequency and amplitude characteristics of STNO based on a spin valve with planar and perpendicular layer anisotropy

Iu.A. Iusipova

Institute for Design Problems in Microelectronics of Russian Academy of Sciences, Moscow,
linda_nike@mail.ru

Abstract — In this work the frequency and amplitude of oscillations of a spin-transfer nano-oscillator output signal are calculated. This is done using simulation the dynamics of the magnetization vector of its base element free layer. Ten ferromagnets with planar and perpendicular anisotropy were considered as materials for the free and fixed layers of the structure. It is concluded that the spin valve with planar layer anisotropy based on the $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ alloy is the most suitable for STNO architecture.

Keywords — oscillation frequency, spin-transfer nano-oscillator, spin valve, oscillation amplitude.

REFERENCES

- [1] Iusipova Iu.A. Precession of the spin-valve free layer magnetization and its switching under the influence of a magnetic field perpendicular to the axis of anisotropy // Semiconductors. 2019. 53. 15. P. 2029.
- [2] Zeng Z., Finocchio G., Jiang H. Spin transfer nano-oscillators Nanoscale 2013. 5(6). P. 2219-31
- [3] Nowak J.J., Robertazzi R.P., Sun J.Z., et al. Dependence of Voltage and Size on Write Error Rates in Spin-Transfer Torque Magnetic Random-Access Memory // IEEE Magnetics Letters. 2016. Vol.7. P.3102604
- [4] Shalygina E.E., Makarov A.V., et. al. Reviews and Short Notes to Nanomeeting-2017: Physics, chemistry and application of nanostructures. 2017. P. 89-92.
- [5] Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 1996. V. 159. L1
- [6] Katti R.R. Giant magnetoresistive random-access memories based on current-in-plane devices // Proceedings of the IEEE. 2003. Vol. 91. P. 687–702
- [7] Babichev A.P., Babushkina N.A., Bratkovskiy A.M. et. al Physical quantities: Reference book Ed. Grigor'ev I.S., Meylihov E.Z. M: Energoatomizdat 1991. p 1232
- [8] Pasinkov V.V., Sorokin V.S. Materials of electronic technology: 2001 Textbook for Universities in the specialty of electronic technology (St. Petersburg: Publishing house "Lan") p 368
- [9] Iusipova Iu.A. Analysis of the Switching Characteristics of MRAM Cells Based on Materials with Uniaxial Anisotropy // Semiconductors 2018. 52. 15. P. 1982.
- [10] Huang S.X., Chen T.Y., Chien C.L. // Applied Physics Letters. 2008. 92. 2425092008.
- [11] Papusoi C., Le T., et. al. Measurement of Gilbert damping parameter for CoPt-based and CoFe-based films for magnetic recording applications, Journal of Physics D, 2018, 51(32), 325002.
- [12] Skomski R. Simple models of magnetism. Oxford University Press, 2012, 360 p.
- [13] Kawai T., Itabashi A., et. al. Gilbert damping constant of FePd alloy thin films estimated by broadband ferromagnetic resonance // EPJ Web of Conferences 2014. 75. 02002.
- [14] Seemann K.M., Hickey M.C., et. al., Spin-dependent scattering and the spin polarization of a diffusive current in partly disordered L10 epitaxial FePd // New Journal of Physics 2010. 12. 033033.
- [15] Seki T., Mitani S., et. al. Spin-polarized current-induced magnetization reversal in perpendicularly magnetized L10–FePt layers, Applied Physics Letters. 2006. 88. 172504.
- [16] Ogiwara M., Iihama S., et. al. Magnetization damping of an L10-FeNi thin film with perpendicular magnetic anisotropy, Appl. Phys. Lett. 2013. 103. 242409.
- [17] Guslienko K.Y. et. al. Spin torque and critical currents for magnetic vortex nano-oscillator in nanopillars // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. 292 012006
- [18] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova Iu.A. Bifurcations in the Dynamical System for Three-Layered Magnetic Valve // Solid State Phenomena 2015. V. 233-234. 431.
- [19] Iusipova Iu.A. Free-layer magnetization vector dynamics of the spin-valve structure in the magnetic field perpendicular to the layers plane // Proceedings of universities. Electronics., 2019, 24, 2. P. 489.
- [20] Ostrovskaya N.V., Iusipova Iu.A. Qualitative theory of dynamical systems for control of magnetic memory elements // Physics of Metals and Metallography. 2019. V. 120. N. 13. P. 1291–1298.