

05

Синхронизация автоколебаний обменно-связанных магнитных вихрей

© В.Л. Миронов¹, Д.А. Татарский^{1,2,¶}, А.А. Фраерман¹

¹ Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: tatarsky@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Приводятся результаты микромагнитного моделирования гиротропной моды автоколебаний намагниченности в перекрывающихся ферромагнитных дисках под действием спин-поляризованного тока. Показано, что обменное взаимодействие между дисками значительно увеличивает энергию связи магнитных вихрей и, как следствие, уменьшает расфазировку гирации кóров вихрей в соседних дисках.

Ключевые слова: вихревой наноосциллятор, автоколебания, синхронизация, обменная связь.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52828.39НН

1. Введение

Вихревые спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО) на основе наноразмерных магнитных спиновых вентилей активно исследуются в последние десятилетия в связи с перспективой создания компактных генераторов электромагнитных колебаний [1]. В основе работы данных приборов лежит явление возникновения резонансных гиротропных автоколебаний магнитного вихря в ферромагнитном диске под действием поляризованного по спину электрического тока [2–4]. Этот резонанс имеет малую ширину линии и лежит в мегагерцовом диапазоне частот. Использование такого вихревого осциллятора в генераторах на основе многослойных туннельных контактов с барьером MgO позволяет генерировать микроволновые колебания достаточно большой мощности [5,6].

В настоящее время основные исследования в данной области направлены как на увеличение генерируемой мощности отдельного СТНО, так и на решение проблемы синхронизации больших массивов СТНО, с целью увеличения суммарной генерируемой мощности. Для синхронизации СТНО используют как магнитостатическое [7,8], так и обменное [9–11] взаимодействия между отдельными осцилляторами. На наш взгляд, наиболее перспективным подходом к решению проблемы увеличения генерируемой мощности является внутренняя синхронизация массива СТНО на основе обменного взаимодействия отдельных генераторов.

В настоящей работе методами микромагнитного моделирования исследована фазовая синхронизация двух взаимодействующих вихревых наноосцилляторов, возбуждаемых спин-поляризованным током.

2. Микромагнитное моделирование

Моделирование вынужденных колебаний намагниченности под действием спин-поляризованного тока проводилось посредством численного интегрирования уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта для магнитного момента с учетом переноса спина

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma| [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \mathbf{T}_D + \mathbf{T}_s, \quad (1)$$

где \mathbf{M} — намагниченность, γ — гиромагнитное отношение. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} выражается следующим образом:

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

где \mathbf{H}_{ex} — обменное поле, \mathbf{H}_m — дипольное магнитостатическое поле. Член, описывающий затухание прецессии

$$\mathbf{T}_D = \frac{\alpha}{M_0} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}]], \quad (3)$$

где M_0 — намагниченность в насыщении, α — безразмерный параметр затухания. Член, описывающий эффект переноса спина [12]:

$$\mathbf{T}_s = \frac{\sigma_0 j_s}{M_0} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{e}_s]], \quad (4)$$

где j_s — объемная плотность спин-поляризованного тока, протекающего через образец, \mathbf{e}_s — единичный вектор вдоль поляризации спинов, коэффициент σ_0 определяется материальными параметрами и геометрией образца

$$\sigma_0 \simeq \frac{g \mu_B}{2e M_0 h}, \quad (5)$$

где g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора, e — заряд электрона, h — толщина образца.

Для решения уравнения (1) использовался симулятор MuMax3 (version 3.10, stable release) [13]. В качестве базового элемента для моделирования были выбраны круглые пермаллоевые диски радиусом $r = 250 \text{ nm}$ и толщиной $h = 20 \text{ nm}$. В расчетах использовались следующие материальные параметры: намагниченность насыщения $M_s = 800 \text{ kA/m}$, константа обменного взаимодействия $J = 1.3 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$, параметр затухания $\alpha = 0.01$, константа анизотропии $K = 0$. Моделирование проводилось на сетке $256 \times 128 \times 1$ и размер одной ячейки составлял $4.2 \times 4.2 \times 20 \text{ nm}$, что меньше обменной длины для заданных материальных параметров $l_{ex} \approx 5.7 \text{ nm}$. Исследуемые нами распределения намагниченности однородны по толщине всей частицы и поэтому допустимо использовать ячейку высотой в 20 nm .

3. Автоколебания магнитных вихрей в системе двух дисков

В магнитном вихре условно можно выделить две области. Центральная область вихря (кор) имеет намагниченность, направленную перпендикулярно плоскости ферромагнитного диска. Кор может иметь различную полярность $p = \pm 1$ в зависимости от направления намагниченности. Периферийная область вихря (оболочка) лежит в плоскости диска и может иметь различную завихренность $c = \pm 1$ (либо по часовой стрелки, либо против часовой стрелки). Самой низкочастотной модой колебаний намагниченности вихря является гиротропная мода. При этом кор вихря движется по круговой орбите вокруг положения равновесия с типичными частотами в диапазоне $0.1 - 1.0 \text{ GHz}$ в зависимости от материальных и геометрических параметров диска.

Нами методами микромагнитного моделирования исследовались гиротропные автоколебания магнитных вихрей в системе перекрывающихся дисков. Рассматривалось состояние, в котором вихри имели одинаковую полярность коров и различные завихренности оболочек (рис. 1). Накачка системы производилась постоянным током, протекающим перпендикулярно плоскости дисков и поляризованным по спину вдоль оси Z . Исследовались зависимости резонансных характеристик системы от расстояния между центрами дисков. В качестве параметра, характеризующего расстояние между дисками, выбиралась величина перекрытия

$$\Delta = \frac{2r - d}{2r} \times 100\%, \quad (6)$$

где d расстояние между центрами (рис. 1).

Когда диски находятся на больших расстояниях друг от друга ($\Delta < 0$) между вихрями осуществляется только магнитодипольное взаимодействие. В случае же, когда диски перекрываются ($\Delta > 0$) к магнитодипольному добавляется обменное взаимодействие. Мы моделировали перекрытия от 10% до 28% . В зависимости от монотонности и крутизны рассчитываемой характеристики,

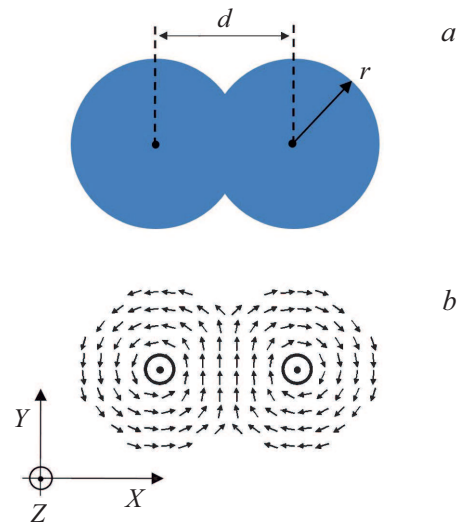


Рис. 1. (а) Система из двух перекрывающихся дисков. (б) Распределение намагниченности в двух дисках.

выбирался шаг 2% или 4% . Верхний предел обусловлен тем, что при переходе от двойного диска к двумерной решетке дисков, мы получим сплошную пленку при перекрытии 30% . Для демонстрации вклада обменной связи мы также моделировали перекрытие 1% , что соответствует расстоянию между краями дисков 5 nm , т.е. больше размера одной ячейки. При перекрытии 0% уже обеспечивается гарантированная обменная связь как минимум через одну ячейку. По этой причине все расчетные зависимости могут иметь разрыв и немонотонность вблизи 0% .

При протекании однородного спин-поляризованного тока, в дисках возбуждаются незатухающие автоколебания, соответствующие гиротропному движению коров вихрей вокруг состояния равновесия. В этой моде колебаний коры обоих вихрей движется в направлении против часовой стрелки. При этом наведенные магнитные моменты оболочек вихрей параллельны и вращаются синфазно [14,15]. С увеличением тока накачки увеличивается частота и установившийся радиус гирации. При критическом токе, когда радиус гирации также достигает критического значения, происходит изменение полярности кора одного из вихрей (или обоих вихрей) и генерация прекращается [16,17]. В численном эксперименте находились значения плотности тока j_{Start} , при которой реализовывались устойчивые автоколебания, и критической плотности тока j_{Stop} , при которой происходило прекращение колебаний. На рис. 2. приведены зависимости критических токов и для системы в зависимости от степени перекрытия между дисками. Как видно перекрытие дисков приводит к уменьшению токов j_{Start} и j_{Stop} .

Нами исследовалась эффективность синхронизации гиротропного движения коров вихрей в зависимости от расстояния между центрами дисков. Накачка системы

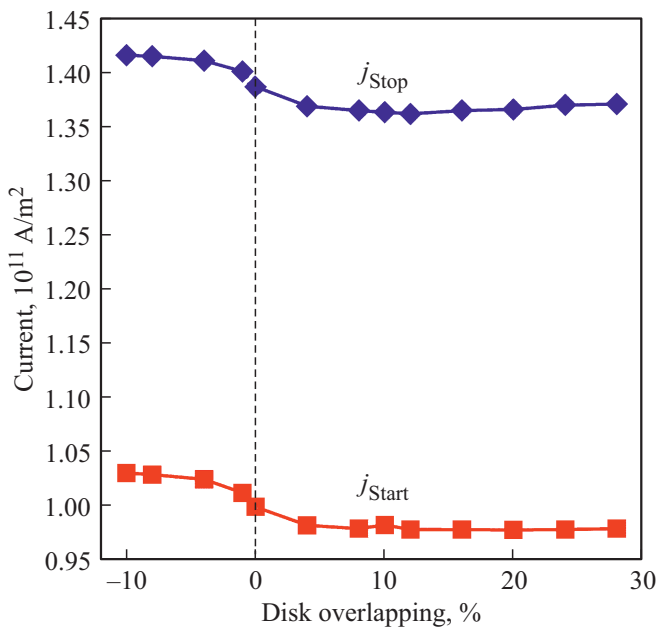


Рис. 2. Зависимости плотности токов начала генерации (квадраты) и прекращения генерации (ромбы) от степени перекрытия между дисками. Точка 10% является точкой максимума для кривой j_{Start} .

производилась однородным постоянным током, поляризованным по спину вдоль оси Z . Плотность тока накачки составляла $j_0 = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$. В начальный момент времени магнитные вихри в соседних дисках выводились из состояния равновесия посредством приложения локальных магнитных полей. К первому диску прикладывалось поле $H_1(10; 1; 0) \text{ Oe}$, ко второму поле $H_2(1; 10; 0) \text{ Oe}$. Этим устанавливалась начальная разность фаз гиротропного движения вихрей в соседних дисках. Затем включался спин-поляризованный ток и магнитные поля выключались. Осциллирующий наведенный магнитный момент в каждом диске характеризовался комплексной величиной

$$m_n = m_{nx} + im_{ny}, \tag{7}$$

где индекс n принимает значение $n = 1, 2$. Для каждого набора параметров тока и расстояния регистрировалась установившаяся разность фаз наведенных магнитных моментов $\Delta\varphi_{12} = \text{Arg}(m_1) - \text{Arg}(m_2)$.

На рис. 3 приведена зависимость энергии связи вихрей от расстояния между дисками при однородной накачке током плотностью $j_0 = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$. Энергия связи определялась как амплитуда переменной составляющей полной магнитной энергии в перекрывающемся диске, из которой вычиталась удвоенная амплитуда переменной составляющей полной магнитной энергии в отдельно стоящем диске [9].

Как видно из рисунка, перекрытие дисков приводит к значительному увеличению энергии связи вихрей. Как следствие это приводит к уменьшению собственной

частоты гиротропной моды колебаний и к уменьшению времени синхронизации. На рис. 4 приведены зависимости резонансной частоты гиротропной моды и времени синхронизации вихрей от расстояния между центрами дисков. Обе зависимости содержат разрыв в точке 0%, что связано с появлением обменного вклада в энергию связи вихрей. Видно, что при перекрытии дисков время синхронизации существенно сокращается и достигает минимума при $\Delta = 12\%$.

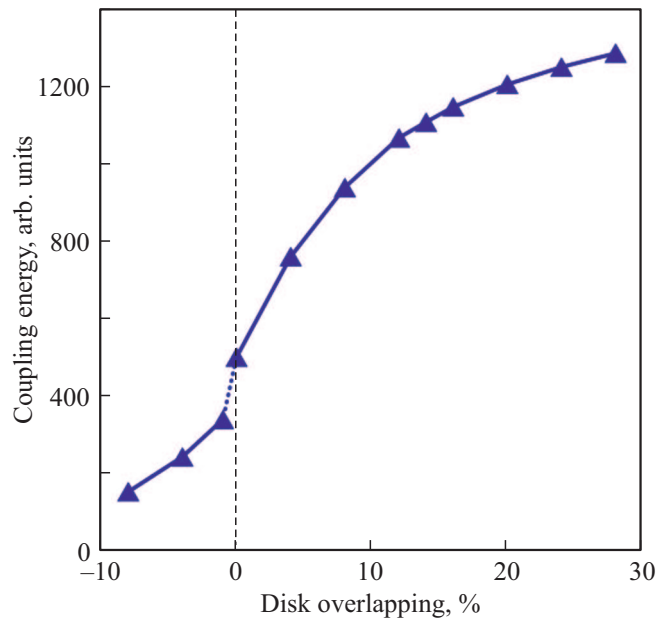


Рис. 3. Зависимость энергии взаимодействия от расстояния между центрами дисков. Энергия связи нормирована на энергию осцилляций одиночного диска.

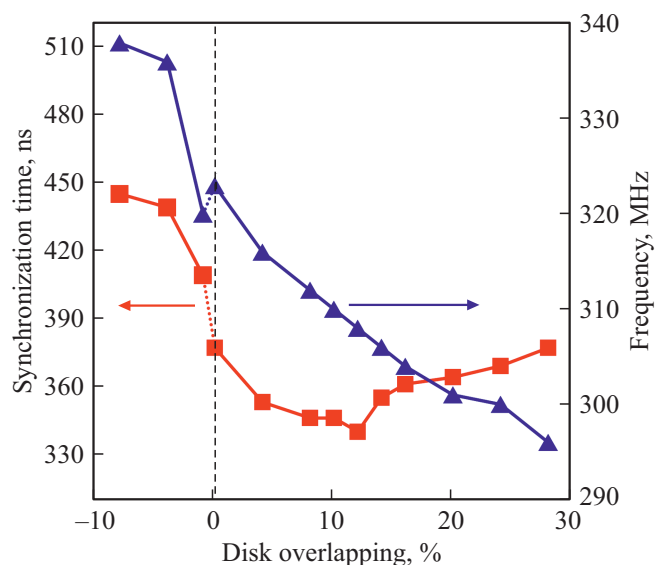


Рис. 4. Зависимости резонансной частоты гиротропной моды и времени синхронизации колебаний вихрей от расстояния между центрами дисков. Обе зависимости имеют разрыв в точке 0%.

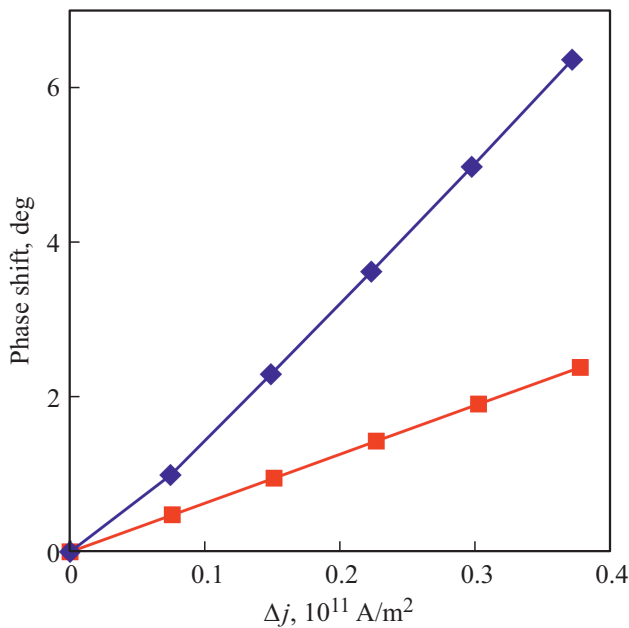


Рис. 5. Зависимости разности фаз между гиротропными колебаниями вихрей от разности токов накачки. Кривая для перекрытия $\Delta = -10\%$ обозначена ромбами, для перекрытия $\Delta = 10\%$ квадратами.

Практически важным вопросом является устойчивость фазовой синхронизации в такой системе в зависимости от разброса значений токов накачки в соседних дисках. С этой целью мы исследовали установившуюся разность фаз гирации вихрей при разных токах накачки в соседних дисках и при различных расстояниях между центрами дисков. Вначале выставлялись одинаковые токи в обоих дисках $j_0 = \frac{j_{Stop} + j_{Start}}{2}$. Затем ток в одном диске уменьшался, а в другом одновременно нарастал на величину $j_{Step} = \frac{j_{Stop} - j_{Start}}{10}$ на каждом шаге. Таким образом, токи в дисках на n -ом шаге

$$j_1 = j_0 - nj_{Step},$$

$$j_2 = j_0 + nj_{Step}.$$

На рис. 5 приведены зависимости величины разности фаз $\Delta\varphi$ от разности токов в соседних дисках для перекрытия $\Delta = -10\%$ и $\Delta = 10\%$. Крайние точки на графиках соответствуют случаю, когда в одном диске ток равен j_{Stop} , а в другом j_{Start} .

Из рисунка видно, что обменная связь при перекрытии дисков ($\Delta = 10\%$) приводит к уменьшению разности фаз гирации вихрей в сравнении с дипольной связью ($\Delta = -10\%$).

4. Заключение

Таким образом, методами микромагнитного моделирования были исследованы автоколебания взаимодействия магнитных вихрей в ферромагнитных дисках,

вызванные действием спин-поляризованного тока. Показано, что уменьшение расстояния между центрами перекрывающихся дисков существенно увеличивает энергию взаимодействия вихрей и как следствие приводит к уменьшению резонансной частоты гиротропной моды колебаний и уменьшению времени синхронизации колебаний. Как показали расчеты, оптимальным является перекрытие дисков $\Delta = 12\%$, при котором реализуется минимальное время синхронизации колебаний. Вместе с тем показано, что обменная связь между вихрями приводит к значительному уменьшению разности фаз гирации вихрей в сравнении с дипольной связью. Данный эффект может быть использован для синхронизации СТНО.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Е.А. Караштину и Е.В. Скороходову за полезные обсуждения.

Финансирование работы

Работа выполняется при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00271).

Список литературы

- [1] V. Pribyl, I. Krivorotov, G.Fuchs, P.M. Braganca, O. Ozatay, J.C. Sankey, D.C. Ralph, R.A. Buhrman. *Nature Phys.* **3**, 498 (2007).
- [2] J. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, 1–2, L1 (1996).
- [3] L. Berger. *Phys. Rev. B* **54**, 13, 9353 (1996).
- [4] T. Chen, R. K. Dumas, A. Eklund, P. K. Muduli, A. Houshang, A.A. Awad, P. Dürrenfeld, B. Gunnar Malm, A. Rusu, J. Åkerman. *Proc. IEEE* **104**, 10, 1919 (2016).
- [5] R. Lehnendorff, D.E. Bürgler, S. Gliga, R. Hertel, P. Grünberg, C.M. Schneider, Z. Celinski. *Phys. Rev. B* **80**, 054412 (2009).
- [6] 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).
- [7] F. Abreu 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**, 045419 (2015).
- [8] 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**, 17039 (2015).
- [9] S. Erokhin, D. Berkov. *Phys. Rev. B* **89**, 144421 (2014).
- [10] A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzehouane, S. Fusil, A. Fert. *Nature Nanotechnol.* **4**, 528 (2009).
- [11] Q. Zhu, Q. Zheng, X. Liu, J. Wang, Q. Liu. *J. Appl. Phys.* **117**, 173907 (2015).
- [12] A. Slavin, V. Tiberkevich. *IEEE Transact. Magn.* **45**, 4, 1875 (2009).

- [13] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberg. *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
- [14] S. Jain, H. Schultheiss, O. Heinonen, F.Y. Fradin, J.E. Pearson, S.D. Bader, V. Novosad. *Phys. Rev. B* **86**, 214418 (2012).
- [15] V.L. Mironov, D.A. Tatarskiy, A.D. Efimov, A.A. Fraerman. *IEEE Transact. Magn.* **57**, 10, 43009006 (2021).
- [16] D.D. Sheka, Yu. Gaididei, F.G. Mertens. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 082509 (2007).
- [17] K.Yu. Guslienko, K.-S. Lee, S.-K. Kim. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 027203 (2008).

Редактор Т.Н. Василевская