ЖЭТФ, 2022, том 161, вып. 5, стр. 746–752

ЧАСТОТА СПИН-ТРАНСФЕРНОГО НАНООСЦИЛЛЯТОРА НА ОСНОВЕ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ ТУННЕЛЬНОЙ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С НЕНУЛЕВОЙ ЭЛЛИПТИЧНОСТЬЮ

Ю. Н. Шубин [a*], ***М. Х. Машаев*** [b], ***А. В. Ведяев*** [a], ***Н. В. Стрелков*** [a]

[a] *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет 119991, Москва, Россия*

[b] *Туркменский государственный университет им. Махтумкули 744000, Ашхабад, Туркменистан*

Поступила в редакцию 12 января 2022 г.,
после переработки 25 января 2022 г.
Принята к публикации 26 января 2022 г.

Свободный слой в наногетероструктуре с магнитным туннельным переходом (МТП) обычно имеет форму тонкого диска диаметром в несколько десятков нанометров и толщиной в несколько нанометров. При определенных значениях тока, протекающего через такую МТП-структуру, намагниченность свободного слоя испытывает стационарную прецессию, вызванную компенсацией диссипации энергии прецессии спин-трансферным эффектом. Важным свойством такого осциллятора является линейная зависимость частоты колебаний от приложенного напряжения. Если форма МТП-структуры приобретает эллиптичность при изготовлении, то колебания намагниченности становятся отличными от синусоидальных, и зависимость частоты от напряжения становится более сложной. В данной статье приводится приближенная формула для расчета частоты однодоменного наноосциллятора в МТП-структуре с ненулевой эллиптичностью, которая была получена с помощью ассимптотического метода решения уравнения Ландау–Лифшица с дополнительными феноменологическими транспортными слагаемыми. Также проводится сравнение полученной формулы с результатами численных расчетов, которое показывает хорошее согласование при малых отклонениях формы МТП-структуры от симметричного диска.

DOI: 10.31857/S0044451022050121
EDN: DTDDRL

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование перпендикулярно намагниченного опорного слоя в структуре с магнитным туннельным переходом (МТП) было предложено в 2003 г. [1]. Спин-трансферный эффект [2, 3] в МТП-структуре с перпендикулярно намагниченным опорным слоем (перпендикулярная МТП-структура), изображенной на рис. 1*а*, приводит к возникновению прецессии намагниченности в свободном слое в режиме «выхода из плоскости» (ИП) [4, 5]. В отличие от прецессии в режиме «в плоскости» (ВП) [6], режим ИП сопровождается большей амплитудой колебаний намагниченности и, следовательно, большей амплитудой генерируемого высокочастотного (ВЧ) сигнала (рис. 1*б*). МТП-структуры с таким эффектом получили название спин-трансферных наноосцилляторов (СТНО). Частота прецессии СТНО лежит в микроволновом диапазоне и может достигать десятков гигагерц [7]. Такие стационарные колебания осциллятора возможны благодаря компенсации диссипации энергии прецессии намагниченности спин-трансферным эффектом [8–10]. Массив из сотен подобных наноосцилляторов [11–13] можно не только использовать как генератор ВЧ-сигнала, но и применять в нейроморфных вычислениях [14, 15].

Магнитная запись с резонансной микроволновой накачкой позволяет значительно уменьшить магнитное поле записи в магнитном носителе информации, а следовательно, и увеличить плотность записи [16]. Это становится возможным, если генерировать локальное электромагнитное ВЧ-поле с помощью

* E-mail: ynshubin@gmail.com

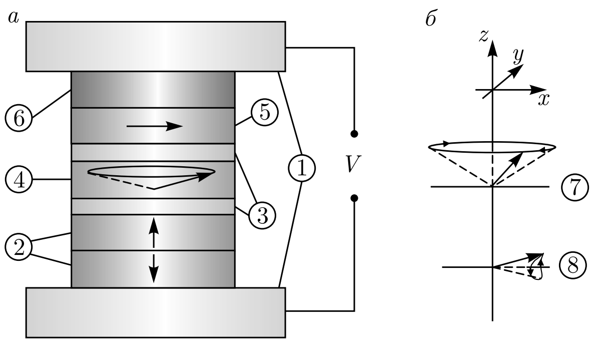

Рис. 1. *а*) Пример гетероструктуры с перпендикулярно намагниченным опорным слоем 2. 1 — проводящие электроды, 2 — синтетический антиферромагнетик, состоящий из закрепленного (↓) и опорного (↑) слоев, 3 — изолятор, 4 — свободный слой, 5 — анализатор, 6 — антиферромагнетик, V — приложенное напряжение. *б*) Режимы прецессии намагниченности свободного слоя. 7 — режим прецессии с «выходом из плоскости» (ИП), 8 — режим прецессии «в плоскости» (ВП)

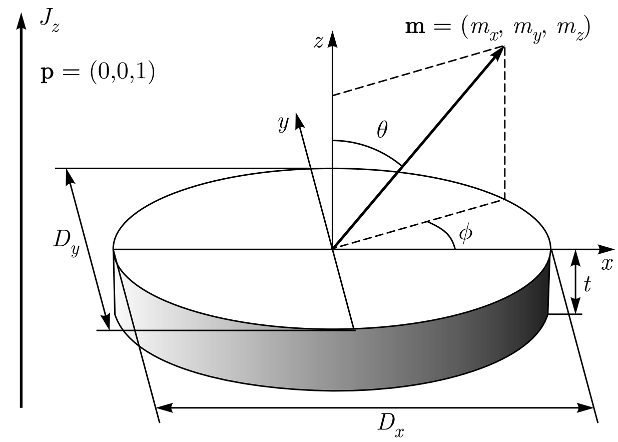

Рис. 2. Упрощенная однодоменная модель ферромагнитного свободного слоя в перпендикулярной МТП-структуре под действием спин-поляризованного тока. J_z — ток, протекающий перпендикулярно плоскости свободного слоя, $\mathbf{p}$ — единичный вектор поляризации, направленный вдоль намагниченности опорного слоя, $\mathbf{m}$ — единичный вектор, направленный вдоль намагниченности свободного слоя, t — толщина, $D_{x,y}$ — длины свободного слоя в форме эллипса в направлении соответственно x и y

СТНО, совпадающее с частотой ферромагнитного резонанса магнитных гранул, составляющих поверхность магнитного носителя. Еще одно важное свойство СТНО с перпендикулярной МТП-структурой, которое было показано ранее, состоит в том, что частота СТНО является линейной функцией от приложенного напряжения и не зависит от внешнего перпендикулярного магнитного поля [17]. Это свойство определяет устойчивость ВЧ-сигнала и возможность его модуляции по частоте с помощью простого изменения приложенного напряжения.

Единственный недостаток такой конфигурации — это невозможность детектировать магниторезистивный сигнал, так как относительный угол между намагниченностями опорного и свободного слоев не изменяется при прецессии в режиме ИП. Но эту проблему можно решить, добавив в состав гетероструктуры рядом со свободным слоем, со стороны, обратной изолятору, еще один ферромагнитный слой с фиксированной намагниченностью — анализатор [4]. Намагниченность анализатора фиксируется с помощью эффекта обменного смещения на интерфейсе ферромагнетик/антиферромагнетик (рис. 1*а*) [18].

Симметричная перпендикулярная МТП-структура уже рассматривалась ранее как численно, так и аналитически [19, 20]. В данной работе мы рассматриваем перпендикулярную МТП-структуру, которая имеет форму эллипса в плоскости слоев с осями D_x и D_y. Эллиптичность, вводимая нами как $|1 - D_x/D_y|$, может возникнуть как дефект из-за особенностей изготовления подобных наноструктур и изменяться от одной МТП-структуры к другой внутри одного массива. Представленные результаты показывают, как изменяется частота СТНО с изменением эллиптичности и как изменяется зависимость частоты от напряжения в случае ненулевой эллиптичности МТП-структуры.

2. МОДЕЛЬ

Мы рассматриваем систему, показанную на рис. 2, которая представляет собой одиночный свободный слой МТП-структуры, через который протекает ток J_z с поляризацией $\mathbf{p}$, направленной перпендикулярно плоскости слоя, вдоль оси z. В однодоменном приближении свободная энергия свободного слоя в единицах СИ записывается как

$$E = -\mu_0 M_s \mathbf{H}_{ext} \cdot \mathbf{m} + \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \sum_{i=x,y,z} N_i m_i^2, \qquad (1)$$

где $\mathbf{m}$ — единичный вектор вдоль намагниченности свободного слоя, M_s — намагниченность насыщения, $\mathbf{H}_{ext}$ — внешнее однородное магнитное поле, N_i — диагональные компоненты тензора размагничивания, μ_0 — магнитная постоянная. Динамика намагниченности свободного слоя описывается уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта с дополнительными слагаемыми:

$$\frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = -\gamma\left[\mathbf{m}\times\mu_0\mathbf{H}_{eff}\right] + \alpha\left[\mathbf{m}\times\frac{d\mathbf{m}}{d\tau}\right] - \\ - \gamma a_{\parallel}V\left[\mathbf{m}\times\left[\mathbf{m}\times\mathbf{p}\right]\right], \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение свободных электронов, α — константа затухания Гильберта, $\mathbf{p}$ — единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя (вектор поляризации), $a_{\parallel}$ — феноменологическая спин-транспортная константа, V — приложенное напряжение. Эффективное поле $\mathbf{H}_{eff}$ рассчитывается из свободной энергии (1):

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\delta E}{\delta\mathbf{m}} = \begin{pmatrix}0\\0\\H_z\end{pmatrix} - M_s\begin{pmatrix}N_x m_x\\N_y m_y\\N_z m_z\end{pmatrix}. \quad (3)$$

Принимая во внимание постоянство модуля вектора $\mathbf{m}$ ($|\mathbf{m}| = 1$) и переходя в сферические координаты, уравнение (2) с эффективным полем (3) можно преобразовать в систему двух уравнений:

$$\begin{aligned}\dot{\theta} &= -\gamma_0' M_s\Big[-\alpha\cos\theta(N_\perp + N_\parallel\cos 2\varphi) + \\ &\quad + \alpha\frac{H_z}{M_s} + N_\parallel\sin 2\varphi + \frac{a_\parallel V}{\mu_0 M_s}\Big]\sin\theta, \\ \dot{\varphi} &= \gamma_0' M_s\Big[-\cos\theta(N_\perp + N_\parallel\cos 2\varphi) + \\ &\quad + \frac{H_z}{M_s} - \alpha N_\parallel\sin 2\varphi - \alpha\frac{a_\parallel V}{\mu_0 M_s}\Big],\end{aligned} \quad (4)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned}\gamma_0' &= \frac{\gamma\mu_0}{1+\alpha^2}, \\ N_\perp &= N_z - \frac{N_x + N_y}{2}, \\ N_\parallel &= \frac{N_y - N_x}{2}.\end{aligned} \quad (5)$$

Система уравнений (4) имеет аналитическое решение в стационарном случае, когда $\dot{\theta} = \dot{\varphi} = 0$:

$$\begin{aligned}\cos\theta &= \frac{H_z}{M_s}\left[N_\perp \pm N_\parallel\sqrt{1 - \left(\frac{a_\parallel V}{\mu_0 M_s N_\parallel}\right)^2}\right]^{-1}, \\ \cos\varphi &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{a_\parallel V}{\mu_0 M_s N_\parallel}\right)^2}\right]^{1/2}.\end{aligned} \quad (6)$$

Из (6) очевидно, что стационарное решение существует тогда, когда выполняется условие

$$|V| \le V_{th} = \frac{\mu_0 M_s |N_\parallel|}{a_\parallel} = \mu_0 M_s\frac{|N_y - N_x|}{2a_\parallel}. \quad (7)$$

Физический смысл (7) заключается в том, что у свободного слоя с ненулевой эллиптичностью в основном состоянии намагниченность направлена вдоль большей оси в результате возникающей анизотропии формы. Чтобы преодолеть этот энергетический барьер и вызвать стационарную прецессию, необходимо приложить достаточное для этого напряжение V_{th}. При этом прецессия может сохраняться и при напряжениях, меньших V_{th}. В симметричном случае ($N_x = N_y$) статического решения (6) не существует и система прецессирует при любом $V > 0$.

В симметричном случае существует решение системы (4) для стационарной ИП-прецессии в случае $\dot{\theta} = 0$, полученное ранее в работе [17]. Если положить $N_\parallel = 0$ и $\dot{\theta} = 0$, то частота прецессии выразится как

$$\omega_0 = \dot{\varphi} = \gamma\frac{a_\parallel V}{\alpha}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что частота ИП-прецессии линейно зависит от приложенного напряжения и не зависит от внешнего перпендикулярного магнитного поля. Это важное свойство СТНО позволяет легко модулировать ВЧ-сигнал, изменяя приложенное напряжение, и гарантирует хорошую помехоустойчивость по отношению к внешним магнитным полям.

В несимметричном свободном слое с ненулевой эллиптичностью эти свойства не сохраняются. Мы покажем это аналитически, выполнив приближенное решение системы (4) и подтвердим этот результат, используя численное моделирование.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТНО

Для численного моделирования системы уравнений (4) были выбраны параметры, соответствующие материалу свободного слоя CoFeB толщиной $t = 3$ нм и с осями $D_x = 100$ нм, $D_y = 130$ нм. Параметр затухания Гильберта α выбран равным 0.01 [21], спонтанная намагниченность $M_s = 10^6$ А/м [22], средние размагничивающие факторы $N_{x,y,z}$ рассчитывались приближенно по формуле для параллелепипеда [23], феноменологический транспортный параметр $a_\parallel = 16$ мТл/В [24]. Приложенное напряжение V выбрано равным 0.07 В, меньше критического V_{th} (7), чтобы получить как можно большую амплитуду колебаний с минимальным выходом намагниченности из плоскости ($m_z \to 0$). Незатухающие осцилляции намагниченности возможны, если начальное условие для направления намагниченности выбрано вдоль наименьшей оси

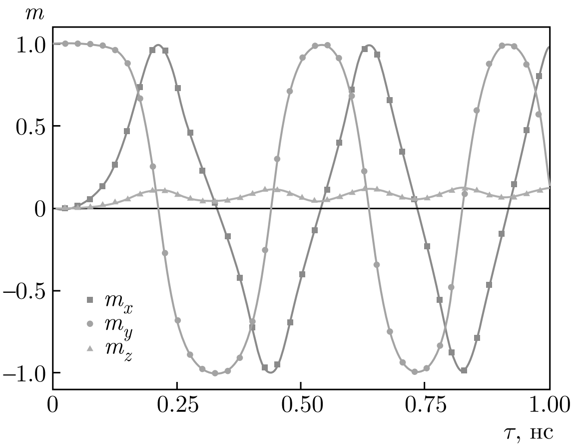

Рис. 3. Зависимости компонент вектора намагниченности $\mathbf{m}$ от времени при стационарной ИП-прецессии намагниченности свободного слоя СТНО. Параметры системы: $M_s = 10^6$ А/м, $\alpha = 0.01$, $V = 0.07$ В, $H_z = 0$ А/м, $D_x = 100$ нм, $D_y = 130$ нм, $t = 3$ нм, $a_\parallel = 16$ мТл/В

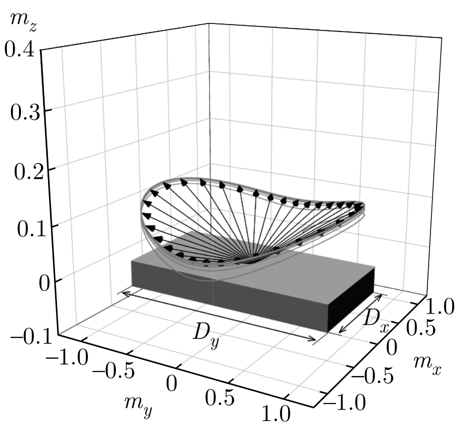

Рис. 4. Трехмерная траектория вектора намагниченности $\mathbf{m}$ при стационарной ИП-прецессии намагниченности свободного слоя СТНО. Параметры системы такие же, как и на рис. 3

эллипса x. В реальном устройстве для этого можно приложить начальный импульс напряжения, превышающий V_{th} и постепенно затухающий до значения V.

На рис. 3 изображена зависимость компонент намагниченности $\mathbf{m}$ от времени. Периодические кривые отклоняются от синусоидальной формы из-за присутствия анизотропии формы. Среднее значение z-компоненты намагниченности $\mathbf{m}$ отлично от нуля. Численный расчет ее частоты колебаний дает величину, примерно равную 6 ГГц, что в два раза выше частоты прецессии остальных компонент (≈ 3 ГГц). На рис. 4 изображена траектория намагниченности, построенная по точкам (m_x, m_y, m_z), взятым через регулярные временные интервалы. Форма этой траектории была предсказана ранее [20].

4. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ СТНО

Наличие ненулевой эллиптичности приводит к ненулевому значению $N_\parallel$. Это затрудняет поиск аналитического решения для системы уравнений (4). Если допустить, что $N_\parallel$ мало по сравнению с $N_\perp$, то колебания z-компоненты намагниченности $m_z = \cos\theta$ (рис. 3) при ИП-прецессии будут также малы. Для приближенного решения системы уравнений (4) воспользуемся асимптотическим методом прямого разложения и представим решение при $\tau \to \infty$ в виде ряда по степеням $N_\parallel$:

$$\begin{aligned} \theta(\tau) &= \theta_0(\tau) + N_\parallel\theta_1(\tau) + N_\parallel^2\theta_2(\tau) + \ldots, \\ \varphi(\tau) &= \varphi_0(\tau) + N_\parallel\varphi_1(\tau) + N_\parallel^2\varphi_2(\tau) + \ldots \end{aligned} \tag{9}$$

Перепишем систему уравнений (4) в более удобном виде:

$$\begin{aligned} \dot\theta = \big(&\alpha\omega_M\cos\theta(N_\perp + N_\parallel\cos 2\varphi) - \alpha\omega_H - \\ &- N_\parallel\omega_M\sin 2\varphi - \omega_J\big)\sin\theta, \\ \dot\varphi = -&\omega_M\cos\theta(N_\perp + N_\parallel\cos 2\varphi) + \omega_H - \\ &- \alpha N_\parallel\omega_M\sin 2\varphi - \alpha\omega_J, \end{aligned} \tag{10}$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \omega_M &= \gamma_0' M_s, \\ \omega_J &= \gamma_0'\frac{a_\parallel V}{\mu_0}, \\ \omega_H &= \gamma_0' H_z. \end{aligned} \tag{11}$$

Подставим ряды (9) до второго порядка включительно в систему уравнений (10) и результат разложим в ряд Тейлора по степеням $N_\parallel$. Затем выделим члены при одинаковых степенях $N_\parallel$ и получим связанные системы уравнений, которые можно решать последовательно. Для нулевого порядка получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot\theta_0 &= (\alpha N_\perp\omega_M\cos\theta_0 - \alpha\omega_H - \omega_J)\sin\theta_0, \\ \dot\varphi_0 &= \omega_H - \alpha\omega_J - N_\perp\omega_M\cos\theta_0. \end{aligned} \tag{12}$$

Поскольку решение должно быть незатухающим, из (12) следует, что средний угол стационарной ИП-прецессии θ_0 — это константа, значение которой определяется выражением

$$\cos\theta_0 = \frac{\alpha\omega_H + \omega_J}{\alpha N_\perp\omega_M} = \xi_0. \tag{13}$$

Выражение (13) определяет также среднюю проекцию намагниченности на ось z: $\langle m_z \rangle = \cos\theta_0$, которое в дальнейшем мы обозначим как ξ_0. Подстановка (13) во второе уравнение системы (12) дает выражение для основной частоты ИП-прецессии ω_0, совпадающее с (8), и определяет решение в нулевом приближении: $\varphi_0 = \omega_0 \tau$.

В первом порядке разложения система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \dot\theta_1 &= \omega_M (\alpha\xi_0 \cos 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0)\sqrt{1-\xi_0^2} - \\ &\quad - \omega_M \alpha N_\perp (1-\xi_0^2)\theta_1, \\ \dot\varphi_1 &= \omega_M \left(-\xi_0 \cos 2\varphi_0 - \alpha \sin 2\varphi_0\right) + \\ &\quad + \omega_M N_\perp \theta_1 \sqrt{1-\xi_0^2}. \end{aligned} \tag{14}$$

Из решения первого уравнения (14) можно выделить незатухающую часть, которая осциллирует с частотой $2\omega_0$:

$$\begin{aligned} \theta_1 = \Big[&\big(2\omega_0 + \alpha^2 \omega_M N_\perp \xi_0 (1-\xi_0^2)\big)\cos 2\omega_0 \tau + \\ &+ \alpha\big(2\xi_0\omega_0 - \omega_M N_\perp \xi_0 (1-\xi_0^2)\big)\sin 2\omega_0\tau \Big] \times \\ &\times \frac{\omega_M \sqrt{1-\xi_0^2}}{(2\omega_0)^2 + (\omega_M \alpha N_\perp)^2 (1-\xi_0^2)^2}. \end{aligned} \tag{15}$$

Выражение (15) позволяет найти амплитуду осцилляций z-компоненты вектора намагниченности. Для этого выполним разложение $\cos\theta$ в ряд Тейлора с точностью до первого порядка по $N_\parallel$, учитывая определение (13):

$$m_z \approx \cos(\theta_0 + N_\parallel \theta_1) \approx \xi_0 - N_\parallel \theta_1 \sqrt{1-\xi_0^2}. \tag{16}$$

Выполнив подстановку θ_1 из (15) в (16), найдем производную m_z по времени и приравняем ее нулю, чтобы найти время с максимальным и минимальным значением:

$$\tau_n = \frac{1}{2\omega_0}\left[\operatorname{arctg} \alpha \frac{\omega_M N_\perp - \xi_0 (2\omega_0 + \omega_M N_\perp \xi_0)}{2\omega_0 + \alpha^2 \omega_M N_\perp \xi_0 (1-\xi_0^2)} + 2\pi n\right], \quad n \in \mathbb{Z}. \tag{17}$$

Затем, подставив (17) в (15) и умножив результат на $N_\parallel \sqrt{1-\xi_0^2}$, получим амплитуду колебаний m_z. При малом параметре затухания, $\alpha \sim 10^{-2}$–10^{-3}, можно оставить только слагаемые, линейные по α, тогда выражение для амплитуды m_z сильно упрощается:

$$N_\parallel \theta_1 \sqrt{1-\xi_0^2} \approx \frac{N_\parallel \omega_M}{2\omega_0}\left(1-\xi_0^2\right)^{3/2} \approx \approx \frac{N_\parallel \omega_M}{2\omega_0} = \alpha N_\parallel \frac{\mu_0 M_s}{2 a_\parallel V}. \tag{18}$$

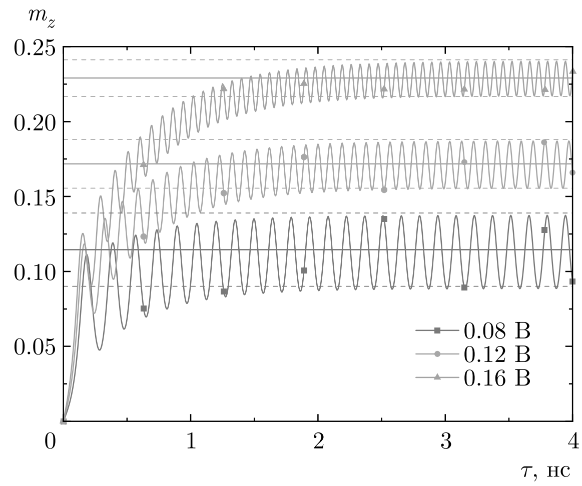

Рис. 5. Колебания z-компоненты намагниченности m_z при разных значениях приложенного напряжения $V = 0.08$, 0.12 и 0.16 В. Прямыми сплошными линиями обозначены средние значения, рассчитанные из формулы (13), штриховыми линиями — амплитуды, рассчитанные из формулы (18). Параметры системы такие же, как на рис. 3

В (18) мы дополнительно учли, что угол ИП-прецессии слабо отклоняется от $\pi/2$, т. е. $\xi_0^2 \ll 1$. Таким образом, z-компонента намагниченности совершает колебания с частотой $2\omega_0$ относительно среднего значения (13) с амплитудой (18). Как видно из рис. 5, справедливость полученных выражений подтверждается результатами численных расчетов.

Решение второго уравнения из (14) для φ_1 дает только затухающие и периодические слагаемые, которые при усреднении обращаются в нуль. Следовательно, в первом приближении по $N_\parallel$ изменения частоты колебаний СТНО с ростом эллиптичности нет.

Во втором порядке разложения система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \dot\theta_2 &= \omega_M \xi_0 \theta_1 \left(\alpha\xi_0 \cos 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0\right) - \\ &\quad - \omega_M \sqrt{1-\xi_0^2}\Big[\alpha\theta_1 \sqrt{1-\xi_0^2}\cos 2\varphi_0 + \\ &\quad + \frac{3}{2}\alpha N_\perp \xi_0 \theta_1^2 + \alpha N_\perp \theta_2 \sqrt{1-\xi_0^2} + \\ &\quad + 2\varphi_1 \left(\cos 2\varphi_0 + \alpha\xi_0 \sin 2\varphi_0\right)\Big], \\ \dot\varphi_2 &= \omega_M \Big(\theta_1 \cos 2\varphi_0 \sqrt{1-\xi_0^2} + \frac{1}{2} N_\perp \xi_0 \theta_1^2 + \\ &\quad + N_\perp \theta_2 \sqrt{1-\xi_0^2} - 2\varphi_1 \left(\alpha \cos 2\varphi_0 - \xi_0 \sin 2\varphi_0\right)\Big). \end{aligned} \tag{19}$$

Из-за громоздкости выражений мы не представляем результат решения системы уравнений (19), а лишь

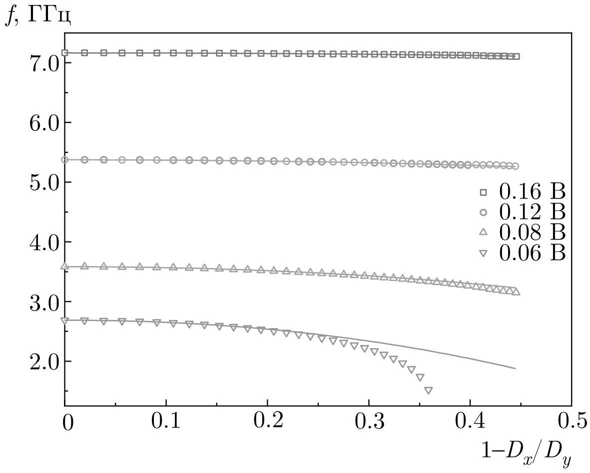

Рис. 6. Зависимости частоты колебаний СТНО от эллиптичности свободного слоя для нескольких приложенных напряжений $V = 0.06$, 0.08, 0.12 и 0.16 В. Символами обозначены точки, рассчитанные численным методом, сплошными линиями — зависимости, рассчитанные из формулы (21). Длина оси D_y изменялась от 100 нм до 180 нм. Остальные параметры системы такие же, как на рис. 3

приводим выражение для поправки второго порядка по $N_\parallel$ к частоте ω_0:

$$\dot\varphi_2 = -\frac{\omega_M^2}{\omega_0}\left[1 - \frac{\xi_0}{2}\,\frac{N_\perp\omega_M}{2\omega_0} + \frac{1}{2}\left(\frac{N_\perp\omega_M}{2\omega_0}\right)^2\right] + \\ + \mathcal{G}(\cos 4\omega_0\tau, \sin 4\omega_0\tau). \quad (20)$$

Поскольку нам необходимо найти такую поправку, которая не обращается в нуль при усреднении по времени, в (20) мы можем отбросить периодическую часть $\mathcal{G}$, среднее значение которой равно нулю. Также мы сохраняем только линейные по α и ξ_0 слагаемые. Тогда частота ИП-прецессии свободного слоя СТНО с точностью до второго порядка разложения по $N_\parallel$ имеет вид

$$2\pi f \approx \omega_0 - N_\parallel^2\frac{\omega_M^2}{\omega_0}\times \\ \times\left[1 - \frac{\xi_0}{2}\frac{N_\perp\omega_M}{2\omega_0} + \frac{1}{2}\left(\frac{N_\perp\omega_M}{2\omega_0}\right)^2\right]. \quad (21)$$

На рис. 6 представлено сравнение результатов численных расчетов с результатами, полученными по формуле (21). При небольшой эллиптичности $|1 - D_x/D_y| \ll 1$ аналитическое выражение дает результат, совпадающий с численным расчетом. С ростом эллиптичности аналитическое выражение начинает завышать значение частоты, так как в этом случае необходим учет членов более высокого порядка разложения по $N_\parallel$ в (9).

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Асимптотический метод решения уравнения Ландау – Лифшица для СТНО в однодоменном приближении показывает хорошее качественное и количественное согласие с результатами численных расчетов. Основные выводы, которые следуют из этого решения, следующие. С появлением эллиптичности намагниченность свободного слоя СТНО в режиме ИП-прецессии начинает совершать колебания вдоль оси z с частотой $2\omega_0$ (8), амплитудой (18), около среднего значения (13). Чем ниже приложенное напряжение V, тем больше амплитуда этих колебаний для данной эллиптичности (рис. 5) и сильнее отклонение основной частоты СТНО от значения ω_0 (рис. 6). Максимум z-компоненты $\mathbf{m}$ достигается в момент, когда проекция намагниченности на плоскость свободного слоя ориентирована вдоль большей оси эллипса, и минимум, — когда вдоль меньшей (рис. 4). Частота ИП-прецессии свободного слоя уменьшается с ростом эллиптичности (21), но это изменение имеет второй порядок малости по разности размагничивающих факторов $N_\parallel \sim |N_y - N_x|$. Также эта частота начинает слабо зависеть от внешнего магнитного поля H_z с малым коэффициентом $\alpha N_\parallel^2$. Из анализа результатов можно сделать оценку, что наличие ненулевой эллиптичности МТП-структуры до 20 % не изменит частоту ИП-прецессии СТНО более чем на 0.1 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Redon, B. Dieny, and B. Rodmacq, US Patent 6.532.164 (2003).
2. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
3. L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
4. D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J. P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M. C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny, Nat. Mater. **6**, 447 (2007).
5. A. Vaysset, C. Papusoi, L. D. Buda-Prejbeanu, S. Bandiera, M. Marins de Castro, Y. Dahmane, J.-C. Toussaint, U. Ebels, S. Auffret, R. Sousa, L. Vila, and B. Dieny, Appl. Phys. Lett. **98**, 242511 (2011).

6. S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, Nature **425**, 380 (2003).

7. W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva, Phys. Rev. Lett. **92**, 027201 (2004).

8. M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998).

9. A. V Nazarov, H. M. Olson, H. Cho, K. Nikolaev, Z. Gao, S. Stokes, and B. B. Pant, Appl. Phys. Lett. **88**, 162504 (2006).

10. D. Houssameddine, S. H. Florez, J. A. Katine, J.-P. Michel, U. Ebels, D. Mauri, O. Ozatay, B. Delaet, B. Viala, L. Folks, B. D. Terris, and M.-C. Cyrille, Appl. Phys. Lett. **93**, 22505 (2008).

11. A. N. Slavin and V. S. Tiberkevich, Phys. Rev. B **74**, 104401 (2006).

12. S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek, and J. A. Katine, Nature **437**, 389 (2005).

13. H.-H. Chen, C.-M. Lee, Z. Zhang, Y. Liu, J.-C. Wu, L. Horng, and C.-R. Chang, Phys. Rev. B **93**, 224410 (2016).

14. J. Torrejon, M. Riou, F. A. Araujo, S. Tsunegi, G. Khalsa, D. Querlioz, P. Bortolotti, V. Cros, K. Yakushiji, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, M. D. Stiles, and J. Grollier, Nature **547**, 428 (2017).

15. T. Kanao, H. Suto, K. Mizushima, H. Goto, T. Tanamoto, and T. Nagasawa, Phys. Rev. Appl. **12**, 024052 (2019).

16. J. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang, IEEE Trans. Magn. **44**, 125 (2008).

17. K. J. Lee, O. Redon, and B. Dieny, Appl. Phys. Lett. **86**, 022505 (2005).

18. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).

19. A. D. Kent, B. Özyilmaz, and E. Del Barco, Appl. Phys. Lett. **84**, 3897 (2004).

20. B. Lacoste, L. D. Buda-Prejbeanu, U. Ebels, and B. Dieny, Phys. Rev. B **88**, 054425 (2013).

21. T. Devolder, J. Kim, J. Swerts, S. Couet, S. Rao, W. Kim, S. Mertens, G. Kar, and V. Nikitin, IEEE Trans. Magn. **54**, 1 (2018).

22. H. Sato, P. Chureemart, F. Matsukura, R. W. Chantrell, H. Ohno, and R. F. L. Evans, Phys. Rev. B **98**, 214428 (2018).

23. A. Aharoni, J. Appl. Phys. **83**, 3432 (1998).

24. N. Strelkov, A. Timopheev, R. C. Sousa, M. Chshiev, L. D. Buda-Prejbeanu, and B. Dieny, Phys. Rev. B **95**, 184409 (2017).