

01,05

Исследование связанной динамики магнитных вихрей в трехслойном проводящем наноцилиндре

© С.В. Степанов¹, А.Е. Екомасов¹, К.А. Звездин², Е.Г. Екомасов^{1,3,¶}

¹ Башкирский государственный университет,
Уфа, Россия

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Москва, Россия

³ Южно-Уральский государственный университет (национальный исследовательский университет),
Челябинск, Россия

¶ E-mail: ekomasoveg@gmail.com

С помощью численного решения обобщенного уравнения Ландау–Лифшица проведено микромагнитное исследование динамики двух дипольно связанных магнитных вихрей в трехслойном наностолбике под действием внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости образца, и спин-поляризованного электрического тока. Показана возможность существования различных режимов движения вихрей в зависимости от величины поляризованного тока. Для случая стационарной динамики связанных вихрей с одинаковой частотой найдена зависимость частоты колебаний от величины тока. Предложена возможность управления частотой стационарного движения вихрей и подстройки амплитуды управляющих токов с помощью внешнего магнитного поля. С помощью аналитического метода упрощенного описания динамики связанных вихрей получены зависимости частоты от величины тока и внешнего магнитного поля, качественно совпадающие с численными результатами.

Статья выполнена при поддержке: фонда РФФИ (проект № 16-32-00381-мол-а); Правительства РФ (постановление № 211 от 16.03.2013 г., соглашение № 02.А03.21.0011).

DOI: 10.21883/FTT.2018.06.45974.22M

1. Введение

В настоящее время большое внимание привлекают исследования переключения и возбуждения осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах с помощью спин-поляризованного тока [1–3], которые могут позволить увеличить скорости жестких дисков и устройств магнитной памяти, вплоть до терагерцового уровня. Интересны в этом плане и микроволновые спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО), которые отличаются относительно большим спектром частот осцилляций магнитных вихрей, реализуемых даже без приложения внешнего магнитного поля. Большинство таких структур имеют два магнитных слоя, разделенных немагнитной туннельной прослойкой. Одной из наиболее перспективных разновидностей СТНО является вихревая структура [4–7], в которой магнитный вихрь реализуется как основное состояние в ферромагнитных слоях [5]. Магнитный вихрь представляет собой закрученную по часовой стрелке или против нее намагниченность в плоскости образца, кроме небольшой (порядка нескольких нанометров) области в центре (или ядре) вихря, где намагниченность выходит из плоскости под прямым углом. Таким образом, магнитный вихрь обычно характеризуется двумя параметрами: направлением закрученности намагниченности вихря (киральностью) и направлением намагниченности (поляризованности) в его ядре: вверх или вниз.

Достаточно хорошо изучены статические свойства одиночного магнитного вихря (например, стабильность вихревого состояния как функция параметров системы и внешних воздействий) [5]. Показано также, что при пропускании спин-поляризованного тока через магнитный диск вихрь может начать двигаться по разным типам орбит (например, по круговой стационарной орбите, по хаотической орбите и др.) [6–12]. Предложены аналитические выражения, основанные на редуцированных уравнениях Тилиа, хорошо описывающие гиротропное движение вихря [5,6]. Изучался и вопрос о механизмах переключения киральности и поляризованности магнитного вихря как поляризованным током, так и с помощью импульсного или постоянного магнитного поля [13–15].

В последнее время появилось много экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию динамики магнитостатически связанных магнитных вихрей (см., например, [16–22]). Показано, например, что для системы из двух взаимодействующих магнитных дисков, находящихся в вихревом состоянии, спектр колебаний магнитных вихрей может кардинально измениться [18,23]. Также экспериментально найдена зависимость величины магнитного поля переключения поляризованности каждого из вихрей от величины поляризованного тока для нанодисков разного диаметра [19–22]. В работах [21,22] с помощью микромагнитного моделирования были исследованы возможности применения наноцилиндров малого диаметра для наноосцилляторных приложений, использующих спин-поляризованный ток и внешнее

магнитное поле для возбуждения осциллирующих магнитных связанных вихрей. В настоящей работе теоретически исследуются особенности динамики и структуры связанных магнитных вихрей в наностолбцах среднего диаметра, с учетом влияния спин-поляризованного тока и магнитного поля.

2. Основные уравнения и результаты

Для расчетов нелинейной динамики намагниченности в каждом магнитном слое будем использовать обобщенное уравнение Ландау–Лифшица (ОУЛЛ). Оно содержит дополнительный вращательный момент $\mathbf{T}_{s.t.}$ [1], ответственный за взаимодействие тока с намагниченностью, и имеет следующий вид:

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

где \mathbf{M} — вектор намагниченности, M_S — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания Гильберта, эффективное поле \mathbf{H}_{eff} представляет собой сумму внешнего магнитного поля и полей магнитостатического и обменного взаимодействий. Вращательный момент можно записать в виде [1]

$$\mathbf{T}_{s.t.} = \frac{\gamma\alpha_j}{M_S} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}] + \gamma b_j \mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}, \quad (2)$$

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

Здесь \hbar — постоянная Планка, e — заряд электрона, d — толщина слоя, J_e — плотность тока, P — поляризация тока, \mathbf{m}_{ref} — единичный вектор, направленный вдоль намагниченности опорного слоя. ОУЛЛ представляет собой сложное интегро-дифференциальное уравнение, и возможности применения аналитических методов для его решения сильно ограничены. В настоящей работе для численного расчета структуры и связанной динамики магнитных вихрей используется микромагнитное моделирование, реализованное при помощи пакета SpinPM [19].

Рассмотрим наностолбики кругового сечения диаметром 200 nm диаметра, которые содержат три слоя: толстый магнитный слой из пермаллоя (толщиной 15 nm), промежуточный немагнитный слой (толщиной 10 nm), и тонкий магнитный слой из пермаллоя (толщиной 4 nm) (см. рис. 1). Состав пермаллоя — $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, краткое обозначение Py. Отметим, что подобный наностолбик был исследован, например, в экспериментальной работе [19]. Для расчетов будем использовать следующие магнитные параметры [19]: $M_S = 700 \text{ erg} \cdot \text{Gs}/\text{cm}^3$ для „толстого“ и $M_S = 600 \text{ erg} \cdot \text{Gs}/\text{cm}^3$ для „тонкого“ слоев, обменная жесткость $A = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ erg}/\text{cm}$ для „толстого“ и $A = 1.12 \cdot 10^{-6} \text{ erg}/\text{cm}$ для „тонкого“ слоев, постоянная затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, гиромагнитное отношение $\gamma = 2.0023 \cdot 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$. При проведении численных расчетов задавался размер ячейки $2 \times 2 \times 5 \text{ nm}^3$ для

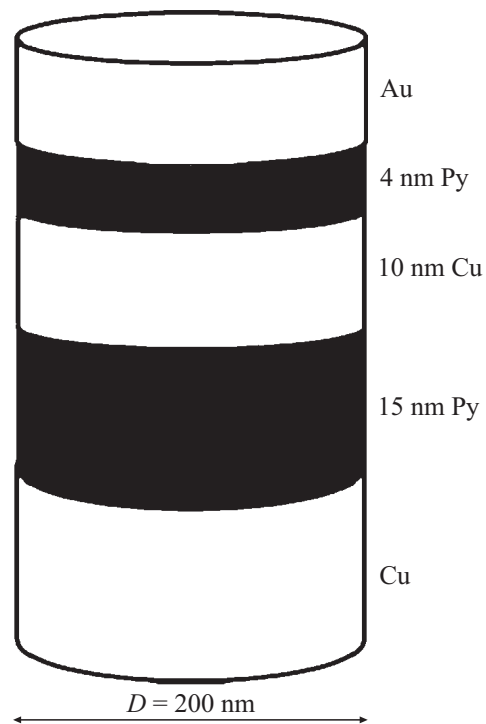


Рис. 1. Схематическое представление многослойной наностолбчатой структуры.

толстого слоя и $2 \times 2 \times 4 \text{ nm}^3$ для тонкого слоя. Толстый слой при проведении расчетов разбивался на три под-слоя.

Движение связанных магнитных вихрей в наностолбике будем возбуждать спин-поляризованным током с поляризацией $P = 0.1$, текущим перпендикулярно плоскости слоев. Для создания начального вихревого состояния в диске используем тот факт, что включение спин-поляризованного тока, благодаря возникновению кругового поля Эрстеда, может приводить к образованию вихря. Возьмем для определенности случай, когда ток течет снизу вверх, от толстого слоя к тонкому. Исследуем далее структуру, в которой в начальный момент времени в обоих слоях Py киральности вихрей одинаковы и соответствуют направлению закрутки поля Эрстеда, индуцированного током. Направление полярности ядер вихрей одинаково (вверх).

Для случая динамики одиночного нанодиска с намагниченностью в вихревом состоянии, известно, что существуют два критических значения тока [11]. Первое из них ограничивает область затухающего движения вихря, а второе ограничивает область стационарного движения вихря. Для случая динамики связанных вихрей результаты численного счета также показали наличие некоторых критических значений силы тока (рис. 2, рис. 3). Первое из них, $I_1 = 17.9 \text{ mA}$, ограничивает область существования затухающих связанных колебаний вихрей в тонком и толстом слоях. В этом случае оба вихря при включении тока движутся против часовой

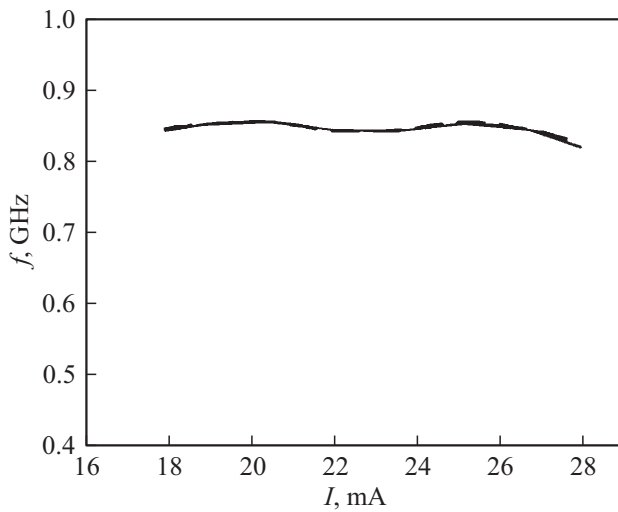


Рис. 2. Зависимость частоты стационарного движения вихрей от тока в тонком (сплошная линия) и в толстом (штриховая линия) слоях диска.

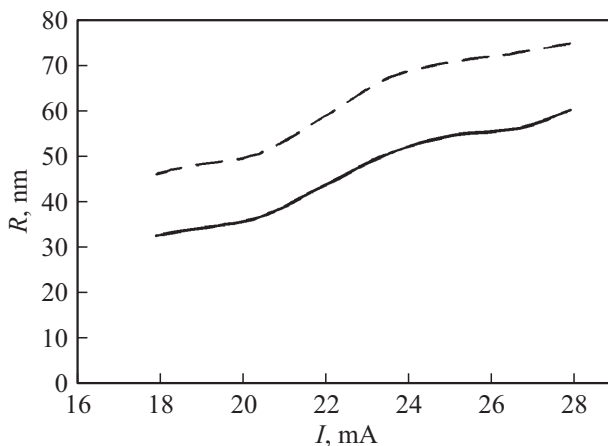


Рис. 3. Зависимость радиуса стационарного движения вихрей от тока в тонком (сплошная линия) и в толстом (штриховая линия) слоях диска.

стрелки. Движение вихрей происходит по траектории, имеющей сложный вид. Орбита расширяется, пока не доходит до максимально возможной в данном случае величины. Потом движение затухает. Радиус орбиты движения вихря в толстом слое больше радиуса орбиты движения вихря в тонком слое и его максимальная величина составляет несколько нанометров. Время, в течение которого наблюдается подобный режим, зависит от величины тока. В нашем случае, это время составляет порядка двух наносекунд.

При значениях силы тока между I_1 и $I_2 = 27.9$ mA обнаружена область существования стационарных колебаний вихрей в тонком и толстом слоях. При значении тока больше первого критического значения I_1 оба вихря при включении тока движутся в одинаковом направлении с ускорением, увеличивая со временем свои орбиты

движения. На начальном этапе движения в интервале от нуля до 3 ns (см. рис. 4) наблюдается сильно нестационарный характер движения. Далее, к десятой наносекунде от начала движения, траектория представляет собой винтовую линию (см. рис. 5). При достижении стационарного режима движения (см. рис. 6) время от начала движения примерно 50 ns) полярные углы вихрей, движущихся в толстом и тонком слоях (определяемые прямыми, проведенными через центры ядер), равны, а радиусы орбит не сильно отличаются друг от друга (рис. 3). Время, в течение которого происходит выход на стационарный режим, зависит от величины тока.

Из рис. 2 видно, что частота связанных колебаний вихрей немонотонно зависит от величины тока. Отметим, что для случая изначально антипараллельной

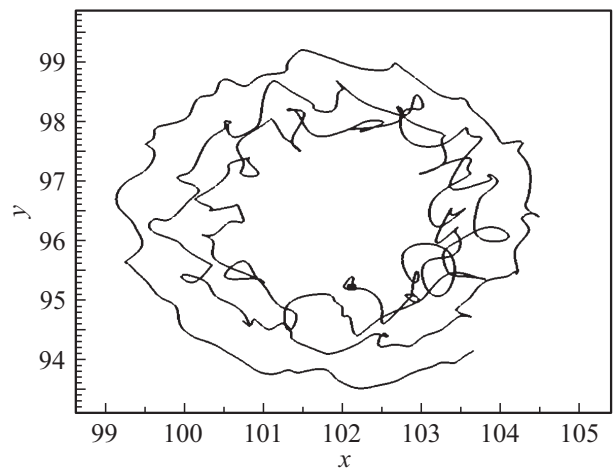


Рис. 4. Траектория движения вихря в толстом слое. Время движения от 0 ns до 3 ns. Сила тока $I = 25.12$ mA.

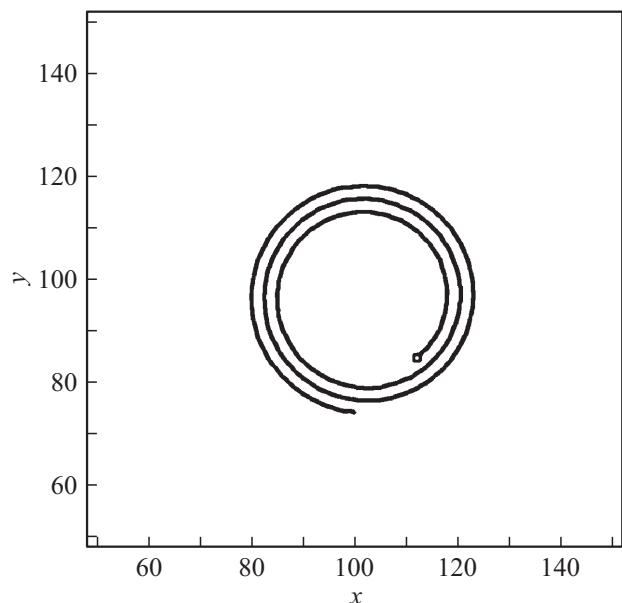


Рис. 5. Траектория движения вихря в толстом слое. Время движения от 10 ns до 13 ns. Сила тока $I = 25.12$ mA.

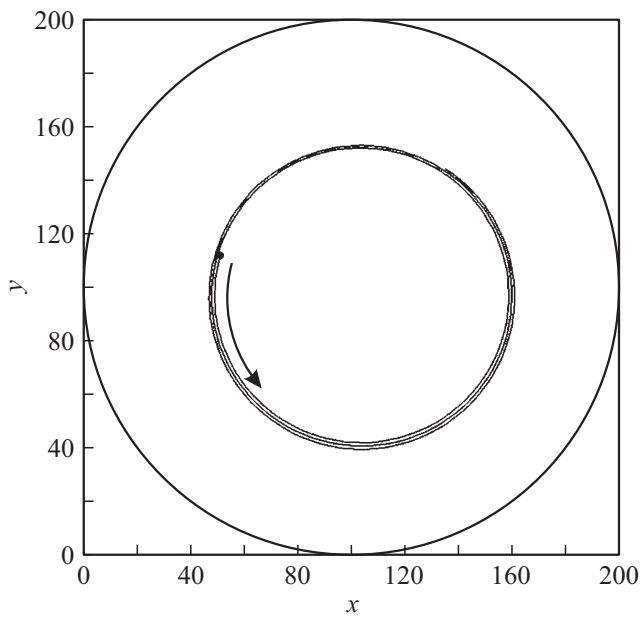


Рис. 6. Траектория движения вихря в толстом слое. Время движения от 50 ns до 53 ns. Сила тока $I = 25.12$ mA.

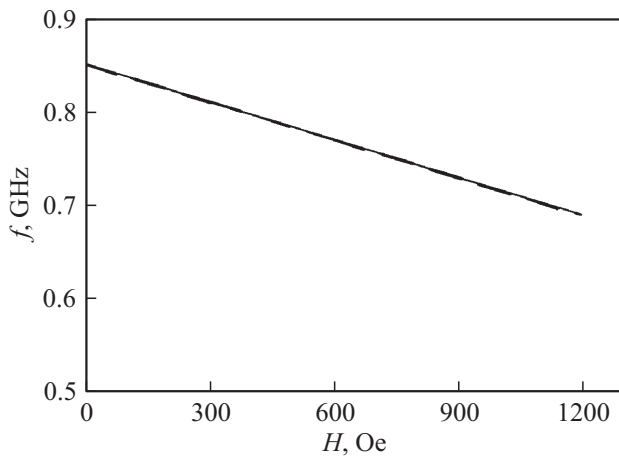


Рис. 7. Зависимость частоты стационарного движения вихрей от внешнего перпендикулярного плоскости диска магнитного поля при $I = 18.84$ mA.

конфигурации вихрей в тонком и толстом слоях при диаметрах дисков 150 и 200 nm, но при других магнитных параметрах экспериментально и аналитически получена [16,23] линейная зависимость частоты стационарно колеблющихся связанных вихрей от величины тока. Из рис. 3 видно, что радиус колебаний вихря в толстом слое и в тонком слое нелинейно увеличивается с увеличением значения тока. При этом величина радиуса колебаний в толстом слое больше, чем в тонком слое.

Далее исследуем влияние внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости диска, на стационарную динамику вихрей. Полученная с помощью микромагнитного моделирования зависимость частоты стационарного движения вихрей от внешнего перпендикулярного магнитного поля представлена на рис. 7.

Полученную численно зависимость, как и для случая диска с одиночным магнитным вихрем [24], можно аппроксимировать линейной функцией

$$\omega = \omega_0 \cdot (1 + k \cdot H), \tag{3}$$

где ω_0 — частота колебаний в случае нулевого магнитного поля, k — коэффициент пропорциональности. Подобная линейная зависимость частоты стационарного движения связанных вихрей от внешнего перпендикулярного магнитного поля была получена экспериментально для случая антипараллельной направленности полярности вихрей в пермалловом нанодиске диаметром 250 nm [25]. В этой же работе показано, что используемым экспериментальным методом практически невозможно получить информацию о стационарной динамике вихрей с параллельной полярностью. Отметим, что внешнее перпендикулярное магнитное поле влияет и на структуру вихря [26], например, на размер ядра вихря, однако этот вопрос в настоящей работе подробно не изучался.

Для аналитического исследования стационарной динамики связанных вихрей, следуя работе [17], используем приближенные динамические уравнения для векторов $\mathbf{r}_1(t)$ и $\mathbf{r}_2(t)$, определяющих положения центров вихрей:

$$\mathbf{G}_i \times \dot{\mathbf{r}}_i - \frac{\partial W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\partial \mathbf{r}_i} = 0, \tag{4}$$

где $\mathbf{G}_i = -G\mathbf{e}_z$, $G = 2\pi d_i \frac{M_{is}}{\gamma}$, M_{is} — намагниченность насыщения i -го вихря, $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — потенциальная энергия системы двух связанных вихрей, имеющая вид

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{2} K_1 r_1^2 + \frac{1}{2} K_2 r_2^2 + \mu \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2. \tag{5}$$

Здесь K_i — коэффициент квазиупругости i -го вихря, μ — коэффициент, описывающий магнитостатическую связь вихрей. Используя (5), систему уравнений (4) можно записать в виде

$$\begin{aligned} -G_i \mathbf{e}_z \times \dot{\mathbf{r}}_1 - K_1 \mathbf{r}_1 - \mu \mathbf{r}_2 &= 0, \\ -G_i \mathbf{e}_z \times \dot{\mathbf{r}}_2 - K_2 \mathbf{r}_2 - \mu \mathbf{r}_1 &= 0. \end{aligned} \tag{6}$$

Для случая одного вихря имеем $\mu = 0$; $K_2 = 0$; $G_i = G_0$; $K_1 = K_0$. Тогда из (6) для стационарного движения по некоторой окружности с частотой ω_0 можно получить следующее выражение:

$$\omega_0 = \frac{K_0}{G_0}. \tag{7}$$

По аналогии с (7), можно определить собственные частоты вихрей в первом и втором слоях:

$$\omega_{01} = \frac{K_1}{G_1}; \quad \omega_{02} = \frac{K_2}{G_2}. \tag{8}$$

Используя систему уравнений (6), для стационарного движения по окружности связанных вихрей с постоянной частотой ω получим:

$$\omega_{1,2} = \frac{(\omega_{01} + \omega_{02})}{2} \pm \sqrt{\frac{(\omega_{01} - \omega_{02})^2}{4} + \frac{\mu^2}{G_1 G_2}}. \quad (9)$$

Для простого случая одинаковых слоев $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$ из (9) имеем

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \pm \bar{\mu}; \quad \bar{\mu}^2 = \frac{\mu^2}{G_1 G_2}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что уравнения для частоты стационарного движения связанных вихрей имеют два решения. Одно из них по величине больше, а второе меньше ω_0 . Собственная частота стационарных колебаний одиночного вихря имеет вид [11]

$$\omega_0 = \gamma 2.218 \frac{d}{R_0} M_s, \quad (11)$$

где d — толщина слоя, R_0 — радиус диска. Подставляя в (11) наши параметры для одиночного вихря в толстом слое, получим значение частоты равное 0.74 GHz, а для одиночного вихря в тонком слое получим значение частоты равное 0.18 GHz. Из рис. 2 видим, что полученная частота связанных осцилляций вихрей больше, чем частота осцилляций одиночных вихрей.

Как известно из анализа случая одиночного вихря [27], магнитное поле h , перпендикулярное плоскости цилиндра, не изменяет вид (5), однако дает вклад в выражения для коэффициентов. Далее, по аналогии с [27], для нашего случая будем считать, что

$$G_1 = G_{01}(1 - h), \quad K_1 = K_{01}(1 - h^2), \\ G_2 = G_{02}(1 - h), \quad K_2 = K_{02}(1 - h^2). \quad (12)$$

Зависимость частоты от поля имеет теперь вид

$$\omega_{1,2}(h) = \frac{(\omega_{01} + \omega_{02})}{2} (1 + h) \pm \sqrt{\frac{(\omega_{01} - \omega_{02})^2}{4} + \frac{\mu^2}{G_{01} G_{02}} \frac{1}{(1 - h)^2}}. \quad (13)$$

Для случая одинаковых дисков можно упростить выражение (13):

$$\omega_{1,2}(h) = \omega_0(1 + h) \pm \bar{\mu}(1 - h)^{-1}. \quad (14)$$

Отметим, что при $\bar{\mu} \ll \omega_0 h \ll 1$ зависимость $\omega(h)$ слабо отличается от зависимости линейного вида, найденной численно.

Стационарная динамика связанных магнитных вихрей, похожая на рассмотренную выше, наблюдалась и в наноцилиндре малого диаметра — 120 nm [22]. Отличие от рассмотренного выше случая заключается в том, что значения величин первого и второго критических

токов для случая малого диаметра намного меньше. Зависимость частоты стационарного движения вихрей от внешнего перпендикулярного магнитного поля также имеет линейный вид, но наклон прямой уменьшается с увеличением величины диаметра диска.

Список литературы

- [1] A.F. Vincent, J. Larroque, N. Locatelli, N.B. Romdhane, O. Bichler, C. Gamrat, W.S. Zhao, J.-O. Klein, S. Galdin-Retailleau, D. Querlioz. IEEE Transact. Biomedical Circuits Systems. **9**, 166 (2015).
- [2] N. Locatelli, V. Cros, J. Grollier. Nature Mater. **13**, 11 (2014).
- [3] A.V. Khvalkovskiy, D. Apalkov, S. Watts, R. Chepulskii, R.S. Beach, A. Ong, X. Tang, A. Driskill-Smith, W.H. Butler, P.B. Visscher, D. Lottis, E. Chen, V. Nikitin, M. Krounbi. Appl. Phys. Lett. **46**, 074001 (2013).
- [4] A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A.V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, H. Yakushiji, S. Yuasa, K.A. Zvezdin, K. Ando, A. Fert. Nature Commun. **1**, 8 (2010).
- [5] K.Yu. Guslienko. J. Nanosci. Nanotechnology **8**, 2745 (2008).
- [6] K.Yu. Guslienko, O.V. Sukhostavets, D.V. Berkov. Nanoscale Res. Lett. **9**, 386 (2014).
- [7] V.S. Pribiag, I.N. Krivorotov, G.D. Fuchs, P.M. Braganca, O. Ozatay, J.C. Sankey, D.C. Ralph, R.A. Buhrman. Nature. Phys. **3**, 498 (2007).
- [8] A.V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux, K.A. Zvezdin, V. Cros. Phys. Rev. Lett. **7**, 140401 (2009).
- [9] A. Dussaux, A.V. Khvalkovskiy, P. Bortolotti, J. Grollier, V. Cros, A. Fert. Phys. Rev. Lett. **86**, 014402 (2012).
- [10] A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. Zvezdin, K. Ando, A. Fert. Nature Commun. **1**, 1006 (2010).
- [11] B.A. Ivanov, C.E. Zaspel. Phys. Rev. Lett. **99**, 247208 (2007).
- [12] S. Petit-Watelot, J. Kim, A. Ruotolo, R.M. Otxoa, K. Bouzehouane, J. Grollier, A. Vansteenkiste, B.V. d. Wiele, V. Cros, T. Devolder. Nature Phys. **8**, 682, (2012).
- [13] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, T. Shinjo. JMMM. **240**, 1 (2002).
- [14] A.V. Khvalkovskiy, A.N. Slavin, J. Grollier, K.A. Zvezdin, K.Y. Guslienko. Appl. Phys. Lett. **96**, 022504, (2010).
- [15] J. Lee, S.K. Kim. Appl. Phys. Lett. **100**, 172413 (2012).
- [16] N. Locatelli, V.V. Naletov, J. Grollier, G. de Loubens, V. Cros, C. Deranlot, C. Ulysse, G. Faini, O. Klein, A. Fert. Appl. Phys. Lett. **98**, 062501 (2011).
- [17] K.Yu. Guslienko, K.S. Buchanan, S.D. Bader, V. Novosad. Appl. Phys. Lett. **86**, 223112 (2005).
- [18] S.S. Cherepov, B.C. Koop, A.Yu. Galkin, R.S. Khymyn, B.A. Ivanov, D.C. Worledge, V. Korenivski. Phys. Rev. Lett. **109**, 097204 (2012).
- [19] N. Locatelli, A.E. Ekomasov, A.V. Khvalkovskiy, Sh.A. Azamatov, K.A. Zvezdin, J. Grollier, E.G. Ekomasov, V. Cros. Appl. Phys. Lett. **102**, 062401 (2013).
- [20] A.E. Екомасов, A.B. Хвальковский, K.A. Звездин, E.G. Екомасов. Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 1490 (2013).
- [21] A.E. Екомасов, С.В. Степанов, E.G. Екомасов. Письма о материалах **6**, 46 (2016).
- [22] A.E. Екомасов, С.В. Степанов, E.G. Екомасов, K.A. Звездин. Физика металлов и металловедение **118**, 345 (2017).

- [23] N. Locatelli, R. Lebrun, V.V. Naletov, A. Hamadeh, G. De Loubens, O. Klein, J. Grollier, V. Cros. *IEEE Transact. Magn.* **51**, 4300206 (2015).
- [24] G. De Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K.Y. Guslienko, H. Hurdequint, L.W. Molenkamp, G. Schmidt, A.N. Slavin, V.S. Tiberkevich, N. Vukadinovic, O. Klein. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 177602 (2009).
- [25] A. Hamadeh, N. Locatelli, V.V. Naletov, R. Lebrun, G. de Loubens, J. Grollier, O. Klein, V. Cros. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 257201 (2014).
- [26] В.П. Кравчук, Д.Д. Шека. *ФТТ* **49**, 1834 (2007).
- [27] П.Д. Ким, В.А. Орлов, В.С. Прокопенко, С.С. Замай, В.Я. Принц, Р.Ю. Руденко, Т.В. Руденко. *ФТТ* **57**, 29 (2015).