

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.611.3

ВЛИЯНИЕ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА
НА ДИНАМИКУ И ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ
В ТРЕХСЛОЙНОМ ПРОВОДЯЩЕМ НАНОЦИЛИНДРЕ
БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА

© 2021 г. Е. Г. Екомасов^{a, b, c, *}, С. В. Степанов^d, К. А. Звездин^{e, h}, Н. Г. Пугач^{f, g}, Г. И. Антонов^d

^aТюменский государственный университет, ул. Володарского, 6, Тюмень, 625003 Россия

^bЮжно-Уральский государственный университет (национальный исследовательский университет), ул. Октябрьской революции, 3-а, Уфа, 450008 Россия

^cЮжно-Уральский государственный университет, проспект Ленина, 76, Челябинск, 454080 Россия

^dБашкирский Государственный Университет, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076 Россия

^eИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991 Россия

^fНациональный исследовательский университет ВШЭ, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000 Россия

^gНаучно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, ул. Ленинские Горы, 1, с. 2, Москва, 119991 Россия

^hНовые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, территория Инновационного центра “Сколково”, Большой бул., д. 30, стр. 1, Москва, 121205 Россия

*e-mail: ekomasoveg@gmail.com

Поступила в редакцию 15.08.2020 г.

После доработки 09.09.2020 г.

Принята к публикации 12.10.2020 г.

Исследована структура и динамика намагниченности в вихревом спин-трансферном наноосцилляторе, который представляет собой трехслойный спин-вентильный магнитный наностолбик большого диаметра – 400 нм, при протекании через него спин-поляризованного тока. С помощью микромагнитного моделирования было исследовано динамическое изменение структуры вихрей, траектории их движения в зависимости от величины спин-поляризованного тока. Показана возможность существования различных режимов движения вихрей: затухающие осцилляции вихрей, стационарные осцилляции вихрей и режим переключения полярности одного из вихрей. Определено время, за которое происходит выход на разные динамические режимы. Для случая стационарной динамики связанных вихрей найдена зависимость частоты колебаний от величины спин-поляризованного тока. Показано, что при больших величинах тока переключение полярности вихря возможно только в толстом слое с помощью динамического механизма переключения, сопровождающегося генерацией пары вихрь–антивихрь. Для численного расчета динамики магнитных вихрей использован программный пакет для микромагнитного моделирования SpinPM.

Ключевые слова: обобщенное уравнение Ландау–Лифшица, магнитный вихрь, нелинейная динамика, магнитные нанодиски, вихревой спин-трансферный наноосциллятор

DOI: 10.31857/S0015323021030050

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широко исследуются возможности переключения и возбуждения осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах с помощью спин-поляризованного тока (см., например, [1, 2]). Одной из таких структур, перспективных для создания новых технических приложений, является микроволновой спин-трансферный наноосциллятор (СТНО), [3–7]. Исследуется СТНО, в котором магнитный вихрь реализуется как основное состояние в нанодисках

[6–8]. 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 нм. Изучена стабильность вихревого состояния как функция параметров системы и внешних воздействий [8]. Хорошо исследована статика и динамика одиночного маг-

нитного вихря в магнитных нанодисках [9–11]. Используя метод коллективных переменных, получены эффективные уравнения движения для координат центра вихря [8, 9] хорошо описывающие гиротропное движение вихря, наблюдаемое экспериментально. Показано, что с помощью спин-поляризованного тока и внешнего магнитного поля можно управлять динамикой и параметрами структуры таких вихрей [9–13].

Задачи динамики магнитостатически связанной намагниченности изучаются и в магнитных двухдисковых системах, где диски соприкасаются (см., например, [14]). Проведены исследования трехдисковых систем, в которых магнитные слои разной толщины, содержащие вихри, разделены немагнитной прослойкой. Выполнено много экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению динамики таких магнитостатически связанных вихрей [15–24]. Свойства такой системы сильно зависят от взаимной ориентации намагниченности в вихревых корях. Было обнаружено существование нескольких критических значений токов, разделяющих разные режимы динамики вихрей. Первый такой критический ток разделяет затухающий и стационарный режимы движения вихрей. Для случая малых диаметров дисков (до 120 нм) при увеличении величины тока наблюдали вылет вихря за границы диска в одном из слоев [21]. Для случая средних диаметров дисков (до 250 нм) при величине тока, близкой к величине второго критического тока, вихрь движется близко к краю диска и может наблюдаться образование вихревого С-состояния [23]. Последнее нежелательно при использовании данных структур в вихревых СТНО [3]. Если величина тока превышает величину второго критического тока, происходит переключение полярности одного из вихрей. Связанная динамика вихрей для наноцилиндров среднего и малого диаметра под действием спин-поляризованного тока достаточно хорошо исследована [16, 18, 21, 23, 24]. Рассчитано также влияние величины и поляризации тока на магнитные поля, достаточные для переключения полярности каждого из вихрей. Для нанодисков большого диаметра (300 нм и более) максимальный радиус вихрей при стационарном режиме колебаний много меньше радиуса самого диска. Для этого случая не было исследовано пространственно-временное изменение структуры вихрей, приводящее к переключению их полярности под действием спин-поляризованного тока, траектории движения и время, за которое происходит выход системы на разные динамические режимы. В данной работе проведены исследования влияния величины спин-поляризованного тока на особенности связанной динамики магнитных вихрей в нанодисках большого диаметра.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим нанодиск кругового сечения большого диаметра – 400 нм. Он состоит из трех слоев: толстый магнитный слой из пермаллоя Pu (толщина 15 нм), промежуточный немагнитный слой (толщина 10 нм) и тонкий магнитный слой пермаллоя (толщина 4 нм). Состав пермаллоя – $Ni_{80}Fe_{20}$. Динамика связанных магнитных вихрей в подобном наностолбике меньших диаметров была исследована ранее экспериментально [16, 18, 20]. Для расчетов нелинейной динамики намагниченности в каждом магнитном слое используем Обобщенное уравнение Ландау–Лифшица (ОУЛЛ). ОУЛЛ содержит дополнительный вращательный момент $T_{s,t}$, ответственный за взаимодействие спин-поляризованного тока с намагниченностью [16]:

$$\dot{\mathbf{M}} = -[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] + \mathbf{T}_{s,t}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{M} – вектор намагниченности; M_s – намагниченность насыщения; γ – гиромагнитное отношение; α – параметр затухания Гильберта. Эффективное поле H_{eff} представляет собой сумму внешнего магнитного поля и полей магнитостатического и обменного взаимодействий. Вращательный момент можно представить в следующем виде [16]:

$$T_{s,t} = -\frac{\gamma_0 a_j}{M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}] + \gamma b_j \mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}, \quad (2)$$

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

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. ОУЛЛ в общем случае представляет собой интегродифференциальное уравнение.

Для численного расчета структуры и связанной динамики магнитных вихрей используется микромагнитное моделирование, реализованное в пакете SpinPM [23]. Магнитные параметры имеют значения [16]: $M_s = 700$ Эрг/Гс \times см³ для “толстого” и $M_s = 600$ Эрг/Гс \times см³ для “тонкого” слоя, обменная жесткость $A = 1.2 \times 10^{-6}$ Эрг/см для “толстого” и $A = 1.12 \times 10^{-6}$ Эрг/см для “тонкого” слоя, постоянная затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, гиромагнитное отношение $\gamma = 2.0023 \times 10^7$ (Э \times с)⁻¹. Размер ячейки $2 \times 2 \times 5$ нм³ для толстого слоя и $2 \times 2 \times 4$ нм³ для тонкого слоя. За параметр, характеризующий временную эволюцию системы, можно принять период собственных гиротропных колебаний одиночного вихря [11, 12] в тол-

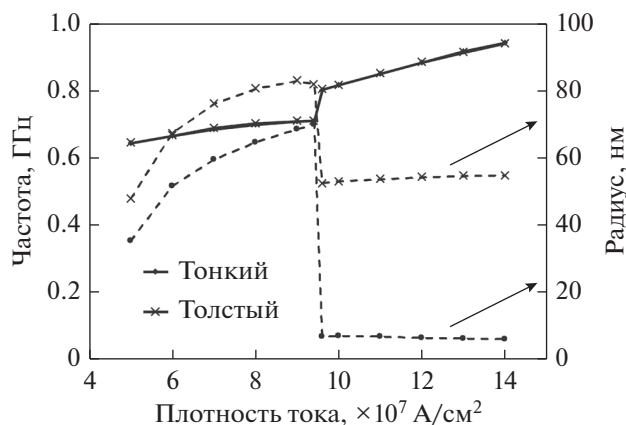


Рис. 1. Зависимость частоты и радиуса для стационарного режима движения центра вихрей от плотности тока.

стом диске, который для наших параметров имеет величину 2.7 нс.

Движение связанных магнитных вихрей в наностолбике индуцируется спин-поляризованным током поляризации $P_0 = 0.1$, текущим перпендикулярно плоскости поверхности дисков. Ток течет снизу-вверх, от толстого слоя к тонкому. В начальный момент времени в обоих магнитных слоях существуют вихри. Киральности вихрей C одинаковы и соответствуют направлению закрутки поля Эрстеда, индуцированного током. Направление полярности вихрей P одинаково и направлено вверх. Это состояние обозначим как П-вихри: $C = -1$ (направление закрутки по часо-

вой стрелке), $P = +1$ (намагниченность в области кора вихря смотрит вверх).

Далее численно исследуем характер связанной динамики магнитных вихрей в зависимости от плотности приложенного тока. На рис. 1 приведена полученная зависимость частот стационарного режима связанных колебаний вихрей. На рисунке видно наличие критических значений плотности тока, при которых меняется режим движения вихрей. Рассмотрим вначале связанную динамику вихрей при малой плотности тока $j = 4.8 \times 10^7 \text{ А/см}^2$. Численный счет показывает, что оба вихря при включении тока движутся против часовой стрелки. После первых нескольких оборотов (за время порядка одной наносекунды), описываемых криволинейной траекторией, кор вихря как в толстом, так и тонком слое движется по спиральной траектории с уменьшающимся радиусом (см. рис. 2). Время, в течение которого наблюдается подобный режим, зависит от величины тока, в нашем случае составляет порядка 25 нс. Радиус орбиты движения вихря в толстом слое больше радиуса орбиты движения вихря в тонком слое, и его максимальная величина составляет 9 нм. Максимальный радиус орбиты в тонком слое 7 нм. Имеется заметное отличие наблюдаемого затухающего режима от исследованных ранее случаев наностолбиков диаметром 200 и 120 нм [21, 23]. Оно состоит в практически отсутствующей начальной области траектории с расширяющейся орбитой.

При плотности тока между $j_1 = 4.9 \times 10^7 \text{ А/см}^2$ и $j_2 = 9.4 \times 10^7 \text{ А/см}^2$, обнаружена область существования стационарных колебаний П-вихрей

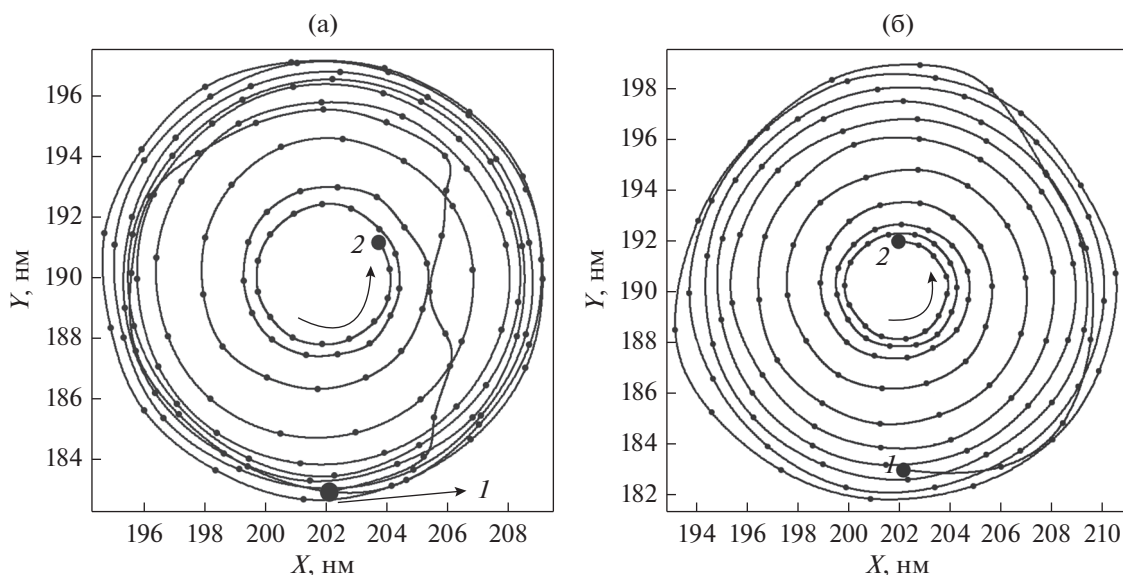


Рис. 2. Траектория затухающего режима движения центра вихря в тонком (а) и толстом (б) слоях. Время движения от 0 (точка 1) до 25 нс (точка 2).

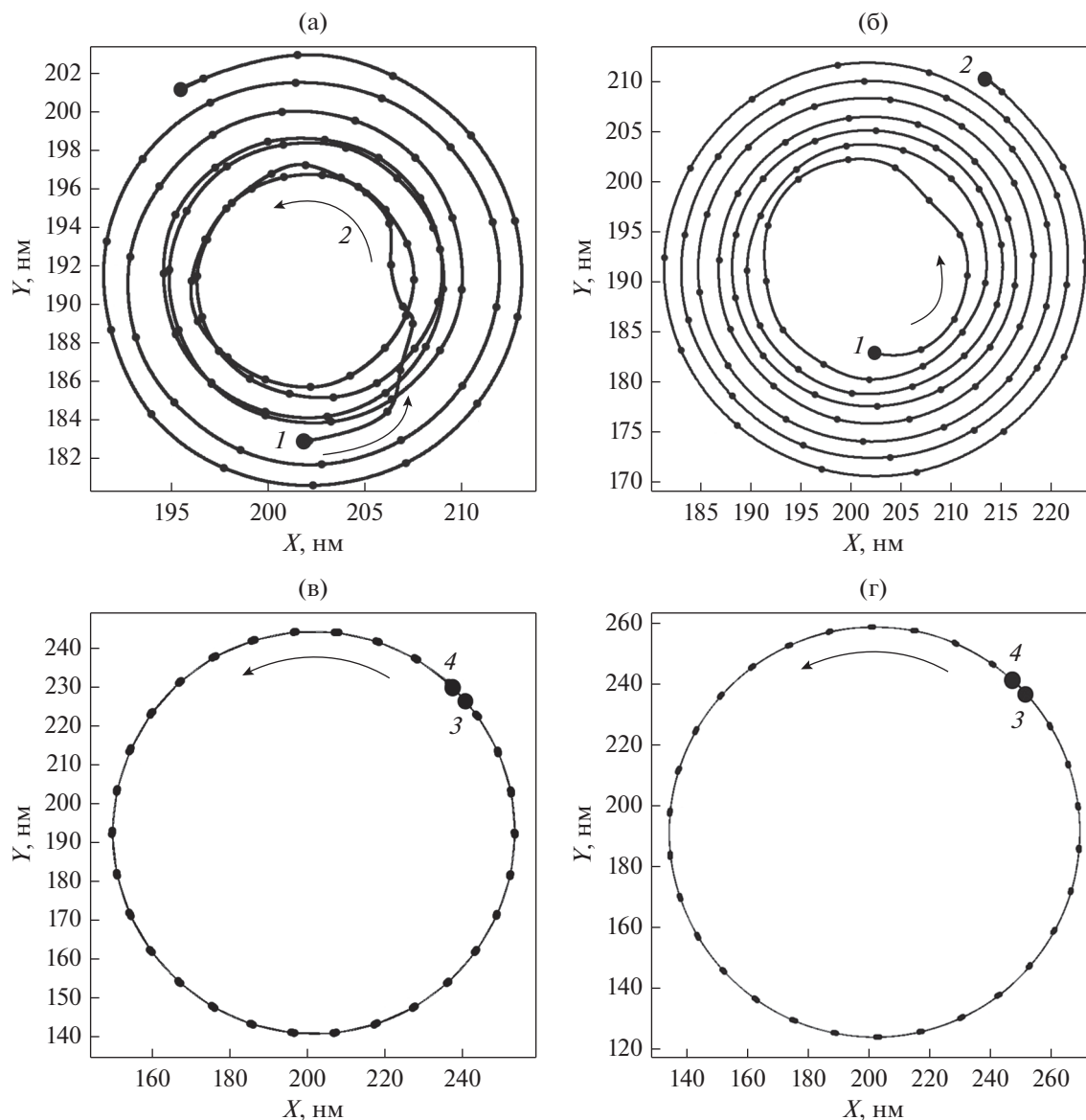


Рис. 3. Траектория стационарного режима движения координат центра вихря в тонком (а) и толстом (б) слоях. Время движения от 0 (точка 1) до 91 нс (точка 4); точка 2 – 9; точка 3 – 85 нс.

(см. рис. 1). Увеличение диаметра нанопилы привело к заметному увеличению этого интервала по сравнению со случаем 200 нм ($j_1 = 5.7 \times 10^7$ А/см² и $j_2 = 8.9 \times 10^7$ А/см²) [24]. При плотности тока $j = 6 \times 10^7$ А/см² оба вихря при включении тока движутся против часовой стрелки с ускорением, увеличивая со временем радиус своей орбиты. Траектория движения представляет собой винтовую линию (рис. 3). При достижении стационарного режима движения (время от начала движения приблизительно 91 нс) полярные углы вихрей, движущихся в толстом и тонком слоях (определяемые прямыми, проведенными через центры вихрей), равны, а радиусы орбиты вихрей несильно отличаются друг от друга (см. рис. 1). Движение вих-

рей даже для максимально больших токов происходит далеко от края диска, что подтверждает соответствие рассматриваемого случая случаю большого диаметра диска. Время, в течение которого происходит выход на стационарный режим, зависит от плотности тока. Увеличение диаметра нанопилы приводит к заметному увеличению этого времени по сравнению со случаями диаметров 120 и 200 нм [21, 23, 24]. Теория, использующая приближенные аналитические методы, для параллельной конфигурации полярности двух вихрей предсказывает, что эта частота и радиус должны быть больше, чем частота и радиус колебаний вихрей в одиночных дисках. Из рис. 1 видно, что частота связанных колебаний П-вих-

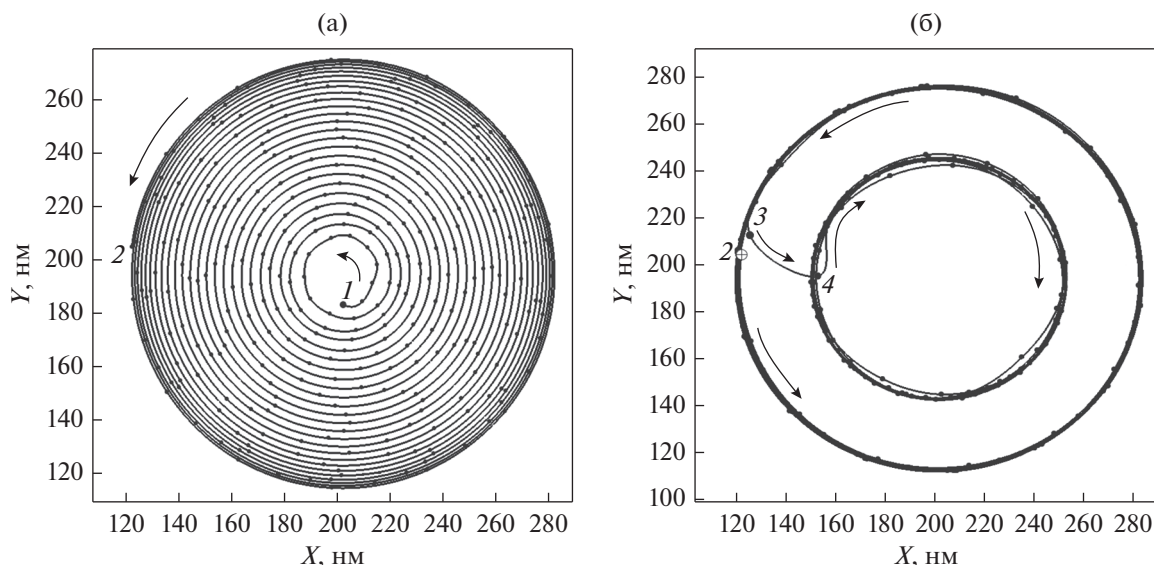


Рис. 4. Траектория стационарного движения центра вихря в толстом слое. Время движения от 0 нс (точка 1) до 91 нс (точка 4); точка 2 – 9 нс; точка 3 – 85 нс.

рей практически линейно зависит от плотности тока, тогда как для случаев 120 и 200 нм эта частота практически не меняется [21, 23, 24]. Линейная зависимость найдена экспериментально и теоретически и для случая одиночного вихря большого диаметра [13].

При превышении плотности тока второго критического значения j_2 (см. рис. 1), например, при $j_3 = 9.6 \times 10^7$ А/см² в толстом слое наблюдается переключение полярности вихря и образование структуры с антипараллельным направлением намагниченности в центре вихрей (или АП-вихри). Используемый при численном моделировании пакет SPIN PM (как и некоторые другие популярные пакеты [25]) позволяет подробно описать сценарий перехода П-вихрей к новому состоянию АП-вихрей и изменение структуры вихрей происходящее при этом. Вихри в обоих магнитных слоях при включении тока начинают движение против часовой стрелки. Рассмотрим вначале траекторию движения вихря в толстом диске (см. рис. 4). В первую половину наносекунды от начала движения наблюдаем сложную траекторию движения вихрей. Затем вихрь начинает двигаться по винтовой траектории с расширяющейся орбитой (рис. 4а). Вихрь в толстом слое, ускоряясь, выходит на стационарную орбиту кольца, описывающая его траекторию, практически сливается в момент времени 30 нс. В момент времени 39.8 нс (рис. 4б) скорость движения вихря достигает значения 327 м/с (соизмеримого с критической скоростью, необходимой для переключения полярности одиночного вихря [26]). Начинается быстрый процесс переключения полярности вихря (длительность процесса порядка

0.1 нс), сопровождающийся сложным изменением структуры магнитной неоднородности (рис. 5). Перед переключением полярности вихря имеем сложную динамическую структуру, состоящую из старого вихря плюс пара вихрь-антивихрь. Отметим, что для качественного понимания характера движения, в нашем случае достаточно строить усредненную траекторию движения, используя точку с максимальным значением компоненты намагниченности, перпендикулярной плоскости диска. После процесса переключения вихрь с новым направлением полярности оказывается на орбите с новым радиусом, начинает двигаться в противоположную сторону, уже по часовой стрелке (см. рис. 4б). При этом наблюдается траектория движения, заметно отклоняющаяся от круговой. Постепенно вихрь переходит на движение по новой круговой траектории с новой постоянной частотой (см. рис. 1).

Рассмотрим изменение структуры вихря в толстом магнитном слое при движении по траектории, рассмотренной выше. В начальный момент времени (рис. 5а) имеем симметричный по структуре магнитный вихрь, с намагниченностью в коре, направленной в нашей геометрии вверх. При ускоренном движении вихря по спиральной траектории его структура становится несимметричной с образованием все увеличивающегося со временем “провала” намагниченности. Провал расположен в коре вихря со стороны, повернутой к его центру, и направлен в противоположную начальному направлению намагниченности в коре вихря (рис. 5б). Затем, при приближении скорости вихря к критической (рис. 5в), глубина “провала” близка к максимальной величине $M_z/M_s = -1$ и формируется пара:

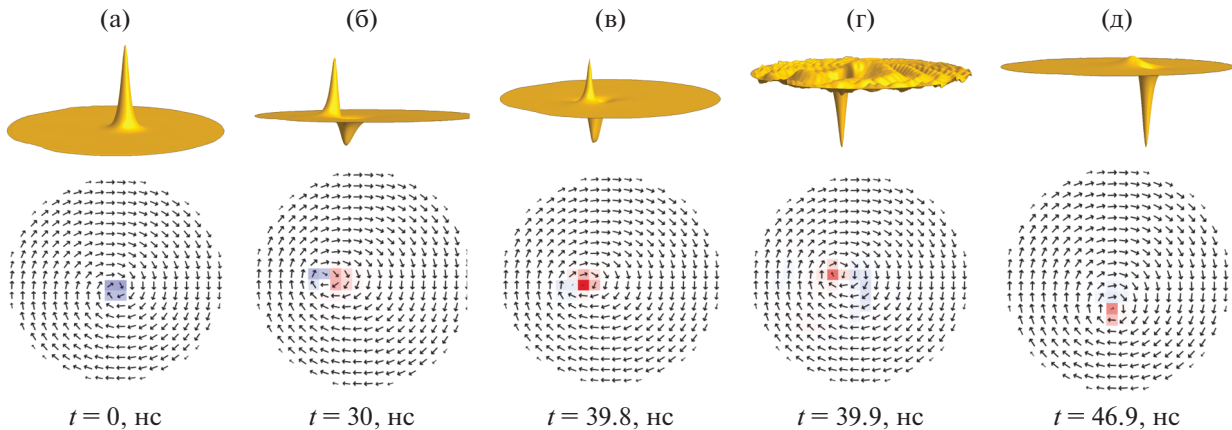


Рис. 5. Временная эволюция структуры вихря в толстом магнитном слое по результатам моделирования. Показано сверху трехмерное распределение компонента намагниченности по оси z перпендикулярной плоскости диска, внизу распределение компонент намагниченности в плоскости диска.

антивихрь и вихрь, с противоположным первоначальным направлением намагниченности.

Как известно [23], направление гиросилы, действующей на вихри, зависит от топологического заряда вихря. В нашей геометрии она является причиной движения первоначального вихря и “новорожденного” антивихря против часовой стрелки, а “новорожденного” вихря по часовой стрелке. Из-за этого “новорожденный” вихрь отрывается от “новорожденного” антивихря и пара разрушается. После этого действие притягивающей силы между антивихрем и первоначальным вихрем приводит к их связыванию с последующей аннигиляцией (рис. 5г). В результате в толстом слое остается только магнитный вихрь с противоположным первоначальным направлением намагниченности (рис. 5д). Все описанное выше происходит в промежуток времени между 39.8 нс от начала движения и 39.9 нс.

Отметим, что описанный процесс переключения полярности вихря соответствует процессу “динамического переключения” полярности, описанному ранее для случая одиночного и связанных вихрей (см., например, [10, 23]). При этом в толстом слое появляются сильные искажения структуры и динамики вихрей. В результате возбуждаются высокоамплитудные объемные спиновые волны (см. рис. 5г). Процесс их затухания занимает промежуток в несколько наносекунд. После окончания процесса переключения и затухания спиновых волн вихрь движется стационарно по новой орбите и по часовой стрелке. Поскольку скорость его движения достаточно высока, то структура вихря несимметрична с небольшим “провалом” намагниченности в сторону, противоположную основному направлению намагниченности в коре (см. рис. 5д). Возможно, этот провал связан и с нали-

чием вихря в тонком слое с намагниченностью в коре, направленной противоположно намагниченности в коре вихря в толстом слое. Отметим, что подобный механизм динамического переключения полярности вихря наблюдался нами ранее и для нанодиска диаметром 200 нм [23].

Для полноты картины исследована траектория движения вихря в тонком диске (рис. 6). В первые несколько наносекунд наблюдаем сложную траекторию движения вихрей. Затем вихрь начинает двигаться по винтовой траектории (рис. 6а). Вихрь в тонком магнитном слое, аналогично вихрю в толстом слое, ускоряясь, практически выходит на стационарную орбиту в момент времени 30 нс (рис. 6б). В момент времени 39.8 нс, когда начинается процесс переключения полярности вихря в толстом слое, вихрь в тонком слое начинает даже увеличивать радиус своей орбиты. После переключения полярности вихря в толстом магнитном слое и начале его движения по часовой стрелке (точка 4 рис. 6) вихрь в тонком слое еще некоторое время увеличивает радиус своей орбиты. Однако затем скорость вихря в тонком слое начинает уменьшаться, и он переходит по сложной криволинейной траектории на новую орбиту с гораздо меньшим радиусом (рис. 6в). В момент времени 46.9 нс, когда вихрь в толстом слое уже перешел на новую стационарную орбиту, вихрь в тонком слое останавливается и начинает двигаться по часовой стрелке, и мы имеем уже АП-вихри (направление полярности вихрей разное), движущиеся в новом стационарном режиме. Кор вихря в тонком слое при этом движется так, что его полярный угол отличается от полярного угла кора вихря в толстом слое на сто семьдесят градусов. Из рис. 1 видно, что частота связанных колебаний АП-вихрей также практически линейно зависит от величины тока. Только

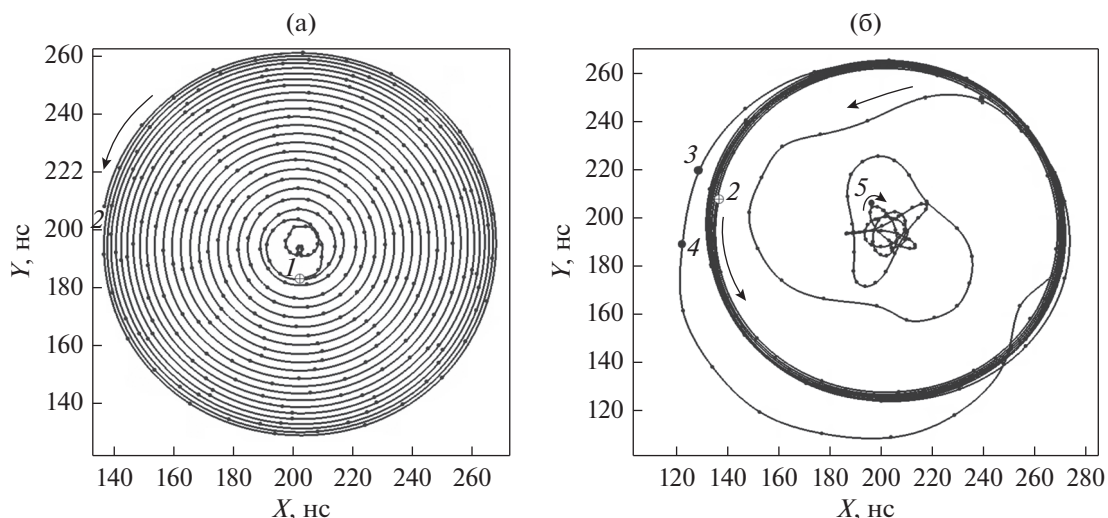


Рис. 6. Траектория движения центра вихря в тонком магнитном слое: (а) время движения от 0 нс (точка 1) до 30 нс (точка 2); (б) время движения от 30 до 50 нс (точка 3 – 39.8 нс, точка 4 – 39.9 нс, точка 5 – 46.9 нс).

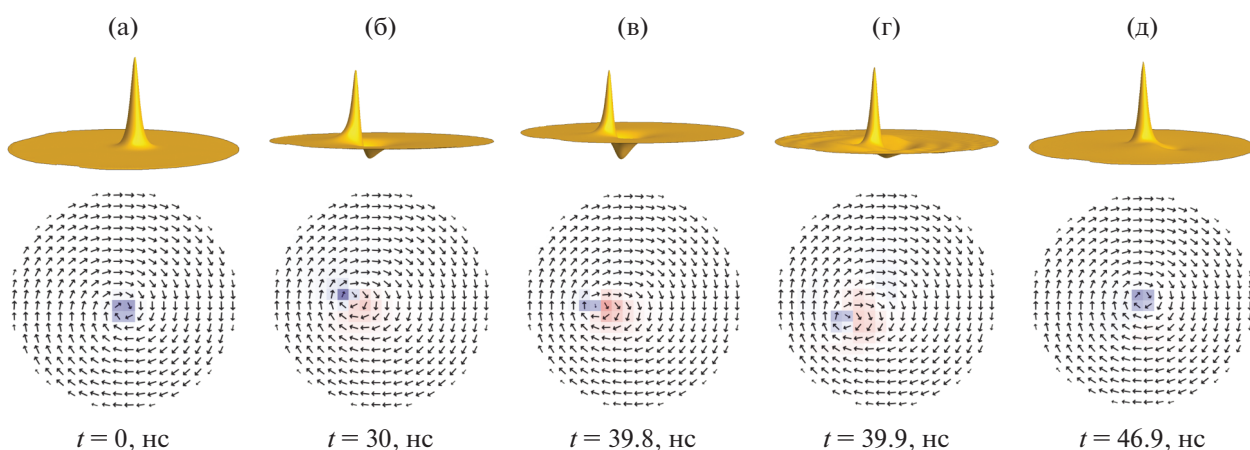


Рис. 7. Временная эволюция структуры вихря в тонком магнитном слое по результатам моделирования. Показано сверху трехмерное распределение компонента намагниченности по оси z , перпендикулярной плоскости диска, внизу распределение компонент намагниченности в плоскости диска.

угол наклона этой прямой к горизонтальной оси больше, чем для случая П-вихрей. Такую же линейную зависимость частоты связанных колебаний вихрей от плотности тока для АП-вихрей наблюдали теоретически для случаев средних величин диаметров наноцилиндров [23] и экспериментально для диаметров 150 и 200 нм [20].

Изменение структуры вихря в тонком магнитном слое происходит следующим образом. В начальный момент времени (рис. 7а) имеем симметричный по структуре магнитный вихрь с намагниченностью в коре, направленной вверх, как и для вихря в толстом слое. При ускоренном движении вихря по спиральной траектории его структура, как и для вихря в толстом слое, становится не-

симметричной с образованием все увеличивающегося со временем “провала” намагниченности (рис. 7б–7г). При переключении полярности вихря в толстом слое и возбуждения спиновых волн в нем, в тонком слое (рис. 7г) практически не наблюдается резкого изменения структуры вихря. Спиновые волны малой амплитуды возникают в тонком слое с некоторым запозданием и затухают практически в одно время со спиновыми волнами в толстом слое (рис. 7д).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование динамики двух связанных магнитных вихрей в трехслойном наноци-

линдре большого диаметра под действием спин-поляризованного тока. Показана возможность, в зависимости от величины спин-поляризованного тока, существования различных режимов движения вихрей: затухающие осцилляции вихрей, стационарные осцилляции вихрей и режим переключения полярности одного из вихрей. Заметное отличие затухающего режима динамики вихрей для случая наноцилиндра большого диаметра от случаев маленького и среднего диаметра состоит в практически отсутствующей начальной области траектории с расширяющейся орбитой. Увеличение диаметра диска приводит к увеличению: интервала величин спин-поляризованного тока, в которых существует стационарный режим связанных колебаний вихрей: критической величины тока для наступления режима переключения полярности одного из вихрей. Показано, что с увеличением диаметра наноцилиндров происходит увеличение времени выхода вихрей на режим стационарных связанных колебаний. Построены траектории движения вихрей для случаев разных динамических режимов. Для случая стационарной динамики связанных П- и АП-вихрей найдена линейная зависимость частоты колебаний от величины тока. Показано, что переключение под действием тока полярности вихря возможно только в толстом слое с помощью динамического механизма переключения, сопровождающегося генерацией пары вихрь–антивихрь.

Статья выполнена при поддержке: для СВС – фонда РФФИ проект № 19-02-00316; для ЕГЕ – Правительства РФ, Постановление № 211 от 16.03.2013 г., соглашение № 02.A03.21.0011, для НГП и ЕГЕ – ВШЭ и БГПУ в рамках проекта “Зеркальные лаборатории”. Микромагнитное моделирование выполнено при поддержке проекта РНФ 19-12-00432.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Laichuan Sh., Jing X., Guoping Zh., Xichao Zh., Motohiko E., Tretiakov O., Xiaoxi L., Yan Zh.* Spin torque nano-oscillators based on antiferromagnetic skyrmions // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. P. 042402. <https://doi.org/10.1063/1.5080302>
2. *Попков А.Ф., Кулагин Н.Е., Демин Г.Д., Звездин К.А.* Полевые особенности микроволновой чувствительности спинового диода при наличии тока смещения // *Изв. вузов. Электроника*, 2017. Т. 22. № 2. С. 109–119. <https://doi.org/10.21415/1561-5405-2017-22-2-109-119>
3. *Locatelli N., Lebrun R., Naletov V.V., Hamadeh A., De Loubens G., Klein O., Grollier J., Cros V.* Improved Spectral Stability in Spin-Transfer Nano Oscillators: Single Vortex Versus Coupled Vortices Dynamics // *IEEE Transactions on magnetics*. 2015. V. 51. № 8. P. 4300206.
4. *Laichuan S., Jing X., Guoping Z., Xichao Z., Motohiko E., Tretiakov O., Xiaoxi L., Yan Z.* Spin torque nano-oscillators based on antiferromagnetic skyrmions // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. P. 042402.
5. *Litvinenko A., Iurchuk V., Sethi P., Louis S., Tyberkevych V., Li J., Jenkins A., Ferreira R., Dieny B., Slavin A., Ebels U.* Supporting Information for the manuscript entitled “Ultra-fast sweep-tuned spectrum analyzer with temporal resolution based on a spin-torque nano-oscillator” by // *Nano Lett.* 2020. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c02195>
6. *Li C., Wang S., Xu N., Yang X., Liu B., Yang B., Fang L.* Spin-torque nano-oscillators based on radial vortex in the presence of interface Dzyaloshinskii-Moriya interaction // *JMMM*. 2019. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166155>
7. *Verba R., Navas D., Bunyaev S., Hierro-Rodriguez A., Guslienko K., Ivanov B., Kakazei G.* Helicity of magnetic vortices and skyrmions in soft ferromagnetic nanodots and films biased by stray radial fields // *Phys. Rev.* 2020. B. V. 101. P. 064429.
8. *Guslienko K.* Magnetic vortex state stability, reversal and dynamics in restricted geometries // *J. Nanoscience and Nanotechnology*. 2008. V. 8. № 6. P. 2745–2760.
9. *Ким П., Орлов В., Прокопенко В., Замай С., Принц В., Руденко П., Руденко Т.* О низкочастотном резонансе магнитных вихрей в микро-и нанопятнах // *ФТТ*. 2015. Т. 57. В. 1. С. 29–36.
10. *Gaididei Y., Kravchuk V., Sheka D.* Magnetic Vortex Dynamics Induced by an Electrical Current // *International J. Quantum Chemistry*. 2010. V. 110. № 1. P. 83–97.
11. *Guslienko K.* Nonlinear magnetic vortex dynamics in a circular nanodot excited by spin-polarized current // *Nanoscale Research Letters*. 2014. V. 9. № 1. P. 386.
12. *Ivanov B., Zaspel C.* Excitation of spin dynamics by spin-polarized current in vortex state magnetic disks // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. № 24. P. 247208.
13. *Khvalkovskiy A., Grollier J., Dussaux A., Zvezdin K., Cros V.* Vortex oscillations induced by spinpolarized current in a magnetic nanopillar: Analytical versus micromagnetic calculations // *Phys. Rev. B*. 2009. V. 80. № 14. P. 140401.
14. *Steblyi M., Jain S., Kolesnikov A., Ognev A., Samardak A., Davydenko A., Sukovatitcina E., Chebotkevich L., Ding J., Pearson J., Khovaylo V., Novosad V.* Vortex dynamics and frequency splitting in vertically coupled nanomagnets // *Scientific Reports*. 2017. V. 7. № 1. P. 1–7.
15. *Guslienko K., Buchanan K., Bader S., Novosad V.* Dynamics of coupled vortices in layered magnetic nanodots // *J. Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 86. P. 223112.
16. *Locatelli N., Ekomasov A., Khvalkovskiy A., Azamatov Sh., Zvezdin K., Grollier J., Ekomasov E., Cros V.* Reversal process of a magnetic vortex core under the combined action of a perpendicular field and spin transfer torque // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 102. P. 062401.
17. *Екомасов А., Хвальковский А., Звездин К., Екомасов Е.* Моделирование статического и динамического сценариев переключения поляризации магнитных вихрей в наностолбчатой проводящей трехслой-

- ной структуре // Известия РАН серия физическая. 2013. Т. 77. № 10. С. 1490–1492.
18. *Locatelli N., Lebrun R., Naletov V., Hamadeh A., De Loubens G., Klein O., Grollier J., Cros V.* Improved Spectral Stability in Spin-Transfer Nano Oscillators: Single Vortex Versus Coupled Vortices Dynamics // IEEE Transactions on magnetics. 2015. V. 51. № 8. P. 4300206.
 19. *Cheremov S., Koop B., Galkin A., Khymyn R., Ivanov B., Worledge D., Korenivski V.* Core-core dynamics in spin vortex pairs // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. № 9. P. 097204.
 20. *Hamadeh A., Locatelli N., Naletov V., Lebrun R., Loubens G., Grollier J., Klein O., Cros V.* Origin of spectral purity and tuning sensitivity in a spin transfer vortex nano-oscillator // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. № 25. P. 257201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.257201>
 21. *Екомасов А., Степанов С., Звездин К., Екомасов Е.* Влияние перпендикулярного магнитного поля и поляризованного тока на динамику связанных магнитных вихрей в тонкой наностолбчатой проводящей трехслойной структуре // ФММ. 2017. Т. 118. № 4. С. 345–351.
 22. *Holmgren E., Bondarenko A., Ivanov B., Korenivski V.* Resonant pinning spectroscopy with spin-vortex pairs // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. № 9. P. 094406.
 23. *Екомасов А., Степанов С., Звездин К., Екомасов Е.* Spin current induced dynamics and polarity switching of coupled magnetic vertices in three-layer nanopillars // JMMM. 2019. V. 471. P. 513–520.
 24. *Степанов С., Екомасов А., Звездин К., Екомасов Е.* Исследование связанной динамики магнитных вихрей в трехслойном проводящем наноцилиндре // ФТТ. 2018. Т. 60. № 6. С. 1045–1050.
 25. *Leliaert J., Mulkers J.* Tomorrow's micromagnetic simulations // J. of Appl. Phys. 2019. V. 125. P. 18.
 26. *Екомасов А., Степанов С., Екомасов Е.* Моделирование переключения вихревых коров в наностолбчатой проводящей трехслойной структуре // Письма о материалах. 2016. Т. 6. № 1. С. 46–48.