

07

Нагрузочные характеристики спин-трансферного наноосциллятора

© А.Р. Сафин^{1,2}, Н.Н. Удалов¹, М.И. Бичурин², Р.В. Петров²,
А.С. Татаренко²

¹ Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва

² Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,

Великий Новгород

E-mail: arsafin@yandex.ru

Поступило в Редакцию 2 сентября 2016 г.

Построено семейство нагрузочных и регулировочных характеристик спин-трансферного наноосциллятора при разных значениях постоянного тока через образец путем интегрирования уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта–Слончевского. Проведено сравнение полученных зависимостей с приближенными, полученными с помощью укороченных уравнений по первой гармонике. Вычислено приближенное выражение для сопротивления нагрузки, обеспечивающего максимум отдаваемой осциллятором мощности в нагрузку.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.06.44404.16471

Одним из перспективных направлений развития спинтроники является спиновый токоперенос [1,2] в наноразмерных магнитных мультислойных структурах. Возможными приложениями данного направления являются: магнитная оперативная память, сверхчувствительные магнитные сенсоры, а также устройства формирования колебаний СВЧ- и ТГц-диапазонов частот [3,4]. Основными недостатками металлических спин-трансферных наноосцилляторов (СТНО) являются низкая выходная мощность (от десятков пиковатт до единиц нановатт) генерируемых колебаний и высокие значения ширины спектральной линии (сотни мегагерц на частотах в единицы гигагерц), существенно ограничивающие применение данных устройств в области телекоммуникаций. На данный момент применяются различные способы повышения мощности СТНО, например, используются магнитные туннельные переходы с промежуточными слоями из мультиферроиков [5,6], что позволяет существенно повысить сопротивление образцов во внешних магнитном и электриче-

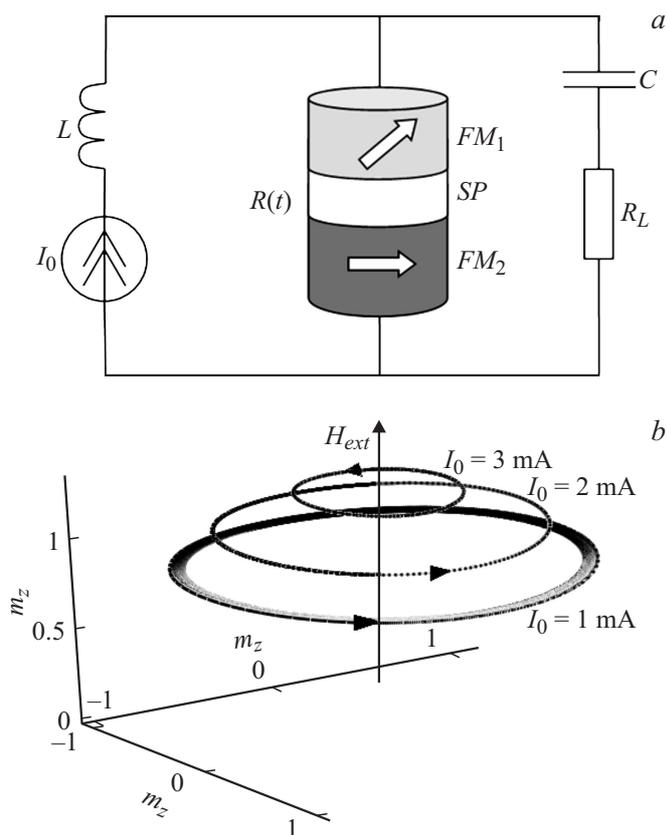


Рис. 1. *a* — схема подключения СТНО с сопротивлением R_t к нагрузке R_L и идеальному источнику тока I_0 ; *b* — траектории системы (2) в фазовом пространстве (m_x, m_y, m_z) .

ском полях, а следовательно, и выходную мощность. Также интенсивно развивается направление взаимной и внешней синхронизации многих СТНО с целью сложения их мощностей в общей нагрузке [7–11]. В данной работе исследуются основные нагрузочные характеристики СТНО: мощность P_L и частота f_{out} выходных колебаний как функции сопротивления нагрузки R_L и постоянного питающего тока I_0 .

Схема подключения СТНО с переменным сопротивлением $R(t)$ к источнику тока I_0 и нагрузке R_L через разделительную емкость C и блокировочную индуктивность L представлена на рис. 1, *a*. СТНО представлен в виде туннельного перехода с двумя ферромагнитными слоями $FM_{1,2}$ и промежуточного слоя SP -спейсера. При пропускании тока через образец в слое с фиксированной намагниченностью FM_2 электроны поляризуются по спину и туннелируются в слой со свободной намагниченностью FM_1 . За счет эффекта переноса спина [1,2] при превышении тока некоторого критического значения намагниченность $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$ (M_0 — намагниченность насыщения) слоя FM_1 начинает прецессировать в СВЧ-диапазоне. Сопротивление СТНО рассчитывается так [3]:

$$R = \frac{R_{ap} + R_p}{2} - \frac{R_{ap} - R_p}{2} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_p) = R_0 - \Delta R_0 (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_p), \quad (1)$$

где R_{ap} и R_p — сопротивления СТНО при антипараллельной и параллельной конфигурациях намагниченностей слоев $FM_{1,2}$, \mathbf{e}_p — единичный орт, задающий направление намагниченности слоя FM_2 .

Математической моделью СТНО является [8] уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта–Слончевского (ЛЛГС) для вектора \mathbf{m} в следующем виде:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\mu_0 |\gamma| [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right] + \sigma I [\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{e}_p]], \quad (2)$$

где $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{ms}$ — эффективное магнитное поле, включающее внешнее магнитное поле H_{ext} , направленное под углом θ_{ext} к вертикали, поле размагничивания \mathbf{H}_{ms} (с коэффициентами $N_{x,y,z}$); α — постоянная затухания Гильберта, константа $\sigma = \varepsilon g \mu_B / 2eM_0V$, $\varepsilon \approx 0.1$ — константа спиновой поляризации, g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора, e — заряд электрона и $V = Sh$ — объем свободного слоя, S — площадь поперечного сечения и h толщина слоя FM_1 . Ток I через образец равен $I = \frac{R_L}{R_L + R} I_0$, а ток через нагрузку соответственно $I_L = \frac{R}{R_L + R} I_0$. Мгновенная мощность, выделяемая на нагрузке $p_{out} = I_L^2 R_L$. На рис. 1, *b* представлено семейство фазовых траекторий системы (2) в фазовом пространстве (m_x, m_y, m_z) в режиме генерации (величины токов $I_0 = 1, 2, 3$ мА) для следующих параметров: $\mu_0 H_{ext} = 1.25$ Т, $\theta_{ext} = 0$, $N_x = 0.047$, $N_y = 0.072$, $N_z = 0.881$, $V = 3 \times 50 \times 75$ нм³,

$\alpha = 0.02$, $\gamma_p = 0$, $M_0 = 800 \text{ kA/m}$, $R_0 = 450 \Omega$, $\Delta R_0 = 150 \Omega$, $R_L = \infty$. При превышении током I_0 некоторого критического значения в системе (2) наблюдается бифуркация Андронова–Хопфа рождения предельного цикла при потере устойчивости фокуса. Строгий анализ бифуркаций системы (2) представлен, например, в [4] и здесь не приводится. Далее сравним зависимости, получаемые численно интегрированием уравнения (2), с приближенными, полученными ниже.

Для приближенных количественных оценок от уравнения (2) перейдем к уравнению относительно комплексной амплитуды спиновой волны (укороченное уравнение по первой гармонике) свободного слоя $\dot{c}(t) = (m_x - im_y)/\sqrt{2(1+m_z)}$ (см. подробнее [8]) в следующем виде:

$$\frac{d\dot{c}}{dt} + i(\omega_0 + N|\dot{c}|^2)\dot{c} + \Gamma_G(1 + Q|\dot{c}|^2)\dot{c} - \sigma I(1 - |\dot{c}|^2)\dot{c} = 0, \quad (3)$$

где ω_0 — частота ферромагнитного резонанса СТНО; N — коэффициент, характеризующий степень зависимости частоты колебаний от мощности спиновой волны (неизохронность); $\Gamma_G = \alpha\omega_0$ — коэффициент спин-волновых положительных потерь; Q — коэффициент, характеризующий положительное нелинейное затухание. Поскольку $|\mathbf{m}| = 1$, то $I \approx \frac{R_L}{R_L + R_0 + \Delta R_0} I_0 = \beta_R I_0$. Тогда выражение для стационарной мощности спиновой волны $p_0 = |\dot{c}_0|^2 = \lim_{t \rightarrow \infty} |\dot{c}|^2$ запишем так:

$$p_0 = \frac{I_0 \beta_R - I_{th}}{I_0 \beta_R + Q I_{th}}. \quad (4)$$

Здесь $I_{th} = \Gamma_G/\sigma$ — критический ток, при котором стартуют колебания в СТНО без влияния нагрузки.

Запишем выражение для частоты ω стационарных колебаний СТНО из (3)

$$\omega_{out} = \omega_0 + N \frac{I_0 \beta_R - I_{th}}{I_0 \beta_R + Q I_{th}}. \quad (5)$$

Оценим величину мощности P_L СТНО в нагрузке по первой гармонике. Первую гармонику тока $I_L^{(1)}$ приближенно оценим так (амплитуда первой гармоники разложения $(\mathbf{m} \times \mathbf{e}_p)$ равна $\sqrt{p_0}$):

$$I_L^{(1)} \approx \frac{\Delta R_0 I_0}{R_L + R_0 + \Delta R_0} \sqrt{p_0}. \quad (6)$$

Тогда из (4) и (6) получаем следующее выражение для мощности P_L :

$$P_{out} = \frac{1}{2} (I_L^{(1)})^2 R_L = \frac{\Delta R_0^2 \beta_R I_0^2}{2(R_L + R_0 + \Delta R_0)^2} \frac{I_0 \beta_R - I_{th}}{I_0 \beta_R + Q I_{th}}. \quad (7)$$

Минимальные значения тока I_0 и сопротивления нагрузки R_L , при которых стартуют колебания, определим из (7)

$$I_0^{\min} = I_{th}/\beta_R, \quad R_L^{\min} = (R_0 + \Delta R_0) I_{th} / (I_0 - I_{th}). \quad (8)$$

На рис. 2, *a* представлены зависимости мощности по первой гармонике P_{out} от сопротивления нагрузки R_L для двух значений тока, построенные по (7). Точками обозначены результаты моделирования исходной системы (2). При увеличении значения сопротивления нагрузки от R_L^{\min} зависимость $P_{out}(R_L)$ нарастает, достигая максимума при $R_L = R_L^{opt}$ и далее убывает. Режим согласования, соответствующий максимуму отдаваемой в нагрузку мощности, соответствует $R_L = R_L^{opt}$. Для его нахождения необходимо найти производную $\partial P_{out}/\partial R_L$ и приравнять получившееся выражение нулю. В общем случае эта задача сводится к кубическому уравнению и аналитическое выражение получается довольно громоздким. Однако при $Q \approx 0$ получаем довольно простое выражение

$$R_L^{opt} = \frac{I_0 + I_{th}}{I_0 - I_{th}} (R_0 + \Delta R_0), \quad (9)$$

которое для рис. 1, *a* при $I_0 = 6.5$ мА и $I_0 = 8$ мА дает $R_L^{opt} = 1.9$ кΩ и $R_L^{opt} = 1.5$ кΩ соответственно. На рис. 2, *b* при тех же значениях параметров представлены зависимости частоты выходных колебаний СТНО f_{out} от сопротивления нагрузки R_L . Как видно, с увеличением сопротивления нагрузки частота выходных колебаний постепенно увеличивается.

На рис. 2, *c, d* представлены регулировочные характеристики — зависимости мощности P_{out} и частоты f_{out} выходных колебаний СТНО от величины постоянного тока I_0 для двух значений сопротивлений нагрузки: $R_L = 0.5$ кΩ и $R_L = 1$ кΩ. Как следует из графиков, с ростом протекающего тока мощность и частота выходных колебаний увеличиваются, что согласовывается с численным интегрированием системы (2). Как известно из экспериментальных данных [8], увеличивать ток I_0 можно до значений примерно $(4-5)I_{th}$. Дальнейшее увеличение тока может привести к выходу из строя СТНО.

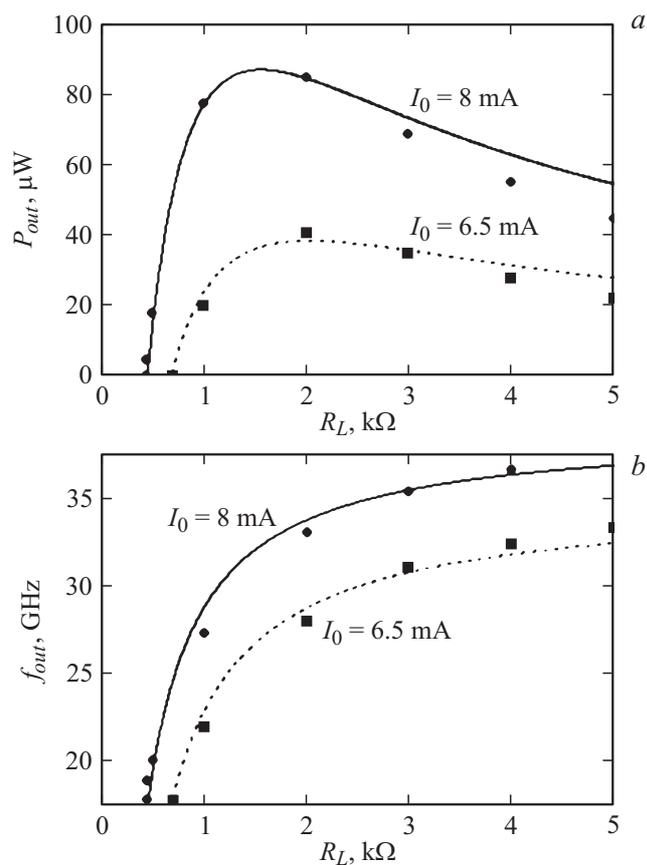


Рис. 2. Зависимости P_{out} (a) и f_{out} (b) от R_L для $I_0 = 6.5 \text{ mA}$ и $I_0 = 8 \text{ mA}$; зависимости P_{out} (c) и f_{out} (d) от I_0 для $R_L = 0.5 \text{ k}\Omega$ и $R_L = 1 \text{ k}\Omega$.

Таким образом, построены и исследованы нагрузочные характеристики СТНО как с помощью интегрирования исходной системы уравнений ЛЛГС (2), так и с помощью приближенной автоколебательной модели Славина–Тиберкевича для комплексной амплитуды спиновой волны. Полученные приближенные зависимости (5) и (7) позволяют количественно оценить мощность и частоту выходных колебаний как

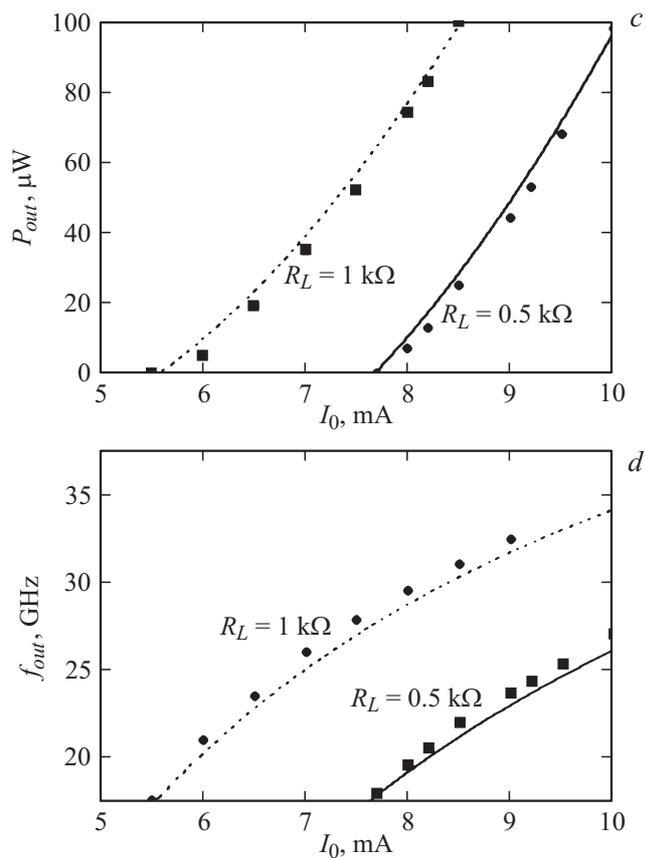


Рис. 2 (продолжение).

функции сопротивления нагрузки и тока. Выражение (9) позволяет при конструировании усилителя мощности для СТНО количественно найти сопротивление нагрузки в режиме согласования, т.е. при максимуме отдаваемой в нагрузку мощности. Развитый в данной работе подход может также применяться для определения режима согласования в спин-трансферных осцилляторах вихревого типа, не использующих внешнее магнитное поле [12,13].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-19-10036.

Список литературы

- [1] *Slonczewski J.* // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 159. P. L1.
- [2] *Berger L.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 9353–9358.
- [3] *Villard P.* et al. // IEEE J. Solid-State Circ. 2010. V. 45. N 1. P. 214–223.
- [4] *Корнеев В.И.* и др. // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 1. С. 118–128.
- [5] *Velev J.* et al. // Phil. Trans. R. Soc. A. 2011. V. 369. P. 3069–3097.
- [6] *Gajek M.* et al. // Nat. Mat. 2007. V. 6. P. 296–302.
- [7] *Grollier J.* et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 060409.
- [8] *Slavin A., Tiberkevich V.* // IEEE Trans. Magn. 2009. V. 45. N 4. P. 1875–1918.
- [9] *Safin A.* et al. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2014. V. 67. P. 20601.
- [10] *Митрофанов А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 13. С. 66–72.
- [11] *Митрофанов А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 16. С. 29–35.
- [12] *Tsunegi S.* et al. // Appl. Phys. Exp. 2014. V. 7. P. 063009.
- [13] *Dussaux A.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 022404.