

05,10

# Влияние магнитного поля спин-поляризованного тока на гиротропные автоколебания вихревых наноосцилляторов

© Д.А. Татарский<sup>1,2</sup>, О.Л. Ермолаева<sup>1</sup>, В.Л. Миронов<sup>1</sup>, А.А. Фраерман<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН,  
Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия

E-mail: tatarsky@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Представлены результаты микромагнитного моделирования гиротропных автоколебаний вихревого спин-трансферного наноосциллятора (ВСТН) с учетом магнитного поля тока накачки. Исследованы зависимости радиуса орбиты ядра, резонансной частоты и скорости гирации магнитного вихря от плотности тока накачки при различных значениях отношения толщины стека ВСТН к его диаметру. Показано, что параметры гирации существенно зависят от взаимного направления вихревого магнитного поля и намагниченности в оболочке магнитного вихря. Обсуждаются условия фазовой синхронизации магнитостатически связанных цепочек ВСТН.

**Ключевые слова:** магнитный вихрь, вихревые спин-трансферные наноосцилляторы, магнитное поле Эрстеда, фазовая синхронизация.

DOI: 10.61011/FTT.2024.08.58590.56NN

## 1. Введение

В круглых ферромагнитных дисках с вихревым состоянием намагниченности существует низкочастотный резонанс, связанный с гиротропным движением ядра магнитного вихря вокруг положения равновесия. Этот резонанс был предсказан теоретически [1,2] и исследован экспериментально и методами микромагнитного моделирования [3–10]. В последнее время интерес к гиротропному режиму колебаний существенно возрос в связи с разработкой вихревых спин-трансферных наноосцилляторов (ВСТН) на основе магнитных туннельных контактов (МТК), в которых вихревое состояние намагниченности используется для генерации высокочастотных электромагнитных колебаний [11,12]. В этих структурах модуляция электрического тока через МТК осуществляется за счет вращающегося магнитного момента, индуцированного в магнитном вихре при круговом движении ядра вихря. Использование вихревого наноосциллятора на основе МТК с барьером MgO позволяет реализовать достаточно большие микроволновые мощности (на уровне  $10^{-5}$  W) [12]. Для повышения генерируемой мощности ВСТН объединяют в массивы с синхронизацией колебаний за счет магнитостатического [13–16] или обменного взаимодействия [17–21]. Однако одним из существенных факторов, влияющим на синхронизацию ВСТН, является разброс их парциальных частот, обусловленный различием целого ряда параметров, таких как прозрачность туннельного барьера, разница токов накачки или геометрических параметров дисков в отдельных МТК. Кроме того, ситуация усугубляется наличием магнитных полей, индуцированных токами накачки, что также приводит к существенной расфазировке ВСТН в массиве. Влияние внутренних магнитных полей на собственные частоты ВСТН исследовались в работах [22–26], однако их влияние на фазовую синхронизацию ВСТН не рассматривалось. В настоящей работе методами микромагнитного моделирования изучено влияние магнитного поля, генерируемого током накачки, на параметры гиротропных колебаний магнитного вихря и на фазовую синхронизацию магнитостатически связанных ВСТН.

губляется наличием магнитных полей, индуцированных токами накачки, что также приводит к существенной расфазировке ВСТН в массиве. Влияние внутренних магнитных полей на собственные частоты ВСТН исследовались в работах [22–26], однако их влияние на фазовую синхронизацию ВСТН не рассматривалось. В настоящей работе методами микромагнитного моделирования изучено влияние магнитного поля, генерируемого током накачки, на параметры гиротропных колебаний магнитного вихря и на фазовую синхронизацию магнитостатически связанных ВСТН.

## 2. Методы

Моделирование колебаний намагниченности под действием спин-поляризованного тока проводилось посредством численного интегрирования уравнения Ландау–Лифшица–Гилберта–Слончевского для магнитного момента

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\frac{|\gamma|}{1 + \alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \mathbf{T}_d + \mathbf{T}_s, \quad (1)$$

где  $\mathbf{m}$  — единичный вектор в направлении намагниченности,  $\gamma$  — гиромангнитное отношение,  $\alpha$  — безразмерный параметр, характеризующий процесс затухания. Эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  выражается следующим образом:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{dem}} + \mathbf{H}_{\text{cur}}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{H}_{\text{ex}}$  — обменное поле;  $\mathbf{H}_{\text{dem}}$  — размагничивающее поле, обусловленное намагниченностью;  $\mathbf{H}_{\text{cur}}$  — поле

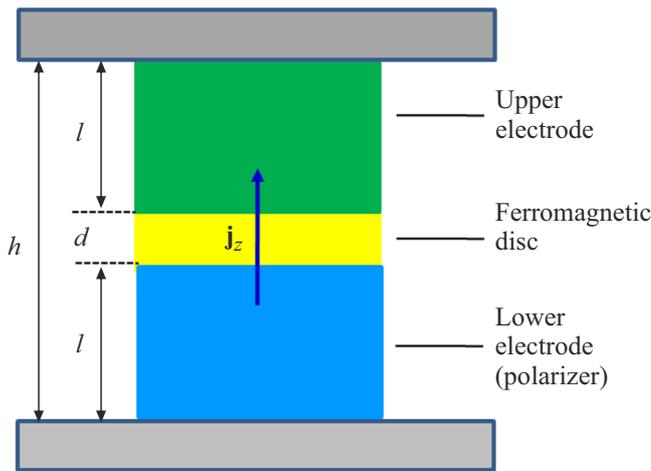


Рис. 1. Схематическое изображение магнитного наноконтакта.

спин-поляризованного тока накачки (поле Эрстеда). Слабое, описывающее затухание (damping) прецессии, имеет следующий вид:

$$\mathbf{T}_d = -\frac{|\gamma|}{1 + \alpha^2} [\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}]]. \quad (3)$$

Член, описывающий эффект переноса спина (spin-torque), записывается следующим образом [27,28]:

$$\mathbf{T}_s = \beta \frac{\varepsilon}{1 + \alpha^2} [\mathbf{m} \times [\mathbf{m}_p \times \mathbf{m}]] + \beta \frac{\alpha \varepsilon}{1 + \alpha^2} [\mathbf{m}_p \times \mathbf{m}]. \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{m}_p$  — магнитный момент поляризатора,

$$\beta = \frac{j_z \hbar}{M_{\text{sat}} e \delta},$$

где  $j_z$  — плотность тока вдоль оси Z, перпендикулярной поверхности дисков;  $\hbar$  — постоянная Планка,  $M_{\text{sat}}$  — намагниченность насыщения,  $e$  — заряд электрона,  $\delta$  — толщина слоя-инжектора. Параметр  $\varepsilon$  определяется по формуле

$$\varepsilon = \frac{P \Lambda^2}{(\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_p)}, \quad (5)$$

где  $P$  — степень поляризации носителей заряда, параметр  $\Lambda$  связан с кондактансом туннельного барьера [29].

В настоящей работе мы рассматриваем туннельный магнитный контакт конечной толщины (рис. 1). На рисунке явно выделен только слой с вихревым распределением намагниченности; остальные слои, такие как поляризатор и анализатор поляризации носителей заряда и туннельная прослойка, входят в состав соответствующих электродов. Поле  $\mathbf{H}_{\text{cur}}$  тока накачки при этом может быть рассчитано только численно с помощью закона Био–Савара–Лапласа. Мы предполагаем, что однородный электрический ток протекает по цилиндру высотой  $h$  и радиусом  $r = 250$  nm. Расчет магнитного

поля тока проводился с помощью программного пакета Wolfram Mathematica на прямоугольной сетке с размером  $31.25 \times 31.25 \times 5$  nm<sup>3</sup>. В дальнейшем полученное распределение поля с помощью интерполяции разбивалось на сетку, совпадающую с численной сеткой микромагнитного моделирования. При этом мы предполагаем, что конфигурация подводящих проводов такова, что их магнитные поля компенсируют друг друга.

Для численного решения уравнения (1) использовался симулятор MuMax<sup>3</sup> [27]. В качестве базового элемента для моделирования был выбран круглый диск из пермаллоя радиусом  $r = 250$  nm и толщиной  $d = 20$  nm. В расчетах использовались следующие материальные параметры: намагниченность насыщения  $M_{\text{sat}} = 800$  kA/m, константа обменного взаимодействия  $J = 13 \cdot 10^{-12}$  J/m, параметр затухания  $\alpha = 0.01$ , константа анизотропии  $K = 0$ , параметры  $P = 0.2$  и  $\Lambda = 1$ . При моделировании одиночного диска (цепочки дисков) использовалась сетка  $128 \times 128 \times 1$  ( $512 \times 128 \times 1$ ) с размерами элементарной ячейки  $4 \times 4 \times 20$  nm<sup>3</sup>, латеральный размер которой меньше обменной длины  $l_{\text{ex}} \approx 5.7$  nm [30]. Высота ячейки равнялась толщине диска [31]. При моделировании цепочки дисков применялись периодические граничные условия по соответствующему направлению.

Для запуска гиротропных автоколебаний вихрь вначале выводился из состояния равновесия посредством приложения небольшого магнитного поля (10 Oe) в плоскости диска, после чего включался ток накачки, а поле выключалось. В случае моделирования цепочки дисков на начальном этапе к каждому из дисков также прикладывались поля 20 Oe, при этом локальные направления полей в дисках были направлены под углом 85°, чтобы исключить генерацию противофазной моды автоколебаний или „мгновенную“ синхронизацию.

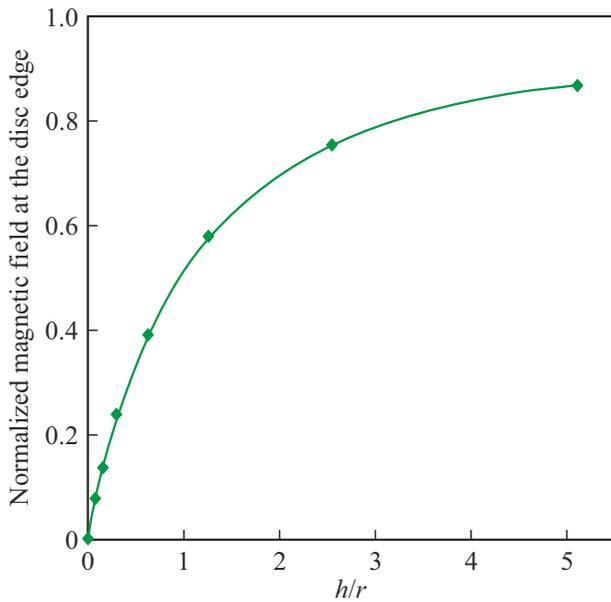
### 3. Влияние поля тока накачки на гирацию магнитного вихря в наноосцилляторе

Рассмотрим влияние магнитного поля тока накачки на одиночный вихревой наноосциллятор. Схематическое изображение магнитного наноконтакта цилиндрической формы приведено на рис. 1. Мы будем рассматривать симметричные наноконтакты, в которых ферромагнитный рабочий слой толщиной  $d$  находится посередине.

$$h = d + 2l,$$

где  $l$  — толщина верхнего и нижнего электродов. Общая толщина электродов  $L = 2l$ .

Спин-поляризованный ток, протекающий через наноосциллятор, создает магнитное поле  $\mathbf{H}_{\text{cur}}$ , которое влияет на параметры гирации магнитного вихря. Зависимость азимутальной проекции магнитного поля ( $H_\phi / j_z / H_0$ ) на краю диска  $r = 250$  nm, нормированная как на величину плотности тока  $j_z = 10^7$  A/cm<sup>2</sup>, так

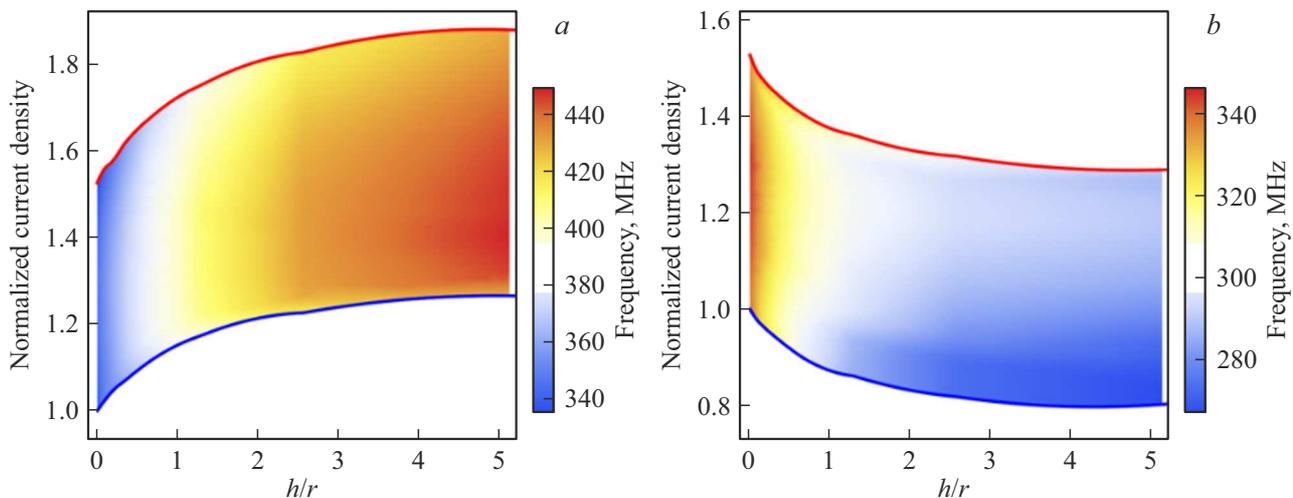


**Рис. 2.** Зависимость магнитного поля на краю диска от пропорций подводящих электродов.

и на магнитное поле тока в бесконечном проводнике  $H_0 \approx 150$  Ое, для различных значений нормированной толщины наноконтакта ( $h/r$ ) представлена на рис. 2.

С увеличением толщины подводящих электродов магнитное поле на краю диска монотонно возрастает, и для случая  $h/r = 5$  составляет 87% от величины поля бесконечного провода.

Магнитное поле тока накачки существенно влияет на параметры гиротропных колебаний магнитного вихря. На рис. 3 приведены диаграммы, показывающие зависимости критических токов и частоты автоколебаний

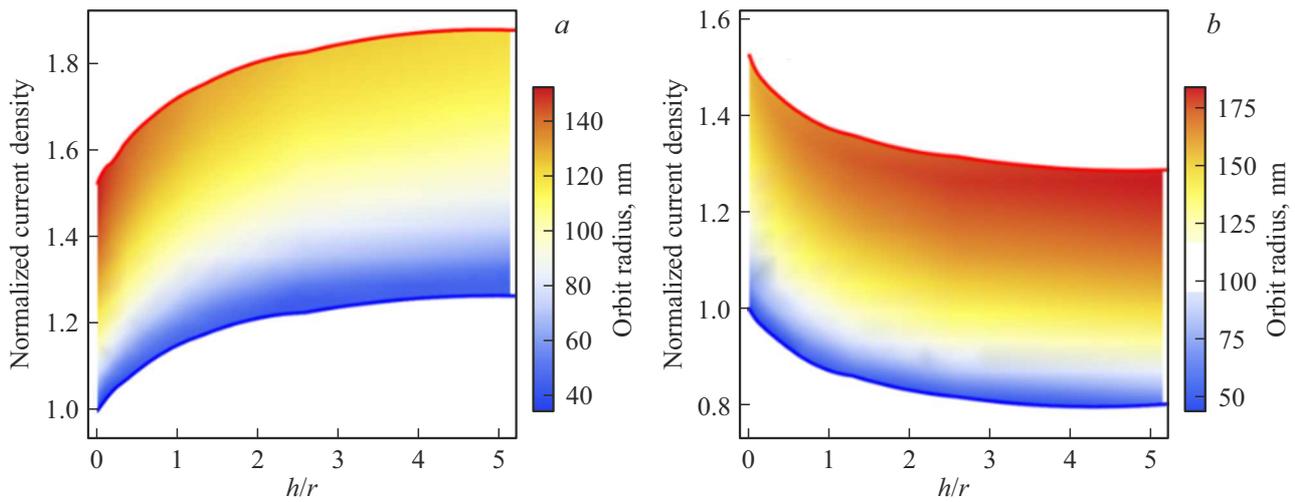


**Рис. 3.** Зависимости критических плотностей токов и частоты автоколебаний магнитного вихря от пропорций подводящих электродов. *a*) направление завихренности совпадает с направлением магнитного поля ( $H^+/V^+$ ); *b*) завихренность направлена против поля ( $H^+/V^-$ ). Нижние границы (синие линии) соответствуют плотности тока начала генерации, верхние границы (красные линии) — плотности тока остановки генерации. Плотности тока нормированы на величину  $j_{\text{Start}} = 1.067 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>.

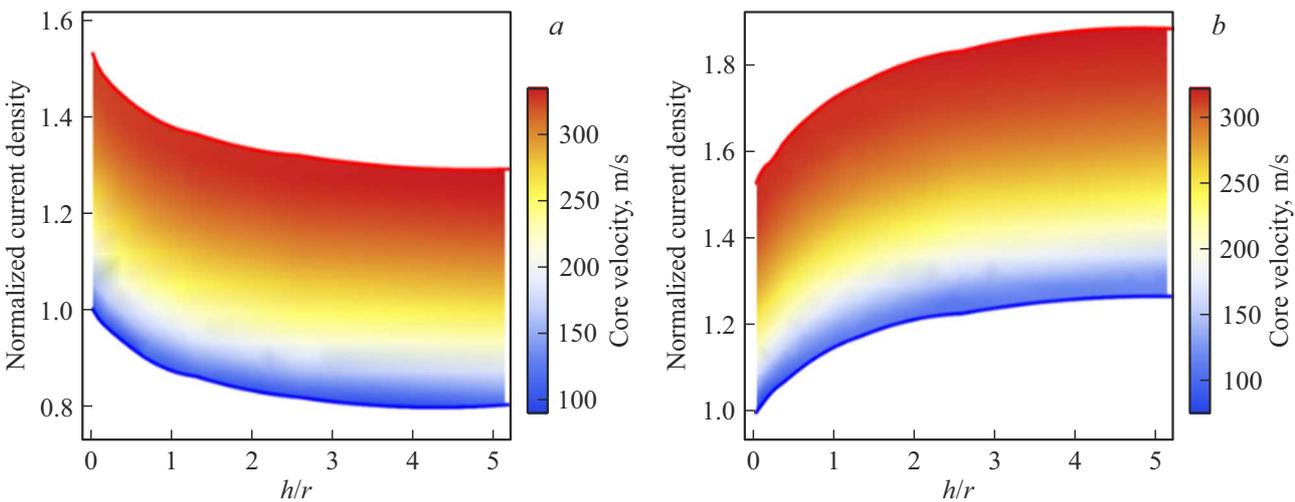
ний магнитного вихря от толщины подводящих электродов. Без учета магнитного поля критическая плотность тока начала генерации автоколебаний составляет  $j_{\text{Start}} = 1.067 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>, а остановки колебаний —  $j_{\text{Stop}} = 1.628 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>. Магнитное поле тока смещает значения данных параметров. В случае, когда направление завихренности оболочки вихря совпадает с направлением магнитного поля тока ( $H^+/V^+$ ), параметры  $j_{\text{Start}}$  и  $j_{\text{Stop}}$  возрастают. Также увеличивается резонансная частота автоколебаний с 340 до 440 МГц. В случае же, когда завихренность направлена против магнитного поля ( $H^+/V^-$ ), параметры  $j_{\text{Start}}$  и  $j_{\text{Stop}}$  уменьшаются, и резонансная частота уменьшается с 340 до 280 МГц.

На рис. 4 приведены диаграммы, показывающие зависимость радиуса установившейся орбиты ядра вихря от толщины подводящих электродов и величины тока накачки. Видно, что в случае  $H^+/V^-$  наблюдается увеличение радиуса орбиты ядра вихря по сравнению с состоянием  $H^+/V^+$ .

С другой стороны, как показало моделирование, скорость вращения ядра вихря практически не зависит от взаимного направления магнитного поля и завихренности оболочки вихря. На рис. 5 приведены диаграммы, показывающие зависимость скорости гирации вихря от толщины подводящих электродов и величины тока накачки. На диаграммах минимальные значения скорости гирации составляют порядка 20 м/с, а максимальные — 340 м/с. Более детально это обстоятельство отражено на рис. 6, где показаны сечения диаграмм рис. 3–5 для различных значений параметра  $h/r$ . Из рис. 6 видно, что радиус орбиты  $r_g$  монотонно возрастает с увеличением тока накачки (рис. 6, *a*), в то время как частота гирации  $\omega_g$  вначале нарастает, а потом снижается (рис. 6, *b*). Однако линейная скорость гирации вихря  $v_g$  практически не зависит от параметра  $h/r$



**Рис. 4.** Зависимости радиуса установившейся орбиты ядра вихря (показан цветом) от пропорций подводящих электродов и плотности тока накачки: *a*) состояние ( $H^+/V^+$ ); *b*) состояние ( $H^+/V^-$ ). Плотности тока нормированы на величину  $j_{Start} = 1.067 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ .



**Рис. 5.** Зависимости скорости гирации вихря (показана цветом) от пропорций подводящих электродов и плотности тока накачки: *a*) состояние ( $H^+/V^+$ ); *b*) состояние ( $H^+/V^-$ ). Плотности тока нормированы на величину  $j_{Start} = 1.067 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ .

(рис. 6, *c*) и рассчитывается по соотношению

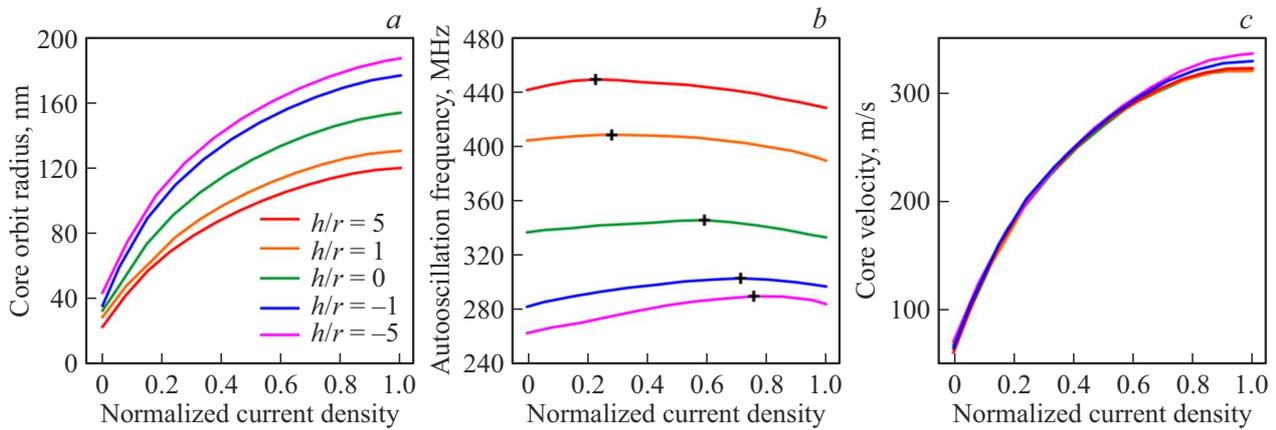
$$v_g = r_g \omega_g.$$

Снижение частоты гирации при увеличении тока накачки связано, по-видимому, с трансформацией ядра вихря на больших орбитах гирации. Известно, что при токах накачки, близких к  $j_{Stop}$ , происходит формирование вблизи ядра вихря так называемого „антиядра“ — области с противоположным (по отношению к ядру) направлением намагниченности, что в конечном итоге приводит к переключению полярности ядра и остановке гирации [32]. На рис. 7, *a* приводятся расчетные профили  $Z$ -проекции намагниченности в радиальном сечении магнитного вихря при различных токах накачки. Видно, что с ростом плотности тока амплитуда пика антиядра

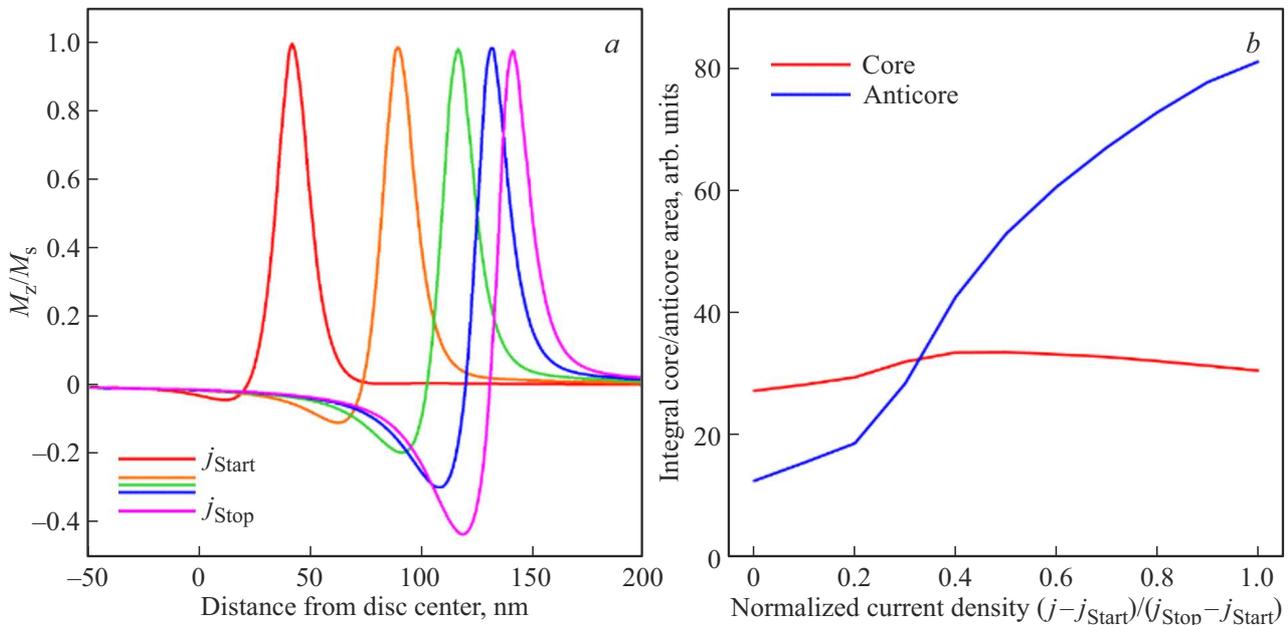
увеличивается, в то время как амплитуда ядра остается постоянной. На рис. 7, *b* приведены зависимости интегральных магнитных моментов ядра и антиядра от тока накачки. Видно, что интегральный момент ядра практически не изменяется, тогда как магнитный момент антиядра увеличивается практически на порядок, что и приводит к переключению полярности вихря.

#### 4. Влияние поля тока накачки на синхронизацию наноосцилляторов

Нами исследовались особенности синхронизации автоколебаний вихрей в дисках, объединенных в цепочки. Изучались зависимости разности фаз колебаний от



**Рис. 6.** Зависимости *a)* радиуса орбиты ядра, *b)* резонансной частоты, *c)* скорости гирации ядра вихря от нормированной плотности тока накачки  $(j - j_{Start}) / (j_{Stop} - j_{Start})$  при различных значениях отношения  $h/r$ . Знаки соотношения  $h/r$  соответствуют „+“ для состояния  $H^+ / V^+$  и „-“ для состояния  $H^+ / V^-$ . Крестами на рисунке (*b*) указаны локальные максимумы частоты.

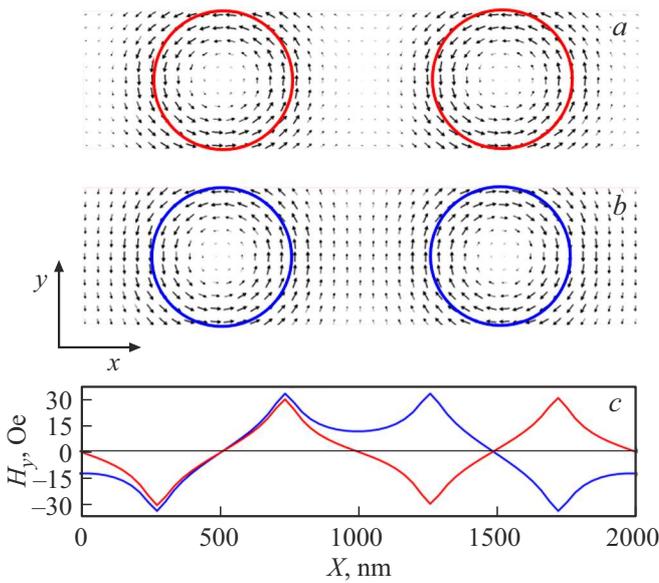


**Рис. 7.** *a)* Распределения  $z$ -компоненты намагниченности в центральном сечении вихря при различных плотностях тока накачки. *b)* Зависимости интегральных намагниченностей ядра и „антиядра“ в зависимости от плотности тока накачки при  $h/r = 0.3$ .

направления завихренности оболочек соседних дисков при различных направлениях токов накачки. Распределения магнитных полей рассчитывались для наноконтактов с соотношением  $h/r = 0.3$  (что соответствует толщине контакта  $h = 80$  nm) и плотности тока накачки  $j = 1.1 \cdot 10^7$  A/cm<sup>2</sup>. Данный ток выбран так, чтобы попадать в диапазоны генерации  $j_{Start} - j_{Stop}$  для всех возможных комбинаций взаимного направления завихренности в оболочке вихря и магнитных полей тока. Рассматривались два способа накачки дисков в цепочке. В первом способе направление электрического тока накачки в соседних дисках совпадает и реализуется конфигурация магнитных полей  $H^+H^+$ , тогда как во втором

случае токи направлены в противоположные стороны и реализуется конфигурация  $H^+H^-$ . На рис. 8 приведены распределения магнитного поля в элементарной ячейке цепочки дисков. Максимального значения поле достигает на границах дисков. При конфигурации  $H^+H^+$  (рис. 8, *a*) поля в области между дисками компенсируются; в случае  $H^+H^-$  — складываются.

Для анализа фазовых характеристик гирации вихрей исследовались установившиеся гиротропные колебания при расстоянии между краями дисков  $2r$ . После выхода на стационарный режим определялись установившиеся колебания разности фаз гирации вихрей. Осциллирующий средний магнитный момент в каждом диске описы-



**Рис. 8.** *a)* Пространственная структура магнитного поля  $H^+H^+$  при одинаковом направлении тока накачки в соседних дисках. *b)* Структура поля  $H^+H^-$  в случае разных направлений тока накачки в соседних дисках. *c)* Соответствующие распределения  $Y$ -амплитуды полей в сечении ячейки. Красная кривая соответствует конфигурации  $H^+H^+$ , синяя — конфигурации  $H^+H^-$ .

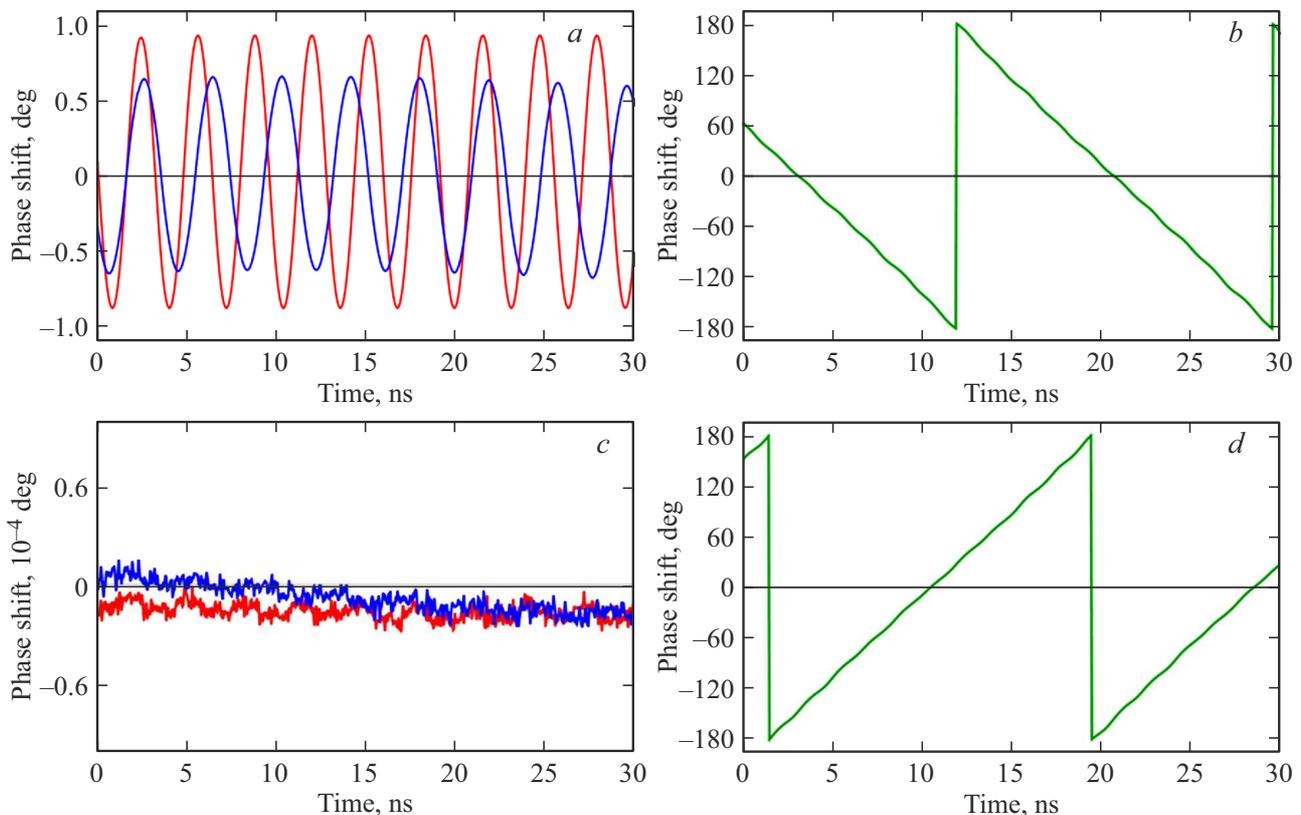
вался комплексной величиной

$$m_n = m_{nx} + im_{ny}, \quad (7)$$

где  $m_n$  — индуцированный магнитный момент в первом и втором диске ( $n = 1, 2$ ). Разность фаз осцилляций в дисках определялась по формуле

$$\Delta\varphi_{12} = \text{Arg}(m_1) - \text{Arg}(m_2). \quad (8)$$

Осциллограммы колебаний разности фаз для установившихся гиротропных колебаний вихрей в соседних дисках показаны на рис. 9. Амплитуда осцилляции фазы в конфигурациях  $H^+H^+/V^+V^+$  и  $H^+H^+/V^-V^-$  (рис. 9, *a*) составляет  $0.90^\circ$  и  $0.72^\circ$  соответственно. В конфигурации  $H^+H^+/V^+V^-$  синхронизации колебаний не наблюдается вследствие значительной разницы парциальных частот гиротропной моды вихрей в магнитных полях (рис. 9, *b*). С другой стороны, в случае, когда токи накачки в соседних дисках направлены в противоположные стороны, для конфигураций  $H^+H^-/V^+V^-$  и  $H^+H^-/V^-V^+$  наблюдается синхронизация колебаний с очень малыми осцилляциями фазы (на уровне  $10^{-5}^\circ$ , что близко к погрешности численного интегрирования, рис. 9, *c*). В случае же конфигурации  $H^+H^-/V^+V^+$  синхронизации также не наблюдается (рис. 9, *d*).



**Рис. 9.** Осциллограммы установившейся разности фаз колебаний магнитных вихрей в соседних дисках. *a)* Конфигурация  $H^+H^+/V^+V^+$  (красная кривая) и  $H^+H^+/V^-V^-$  (синяя кривая); *b)* Конфигурация  $H^+H^+/V^+V^-$ , отсутствие синхронизации; *c)* Конфигурация  $H^+H^-/V^+V^-$  (красная кривая) и  $H^+H^-/V^-V^+$  (синяя кривая); *d)* Конфигурация  $H^+H^-/V^+V^+$ , отсутствие синхронизации.

Амплитуда осцилляций разности фаз для различных конфигураций магнитных полей и магнитных вихрей

Поле	Вихрь	Фаза
$H^+H^+$	$V^+V^+$	$0.90^\circ$
$H^+H^+$	$V^-V^-$	$0.72^\circ$
$H^+H^+$	$V^+V^-$	(-)
$H^+H^-$	$V^+V^-$	$0.00^\circ$
$H^+H^-$	$V^-V^+$	$0.00^\circ$
$H^+H^-$	$V^+V^+$	(-)

Для сравнения, значения амплитуды осцилляций разности фаз для различных конфигураций вихрей и магнитных полей приведены в таблице (отсутствие синхронизации обозначено как (-)).

Как следует из ранее проведенных исследований, уменьшение расстояния между дисками в цепочке существенно увеличивает магнитостатическую [16] и обменную [21] связь (при появлении у дисков перекрытия). Казалось бы, такое усиление связи может привести к синхронизации в конфигурациях  $H^+H^+/V^+V^-$  и  $H^+H^-/V^+V^+$ . Однако простые расчеты магнитного поля спин-поляризованного тока показывают, что в конфигурации поля внутри дисков будут существенные искажения из-за взаимного влияния магнитных полей соседних дисков. Иначе говоря, поле Эрстеда в каждом диске станет эксцентричным, и магнитный вихрь с ядром в геометрическом центре диска уже не будет являться равновесным состоянием системы. Такое распределение поля приведет к существенной неизохронности гиротропного движения ядра вихря и отсутствию частотной синхронизации. Отметим, что подобные негативные эффекты синхронизации будут наблюдаться для всех четырех конфигураций завихренности дисков и направлений протекания тока. Следовательно, при изготовлении цепочек следует руководствоваться некоторым оптимальным расстоянием, на котором уже есть достаточное для синхронизации магнитостатическое взаимодействие, но нет негативного влияния эксцентричности поля Эрстеда.

## 5. Заключение

Методами микромагнитного моделирования показано, что магнитное поле тока накачки существенно влияет на параметры гиротропных автоколебаний магнитного вихря в ферромагнитном диске. Для минимизации такого влияния необходимо уменьшать толщину подводющих электродов и компенсировать магнитные поля подводных проводов. Показано, что поле тока накачки по-разному влияет на состояния  $H^+/V^+$  и  $H^+/V^-$ , увеличивая частоту гирации в одном случае и уменьшая в другом. Это обстоятельство является существенным

при попытке синхронизации гиротропных автоколебаний в цепочках взаимодействующих дисков. Микромагнитное моделирование гиротропных автоколебаний в цепочках дисков показало, что лучшие условия для синхронизации реализуются в конфигурациях  $H^+H^-/V^+V^-$  и  $H^+H^-/V^-V^+$ , когда токи накачки направлены в противоположные стороны. Такие системы могут быть реализованы на основе массивов дисков, сопряженных с нанопроволоками [33].

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2024-0021).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] N.A. Usov, L.G. Kurkina. *J. Magn. Magn. Mater.* **242–245**, Part 2, 1005 (2002).
- [2] K.Yu. Guslienko, B.A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi. *J. Appl. Phys.* **91**, 10, 8037 (2002).
- [3] J.P. Park, P. Eames, D.M. Engebretson, J. Berezovsky, P.A. Crowell. *Phys. Rev. B* **67**, 2, 020403 (2003).
- [4] K.Yu. Guslienko, X.F. Han, D.J. Keavney, R. Divan, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 6, 067205 (2006).
- [5] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, H.A. Padmore. *Sci.* **304**, 5669, 420 (2004).
- [6] V. Novosad, F.Y. Fradin, P.E. Roy, K.S. Buchanan, K.Y. Guslienko, S.D. Bader. *Phys. Rev. B* **72**, 2, 024455 (2005).
- [7] B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 13, 132506 (2010).
- [8] X. Cui, S. Yakata, T. Kimura. *IEEE Trans. Magn.* **51**, 11, 4300303 (2015).
- [9] В.Л. Миронов, Е.В. Скороходов, Д.А. Татарский, И.Ю. Пашенькин. *ЖТФ* **65**, 11, 1821 (2020). [V.L. Mironov, E.V. Skorokhodov, D.A. Tatarskiy, I.Yu. Pashen'kin. *Tech. Phys.* **65**, 11, 1740 (2020)].
- [10] G. Hrkac, D. Hahn, L. Saharan, T. Schrefl, J.-V. Kim, T. Devolder, C. Chappert. *IEEE Trans. Magn.* **48**, 11, 3811 (2012).
- [11] V. Pribiag, I. Krivorotov, G. Fuchs, P.M. Braganca, O. Ozatay, J.C. Sankey, D.C. Ralph, R.A. Buhrman. *Nature Phys.* **3**, 7, 498 (2007).
- [12] 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**, 1, 8 (2010).
- [13] F.B. Mancoff, N.D. Rizzo, B.N. Engel, S. Tehrani. *Nature* **437**, 7057, 393 (2005).
- [14] F.A. Araujo, A.D. Belanovsky, P.N. Skirdkov, K.A. Zvezdin, A.K. Zvezdin, N. Locatelli, R. Lebrun, J. Grollier, V. Cros, G. de Loubens, O. Klein. *Phys. Rev. B* **92**, 4, 045419 (2015).
- [15] N. Locatelli, A. Hamadeh, F. Abreu Araujo, A.D. Belanovsky, P.N. Skirdkov, R. Lebrun, V.V. Naletov, K.A. Zvezdin, M. Munoz, J. Grollier, O. Klein, V. Cros, G. de Loubens. *Sci. Rep.* **5**, 1, 17039 (2015).

- [16] A.D. Belanovsky, N. Locatelli, P.N. Skirdkov, F. Abreu Araujo, K.A. Zvezdin, J. Grollier, V. Cros, A.K. Zvezdin. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 12, 122405 (2013).
- [17] S. Kaka, M.R. Pufall, W.H. Rippard, T.J. Silva, S.E. Russek, J.A. Katine. *Nature* **437**, 7057, 389 (2005).
- [18] S. Erokhin, D. Berkov. *Phys. Rev. B* **89**, 14, 144421 (2014).
- [19] A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzouhane, S. Fusil, A. Fert. *Nature Nanotechnol.* **4**, 8, 528 (2009).
- [20] Q. Zhu, Q. Zheng, X. Liu, J. Wang, Q. Liu. *J. Appl. Phys.* **117**, 17, 173907 (2015).
- [21] Д.А. Татарский, В.Л. Миронов, А.А. Фраерман. *ЖЭТФ* **163**, 3, 366 (2023). [D.A. Tatarskiy, V.L. Mironov, A.A. Fraerman. *JETP* **136**, 3, 321 (2023)].
- [22] Y.-S. Choi, S.-K. Kim, K.-S. Lee, Y.-S. Yu. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 18, 182508 (2008).
- [23] V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux, K.A. Zvezdin, V. Cros. *Phys. Rev. B* **80**, 14, 140401(R) (2009).
- [24] A. Dussaux, A.V. Khvalkovskiy, P. Bortolotti, J. Grollier, V. Cros, A. Fert. *Phys. Rev. B* **86**, 1, 014402 (2012).
- [25] H. Bhoomeeswaran, P. Sabareesan. *SPIN* **10**, 2, 2050012 (2020).
- [26] F. Abreu Araujo, C. Chopin, S. de Wergifosse. *Sci. Rep.* **12**, 1, 10605 (2022).
- [27] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. *AIP Advances* **4**, 10, 107133 (2014).
- [28] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, 1–2, L1 (1996).
- [29] J. Xiao, A. Zangwill, M.D. Stiles. *Phys. Rev. B* **70**, 17, 172405 (2004).
- [30] G.S. Abo, Y.K. Hong, J. Park, J. Lee, W. Lee, B.C. Choi. *IEEE Trans. Magn.* **49**, 8, 4937 (2013).
- [31] M. Noske, H. Stoll, M. Fähnle, A. Gangwar, G. Woltersdorf, A. Slavin, M. Weigand, G. Dieterle, J. Förster, C.H. Back, G. Schütz. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 3, 037208 (2016).
- [32] K.Yu. Guslienko, K.-S. Lee, S.-K. Kim. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 2, 027203 (2008).
- [33] Д.А. Татарский, Е.В. Скороходов, О.Л. Ермолаева, В.Л. Миронов, А.А. Фраерман. Управление киральностью магнитных вихрей в системе ферромагнитный диск–нанопроволока. *Поверхность* **6** (2024). С. 46

Редактор Е.В. Толстякова