ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2024, том 125, № 1, с. 39–46

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.611.3

НОВЫЙ СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ СВЯЗАННЫХ КОЛЕБАНИЙ ВИХРЕЙ В ТРЕХСЛОЙНОМ СПИН-ТРАНСФЕРНОМ НАНООСЦИЛЛЯТОРЕ ПРИ БОЛЬШИХ ЗНАЧЕНИЯХ ТОКОВ

© 2024 г. Г. И. Антонов[a, *], Е. Г. Екомасов[a, b], К. А. Звездин[c], Н. Г. Пугач[d]

[a] *Уфимский Университет Науки и Технологий, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076 Россия*

[b] *Башкирский Государственный Педагогический Университет, ул. Октябрьской революции, 3-а, Уфа, 450008 Россия*

[c] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991 Россия*

[d] *Национальный исследовательский университет "Высшая Школа Экономики", ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000 Россия*

** e-mail: georgij.antonow@yandex.ru*

Поступила в редакцию 05.06.2023 г.
После доработки 24.09.2023 г.
Принята к публикации 04.10.2023 г.

Исследуется влияние большого по величине спин-поляризованного тока на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах диаметром 400 нм. Обнаружены новые стационарные режимы связанных колебаний вихрей как для одинаковых, так и для противоположных полярностей ядер. Изучена зависимость частоты стационарных связанных колебаний магнитных вихрей от величины спин-поляризованного тока. Найденный эффект можно использовать для повышения рабочих частот спин-трансферных наноосцилляторов.

Ключевые слова: магнитные вихри, спин-трансферный наноосциллятор, магнитные нанодиски

DOI: 10.31857/S0015323024010064, **EDN:** ZQWBYS

ВВЕДЕНИЕ

Относительно недавно было теоретически и экспериментально показано, что в магнитных наноструктурах между спин-поляризованным током и намагниченностью может возникнуть прямое (контактное) взаимодействие, которое способно привести к процессам перемагничивания и более сложной динамике спинов в магнитных материалах. Этот эффект обусловлен переносом спинового момента и имеет квантовую природу. Важным экспериментальным подтверждением эффекта переноса спина является возбуждение осцилляций намагниченности в спин-вентильных наноструктурах [1–5]. Системы, в которых таким образом возбуждается прецессия намагниченности, называются спин-трансферными наноосцилляторами (СТНО). Частота осцилляций в подобных трехслойных системах зависит от величины приложенного спин-поляризованного тока, и ей можно управлять в достаточно широких для технических приложений пределах. Спин-трансферный наноосциллятор часто представляет собой наностолбик, который имеет два магнитных слоя, разделенных немагнитной прослойкой. В магнитных слоях может существовать, как основное состояние, магнитный вихрь. Интерес к изучению вихревых СТНО связан с большими перспективами их практического применения и некоторыми преимуществами перед традиционными СТНО [6–13]. Обзор последних достижений в этой области дан в работе [14].

Магнитная структура вихря, находящегося в условиях равновесия в центре нанодиска, качественно выглядит следующим образом: поле намагниченности лежит в плоскости и закручивается вокруг центра вихря; в его малой окрестности намагниченность выходит из плоскости и ориентируется перпендикулярно ей в центре диска. Как показано в работе [15], характерной чертой вихревого распределения является наличие центральной части вихря с перпендикулярной компонентой намагниченности. Эта центральная часть называется ядром вихря (диаметр ядра порядка 10 нм). Возможны два направления намагниченности в ядре вихря (полярности) вверх или вниз, что можно использовать, например, в цифровых устройствах памяти [14].

Изучению динамики магнитостатически связанных магнитных вихрей посвящено много экспериментальных и теоретических работ [13, 16–20]. Свойства такой системы во многом зависят

от взаимной ориентации ядер вихрей. С помощью спин-поляризованного тока можно возбудить гиротропные колебания магнитостатически связанных вихрей с постоянной частотой как с параллельной, так и с антипараллельной полярностью вихрей [20–25]. Однако режим существования стационарных связанных колебаний вихрей имеет ограничения по току [20–23]. Показано [20, 23], что ниже первого критического тока существует затухающий режим колебаний вихрей. А выше второго критического тока для наностолбиков большого и среднего диаметра после достижения вихрем в более толстом слое критической скорости происходит динамическое переключение полярности этого вихря. Затем вихри с изменившейся полярностью переходят опять на стационарный режим с новой частотой и радиусом. В работе [23] было показано, что для случая СТНО большого диаметра – 400 нм и начального состояния в виде вихрей с одинаковой полярностью, в диапазоне плотностей тока от нуля до $j=14\times10^7$ А/см^2 наблюдали три режима связанной динамики вихрей (рис. 1). При плотности тока менее $j=4.8\times10^7$ А/см^2 наблюдали затухающие колебания вихрей. После увеличения плотности тока выше $j=4.8\times10^7$ А/см^2 наблюдали стационарные связанные колебания вихрей с одинаковой полярностью. Также было показано, что для одиночного диска с увеличением величины тока могут возникать новые динамические эффекты [26]. Для двухвихревого СТНО пока данный вопрос совсем не исследован. В данной работе теоретически, с помощью микромагнитного моделирования, исследуется влияние большого по величине спин-поляризованного тока на связанную динамику вихрей в СТНО большого диаметра – 400 нм, когда из-за геометрических ограничений магнитный вихрь не выходит за границы намагниченности диска.

ДИНАМИКА ВИХРЕЙ ОДИНАКОВОЙ ПОЛЯРНОСТИ

Рассмотрим наностолбик кругового сечения диаметром 400 нм. Он содержит три слоя: толстый магнитный слой из пермаллоя (толщина 15 нм), промежуточный немагнитный слой (толщина 10 нм) и тонкий магнитный слой из пермаллоя (толщина 4 нм). Магнитные параметры системы следующие [14]: намагниченность насыщения M_s = 700 Эрг/(Гс×см^3) для толстого и M_s = 600 Эрг/(Гс×см^3) для тонкого слоя, обменная жесткость $A = 1.2\times10^{-6}$ Эрг/см для толстого, $A = 1.12\times10^{-6}$ Эрг/см для тонкого слоя, параметр затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, гиромагнитное отношение $\gamma = 2.0023$ (Э×с)$^{-1}$. Нелинейную динамику вектора намагниченности $\boldsymbol{M}$ в магнитном слое будем описывать с помощью обобщенного уравнения Ландау–Лифшица. Оно содержит дополнительный вращательный момент, ответственный за взаимодействие тока с намагниченностью, и имеет вид [14]:

$$\boldsymbol{M} = -\gamma\left[\boldsymbol{M}\times H_{\text{eff}}\right] + \frac{\alpha}{M_s}\left[\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{M}\right] + T_{s.t.}. \quad (1)$$

Эффективное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ представляет собой сумму полей магнитостатического и обменного взаимодействий, классического магнитного поля Эрстеда, индуцированного током в проводнике, где γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания, $\boldsymbol{M}_s$ – намагниченность насыщения. $T_{s,t}$ – дополнительный вращательный момент, линейно зависит от величины плотности тока и его поляризации и имеет вид:

$$T_{s.t} = -\frac{\gamma_0 a_j}{M_s}\boldsymbol{M}\times\left[\boldsymbol{M}\times\mathbf{m}_{\text{ref}}\right] + \gamma b_j\left[\boldsymbol{M}\times\mathbf{m}_{\text{ref}}\right],$$
$$a_j = \frac{\hbar}{2|e|}\frac{1}{d}P\frac{1}{M_s}J_e,\ b = \beta\alpha_j,\ \beta\sim 0.05-0.2, \quad (2)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка; e – заряд электрона; d – толщина слоя; $\boldsymbol{J}_e$ – плотность тока; P – поляризация тока; $\mathbf{m}_{\text{ref}}$ – единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя.

Для численного моделирования связанной динамики магнитных вихрей использован пакет программ для микромагнитного моделирования SpinPM. Он позволяет численно интегрировать обобщенное уравнение Ландау–Лифшица методом Рунге–Кутта четвертого порядка. Этот пакет оказался эффективным инструментом для численного исследования динамики связанных вихрей (см., например, [16, 20, 23]). Размер ячейки вычислительной сетки составляет 2×2×5 нм^3 для толстого слоя и 2×2×4 нм^3 для тонкого. При рассматриваемой толщине магнитных дисков считали, что намагниченность в каждой точке магнитного диска зависит только от X и Y. В начальный момент времени магнитные вихри существуют в каждом магнитном слое, и система находится в равновесии. Магнитные вихри с одинаковой полярностью будем называть П-вихрями, с разной полярностью будем называть АП-вихрями. Поляризация тока $P=0.1$.

Далее рассмотрим движение вихрей под влиянием больших, чем $j=14\times10^7$ А/см^2, величин плотности тока, не рассмотренных ранее [23]. Отметим, что увеличение тока вполне допустимо, т. к., во-первых, плотность тока при этом остается по порядку величины такой же, как и в рассмотренных ранее случаях [16, 24, 25]; во-вторых, в литературе известны работы (см., напр., [27, 28]), где рассматривали ток до 100 мА. Также во многом результаты моделирования могут быть

обобщены для случаев возбуждения вихрей беззарядовым спиновым током [29], когда нет ограничения на плотность электрического тока, текущего через туннельный барьер.

Численный эксперимент заключался в следующем. В начальный момент имеем два вихря одинаковой полярности и киральности. Затем включаем спин-поляризованный ток и изучаем связанную динамику вихрей. На рис. 1 показаны траектории движения координат центров вихрей в толстом и тонком магнитных слоях при плотности тока $j=20\times10^7$ А/см^2. Из рисунков видно, что вихрь выходит из центра (точка 1) и некоторое время движется по кривой. Далее вихрь начинает двигаться с ускорением по спирали против часовой стрелки и выходит на стационарную орбиту, где движение происходит с постоянным радиусом и частотой. Точки 1 (момент времени 0 нс) и 2 (момент времени 10 нс) соответствуют начальному и конечному положению вихря на диске. При данной величине тока режим П-вихрей не меняется. Вихри располагаются при движении практически друг под другом и радиусы их траекторий отличаются на единицы нанометров.

Итак, численный расчет показал, что при увеличении тока выше некоторого его критического значения перестает наблюдаться динамическое переключение полярности вихря в толстом магнитном слое. Наблюдается же движение вихрей по круговым траекториям с одинаковым значением частоты. Более детальные расчеты показали, что существует целый диапазон токов от $j=18\times10^7$ А/см^2 до $j=25\times10^7$ А/см^2 (см. рис. 2), где существует режим стационарных колебаний П-вихрей. Отметим, что в данном случае, в от-

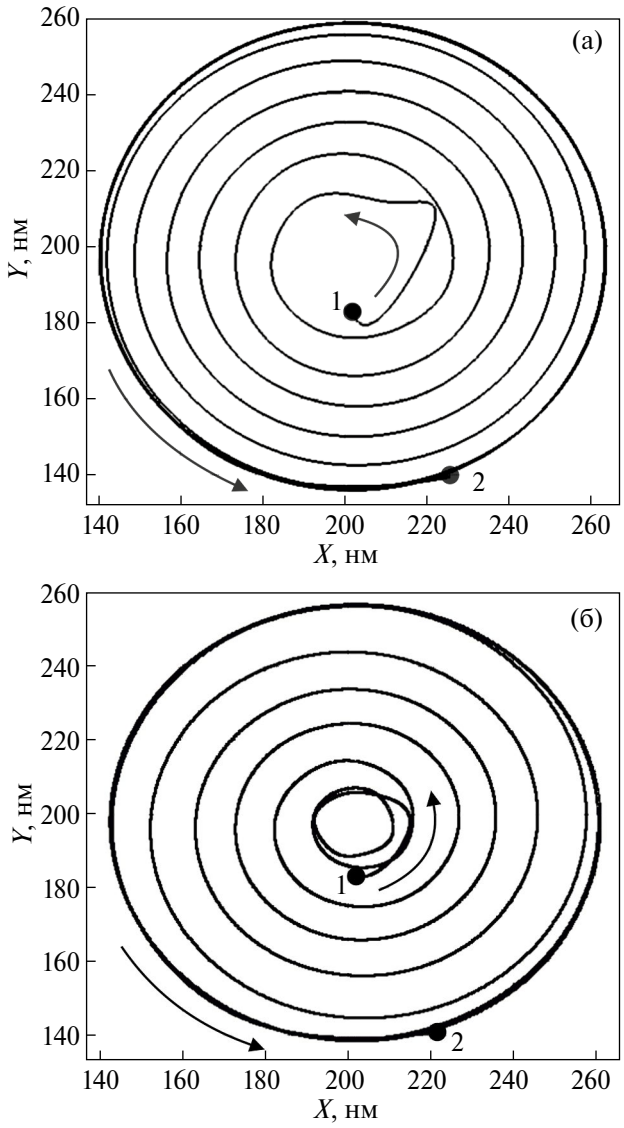

Рис. 1. Траектория движения центра вихря при плотности тока $j=20\times10^7$ А/см^2: (а) в толстом слое, (б) в тонком слое. Точки 1 и 2 соответствуют моментам времени 0 и 10 нс соответственно.

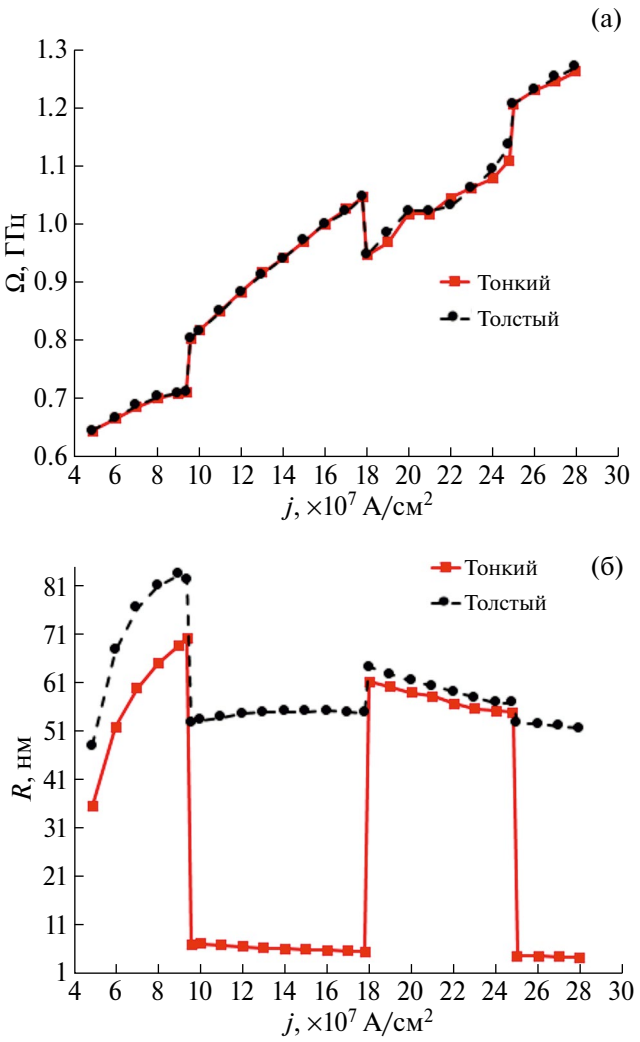

Рис. 2. График зависимости (а) частоты, (б) радиуса стационарного режима движения вихрей от плотности тока.

личие от случая режима П-вихрей для малых токов, радиусы траекторий вихрей в толстом и тонком слое отличаются на единицы нанометров и уменьшаются с увеличением тока.

Время, необходимое для выхода на стационарный режим, для нашего случая примерно в восемь раз меньше, чем для режима П-вихрей для малых токов. Кривая зависимости частоты стационарных колебаний вихрей от тока показывает линейное увеличение с увеличением величины тока и является естественным продолжением кривой, полученной для случая стационарного режима колебаний П-вихрей при малых величинах тока.

ДИНАМИКА ВИХРЕЙ РАЗНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

Далее рассмотрим движение вихрей при еще более высоких значениях плотности тока, ожидая динамическое переключение полярности вихря в одном из магнитных слоев и появления связанных вихрей разной полярности. Например, возьмем величину плотности тока $j = 26\times10^7$ А/см^2. Также в начальный момент времени имеем вихри одинаковой полярности и киральности. Из рис. 3а видно, что в толстом слое вихрь начинает движение из центра по спирали против часовой стрелки (точка 1). Далее скорость его движения

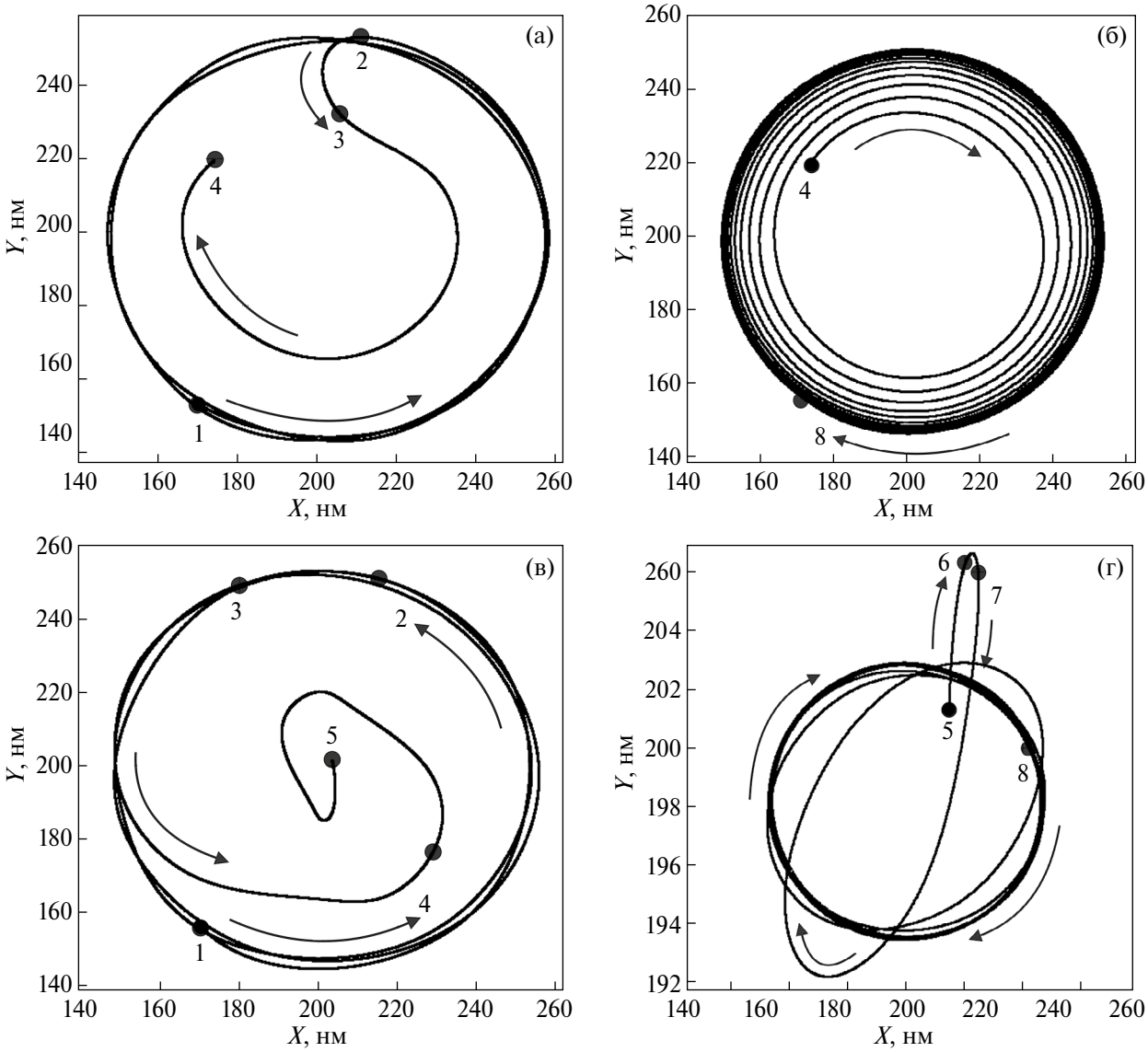

Рис. 3. Траектория движения вихря при плотности тока $j=26\times10^7$ А/см^2 в толстом (а, б) и тонком слоях (в, г). (а) точка 1 – 12 нс, точка 2 – 14,3 нс, точка 3 – 14,4 нс, точка 4 – 15 нс. Точки 2 и 3 соответствуют моменту переключения, (б) продолжение траектории вихря рис. 2а, здесь видно, как вихрь выходит на стационарный режим после переключения полярности. Точка 4 – 15 нс, точка 8 – 25 нс; в тонком слое (в, г) траектория движения вихря при плотности тока $j = 26\times10^7$ А/см^2. Точка 1 – 12 нс, точка 2 – 14,3 нс, точка 3 – 14,4 нс, точка 4 – 15 нс, точка 5 – 16 нс, точка 6 – 16,1 нс, точка 7 – 16,2 нс, точка 8 – 25 нс.

достигает критической скорости 384 м/с, после чего происходит динамическое переключение полярности вихря. На рис. 3а видно, как вихрь останавливается, затем, отклоняясь к центру диска, меняет направление своего вращательного движения на противоположное в толстом слое, находясь в точках 2 и 3 (рис. 3а). После завершения процесса переключения полярности, вихрь движется уже по часовой стрелке, разгоняется, выходит на стационарную орбиту (см. рис. 3б). На стационарной орбите вихрь движется с постоянным радиусом и частотой. Точка 4 на рис. 3а, б соответствует моменту времени 15 нс.

Рассмотрим теперь траекторию центра вихря в тонком слое (рис. 3в, г). Отметим, что временные точки на траекториях, сделанных для случая толстого и тонкого слоев, соответствуют одному и тому же времени. После включения тока вихрь так же начинает свое движение по винтовой траектории против часовой стрелки. Далее вихрь набирает максимальную скорость и выходит на стационарную орбиту, где движется с постоянной частотой и радиусом (рис. 3в). Но как только в толстом слое (в точках 2 и 3) происходит процесс переключения полярности вихря, в тонком слое вихрь, двигаясь все еще против часовой стрелки, заметно начинает отклоняться от своей стационарной траектории. В точке 3 вихрь в толстом слое начинает двигаться в противоположном направлении, в тонком слое в этот момент начинается процесс торможения вихря. При этом вихрь в тонком слое стремится вернуться в центр диска. В точке 6 (рис. 3г) вихрь в тонком слое меняет свое направление вращения и, так же как вихрь в толстом слое начинает двигаться по часовой стрелке. Т.е. спустя 1.8 нс после переключения в толстом слое произошла смена направления движения и в тонком слое. Далее вихрь снова разгоняется и выходит на новую стационарную орбиту с новой частотой и радиусом. Такой процесс образования стационарно движущихся АП-вихрей также наблюдается в некотором диапазоне величин токов. На рис. 2 представлены графики зависимости частоты и радиуса стационарного движения и для АП-вихрей от величины плотности тока. Частота стационарных колебаний АП-вихрей с увеличением величины тока практически линейно увеличивается, а радиус линейно уменьшается. В данном случае радиус движения вихря в тонком слое намного меньше, чем в толстом слое. Отметим, что угол наклона прямой зависимости частоты от тока к горизонтальной оси практически такой же, как и для случая П-вихрей. Из рис. 2 также видно, что эти зависимости являются естественным продолжением зависимостей, полученных для случая АП-вихрей при малых величинах тока.

Был подробно рассмотрен процесс изменения структуры вихрей при динамическом переключении, который в нашем случае происходит аналогично уже описанному для случая малых токов для больших и малых диаметров СТНО [24, 25]. На рис. 4 можно видеть трехмерное изображение, на котором видно изменение структуры вихря в толстом слое, сопровождаемое зарождением пары новый вихрь и антивихрь.

В момент переключения старый вихрь аннигилирует с новым антивихрем и остается новый вихрь с противоположной полярностью. Переключение происходит с излучением спиновых волн. Далее видно, что по истечении некоторого времени излучение заканчивается и новый вихрь выходит на новую стационарную орбиту с новым радиусом и частотой. В данном случае структура нового вихря более сложная, чем первоначальная. Она содержит “провал” намагниченности рядом с ядром вихря.

Отметим также, что процесс переключения занимает примерно в два раза меньше времени, чем в случае малых токов.

На рис. 5 изображены результаты трехмерного моделирования динамического изменения структуры вихря в тонком слое. Видно, что в момент аннигилирования пары вихрь-антивихрь в толстом слое, в тонком слое возбуждаются колебания спиновых волн. Так же, как и в толстом слое, спиновые волны исчезают с течением времени, необходимого для выхода вихря на новую стационарную орбиту, с новой частотой и радиусом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью численных методов исследовано влияние большого по величине спин-поляризованного тока на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах диаметром 400 нм. Обнаружено, что при увеличении тока выше некоторого его критического значения перестает наблюдаться динамическое переключение полярности вихря в толстом магнитном слое, а наблюдается движение вихрей по круговым траекториям с одинаковым значением частоты. При дальнейшем увеличении тока выше некоторого его критического значения наблюдается динамическое переключение полярности вихря в толстом магнитном слое.

Исследовано динамическое изменение структуры вихрей. Показано, что образуется пара вихрей с противоположными полярностями, которая через некоторое время начинает двигаться по круговым траекториям с одинаковой частотой. Зависимость частоты связанных колебаний магнитных вихрей практически линейно увеличивается с увеличением величины тока как для случая

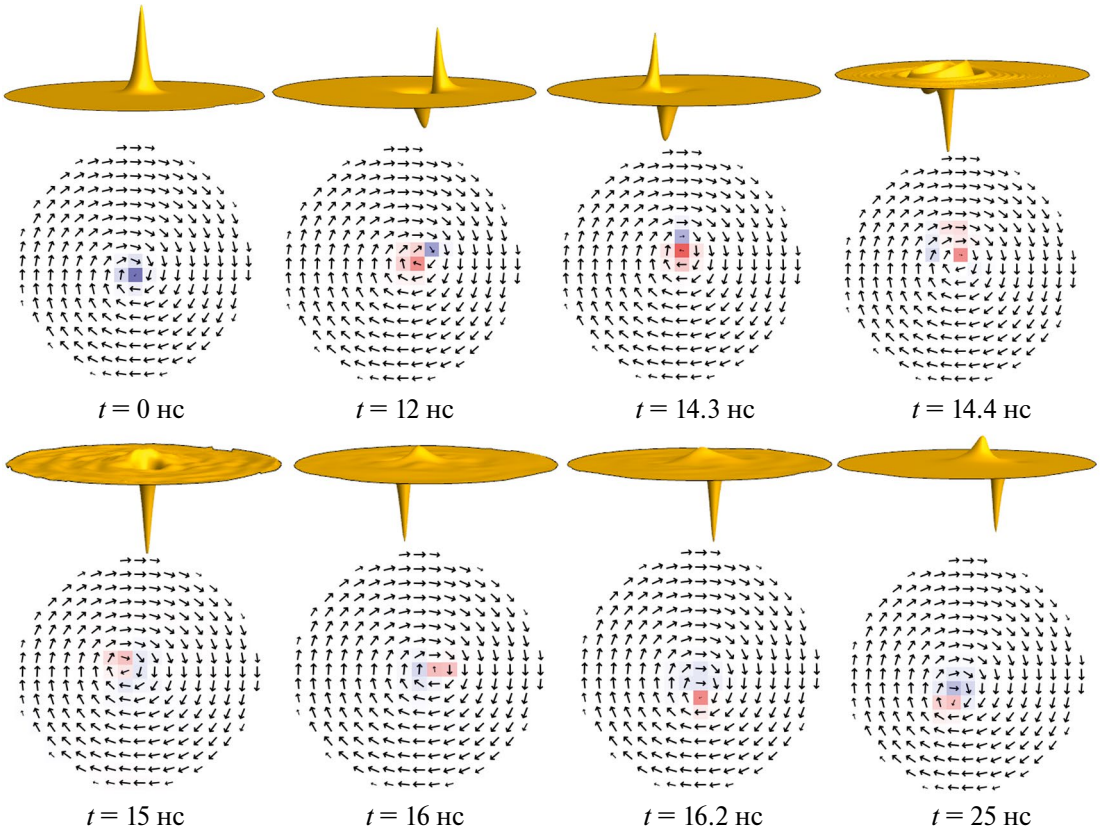

Рис. 4. Динамическое изменение структуры вихря в толстом слое, плотность тока $j = 26 \times 10^7$ А/см^2. Времена соответствуют точкам на рис. 3.

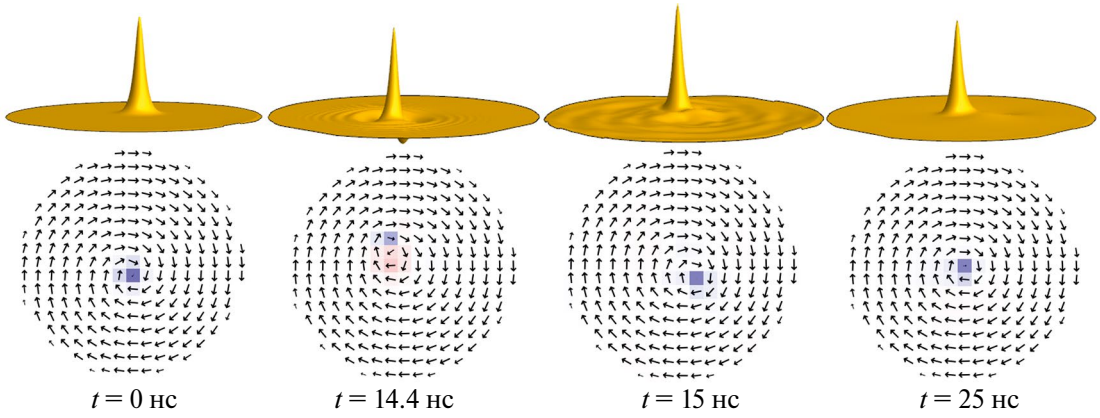

Рис. 5. Динамическое изменение структуры вихря в тонком слое, плотность тока 26×10^7 А/см^2. Времена соответствуют точкам на рис. 3.

вихрей с одинаковой, так и с разной полярностью. Зависимость радиусов окружностей, по которым движутся вихри в тонком и толстом магнитных слоях практически линейно уменьшаются с увеличением величины тока как для случая вихрей с одинаковой, так и с разной полярностью.

Найденный эффект можно использовать для повышения рабочих частот СТНО.

Статья выполнена для НГП и ЕГЕ при поддержке ВШЭ и БГПУ в рамках проекта “Зеркальные лаборатории”.

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Slonczewski J.C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Mater. 1996. V. 159. P. L1–L7.
2. *Berger L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // Phys. Rev. 1996. V. 54. P. 9353.

3. *Tsoi M., Jansen A.G.M., Bass J., Chiang W.-C., Seck M., Tsoi V., and Wyder P.* Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current // Phys. Rev. Letters. 1998. V. 80. P. 4281.

4. *Kiselev S., Sankey J., Krivorotov I.N., Emley N.C., Shoelkopf R.J., Buhrman R.A., Ralph D.C.* Microwave oscillations of a nano-magnet driven by a spin-polarized current // Nature. 2003. V. 425. P. 380–383.

5. *Grollier J., Boulenc P., Cros V., Hamzić A., Vaurès A., Fert A., Faini G.* Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion // Appl. Phys. Letters. 2003. V. 83. P. 509–511.

6. *Ivanov B.A., Zaspel C.*E. Excitation of spin dynamics by spin-polarized current in vortex state magnetic disks // Phys. Rev. Letters. 2007. V. 99. P. 247208.

7. *Guslienko K.Y.* Magnetic Vortex State Stability, Reversal and dynamics in restricted geometries // J. Nanoscience and Nanotechnology. 2008. P. 2745. DOI:10.1166/jnn.2008.18305

8. *Dussaux A., Georges B., Grollier J., Cross V., Khvalkovskiy A.V., Fukushima A., Konoto M., Kubota H., Yakushiji K., Yuasa S., Zvezdin K.A., Ando A., Fert A.* Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions // Nature Communicatio. 2010. V. 1. P. 8.

9. *Yu D., Kang K., Berakdar J., Jia C.* Nondestructive ultrafast steering of a magnetic vortex by terahertz pulses // NPG Asia Mater. 2020. V. 12. P. 36. DOI:10.1038/s41427-020-0217-8

10. *Grollier J., Querlioz D., Camsari K.Y., Everschor-Sitte K., Fukami S., Stiles M.D.* Neuromorphic spintronics // Nature Electronics. 2020. V. 3. P. 360–370. DOI:10.1038/s41928-019-0360-9

11. *Wittrock S., Talatchian P., Romera M., Menshawy S., Garcia M.G., Cyrille M.-C., Ferreira R., Lebrun R., Bortolotti P., Ebels U., Grollier J., Cros V.* Beyond the gyrotropic motion: Dynamic C-state in vortex spin torque oscillators // Appl. Phys. Letters. 2021. V. 118. P. 012404. DOI:10.1063/5.0029083

12. *Stebliy M.E., Jain S., Kolesnikov A.G., Ognev A.V., Samardak A.S., Davydenko A.V., Sukovatitcina E.V., Chebotkevich L.A., Ding J., Pearson J., Khovaylo V., Novosad V.* Vortex dynamics and frequency splitting in vertically coupled nanomagnets // Sci. Reports. 2017. V. 7. P. 1127. DOI:10.1038/s41598-017-01222-4

13. *Guslienko K.Y., Buchanan K.S., Bader S.D., Novosad V.* Dynamics of coupled vortices in layered magnetic nanodots // Appl. Phys. Letters. 2005. V. 86. P. 223112. DOI:10.1063/1.1929078

14. *Zvezdin K.A., Ekomasov E.G.* Spin Currents and Nonlinear Dynamics of Vortex Spin Torque Nano-Oscillators // Phys. Metals and Metal. 2022. V. 123. P. 201. DOI:10.1134/S0031918X22030140

15. *Usov N.A., Peschany S.E.* Magnetization curl-ing in a fine cylindrical particle // JMMM. 1993. V. 118. P. L290–L294.

16. *Locatelli N., Ekomasov A.E., Khvalkovskiy A.V., Azamatov S.A., Zvezdin K.A., Grollier J., Ekomasov E.G., Cros V.* Reversal process of a magnetic vortex core under the combined action of a perpendicular field and spin transfer torque // Appl. Phys. Letters. 2013. V. 102. P. 062401. DOI:10.1063/1.4790841

17. *Cherepov S.S., Koop B.C., Galkin A.Y., Khymyn R.S., Ivanov B.A., Worledge D.C., Korenivski V.* Core-Core dynamics in spin vortex pairs // Phys. Rev. Letters. 2012. V. 109. P. 097204.

18. *Holmgren E., Bondarenko A., Ivanov B.A., Korenivski V.* Resonant pinning spectroscopy with spin-vortex pairs // Phys. Rev. Letters. 2018. V. 97. P. 094406. DOI:10.1103/B.97.094406

19. *Sluka V., Kakay A., Deac A.M., Burgler D.E., Schneider C.M., Hertel R.* Spin-torque-induced dynamics at fine-split frequencies in nano-oscillators with two stacked vortices // Nature Comm. 2015. V. 6. P. 6409. DOI:10.1038/ncomms7409

20. *Ekomasov A.E., Stepanov S.V., Zvezdin K.A., Ekomasov E.G.* Spin current induced dynamics and polarity switching of coupled magnetic vertices in three-layer nanopillars // JMMM. 2019. V. 471. P. 513. DOI:10.1016/j.jmmm.2018.09.077

21. *Gaididei Y., Kravchuk V.P., Sheka D.D.* Magnetic vortex dynamics induced by an electrical current // International Journal of Quantum Chemistry. 2009. V. 110. P. 83–97. DOI:10.1002/qua.22253

22. *Guslienko K.Y., Sukhostavets O.V., Berkov D.V.* Nonlinear magnetic vortex dynamics in a circular nanodot excited by spin-polarized current // Nanoscale Research Letters. 2014. V. 9. P. 386. DOI:10.1186/1556 276X-9 386

23. *Ekomasov E.G., Stepanov S.V., Zvezdin K.A., Pugach N.G., Antonov G.I.* The Effect of the Spin-Polarized Current on the dynamics and structural changes of magnetic vortices in a large-diameter threelayer conducting Nanocylinder // Phys. Met. Metal. 2021. V. 122. P. 197–204. DOI: 10.1134/S0031918X21030054

24. *Ekomasov E.G., Stepanov S.V., Nazarov V.N., Zvezdin K.A., Pugach N.G., Antonov G.I.* Joint effect of a magnetic field and a spin-polarized current on the coupled dynamics of magnetic vortices in a spin-transfer nano-oscillator // Techn. Phys. Letters. 2021. V. 47. No. 9. P. 870–872. DOI: 10.1134/S1063785021090030

25. *Ekomasov A.E., Stepanov S.V., Zvezdin K.A., Ekomasov E.G.* Influence of perpendicular magnetic field and polarized current on the dynamics of coupled magnetic vortices in a thin nanocolumnar trilayer conducting structure // Phys. Met. Metal. 2017. V. 118. P. 328–333. DOI:10.1134/S0031918X17020028

26. *Volkov O.M., Kravchuk V.P., Sheka D.D., Gaididei Y.* Spin-transfer torque and current-induced vortex superlattices in nanomagnets // Phys. Pev. B. 2011. V. 84. P. 052404. DOI: 10.1103/Phys. rev B.84.052404

27. *Wei Jin, Huan He, Yuguang Chen, and Yaowen Liu.* Controllable vortex polarity switching by spin polarized current // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 013906. DOI: 10.1063/1.3054305

28. *Naletov V.V., G. de Loubens, Albuquerque G., Borlenghi S., Cros V., Faini G., Grollier J., Hurdequint H., Locatelli N., Pigeau B., Slavin A.N., Tiberkevich V.S., Ulysse C., Valet T., Klein O.* Identification and selection rules of the spin-wave eigen-modes in a normally magnetized nano-pillar // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 224423.

29. *Chen T., Randy K.D., Eklund A., Muduli Pranaba K.* Spin-Torque and Spin-Hall Nano-Oscillators // Proceedings of the IEEE. 2016. V. 104. P. 1919–1945. DOI: 10.1109/JPROC.2016.2554518