

01,05

Моделирование двухвихревых спин-трансферных наноосцилляторов с максимальной рабочей частотой

© Е.Г. Екомасов¹, Д.Ф. Нерадовский², Г.И. Антонов¹, В.В. Филиппова³

¹ Уфимский университет науки и технологий,
Уфа, Россия

² Тюменский государственный университет,
Тюмень, Россия

³ Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН,
Уфа, Россия

E-mail: georgij.antonow@yandex.ru

Поступила в Редакцию 24 декабря 2023 г.

В окончательной редакции 5 февраля 2024 г.

Принята к публикации 5 февраля 2024 г.

Исследуется влияние спин-поляризованного тока и толщины магнитных слоев на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах малого диаметра. Наноосциллятор имеет два магнитных слоя из пермаллоя (содержащие магнитные вихри), разделенные немагнитной прослойкой меди. С помощью аналитических и численных методов изучена нелинейная динамика двух магнитостатически связанных магнитных вихрей под действием спин-поляризованного электрического тока. Численный расчет динамики магнитостатически связанных вихрей проводился с использованием пакета программ для микромагнитного моделирования SpinPM. Найдены условия для получения в таких системах максимальной частоты и увеличения диапазона токов, при котором наблюдается стационарный режим связанных колебаний вихрей. Для случая двух одинаковых магнитных слоев показана возможность появления новых сценариев связанной динамики вихрей.

Ключевые слова: магнитный вихрь, спин-трансферный наноосциллятор, наноцилиндры.

DOI: 10.61011/FTT.2024.03.57472.274

1. Введение

Спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО), часто представляют собой трехслойные магнитные наноцилиндры [1–3]. Вихревые СТНО характеризуются тем, что их магнитные слои (один или оба) содержат магнитный вихрь, динамика которого и обеспечивает микроволновую радиацию. Отметим, что практический интерес к таким структурам не ограничивается СТНО генераторами СВЧ. Есть также разработки вихревой многобитовой оперативной памяти, где информация хранится в форме топологических состояний вихря [4,5]. Также вихревые спинтронные структуры и их ансамбли активно исследуют в контексте нейроморфных устройств, реализующих резервуарные вычисления [6].

В пермалловых нанодисках определенных размеров магнитный вихрь может быть реализован как основное состояние [7,8]. Магнитная структура вихря, находящегося в центре диска в условиях равновесия качественно выглядит следующим образом: поле намагниченности лежит в плоскости и закручивается вокруг центра вихря. В малой окрестности центра диска намагниченность выходит из плоскости и ориентируется перпендикулярно ей. Эта центральная часть, называется ядром или кором вихря и имеет диаметр порядка 10 nm. Микромагнитную структуру вихря и вихревого ядра неоднократно наблюдали экспериментально [9–10]. Также

экспериментально была сделана прямая визуализация с помощью рентгеновской фотоэмиссионной электронной микроскопии динамики магнитных вихрей, заключенных в круглые диски микронного размера из пермаллоя толщиной 30 nm [11].

Хорошо исследована динамика вихря в одновихревом СТНО. Показано, что с помощью спин-поляризованного тока можно управлять динамикой и структурой вихрей [12–13]). Спин-поляризованный ток может вызвать осцилляции намагниченности. Гиротропная мода соответствует круговому трансляционному движению вихря в диске вокруг его центра. Показано, что для описания гиротропного движения вихря можно использовать уравнения Тилиа. Метод построения уравнений на основе метода коллективных переменных для гиротропной динамики вихрей в нанодиске приведен, например, в [14–16]. При выводе таких уравнений был использован предложенный в [17] аналитический анзац, описывающий минимизирующую магнитостатическую энергию, структуру статического магнитного вихря. Было получено, что частота осцилляций вихревого ядра вокруг геометрического центра нанодиска имеет линейную зависимость от соотношения геометрических размеров диска. Было дано теоретическое описание динамики вихрей под действием спинового тока, описана зависимость частоты одновихревого СТНО от плотности спин-поляризованного тока.

Менее изучена динамика магнитостатически связанных магнитных вихрей в двухвихревых СТНО (см. например, [1,18–25]). Свойства такой системы в значительной степени зависят от взаимной ориентации намагниченности в вихревых корах. В такой системе связанных вихрей увеличивается число возможных состояний, определяемых параметрами полярности и киральности вихрей, которое можно использовать для прикладных целей, например, при создании магнитной памяти. В экспериментальных работах [19–23] в трехслойном СТНО, содержащем вихри в каждом из двух магнитных слоев, с помощью спин-поляризованного тока и магнитного поля продемонстрирована возможность независимого управления и отбора нужных вихревых киральностей и полярностей. Связанная динамика вихрей позволяет существенно уменьшить ширину спектра даже при нулевом поле, что демонстрирует высокий потенциал в использовании связанной динамики вихрей для повышения качества спинтронных генераторов СВЧ-сигнала. Для теоретического описания динамики связанных вихрей в работе [18] использованы эффективные уравнения Тиля и найдена гиротропная частота стационарных связанных осцилляций. Стационарная вихревая динамика теперь имеет два решения. Одно из них больше частоты, полученной для случая одного вихря, а второе меньше. Заметим, что полученные решения качественно описывают известные экспериментальные результаты. Численное моделирование динамики связанных вихрей в работах [26–30] для кругового вихревого СТНО с пермалловыми магнитными слоями, исследованного ранее экспериментально, позволило разобраться в деталях связанной динамики вихрей, которые невозможно экспериментально определить. Рассмотрены случаи разных диаметров нанодисков — 120, 200 и 400 nm, причем вихри имели в начальный момент времени одинаковые полярности и киральности, разных толщин толстого магнитного слоя — 15 nm и тонкого 4 nm. В данной работе проведен анализ влияния толщины магнитных слоев на стационарную динамику вихрей с целью определения структуры трехслойного СТНО обладающего максимально возможной частотой стационарных колебаний вихрей.

2. Основные уравнения и результаты аналитических расчетов

Рассмотрим трехслойный наноцилиндр два слоя которого толщиной L_1 и L_2 из пермаллоя магнитные, а третий, лежащий между ними, толщиной d немагнитный (рис. 1).

Состав пермаллоя — $Ni_{80}Fe_{20}$, его краткое обозначение Py. Пусть в каждом из магнитных слоев существует магнитный вихрь, как основное состояние. Для приближенного аналитического исследования стационарной динамики таких вихрей одинаковой киральности можно использовать эффективные уравнения для векторов $\mathbf{r}_1(t)$

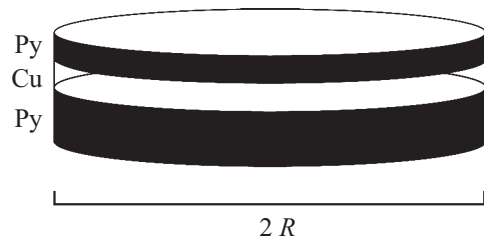


Рис. 1. Схематическое изображение трехслойной наностолбчатой структуры.

и $\mathbf{r}_2(t)$, определяющих положения центров вихрей [18]:

$$\mathbf{G}_i \times \mathbf{r}_i - \frac{\partial W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\partial \mathbf{r}_i} = 0, \quad (1)$$

где $\mathbf{G}_i = -G_i \mathbf{e}_z$, $G_i = 2\pi L_i \frac{M_{iS}}{\gamma}$, M_{iS} — намагниченность насыщения i -го вихря, γ -гиромангнитное отношение, L_i -толщина i -го магнитного слоя, $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — потенциальная энергия системы двух связанных вихрей, имеющая вид

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{2} k_1 r_1^2 + \frac{1}{2} k_2 r_2^2 + \mu \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2, \quad (2)$$

здесь K_i — коэффициент квазиупругости i -го вихря, μ — коэффициент, описывающий магнитостатическую связь вихрей. Будем полагать, что решение уравнений (1) в установившемся режиме имеют вид гармонических колебаний

$$\mathbf{r}_j(t) = \mathbf{r}_{0j} \cdot \exp(i\omega t), \quad j = 1, 2. \quad (3)$$

Учитывая (2) и (3) из (1) получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} G\omega \mathbf{r}_1 - k_1 \mathbf{r}_1 - \mu \mathbf{r}_2 &= 0, \\ \gamma p G\omega \mathbf{r}_2 - k_2 \mathbf{r}_2 - \mu \mathbf{r}_1 &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $G_1 = G$, $G_2 = \gamma p G$.

Корни характеристического уравнения системы (4) имеют вид

$$\begin{aligned} \omega_{1,2} &= \frac{k_1}{G_1} \left(1 - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{k_2}{k_1 \gamma p} \right) \right. \\ &\quad \left. \mp \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{k_2}{k_1 \gamma p} \right)^2 + \frac{4\mu^2}{\gamma p k_1^2}} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Выражения для собственных частот колебаний системы двух связанных вихрей можно написать в следующем виде:

$$\frac{\omega_{1,2}}{\omega_{01}} = 1 + \beta_{1,2}(\chi), \quad (6)$$

где

$$\beta_{1,2}(\chi) = \frac{1}{2} \left[- \left(1 - \frac{k_{21}}{G_{21}} \right) \mp \sqrt{\left(1 - \frac{k_{21}}{G_{21}} \right)^2 + \frac{4\chi^2}{G_{21}}} \right]. \quad (7)$$

В формуле (7) индекс „1“ соответствует выбору знака минус перед корнем, индекс „2“ — знаку плюс.

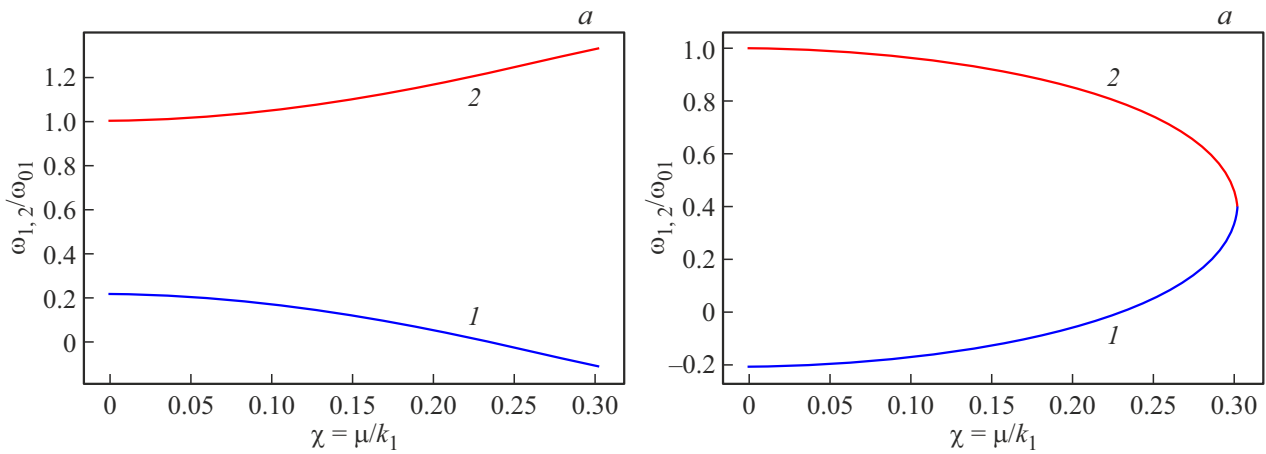


Рис. 2. Зависимость нормированных частот $\omega_{1,2}/\omega_{01}$ от безразмерного параметра χ , *a* — случай одинаковой полярности вихрей, *b* — случай различной полярности вихрей.

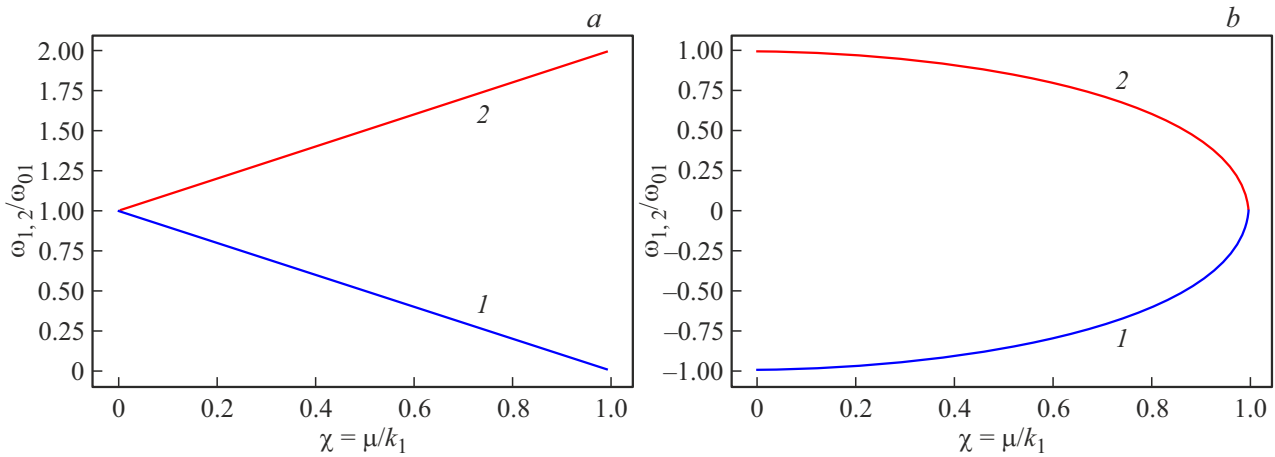


Рис. 3. Зависимость нормированных частот $\omega_{1,2}/\omega_{01}$ от безразмерного параметра χ для двух одинаковых слоев, *a* — случай одинаковой полярности вихрей, *b* — случай различной полярности вихрей

Проведем анализ полученных решений для ответа на вопрос — какой из возможных видов трехслойного наноцилиндра обладает максимальной частотой колебаний вихрей. Для случая параллельных по полярности вихрей $p = +1$, $G_{21} > 0$, подкоренное выражение в (7) больше нуля. Это значит, что в линейном приближении собственные частоты колебаний системы связанных вихрей с одинаковой полярностью, существуют при любом значении параметра μ/k_1 . Для случая антипараллельных по полярности вихрей $p = -|p| = -1$. Определим, при каких значениях параметра $\mu/k_1 = \chi$ подкоренное выражение обращается в нуль. С учетом выбора знака $p = -|p|$, напомним уравнение

$$-\frac{4\chi^2}{\gamma|p|} + \left(1 + \frac{k_{21}}{\gamma|p|}\right)^2 = 0. \quad (8)$$

Так как по смыслу $\mu/k_1 = \chi > 0$, то получим положительный корень уравнения

$$\chi_k = \frac{1}{2}\sqrt{\gamma|p|}\left(1 + \frac{k_{21}}{\gamma|p|}\right).$$

Таким образом при различной полярности вихрей собственные частоты их колебаний существуют при условии

$$0 \leq \chi \leq \frac{1}{2}\sqrt{\gamma|p|}\left(1 + \frac{k_{21}}{\gamma|p|}\right). \quad (9)$$

Предельное значение частоты в этом случае получается таким

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_{01} \frac{1}{2}\left(1 - \frac{k_{21}}{\gamma|p|}\right). \quad (10)$$

Для рассмотренной ранее в экспериментальной работе [21] трехслойной структуры с пермалоевыми магнитными нанодисками диаметром 120 и толщиной 15 и 4 nm, немагнитным слоем 10 nm значения наших параметров будут равны: $\gamma = 0.25$; $k_2/k_1 = k_{21} = 1/19$. Ниже на рис. 2 приведены графики зависимостей нормированных частот — $\omega_{1,2}/\omega_{01}$ от величины χ для случаев параллельной и антипараллельной полярностей вихрей в магнитных слоях разной толщины. На рис. 3 представлен результат такого же расчета, но только для двух одинаковых слоев. В этом случае $k_2/k_1 = k_{21} = 1$,

$G_2/G_1 = G_{21} = 1$. Из рисунков видно, что существенное увеличение частоты стационарных колебаний вихрей можно получить для случая параллельных по полярности вихрей. Причем случай одинаковых магнитных слоев большей толщины будет давать большую частоту колебаний. Собственная частота стационарных колебаний одиночного вихря в нанодиске, пропорциональна его толщине [7]. Поэтому случай одинаковых магнитных слоев большей толщины будет давать большую частоту колебаний.

Для случая одинаковых магнитных слоев в [17] были предложены формулы для вычисления феноменологических параметров k, μ . Вычислим эти параметры для случая диаметра магнитного диска 120 nm, толщины 15 nm. Введем следующие безразмерные параметры: $\beta = L/R, d_s = d/R$, где R — радиус диска, d — толщина немагнитной прослойки. Параметр магнитостатического взаимодействия μ вычисляется по формуле [17]:

$$\mu = 8\pi^2 M_s^2 R F(\beta, d_s) C_1 C_2, \quad (11)$$

где C_1, C_2 — параметры киральности соответствующих вихрей.

Далее полагаем значения киральности $C_1 = C_2 = 1$. Отметим, что в рамках рассмотренной выше линейной модели собственные частоты вихрей вообще не зависят от киральности, так как согласно (5) коэффициент μ , входит в формулу для частоты во второй степени. Функция $F(\beta, d_s)$ в (10) определяется следующим образом [17]:

$$F(\beta, d_s) = \int_0^{\infty} t^{-2} e^{-d_s t} (1 - e^{-\beta t})^2 I^2(t) dt. \quad (12)$$

Функция $I(t)$ вычисляется через функцию Бесселя первого порядка по формуле

$$I(t) = \int_0^1 x J_1(tx) dx, \quad (13)$$

Коэффициент квазиупругости k рассчитывается по формуле [17]:

$$k = 4\pi M_s^2 L \left(4\pi F_0(\beta) - 0.5 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \right), \quad (14)$$

где

$$F_0(\beta) = \int_0^{\infty} t^{-1} \left(1 - \frac{1 - e^{-\beta t}}{\beta t} \right) I^2(t) dt,$$

а $I(t)$ вычисляется по формуле (13), $R_0 = \sqrt{\frac{2A}{M_s}}$ — „обменная“ длина, A — константа обменного взаимодействия. Составим искомое отношение μ/k , используя формулы (11) и (14)

$$\frac{\mu}{k} = \frac{2\pi}{\beta} \frac{F(\beta, d_s)}{4\pi F_0(\beta) - 0.5(R_0/R)^2}. \quad (15)$$

Для численной оценки этого отношения учтем, что толщина магнитного слоя $L = 15$ nm, толщина немагнитной прослойки $d = 10$ nm, радиус цилиндра $R = 60$ nm. Для пермаллоя намагниченность насыщения $M_s = 700$ erg/(G · cm³), обменная константа $A = 1.2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm. Вычисляя соответствующие интегралы в (15) получим, что величина $\mu/k \approx 0.656$.

3. Результаты численного счета

Численные расчеты нелинейной динамики намагниченности проведены на основе обобщенного уравнения Ландау–Лифшица (ОУЛЛ). Оно содержит дополнительный вращательный момент $T_{s.t.}$, ответственный за взаимодействие спин поляризованного тока с намагниченностью, и имеет следующий вид [12]:

$$\dot{\mathbf{M}} = -[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] + T_{s.t.}, \quad (16)$$

где \mathbf{M} — вектор намагниченности, M_s — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания Гильберта, эффективное поле \mathbf{H}_{eff} представляет собой сумму внешнего магнитного поля, полей магнитостатического и обменного взаимодействия. Вращающий момент следуя [12] можно записать в виде

$$T_{s.t.} = \frac{\gamma a_j}{M_s} \times \mathbf{M} [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}] + \gamma b_j \mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}, \quad (17)$$

$$a_j = \frac{\hbar}{2|e|} \frac{1}{d} P \frac{1}{M_s} J_e, \quad b_j = \beta a_j, \quad \beta \approx 0.05 - 0.2.$$

Здесь \hbar — постоянная Планка, e — заряд электрона, d — толщина слоя, J_e — плотность тока, P — поляризация тока, \mathbf{m}_{ref} — единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя.

Ранее была численно и экспериментально [19,21,26,30] исследована связанная динамика вихрей в трехслойных нанопиллярах с разными по толщине пермаллоевыми магнитными слоями 15 и 4 nm, диаметра 120 nm. Однако, аналитические результаты, полученные выше, показывают, что частота стационарных колебаний СТНО с одинаковыми по толщине и диаметру магнитными нанодисками должна быть выше. Поэтому рассмотрим два одинаковых пермаллоевых магнитных слоя толщиной 15 nm. Движение связанных магнитных вихрей в наностолбике индуцируется спин-поляризованным током, перпендикулярным плоскости поверхности диска. Магнитные параметры для нанодиска толщиной 15 nm [21]: $M_s = 700$ erg/G · cm³, обменная жесткость $A = 1.2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm. Постоянная затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, гиромагнитное отношение $\gamma = 2.0023 \cdot 10^7$ (Oe · s)⁻¹, поляризация тока — $P = 0.1$. Предполагалось, что ток через поперечное сечение столба является однородным. В начальный момент времени киральности обоих вихрей были равны и соответствуют направлению поля Эрстеда,

индуцированного током. Направления полярностей вихрей были одинаковыми и направлены вверх.

Следует отметить, что моделировалась динамика намагничивания обоих магнитных слоев; следовательно, m_{ref} неоднородно в пространстве, зависит от времени и определяется путем численного решения уравнения ОУЛП во всей системе. Микромагнитное моделирование было выполнено путем численного интегрирования уравнения (1) с использованием микромагнитного кода SpinPM, основанного на методе Рунге–Кутты четвертого порядка с адаптивным временным управлением для интегрирования по времени. Динамика двух вихрей рассматривалась наравне, то есть нижний слой действует как спиновый поляризатор для верхнего и наоборот, оба вихря движутся, и рассматривается полномасштабное магнитостатическое взаимодействие между слоями. Этот пакет и метод уже показали ранее свою эффективность при численном исследовании динамики связанных магнитных вихрей (см., например, [21,28,31,32]).

За траекторию вихря примем траекторию координаты центра вихря. Центром вихря является точка, в которой компонента намагниченности, перпендикулярная плоскости наностолбика, имеет максимальное значение. На рис. 4 приведены траектории движения вихря в верхнем и нижнем магнитном слое при токе 28.27 мА. Здесь цифрами обозначены следующие моменты времени: *a*) точки 1 — 0 ns, 2 — 10 ns, *b*) точки 2 — 25 ns, 3 — 50 ns, *c*) точки 3 — 42 ns, 4 — 45 ns, *d*) точки 4 — 80 ns, 5 — 100 ns. При включении тока, как видно из рисунков, они начинают двигаться с ускорением. Вначале выхода системы связанных вихрей на стационарный режим колебаний видно, что траектория имеет вид сдвигающегося сглаженного треугольника. В период времени от 42 до 45 ns, оба вихря движутся по сдвигающейся эллиптической орбите. При этом отставание второго вихря от первого не компенсируется, он продолжает отставать от первого на 1/3 оборота. Вид траектории при временах 80–100 ns показывает, что характер движения вихря уже практически не меняется. В итоге видно, что на графике сдвигающаяся эллиптическая траектория имеет вид кольца. Ввиду этого появляется проблема нахождения частоты колебаний вихрей. Поэтому, нахождение эффективной частоты колебаний было проведено двумя методами: обычных метод (подсчет частоты из периода колебаний полученного из графика зависимости средней величины x -компоненты намагниченности от времени — $\langle M_x(t) \rangle$) и методом Фурье анализа. Сравнение частот, полученных двумя разными методами показало, что оба метода дают примерно одинаковые результаты. Их разница находится в пределах 0.01–0.03 GHz, что составляет порядка 1–3% от всей величины. Время выхода динамики вихрей на стационарный режим колебаний составляет порядка 40 ns и практически не меняется с увеличением величины тока (см. рис. 5). Зависимость частоты стационарного режима связанных колебаний вихрей от величины спин-поляризованного тока представлена на рис. 6. Частота практически линейно зависит

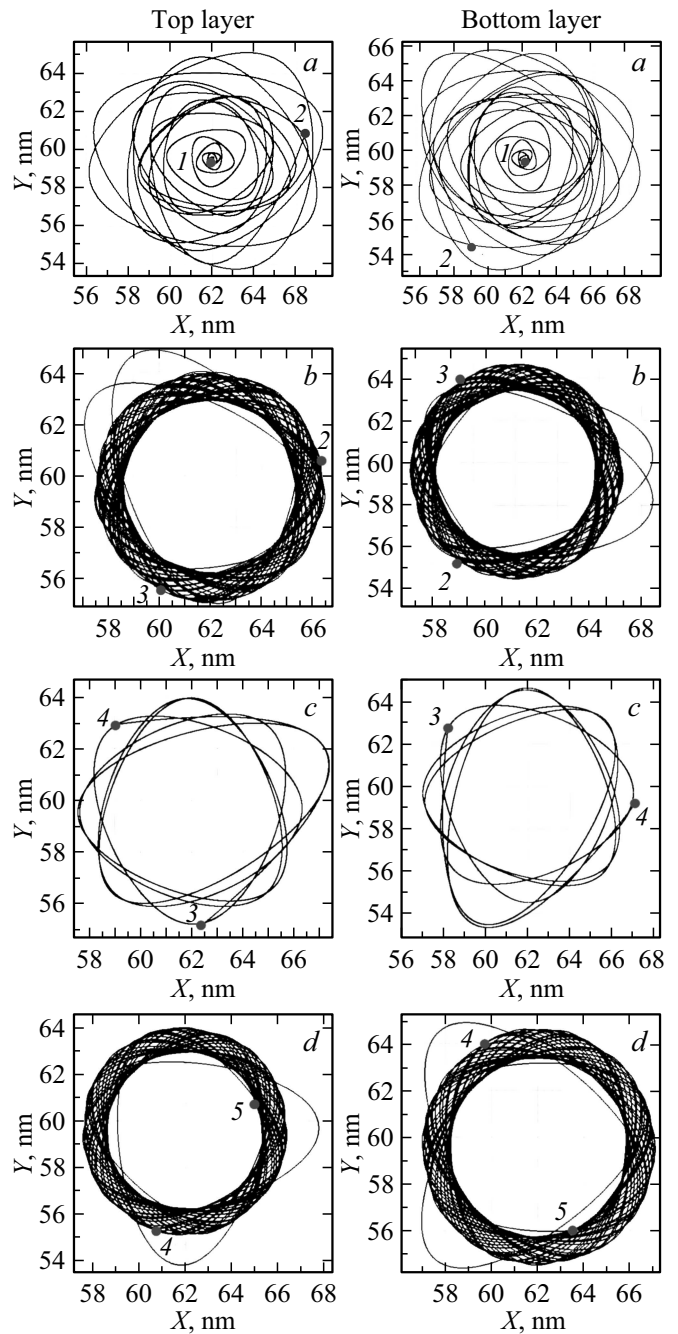


Рис. 4. Траектория движения центра вихря в верхнем (рисунок слева) и нижнем (рисунок справа) магнитном слое для случая 15/15: *a* — 0–10 ns, *b* — 25–50 ns, *c* — 42–45 ns, *d* — 80–100 ns.

от величины тока. Заметим, что, как и предсказывает теория, вихри движутся с заметно большей частотой (частота почти достигает величины 2 GHz), чем в случае разных по толщине магнитных дисков 15/4 (частота едва превышает 1.1 GHz). Однако, при этом критический ток перехода на стационарный режим многократно увеличивается. При СТНО с параметрами магнитных слоев 15/4 первый критический ток был равен 4.64 мА [26]. Теперь этот ток стал равен 21.2 мА. Увеличился и диапазон

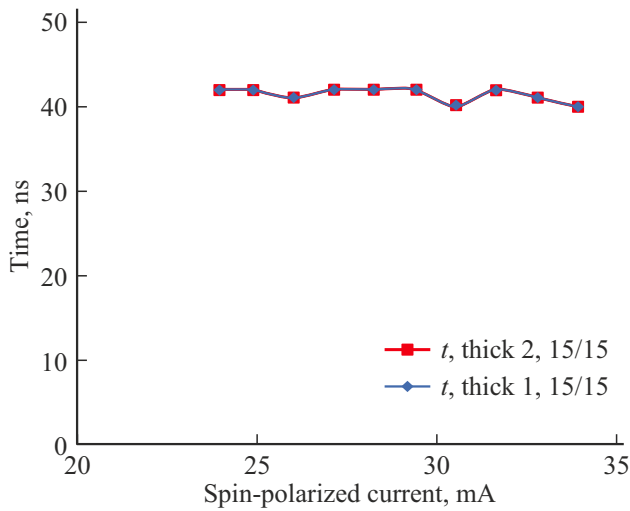


Рис. 5. Зависимость времени выхода на стационарный режим колебаний связанных вихрей от величины тока, случай 15/15.

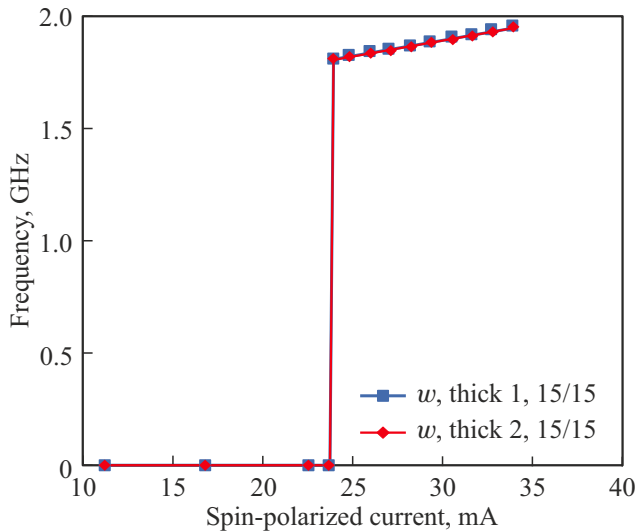


Рис. 6. Зависимость частоты связанных стационарных колебаний вихрей от величины спин-поляризованного тока для случая 15/15.

токов при которых существует стационарный режим колебаний.

Для сравнения с аналитическими расчетами предыдущего параграфа найдем из рис. 6 (продолжив кривую до пересечения с вертикальной осью) частоту связанных колебаний вихрей при нулевом токе — 1.805 GHz. Собственную частоту одиночного магнитного диска можно найти по формуле [16]:

$$\omega_0 = \gamma 2.218 \frac{L}{R} M_s. \quad (18)$$

Для нашего случая $\omega_0 \approx 1.23$ GHz. Из формул (6) и (7) получим, что $\chi_M = \frac{\omega}{\omega_0} - 1$. Подставляя числовые значения, можно найти величину безразмерного параметра $\chi_M \approx 0.476$ и сравнить его с расчетной вели-

чиной параметра $\chi_p \approx 0.656$ полученного с помощью формулы (15). Это сравнение показывает, что различие более точного численного и аналитического значений параметра $\chi_M = \mu/k$ составляет порядка 30%, что показывает возможность применения для качественного анализа динамики связанных вихрей рассмотренной выше аналитической модели.

Далее, для полноты картины, рассмотрим случай двух одинаковых магнитных слоев толщиной 4 nm.

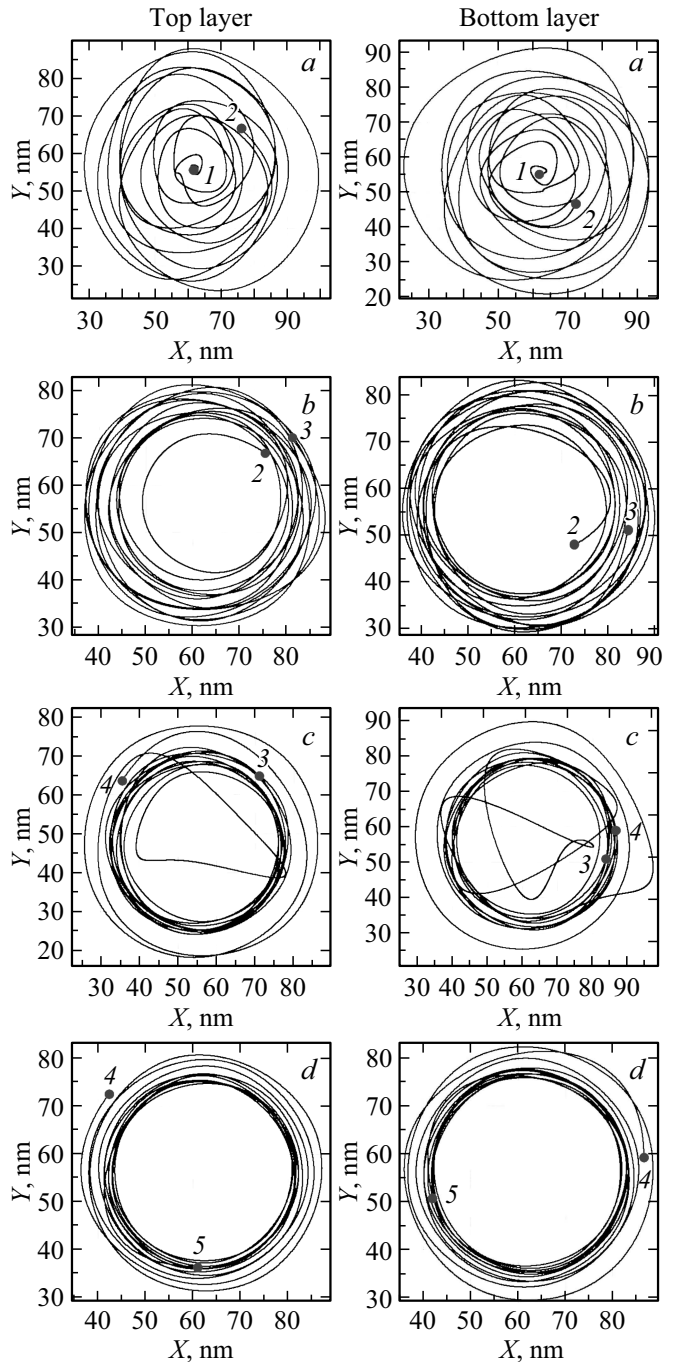


Рис. 7. Траектории движения центра вихря в верхнем (рисунок слева) и нижнем (рисунок справа) слое для случая 4/4 при токе 6.67 mA: a — 0–25 ns, b — 25–50 ns, c — 50–75 ns, d — 75–100 ns.

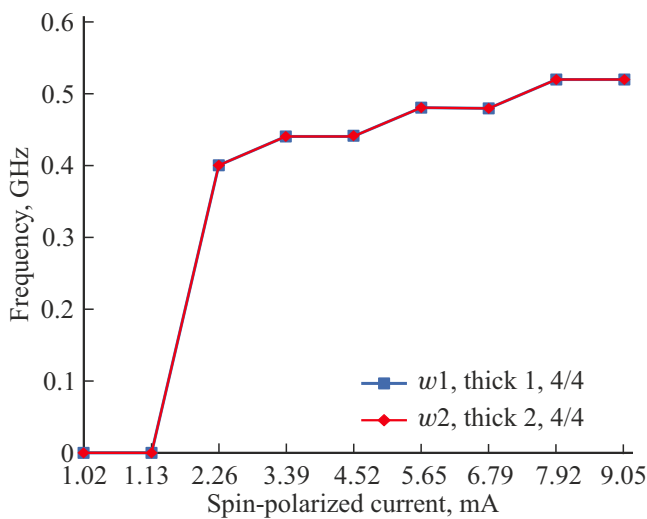


Рис. 8. Зависимости частоты стационарных колебаний от величины спин-поляризованного тока для случая 4/4.

Магнитные параметры для нанодиска 4 nm [21]: $M_s = 600 \text{ erg/G} \cdot \text{cm}^3$, $A = 1.12 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, постоянная затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, гиромангнитное отношение $\gamma = 2.0023 \cdot 10^7 \text{ (Oe} \cdot \text{s)}^{-1}$, поляризация тока — $P = 0.1$. На рис. 7 приведены траектории движения вихрей при токе 6.67 mA. Из рисунка видно, что эта траектория движения центра вихря имеет особенности по сравнению с траекторией стационарного режима, наблюдаемого ранее для случая 15/4 [26]. Наблюдается, как и для случая 15/15 отставание второго вихря от первого. На начальном этапе движения (время равно 0–25 ns, точка 1–0 ns), видим, что сначала вихри раскручивались по увеличивающейся орбите движения, потом в некоторый момент времени их движение сменило тенденцию на закручивание по уменьшающейся орбите. После чего, в следующий диапазон времени 25–50 ns (точка 2–25 ns), вихри снова начинают раскручиваться по увеличивающейся орбите, но теперь она имеет не такое сильное увеличение как в первый раз. В диапазоне времени 50–75 ns (точка 3–50 ns) можно увидеть некоторую петлю, которая выбивается из общего круга. В диапазон времени 75–100 ns (точка 4–75 ns) можно заметить, что снова появилась тенденция убывающей орбиты. Т.е., наблюдается новый режим связанной динамики вихрей — периодический переход от стационарных колебаний по малому радиусу на стационарные колебания по большому радиусу и обратно. Период времени этого перехода значительно больше, периода стационарных колебаний вихрей вокруг центра. На рис. 8 представлена зависимость основной частоты стационарного режима колебаний центра вихрей от тока. Собственная частота для одиночного магнитного диска равна — $\omega_0 \approx 0.32 \text{ GHz}$. Первый критический ток начинается с 2.26 mA, а частота равна 0.4 GHz. Это меньше, чем при СТНО с магнитными слоями 15/4. Величина частоты практически линейно увеличивается с увеличением тока.

4. Заключение

С помощью аналитических и численных методов исследовано влияние спин-поляризованного тока и толщины магнитных слоев на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах малого диаметра. Используя эффективные уравнения связанной динамики для центров вихрей найден вид двухвихревого трехслойного СТНО с максимальной частотой стационарного режима колебаний. Численно с помощью пакета SPIN PM исследовались СТНО диаметра 120 nm с размерами $\text{Py}(4)/\text{Cu}(10)/\text{Py}(4)$, $\text{Py}(15)/\text{Cu}(10)/\text{Py}(15)$. Описаны траектории движения вихрей. Для случая 15/15 траектория при стационарном режиме колебаний сильно изменилась по сравнению с круговой орбитой характерной для ранее рассмотренного случая 4/15, появилось смещение круговой орбиты. Для случая 4/4 наблюдался новый вид траектории — с медленным периодическим переходом вихря с более низкой круговой орбиты движения на более высокую. Построены зависимости частоты стационарной орбиты вихрей от величины тока. Частота линейно зависит от величины тока для обоих случаев. Для случая 15/15, как и предсказывал проведенный аналитический анализ, характерно максимальное увеличение частоты. Однако, при этом существенно увеличиваются и величины критических токов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K.A. Zvezdin, E.G. Ekomasov. Phys. Met. Metallografy **123**, 3, 219 (2022).
- [2] A. Hamadeh, N. Locatelli, V.V. Naletov, R. Lebrun, G. Loubens, J. Grollier, O. Klein, V. Cros. Phys. Rev. Lett. **112**, 257201 (2014).
- [3] B. Dieny, I.L. Prejbeanu, K. Garello, P. Gambardella, P. Freitas, R. Lehnndorff, W. Raberg, U. Ebels, S.O. Demokritov, J. Akerman, A. Deac, P. Pirro, C. Adelmann, A. Anane, A.V. Chumak, A. Hirohata, S. Mangin Sergio, O. Valenzuela, M. Cengiz Onbaşlı, M. d'Aquino, G. Prenat 1, G. Finocchio, L. Lopez-Diaz, R. Chantrell, O. Chubykalo-Fesenko, P. Bortolotti. Nature Electron. **3**, 446 (2020).
- [4] S. Bohlens, B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, M. Guido, D. Pfannkuche. Appl. Phys. Lett. **93**, 14, 142, 508(2008).
- [5] K. Nakano, D. Chiba, N. Ohshima, S. Kasai, T. Sato, Y. Nakatani, K. Sekiguchi, K. Kobayashi, T. Ono. Appl. Phys. Lett. **99**, 262, 505 (2011).
- [6] J. Grollier, D. Querlioz, K.Y. Camsari, K. Everschor-Sitte, S. Fukami, M.D. Stiles. Nature Electron. **3**, 360 (2020).
- [7] K.Y. Guslienko. J. Nanosci. Nanotechnology **8**, 2745 (2008).
- [8] K.L. Metlov, Y. Pak Lee. Appl. Phys. Lett. **92**, 112, 506(2008).
- [9] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck. Appl. Phys. Lett. **77**, 2909 (2000).
- [10] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono. Science **289**, 930 (2000).
- [11] K.Y. Guslienko, X.F. Han, D.J. Keavney, R. Divan, S.D. Bader. Phys. Rev. Lett. **96**, 197 (2017).

- [12] А.К. Звездин, А.В. Хвальковский, К.А. Звездин. УФН **4**, 178, 436 (2008).
- [13] A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A.V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K.A. Zvezdin, K. Ando, A. Fert. Nature Commun. **1**, 8 (2010).
- [14] A.V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux, K.A. Zvezdin, V. Cros. Phys. Rev. B **80**, 14040 (2009).
- [15] Y. Gaididei, V. Kravchuk, D. Sheka. J. Int. Quantum Chem. **110**, 8397 (2010).
- [16] B.A. Ivanov, E. Zaspel. Phys. Rev. Lett. **99**, 247208 (2007).
- [17] Н.А. Усов, С.Е. Песчаный. ФММ **78**, 6, 13(1994).
- [18] K.Y. Guslienko, K.S. Buchanan, S.D. Bader, V. Novosad. Appl. Phys. Lett. **86**, 223112 (2005).
- [19] N. Locatelli, V.V. Naletov, J. Grollier, G. de Loubens, V. Cros, C. Deranlot, C. Ulysse, G. Faini, O. Klein, A. Fert. Appl. Phys. Lett. **98**, 6, 062501 (2011).
- [20] S.S. Cherepov, B.C. Koop, A.Y. Galkin, R.S. Khymyn, B.A. Ivanov, D.C. Worledge, V. Korenivski. Phys. Rev. Lett. **109**, 097204 (2012).
- [21] N. Locatelli, A.E. Ekomasov, A.V. Khvalkovskiy, S.A. Azamatov, K.A. Zvezdin, J. Grollier, E.G. Ekomasov, V. Cros. Appl. Phys. Lett. **102**, 062401 (2013).
- [22] V. Sluka, A. Kakay, A.M. Deac, D.E. Burgler, C.M. Schneider, R. Hertel. Nature Commun. **6**, 6409 (2015).
- [23] N. Locatelli, R. Lebrun, V. Naletov, A. Hamadeh, G. De Loubens, O. Klein, J. Grollier, V. Cros. IEEE Trans. Magn. **51**, 4300206 (2015).
- [24] E. Holmgren, A. Bondarenko, B.A. Ivanov, V. Korenivski. Phys. Rev. **97**, 094406 (2018).
- [25] Anam Hanif, Arbab Abdur Rahim, Husnul Maab. Condens. Matter **668**, 415203 (2023).
- [26] A. Ekomasov, S. Stepanov, K. Zvezdin, E. Ekomasov. Phys. Met. Met. **118**, 4, 328 (2017).
- [27] S. Stepanov, A. Ekomasov, K. Zvezdin, E. Ekomasov. Phys. Solid State **60**, 6, 1055 (2018).
- [28] A.E. Ekomasov, S.V. Stepanov, K.A. Zvezdin, E.G. Ekomasov. J. Magn. Magn. Mater. **471**, 513 (2019).
- [29] E.G. Ekomasov, S.V. Stepanov, V.N. Nazarov, K.A. Zvezdin, N.G. Pugach, G.I. Antonov. Tech. Phys. Lett. **47**, 9, 870 (2021).
- [30] S.V. Stepanov, V.N. Nazarov, K.A. Zvezdin, E.G. Ekomasov. JMMM **562**, 169758 (2022).
- [31] A.V. Khvalkovskiy, J. Grollier, N. Locatelli, Y.V. Gorbunov, K.A. Zvezdin, V. Cros. Appl. Phys. Lett. **96**, 212507 (2010).
- [32] A.V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux, K.A. Zvezdin, V. Cros. Phys. Rev. B **80**, 140401 (2009).

Редактор Т.Н. Василевская