

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ВИХРЯ С НЕОДНОРОДНОСТЬЮ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ

В. А. Орлов^{a,b,}, Г. С. Патрин^{a,b}, И. Н. Орлова^c*

^a *Сибирский федеральный университет
660041, Красноярск, Россия*

^b *Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ
Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

^c *Красноярский государственный педагогический университет им. В. П. Астафьева
660049, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 19 февраля 2020 г.,
после переработки 16 марта 2020 г.
Принята к публикации 18 марта 2020 г.

Теоретически решается задача о движении неоднородности намагниченности в виде магнитного вихря вблизи дефекта, моделируемого кристаллитом с одноосной анизотропией. Кристаллит-дефект внедрен в однородную двумерную ферромагнитную матрицу. Кроме энергии анизотропии в полную энергию включено слагаемое, ответственное за существование центрально-симметричного потенциала. Для расчетов используется метод коллективных переменных (уравнение Тияля). Рассмотрены варианты двунаправленной и однонаправленной анизотропии кристаллита. Анализ уравнений движения для случаев разного направления оси анизотропии внедренного дефекта показал разнообразие поведения ядра вихря как квазичастицы. Возможны варианты захвата ядра вихря дефектом с равновесным положением вихря в покое непосредственно на кристаллите и в движении на некотором удалении от него. Обнаружено явление резкой смены частоты вращения ядра вокруг кристаллита при изменении расстояния до дефекта. Показано, что при малом параметре затухания и в случае, когда ось анизотропии дефекта лежит в плоскости магнетика, движение магнитного вихря таково, как будто ядро испытывает действие отталкивающего потенциала с осевой симметрией.

DOI: 10.31857/S0044451020100107

ность имеют исследования магнитных вихрей в изучении сверхпроводников (см., например, работу [5]).

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время не ослабевает интерес к экспериментальному и теоретическому исследованию магнетиков, обладающих вихревой структурой намагниченности. Пристальный интерес к таким материалам обусловлен перспективами их применения в различных устройствах спинтроники [1–4]. Топологические неоднородности намагниченности, такие как магнитные вихри, скирмионы, доменные стенки с вихревой структурой и прочее, обладают уникальными свойствами, позволяющими считать их хорошими кандидатами для объектов хранения информации в запоминающих устройствах. Особую важ-

Динамика магнитных вихрей в постоянных и переменных полях в наноразмерных магнетиках различной геометрической формы и их массивов достаточно хорошо изучена [6–12]. Предсказаны и экспериментально подтверждены многие свойства вихревых образований. Для описания эволюции намагниченности в магнетиках с вихревой структурой очень продуктивным оказался метод коллективных переменных. Согласно этому методу, описание движения магнитного вихря сводится к решению уравнения для квазичастицы, свойства которой определяются магнитными параметрами вихря. Коллективными переменными в этом случае удобно выбрать координату центра вихря и его скорость. Уравнение движения имеет неньютоновский вид.

* E-mail: vaorlov@sfu-kras.ru

Магнитное состояние вихря (скирмиона) удобно задавать двумя параметрами: полярностью p ядра и киральностью q . Ядро вихря — его центральная область достаточно малых размеров (около 10 нм) с ярко выраженной неоднородностью намагниченности. Вследствие конкуренции энергий обмена и энергии размагничивания намагниченность в центре ядра направлена перпендикулярно плоскости вихря и может совпадать с направлением выделенной оси z ($p > 0$) или быть противоположной ей ($p < 0$). Ориентация намагниченности в «юбке» («хвосте») вихря может совпадать с правым винтом по отношению к оси z (киральность положительна, $q > 0$) или быть противоположной ему ($q < 0$).

Большинство теоретических работ с аналитическими расчетами и компьютерным моделированием посвящено изучению статических и динамических свойств магнитных вихрей в материалах, лишенных магнитных неоднородностей обмена, анизотропии, шероховатостей поверхности и прочее, т. е. рассматриваются модели без дефектов. Вместе с тем в реальных материалах с вихревой структурой пространственные флуктуации магнитных параметров присутствуют, и они влияют на движение магнитных вихрей. К настоящему времени опубликован спектр теоретических работ, посвященных учету влияния на свойства вихрей магнитных различных видов неоднородностей. Например, в работах [13–16] точечный дефект моделируется неоднородностью константы магнитной анизотропии, и поэтому авторами используется модельный потенциал с осевой симметрией. В работах [17, 18] точечная неоднородность атомного размера моделируется изменением постоянной обмена. В литературе рассматриваются не только точечные дефекты, но и протяженные [9, 13] и даже неоднородность в виде дыр [19]. Особо следует упомянуть работы [17, 20, 21], где авторы учли как можно большее количество факторов, моделирующих неоднородность магнитных параметров. В целом результаты всех исследований говорят о том, что последствия взаимодействия магнитного вихря (как и скирмиона) с дефектом чрезвычайно разнообразны. Ядро может быть и захвачено дефектом, и отразиться от него.

Траектория ядра вблизи дефекта может оказаться сложной и часто не поддается аналитическому описанию. Поэтому для получения практически значимых результатов прибегают к компьютерному моделированию [22–25]. Моделирование позволило предсказать влияние поля дефектов на подвижность вихрей и скирмионов и на выраженность эффекта Холла [26–28]. В работах [29, 30], используя

тех моделирование, обнаружено необычное поведение движущегося скирмиона, пересекающего линейный дефект, — траектория искривляется, напоминающая преломление света. В работе [31] обсуждается влияние неровностей поверхности на подвижность скирмионов, а в работах [4, 32] демонстрируется потенциальная возможность управлять потенциалом, создаваемым дефектом, с помощью полей.

Необходимо сказать о важных экспериментальных результатах наблюдений вихрей и/или скирмионов, также представленных в литературе. В работах [33–35] авторы демонстрируют сценарии закрепления вихрей (или скирмионов) на дефектах кристаллической структуры. В работе [36] исследуется поведение вихревых структур в магнетике с неоднородностями поверхности, а в работе [37] демонстрируется полевой механизм управления степенью влияния дефектов на движение скирмионов.

В настоящей работе мы проводим теоретический анализ влияния дефекта в виде внедренного кристаллита с отличной от основной матрицы магнитной анизотропией на поведение магнитного вихря. При этом неоднородность поля анизотропии обеспечивается не изменением константы, как в упомянутых выше работах, а направлением локальной оси. В этом случае дефект может создавать потенциал, не обладающий осевой симметрией, и следует ожидать, что возникнут интересные эффекты, связанные с ее отсутствием.

2. УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ВБЛИЗИ ДЕФЕКТА

Рассмотрим следующую модель взаимодействия намагниченности вихря с неоднородностью. В однородной среде (тонкая пленка) имеется вкрапление в виде кристаллита малого объема V . Параметры магнитной анизотропии кристаллита характеризуются константой K и единичным вектором \mathbf{l} локальной оси анизотропии (ЛОА). В выбранной системе координат дефект располагается в ее начале, положение ядра вихря определяется радиус-вектором ρ , задаваемым координатами x, y в декартовой системе, или длиной радиус-вектора и азимутальным углом φ в цилиндрической системе. Заметим, что из-за малой толщины магнетика движение вихря является двумерным, поэтому координата z в направлении, перпендикулярном поверхности магнетика, не задействована. Схема модели показана на рис. 1.

Динамику вихревых магнитных структур удобно описывать к терминам коллективных переменных, в роли которых выступают координаты ядра вихря и

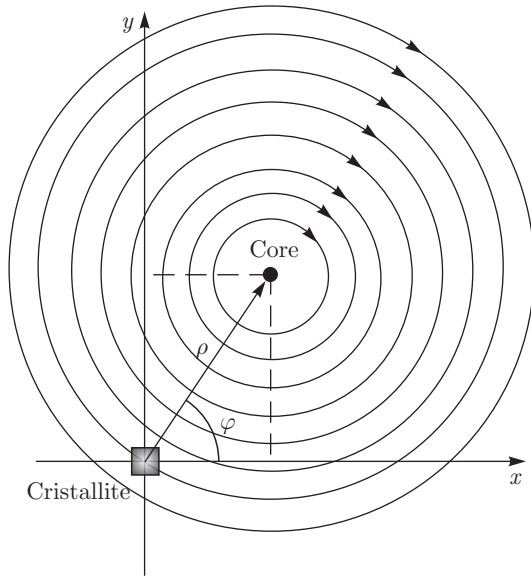


Рис. 1. Модель взаимодействия намагниченности вихря с неоднородностью магнитной анизотропии

его скорость. При таком подходе эволюция намагниченности сводится к решению задачи о движении квазичастицы, координата и скорость которой определяются положением и скоростью ядра магнитного вихря. Уравнение для такой квазичастицы было получено Тилем [38]:

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} + \widehat{D}\mathbf{v} + \nabla W = 0. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{G} = \mathbf{e}_z(2\pi pqM_s b/\gamma_g)(1 - ph)$ – гировектор [6, 39], M_s – намагниченность насыщения, b – толщина магнитной пленки, γ_g – гиромангнитное отношение, $h = H/\mu_0 M_s$ – перпендикулярная к поверхности пленки составляющая безразмерного магнитного поля, \mathbf{e}_z – орт оси z , \mathbf{v} – скорость ядра, W – потенциальная энергия магнитного вихря, которая содержит в себе энергию магнитной анизотропии кристаллита, \widehat{D} – тензор эффективных коэффициентов силы трения, которую испытывает ядро как квазичастица при наличии затухания [40–42].

Симметрия задачи близка к цилиндрической, поэтому дальнейшее описание движения ядра будем проводить в цилиндрической системе координат. Для скорости ядра можно записать

$$\mathbf{v} = \mathbf{e}_\rho \frac{d\rho}{dt} + \mathbf{e}_\varphi \rho \frac{d\varphi}{dt}, \quad (2)$$

где \mathbf{e}_ρ и \mathbf{e}_φ – орты цилиндрической системы координат. Тогда для слагаемых в уравнении (1), содержащих скорость ядра, получим

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} = -\mathbf{e}_\rho G \rho \frac{d\varphi}{dt} + \mathbf{e}_\varphi G \frac{d\rho}{dt}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \widehat{D}\mathbf{v} &= \begin{pmatrix} D & 0 & 0 \\ 0 & D & 0 \\ 0 & 0 & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_\rho \frac{d\rho}{dt} \\ \mathbf{e}_\varphi \rho \frac{d\varphi}{dt} \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= \mathbf{e}_\rho D \frac{d\rho}{dt} + \mathbf{e}_\varphi D \rho \frac{d\varphi}{dt}. \end{aligned} \quad (4)$$

С учетом выражений (3), (4) векторное уравнение (1) можно переписать по компонентам:

$$\begin{aligned} -G\rho \frac{d\varphi}{dt} + D \frac{d\rho}{dt} - f_\rho &= 0, \\ G \frac{d\rho}{dt} + D\rho \frac{d\varphi}{dt} - f_\varphi &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} f_\rho &= -(\nabla W)_\rho = -\frac{\partial W}{\partial \rho}, \\ f_\varphi &= -(\nabla W)_\varphi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial W}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (6)$$

Систему уравнений (5) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{1}{G^2 + D^2} (Df_\rho + Gf_\varphi), \\ \rho \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{1}{G^2 + D^2} (-Gf_\rho + Df_\varphi). \end{aligned} \quad (7)$$

Решение этой системы позволяет описать траекторию движения ядра вихря.

Для дальнейшего решения необходимо задать конкретный функциональный вид для компонент силы f_ρ, f_φ . Для этого рассмотрим выражение для энергии W . Воспользуемся хорошо зарекомендовавшей себя моделью «жесткого» вихря [43–45]. В приближении этой модели будем считать, что на дефекте и вблизи него вихревое распределение намагниченности практически не искажается, т. е. профиль анзаца, описывающего вихрь не меняется при его движении и не зависит от расстояния между дефектом и ядром.

Пусть направление намагниченности описывается единичным вектором $\mathbf{m}(\rho, \varphi)$, а перпендикулярная к поверхности пленки компонента намагниченности представлена в виде $m_z(\rho, \varphi)$. Вследствие малой толщины пленки вектор \mathbf{m} не зависит от координаты z . Компоненты вектора намагниченности и вектора локальной оси анизотропии могут быть записаны так:

$$\begin{aligned} m_x &= q\sqrt{1 - m_z^2(\rho, \varphi)} \sin \varphi, \\ m_y &= -q\sqrt{1 - m_z^2(\rho, \varphi)} \cos \varphi, \\ l_z &= \cos \alpha, \\ l_x &= \sin \alpha \cos \gamma, \\ l_y &= \sin \alpha \sin \gamma. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь α и γ — полярный и азимутальный углы направления оси анизотропии кристаллита (угол α отсчитывается от оси z).

Магнитную энергию представим в виде

$$W = \frac{\kappa\rho^2}{2} - KV(\mathbf{m} \cdot \mathbf{l})^2. \quad (9)$$

Здесь второе слагаемое — энергия магнитной анизотропии, первое слагаемое — квазиупругая энергия с коэффициентом жесткости κ , обеспечивающая существование силы с осевой симметрией, действующей на ядро вихря в направлении к началу координат. Существование этой энергии может быть связано с формой магнетика (например, нанодиски круглой формы с вихревой структурой намагниченности [46, 47]). Кроме того, внедренный кристаллит способен исказить структуру вокруг себя вследствие возникающих механических напряжений. Это может приводить к зависимости магнитной энергии от расстояния до начала координат. С учетом принятых обозначений (8) энергия представляется в виде

$$W = \frac{\kappa\rho^2}{2} - KV \left(q\sqrt{1 - m_z^2} \sin \alpha \sin(\varphi - \gamma) + m_z \cos \alpha \right)^2. \quad (10)$$

Полезно протестировать систему уравнений на простой частный случай изотропного магнетика (без дефектов) в виде круглого тонкого диска. В этом случае выражение для энергии (9) содержит только одно первое слагаемое. Тогда система уравнений (7) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= -\frac{D\kappa}{G^2 + D^2} \rho, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{G\kappa}{G^2 + D^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Решения этой системы хорошо известны (см., например, работу [6]). Зависимость длины радиус-вектора от времени в этом случае имеет вид

$$\rho(t) = \rho_0 \exp\left(-\frac{D\kappa}{G^2 + D^2} t\right), \quad (12)$$

где ρ_0 — начальное расстояние между ядром и центром диска. Для угловой скорости движения ядра вихря вокруг центра диска получим

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{G\kappa}{G^2 + D^2}. \quad (13)$$

Траектория движения вихря в данном случае представляет собой сходящуюся к началу координат спираль.

Решение системы уравнений (7) с учетом (10) в общем виде затруднено. Поэтому рассмотрим далее некоторые наиболее интересные частные случаи.

3. ДЕФЕКТ С ОСЬЮ АНИЗОТРОПИИ, НАПРАВЛЕННОЙ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО ПЛОСКОСТИ ПЛЕНКИ

В этом разделе рассмотрим случай, когда ось анизотропии ориентирована перпендикулярно поверхности магнетика ($\alpha = 0$). Система в этом случае имеет осевую симметрию, т.е. энергия (10) не зависит от азимутального угла φ ($f_\varphi = 0$). Для силы в данном случае можно записать

$$f_\rho = -\kappa\rho + KV \frac{\partial m_z^2}{\partial \rho}.$$

Тогда система уравнений (7) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{-D}{G^2 + D^2} \left(\kappa\rho - KV \frac{\partial m_z^2}{\partial \rho} \right), \\ \rho \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{G}{G^2 + D^2} \left(\kappa\rho - KV \frac{\partial m_z^2}{\partial \rho} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Поделив верхнее уравнение на нижнее, получим уравнение для траектории движения ядра:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\varphi} = -\frac{D}{G}. \quad (15)$$

Решением этого уравнения является функция

$$\rho(\varphi) = \rho_0 \exp\left(\frac{D}{G}(\varphi_0 - \varphi)\right). \quad (16)$$

Здесь φ_0 — начальный азимутальный угол положения ядра вихря.

Для дальнейших оценок необходимо выбрать конкретный функциональный вид, описывающий распределение намагниченности в вихре. В ранней литературе предлагались различные варианты профилей [45, 46, 48–50]. В дальнейшем будем считать, что профиль намагниченности описывается функцией вида [51]

$$m_z = p \exp(-\rho^2/r_0^2). \quad (17)$$

Здесь r_0 — характерный линейный размер ядра. Полярность p показывает направление намагниченности в центре ядра по отношению к оси z . Расчеты и наблюдения показывают, что величина r_0 составляет порядка нескольких десятков нанометров. С учетом выражений (16) и (17) система (14) превращается в два независимых дифференциальных уравне-

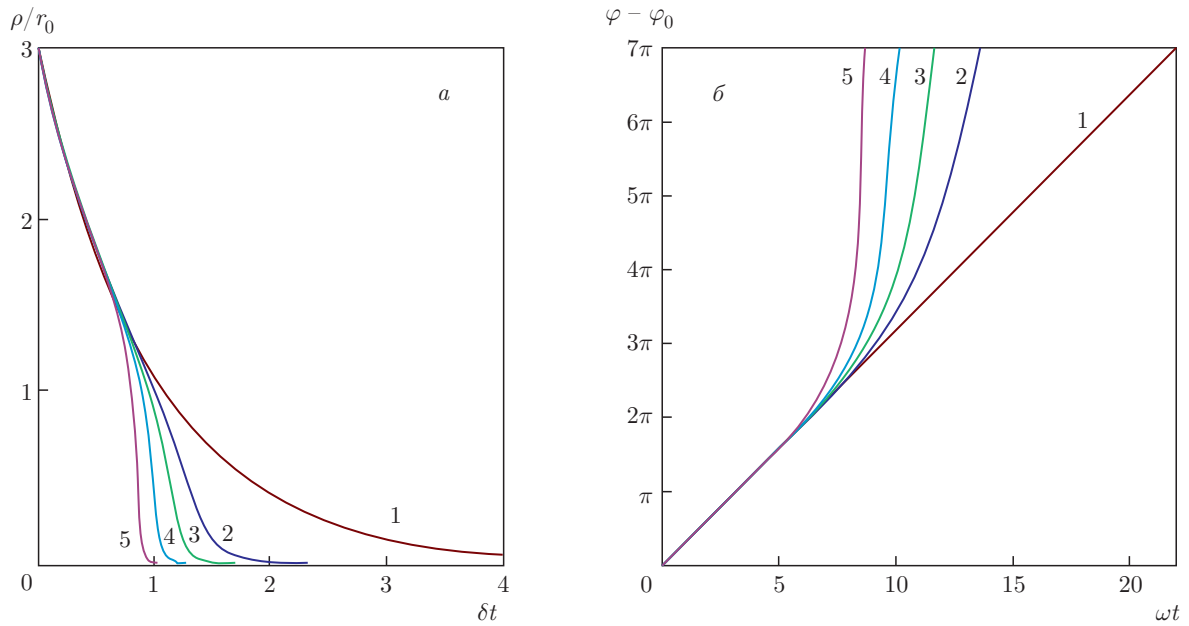


Рис. 2. Графическое представление решений (18) и (19) (соответственно *a* и *б*). Номера кривых соответствуют разным значениями параметра Λ : $\Lambda_1 = 0$, $\Lambda_2 = 5$, $\Lambda_3 = 10$, $\Lambda_4 = 20$, $\Lambda_5 = 40$. Все кривые построены при начальной безразмерной длине радиус-вектора $\rho_0/r_0 = 3$ и для $\eta = 0.1$

ния с разделяющимися переменными, решение которой представляется в виде интегралов:

$$\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho(1 + \Lambda \exp(-2(\rho/r_0)^2))} = -\delta t, \quad (18)$$

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi}{1 + \Lambda \exp(-2(\rho/r_0)^2 \exp(2\eta(\varphi_0 - \varphi)))} = \omega t. \quad (19)$$

Здесь введены обозначения

$$\Lambda = \frac{4KV}{\kappa r_0^2}, \quad \delta = \frac{D\kappa}{G^2 + D^2}, \quad \omega = \frac{G\kappa}{G^2 + D^2}, \quad \eta = \frac{D}{G}.$$

Характерные зависимости $\rho(t)$ и $\varphi(t)$ показаны на рис. 2. Кривые на этом рисунке построены для случая $qp > 0$. В случае $qp < 0$ зависимости $\rho(t)$ и $\varphi(t)$ останутся прежними, изменится лишь направление вращения ядра вокруг начала координат. Из рисунков следует, что при $\rho \approx r_0$ происходит смена функциональной зависимости азимутального угла и длины радиус-вектора от времени. Особенно хорошо это видно на зависимости $\rho(t)$ в полулогарифмическом масштабе (рис. 3). По-видимому, зависимость $\rho(t)$ с высокой точностью можно считать экспоненциальной. Смена зависимости $\rho(t)$ на более быструю связана с максимальным приближением центра

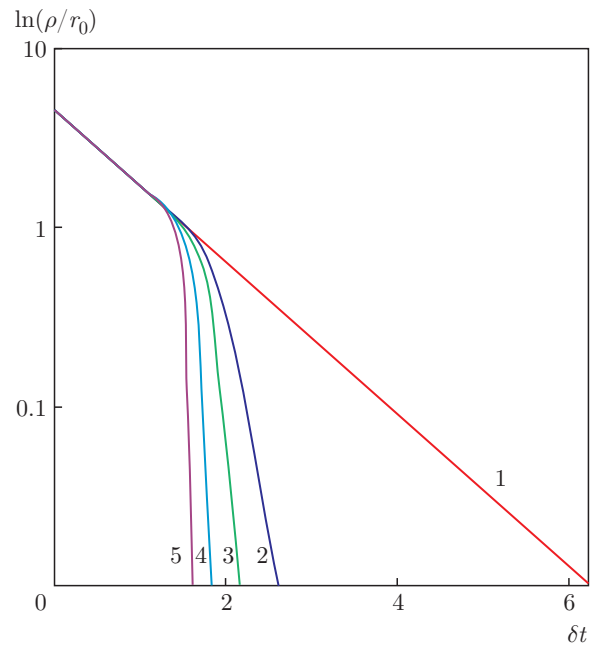


Рис. 3. Графическое представление решения (18) в полулогарифмическом масштабе. Нумерация кривых и параметры Λ , η , ρ_0/r_0 соответствуют нумерации и параметрам на рис. 2

вихря к дефекту. Фактически это означает изменение соотношения вкладов в результирующую силу,

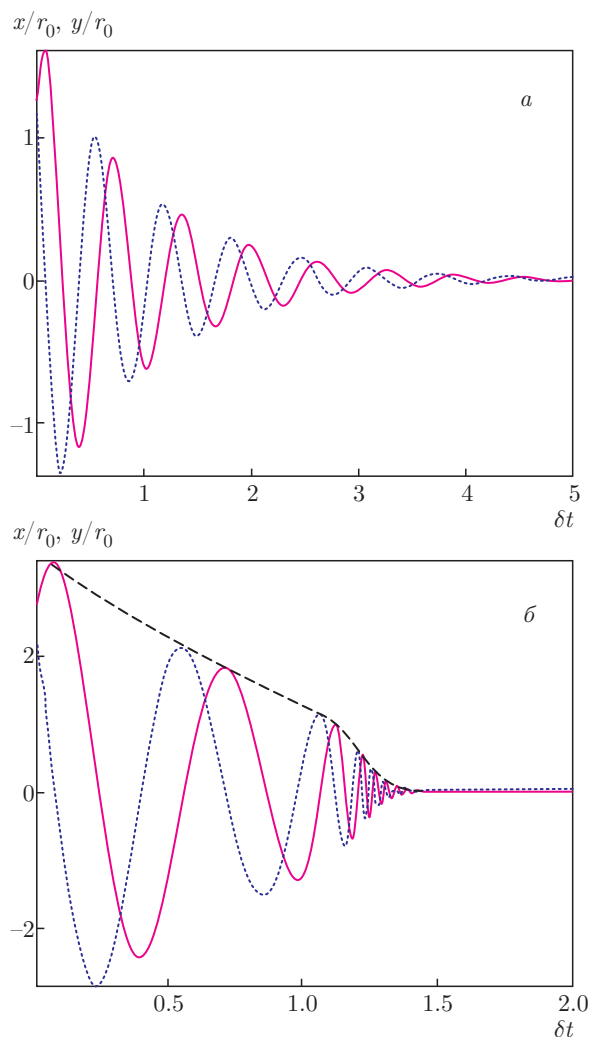


Рис. 4. Зависимости от времени декартовых координат ядра вихря. Сплошная линия — зависимость $x(t)$, пунктирная — $y(t)$. Рисунок *a* построен для параметров $\Lambda = 0$, $\eta = 0.1$, рис. *б* — $\Lambda = 1$, $\eta = 0.1$. Штриховой кривой на рис. *б* показана огибающая амплитуды смещения ядра магнитного вихря вдоль оси x

действующую на ядро, со стороны энергии анизотропии и энергии ядра в центрально-симметричном потенциале. Действительно, при большой удаленности ядра от начала координат ($\rho \gg r_0$) в знаменателях подынтегральных выражений (18) и (19) экспонентами можно пренебречь. Расчет этих выражений даст уже упомянутый нами результат (12) и (13). Так и должно быть при большой удаленности ядра от дефекта, когда его влиянием можно пренебречь.

В другом случае, когда ядро достаточно близко от дефекта, основной вклад в энергию системы будет давать энергия взаимодействия вихря с кристаллитом — энергия магнитной анизотропии. При

расстоянии ρ , близком к нулю, расчет выражений (18) и (19) дает следующие зависимости:

$$\rho(t) = \rho_0 \exp(-\Lambda \delta t), \quad \varphi(t) = \varphi_0 + \Lambda \omega t. \quad (20)$$

Таким образом, скорость приближения ядра к дефекту и угловая скорость вращения ядра увеличиваются в Λ раз. Изменение характера движения магнитного вихря хорошо видно на графиках зависимости координат ядра от времени в декартовой системе координат (рис. 4). Для получения этих зависимостей численно решалось уравнение (1). На рис. 4б виден момент, когда период обращения ядра резко уменьшается и далее практически не меняется. Огибающая этого графика качественно показывает особенность, уже обсужденную нами в случае, представленном на рис. 2.

Оценить расстояние от ядра до дефекта, на котором происходит смена режимов движения вихря, можно из простого соотношения, следующего из знаменателя подынтегрального выражения (18):

$$\Lambda \exp(-2(\rho/r_0)^2) \approx 1, \Rightarrow \rho_c \approx r_0 \sqrt{\ln(\sqrt{\Lambda})}. \quad (21)$$

Заметим, что зависимость ρ_c от параметра Λ чрезвычайно медленная.

Из предыдущих рассуждений следует, что явление смены скорости зависимостей $\rho(t)$ и $\varphi(t)$ присуще не только выбранному нами профилю анзаца (17). Этим свойством будет обладать вихрь, распределение намагниченности в котором описывается любой локализованной функцией на интервале r_0 .

В случае отсутствия в энергии магнетика слагаемого, ответственного за центрально-симметричный фактор ($\kappa = 0$), решение первого уравнения системы (14) представляется в виде

$$\text{Ei} \left(-2 \left(\frac{\rho}{r_0} \right)^2 \right) = \text{Ei} \left(-2 \left(\frac{\rho_0}{r_0} \right)^2 \right) + \delta_K t. \quad (22)$$

Аналогично для азимутального угла:

$$\begin{aligned} \text{Ei} \left(-2 \left(\frac{\rho}{r_0} \right)^2 \exp(2\eta(\phi - \phi_0)) \right) = \\ = \text{Ei} \left(-2 \left(\frac{\rho_0}{r_0} \right)^2 \right) + \delta_K t. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь введено обозначение

$$\delta_K = \frac{8DKV}{r_0^2(G^2 + D^2)}.$$

Графики зависимостей (22) и (23) показаны на рис. 5. Интересно отметить, что вращение ядра вокруг притягивающего центра с неизменной угловой

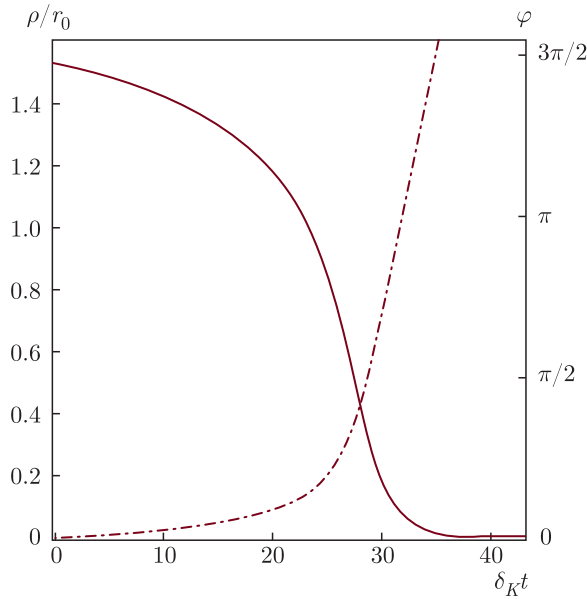


Рис. 5. Характерная зависимость от времени длины радиус-вектора ядра (сплошная линия) и азимутального угла (штрихпунктирная линия) для случая $\kappa = 0$

скоростью устанавливается только при «захвате» вихря дефектом, т. е. при $\rho/r_0 < 1$.

Выше мы рассмотрели случай внедренного дефекта-кристаллита с двунаправленной магнитной анизотропией. Представляет интерес изучение характера движения магнитного вихря при наличии дефекта с однонаправленной анизотропией. В частности, такой вариант возможен при внедрении в ферромагнитную матрицу антиферромагнитного включения. В этом случае для энергии магнитного вихря запишем

$$W = \frac{\kappa\rho^2}{2} - KV\mathbf{m} \cdot \mathbf{l}. \tag{24}$$

Тогда система уравнений (7) с учетом выражений (17) и (24) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{-D\rho}{G^2 + D^2} \left[\kappa + \frac{2pKV}{r_0^2} \exp\left(-\left(\frac{\rho}{r_0}\right)^2\right) \right], \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{G}{G^2 + D^2} \left[\kappa + \frac{2pKV}{r_0^2} \exp\left(-\left(\frac{\rho}{r_0}\right)^2\right) \right]. \end{aligned} \tag{25}$$

Уравнение для траектории $\rho(\varphi)$ совпадает с выражением (16).

Здесь важно заметить, что, в отличие от дефекта с двунаправленной анизотропией, в настоящем случае правые части в уравнениях системы (25) имеют возможность обратиться в нуль и даже сменить знак. Такое возможно при противоположных ориен-

тациях оси однонаправленной анизотропии кристаллита и полярности ядра вихря. Естественно, это обстоятельство влияет на траекторию движения ядра. Подобно выражениям (18) и (19), решение этой системы представляется в виде

$$\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho \left(1 + \frac{1}{2}p\Lambda \exp\left(-\left(\frac{\rho}{r_0}\right)^2\right) \right)} = -\delta t, \tag{26}$$

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi}{1 + \frac{1}{2}p\Lambda \exp\left(-\left(\frac{\rho}{r_0}\right)^2 \exp(2\eta(\varphi_0 - \varphi))\right)} = \omega t. \tag{27}$$

При совпадении направлений оси анизотропии и намагниченности в центре ядра вихря поведение системы принципиально не отличается от случая с двунаправленной анизотропией, и зависимости $\rho(t)$ и $\varphi(t)$ подобны графикам, показанным на рис. 2–5. В случае противоположного направления ЛОА кристаллита и полярности ядра (например $\alpha = 0, p = -1$ или $\alpha = \pi, p = +1$) движение вихря имеет отличительные особенности, связанные с расходимостью подынтегральных выражений в (26) и (27).

Несколько характерных зависимостей $\rho(t)$ и $\varphi(t)$ по результатам расчетов (26) и (27) для случая $p = -1$ показаны на рис. 6. Из рисунков следует, что при определенных Λ существует некоторое равновесное расстояние ρ_S , по мере достижения которого движение вихря постепенно затухает. Ядро стремится расположиться на расстоянии ρ_S вне зависимости от начального своего положения ρ_0 . Выражение для расчета параметра ρ_S легко получить, приравняв к нулю знаменатель в выражении (26). В результате получим

$$\rho_S = r_0 \sqrt{\ln \frac{\Lambda}{2}}. \tag{28}$$

Следует отметить, что при $\Lambda \leq 2$ равновесное положение ядра находится в начале координат, т. е. непосредственно на самом дефекте ($\rho_S = 0$).

На рис. 7 показаны зависимости координат от времени в декартовой системе и соответствующие траектории ядра в рассматриваемом случае по результатам численного решения системы уравнений (7). Таким образом, при наличии дефекта с осью однонаправленной анизотропии, перпендикулярной поверхности пленки, «захват» ядра дефектом может реализоваться так, что центр ядра оказывается на некотором расстоянии от кристаллита, но не на самом дефекте, как в случае с двунаправленной анизотропией.

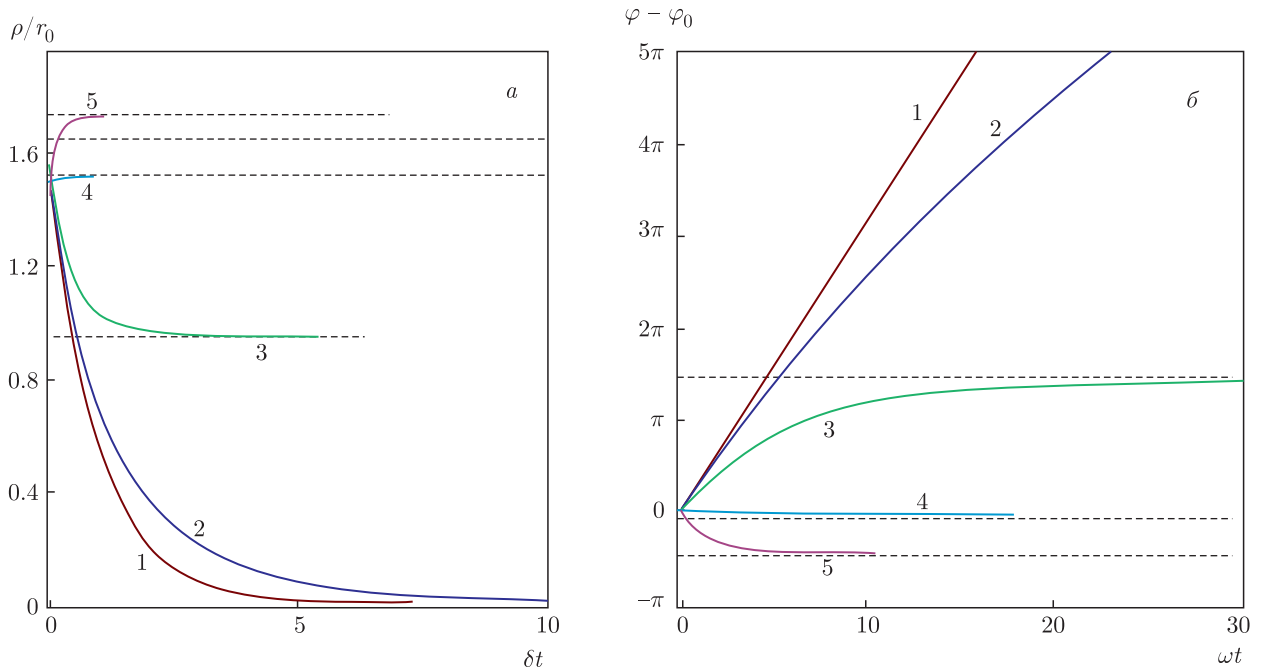


Рис. 6. Графическое представление решений (26) и (27) (соответственно а и б). Номера кривых соответствуют разным значениями параметра Λ : $\Lambda_1 = 0, \Lambda_2 = 1, \Lambda_3 = 5, \Lambda_4 = 20, \Lambda_5 = 40$. Все кривые построены для начальной безразмерной длины радиус-вектора $\rho_0/r_0 = 1.5$ и для $\eta = 0.1$

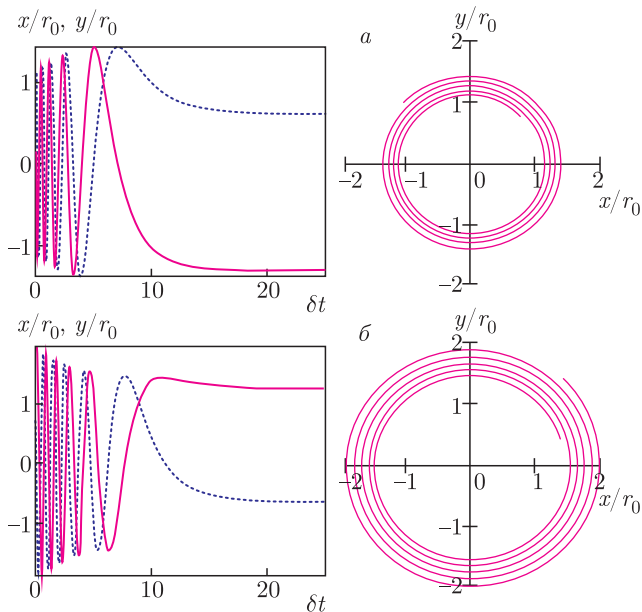


Рис. 7. Зависимости от времени декартовых координат ядра вихря в модели однонаправленной анизотропии кристаллита. Сплошные линии — зависимость $x(t)$, пунктирные — $y(t)$. Графики построены для $\Lambda = 1, p = -1, \eta = 0.01, \rho_0/r_0 = 1.1$ (а), $\rho_0/r_0 = 2$ (б)

4. ДЕФЕКТ С ОСЬЮ АНИЗОТРОПИИ, ЛЕЖАЩЕЙ В ПЛОСКОСТИ ПЛЕНКИ

В этом разделе рассмотрим сценарий движения магнитного вихря в поле дефекта, ось анизотро-

пии которого лежит в плоскости магнетика ($\alpha = \pi/2, \gamma = 0$). В этом случае потенциал не является центрально-симметричным и зависит от азимутального угла ядра вихря φ . В первую очередь исследуем простой случай отсутствия в полной энергии центрально-симметричного слагаемого, т. е. положим $\kappa = 0$. Тогда для энергии и сил получим соответственно

$$W = -KV(1 - m_z^2) \sin^2 \varphi. \tag{29}$$

$$f_\rho = KV \frac{dm_z^2}{d\rho} \sin^2 \varphi, \tag{30}$$

$$f_\varphi = \frac{1}{\rho} KV(1 - m_z^2) \sin 2\varphi.$$

Система уравнений (7) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{KV}{G^2 + D^2} \left(\frac{1}{\rho} G(1 - m_z^2) \sin 2\varphi + \right. \\ &\quad \left. + D \frac{d(1 - m_z^2)}{d\rho} \sin^2 \varphi \right), \\ \rho \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{KV}{G^2 + D^2} \left(\frac{1}{\rho} D(1 - m_z^2) \sin 2\varphi - \right. \\ &\quad \left. - G \frac{d(1 - m_z^2)}{d\rho} \sin^2 \varphi \right). \end{aligned} \tag{31}$$

Дифференциальное уравнение для траектории ядра получим, поделив в системе (31) верхнее уравнение на нижнее:

$$\frac{d\rho}{d\varphi} = \frac{2 \operatorname{ctg} \varphi + \eta \xi(\rho)}{2\eta \operatorname{ctg} \varphi - \xi(\rho)}. \quad (32)$$

Здесь используются обозначения

$$\rho = \ln \frac{\rho}{r_0}, \quad \xi(\rho) = \frac{d \ln(1 - m_z^2)}{d\rho}.$$

В отсутствие затухания ($\eta = 0$) уравнению удовлетворяет функция

$$m_z(\rho) = 1 - (1 - m_z^2(\rho_0)) \left(\frac{\sin \varphi_0}{\sin \varphi} \right)^2. \quad (33)$$

Здесь, как и ранее, параметрами ρ_0 и φ_0 задается начальное положение ядра, $m_z(\rho)$ — произвольные функции, описывающие профиль намагниченности вихря (не обязательно задаваемые выражением (17)), вычисленные в соответствующих координатах.

При $\kappa = 0$ минимальное значение энергии системы реализуется при условии коллинеарности вектора намагниченности \mathbf{m} и вектора оси анизотропии дефекта \mathbf{l} . Очевидно, что этому состоянию соответствует максимальное удаление ядра от кристаллита ($\rho \rightarrow \infty$), т. е. вихрь отталкивается от дефекта. Так как функции $m_z(\rho)$ локализованы в малой области r_0 , величина $m_z \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow \infty$. Отсюда, используя (33), можно определить направление движения ядра вихря — азимутальный угол φ_∞ . Для этого положим нулю левую часть уравнения (33). В результате имеем

$$\sin \varphi_\infty = \pm \sqrt{1 - m_z^2(\rho_0)} \sin \varphi_0. \quad (34)$$

Интересно, что сколько-нибудь заметное криволинейное движение ядра наблюдалось бы только вблизи дефекта. При достаточном удалении от кристаллита, $m_z(\rho) \ll 1$, азимутальный угол не меняется и движение вихря происходит поступательно в направлении от кристаллита подобно частице, отталкивающейся от дефекта. Несмотря на отсутствие осевой симметрии у поля, создаваемого дефектом, движение ядра происходит вдоль радиус-вектора. Очевидно, что это явление есть следствие комплексного влияния несимметричного потенциала и гиротропного эффекта, связанного с прецессией намагниченности при движении вихря. На рис. 8 показаны траектории движения ядра магнитного вихря при нулевом тензоре затухания \hat{D} , полученные в результате численного решения уравнения движения (1) в декартовых координатах.

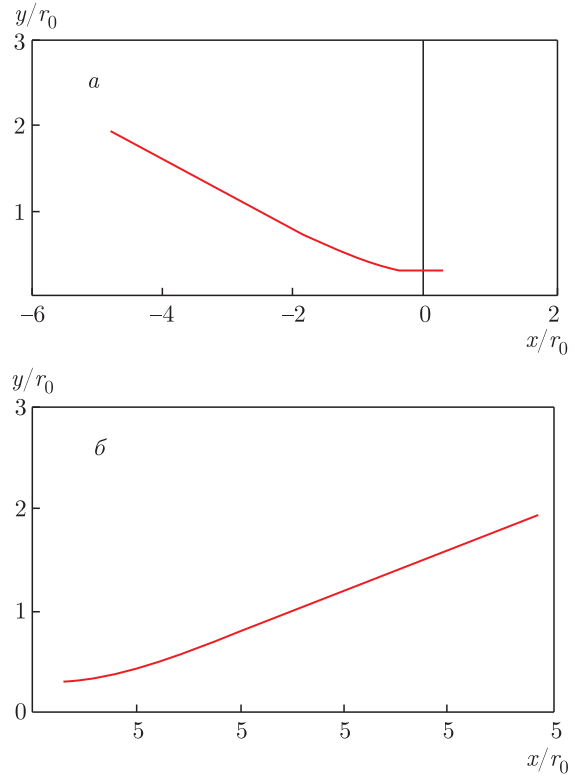


Рис. 8. Траектории движения ядра магнитного вихря без затухания для случаев $pq < 0$ (а) и $pq > 0$ (б). Обе кривые построены для начальных условий $\rho_0/r_0 = 0.4$, $\varphi_0 = \pi/4$

Для поиска зависимости положения ядра вихря вернемся к системе уравнений (31). В случае $\rho_0/r_0 \geq 1$ верхнее уравнение можно приближенно представить в виде

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{KV}{\rho G} \sin 2\varphi, \quad (35)$$

где угол φ определяется выражением (34). Решением является функция

$$\rho(t) = \sqrt{\rho_0^2 + \frac{2}{G} KV \sin(2\varphi_\infty) t}. \quad (36)$$

Зависимость расстояния от центра вихря до отталкивающего центра по закону $\rho^2 \propto t$ означает, что на достаточно большом расстоянии ядро как квазичастица находится в эффективном потенциале дефекта, меняющемся по закону $W_{eff} \propto 1/\rho^2$. Действительно, решение простой задачи механики с учетом выражения (36) дает

$$W_{eff} = \frac{1}{2} \mu \left(\frac{KV \sin \varphi_\infty}{\rho G} \right)^2. \quad (37)$$

Здесь μ — эффективная масса вихря, как квазичастицы.

С учетом уравнения траектории (33) для нижнего уравнения системы (31) получим дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными:

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{KV}{Gr_0^2}(\sin^2 \varphi - \sin^2 \varphi_\infty). \quad (38)$$

Решением этого уравнения является функция

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg}(\varphi_\infty) \operatorname{th} \left(\operatorname{arth} \left(\frac{\operatorname{tg} \varphi_0}{\operatorname{tg} \varphi_\infty} \right) + \right. \\ \left. + \frac{4KV \sin 2\varphi_\infty t}{Gr_0^2} \right). \quad (39) \end{aligned}$$

В присутствии затухания получить общее решение уравнения (32) затруднительно. Поэтому ограничимся случаем $\rho_0/r_0 \geq 1$. В этом приближении $\xi(\varrho) \ll 1$ и уравнение (32) принимает простой вид:

$$\frac{d\varrho}{d\varphi} = \frac{1}{\eta}. \quad (40)$$

Решением этого уравнения является зависимость

$$\rho(\varphi) = \rho_0 \exp \left(\frac{G}{D}(\varphi - \varphi_0) \right). \quad (41)$$

С учетом (41) нижнее уравнение (31) имеет решение

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{\exp \left(\frac{2}{\eta}(\varphi - \varphi_0) \right)}{\sin 2\varphi} d\varphi = \frac{1}{8} \left(\frac{r_0}{\rho_0} \right)^2 \delta_K t. \quad (42)$$

Аналогично для временной зависимости расстояния от ядра до кристаллита получаем

$$\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{\rho d\rho}{\sin(2\varphi_0 + 2\eta \ln(\rho/\rho_0))} = r_0^2 \omega_K t. \quad (43)$$

Здесь $\omega_K = GKV/(G^2 + D^2)$. Траектории движения ядер вихрей показаны на рис. 9. Заметим, что наличие затухания приводит к быстрой ориентации радиус-вектора ядра в направлении, перпендикулярном направлению локальной оси анизотропии кристаллита. Это направление соответствует уменьшению энергии анизотропии (см. рис. 1).

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрение взаимодействия магнитного вихря с дефектом (кристаллитом), моделируемым неоднородностью магнитной анизотропии, выявило разнообразие сценариев поведения намагниченности. В

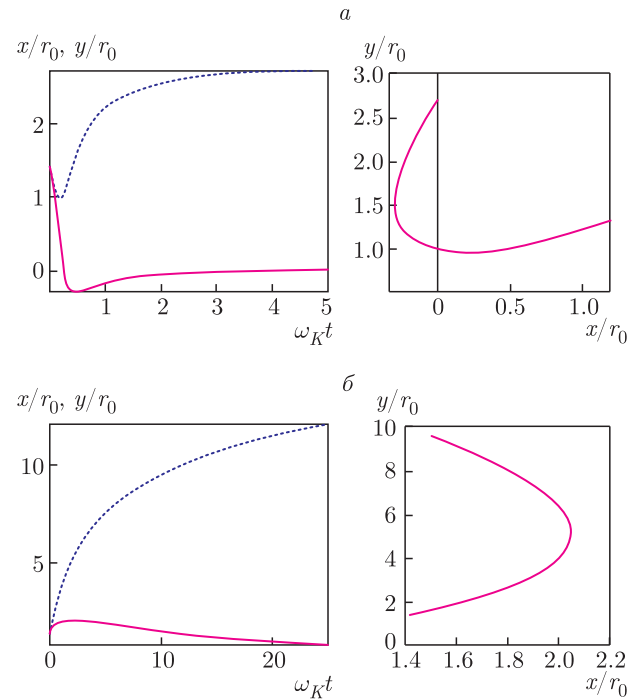


Рис. 9. Характерный вид траекторий для случая $\alpha = \pi/2$, $\eta = 0.4$, $\rho_0/r_0 = 2$, $\varphi_0 = \pi/4$, $\kappa = 0$ по результатам численного решения системы уравнений (31) для $qp < 0$ (а) и $qp > 0$ (б). Сплошными линиями показаны зависимости $x(t)$, пунктирными — $y(t)$

случае, когда ось магнитной анизотропии дефекта-кристаллита не лежит в плоскости магнетика, происходит «захват» вихря полем дефекта. Если дефект обладает двунаправленной анизотропией, ядро вихря как квазичастица стремится расположиться непосредственно на дефекте. Причем, если потенциал, в котором движется ядро, создается не только полем дефекта, но и полем с осевой симметрией иной природы, наблюдается интересный четко выраженный эффект смены режимов движения вихря с различиями в частоте обращения ядра вокруг кристаллита и в законах изменения расстояния до дефекта со временем. Дополнительный потенциал с осевой симметрией может существовать, например, из-за ограниченных размеров магнетика (магнито-статической природы), из-за механических напряжений вблизи кристаллита (магнитоупругой природы). Это обстоятельство может оказаться чрезвычайно важным при проектировании устройств управления движением магнитных вихрей и скирмионов, например, при необходимости приведения вихря в резонансное состояние. Важно заметить, что явление смены угловой скорости вращения вихря

вокруг дефекта будет наблюдаться при любом профиле, описывающем распределение намагниченности в ядре. Необходимо лишь, чтобы функция m_z , описывающая это распределение, была локализована в малой области r_0 . Похожий эффект наблюдался в эксперименте [35].

При наличии у кристаллита-дефекта однонаправленной магнитной анизотропии ядро вихря может испытывать как притяжение, так и отталкивание в зависимости от взаимного направления осей анизотропии кристаллита и полярности вихря. Конкуренция центрально-симметричного притягивающего параболического потенциала и отталкивающего потенциала со стороны анизотропии приводит к существованию равновесного расстояния между ядром и дефектом (см. выражение (28)). Существование не единственного локального минимума энергии скирмиона (вихря) вблизи дефекта обнаружено в эксперименте [34].

Не менее интересным является поведение магнитного вихря в поле дефекта, ось анизотропии которого лежит в плоскости магнетика. В этом случае энергия анизотропии обеспечивает отталкивание ядра вихря от дефекта, причем при ничтожно малом затухании движение ядра происходит практически по прямой от кристаллита и по закону, соответствующему эффективной потенциальной энергии $W_{eff} \propto \rho^{-2}$. Это справедливо именно для неоднородности намагниченности в виде магнитного вихря, т. е. объекта-квазичастицы, которая во время движения испытывает действие гироскопической силы. Мы объясняем радиальное движение ядра в направлении от дефекта (отражение вихря от дефекта) конкуренцией двух факторов: гироскопического эффекта и момента сил, создаваемого анизотропией кристаллита.

Гироскопический эффект выражен тем ярче, чем больше скорость движения ядра. Поэтому в присутствии заметного затухания момент сил, обусловленный анизотропией дефекта, начинает преобладать по мере уменьшения скорости вихря. Траектория ядра в этом случае криволинейная, а равновесное положение соответствует направлению радиус-вектора, перпендикулярному направлению оси анизотропии кристаллита (что соответствует минимуму энергии анизотропии).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В итоге можно констатировать, что такие объекты, как магнитные вихри вблизи неоднородностей магнитной структуры, демонстрируют разнообра-

зие своего поведения: «захват» вихря дефектом с явно выраженной сменой частоты вращения, отражение от дефекта с различными траекториями движения и пр. Это диктует необходимость учета особенностей взаимодействия ядра вихрей с дефектами, присутствующими в магнетиках. Особенно это важно при проектировании устройств спинтроники различного назначения.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 18-02-00161.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn, *Science* **309**, 1688 (2005).
2. M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, Ch. Rettner, and S. S. P. Parkin, *Science* **320**, 209 (2008).
3. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
4. W. Kang, Y. Huang, Ch. Zheng, W. Lv, N. Lei, Y. Zhang, X. Zhang, Y. Zhou, and W. Zhao, *Sci. Rep.* **6**, 23164 (2016).
5. A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, and V. L. Vadinov, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 886 (2015).
6. J. Kim and S.-B. Choe, *J. Magn.* **12**(3), 113 (2007).
7. A. Puzic, B. Van Waeyenberge, K. W. Chou, P. Fischer, H. Stoll, G. Schutz, T. Tylliszczak, K. Rott, H. Bruckl, G. Reiss, I. Neudecker, Th. Haug, M. Buess, and C. H. Back, *J. Appl. Phys.* **97**, 10E704 (2005).
8. B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 132506 (2010).
9. K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Phys. Rev. B* **65**, 024414 (2001).
10. А. К. Звездин, К. А. Звездин, *ФНТ* **36**, 1034 (2010).
11. С. В. Степанов, А. Е. Екомасов, А. К. Звездин, Е. Г. Екомасов, *ФТТ* **60**, 1045 (2018).
12. В. А. Орлов, Р. Ю. Руденко, А. В. Кобяков, А. В. Лукьяненко, П. Д. Ким, В. С. Прокопенко, И. Н. Орлова, *ЖЭТФ* **153**, 635 (2018).
13. J. C. Martinez and M. B. A. Jalil, *New J. Phys.* **18**, 033008 (2016).

14. L. Gonzalez-Gomez, J. Castell-Queralt, N. Del-Valle, A. Sanchez, and C. Navau, *Phys. Rev. B* **100**, 054440 (2019).
15. X. Liang, G. Zhao, L. Shen, J. Xia, Li Zhao, X. Zhang, and Y. Zhou, *Phys. Rev. B* **100**, 144439 (2019).
16. X. Gong, H. Y. Yuan, and X. R. Wang, arXiv:1911.01245v1 [cond-mat.mes-hall], 2019.
17. C. Navau, N. Del-Valle, and A. Sanchez, *J. Magn. Magn. Mater.* **465**, 709 (2018).
18. H. C. Choi, S.-Z. Lin, and J.-X. Zhu, *Phys. Rev. B* **93**, 115112 (2016).
19. J. Muller and A. Rosch, *Phys. Rev. B* **91**, 054410 (2015).
20. J. A. J. Burgess, J. E. Losby, and M. R. Freeman, *J. Magn. Magn. Mater.* **361**, 140 (2014).
21. D. Stosic, T. B. Ludermir, and M. V. Milosevic, *Phys. Rev. B* **96**, 214403 (2017).
22. D. Stosic, *Numerical Simulations of Magnetic Skyrmions in Atomically-thin Ferromagnetic Films*, Universidade Federal de Pernambuco, Recife (2018).
23. J. Iwasaki, M. Mochizuki, and N. Nagaosa, *Nature Comm.* **4**, 1463 (2012).
24. R. Brearton, M. W. Olszewski, S. Zhang, M. R. Eskildsen, C. Reichhardt, C. J. O. Reichhardt, G. van der Laan, and T. Hesjedal, *MRS Advances*, University of Cambridge, DOI: 10.1557/adv.2019.43 (2019).
25. W. Legrand, D. Maccariello, N. Reyren, K. Garcia, C. Moutafis, C. Moreau-Luchaire, S. Collin, K. Bouzehouane, V. Cros, and A. Fert, *Nano Lett.* **17**, 2703 (2017).
26. J.-V. Kim and M.-W. Yoo, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 132404 (2017).
27. C. Reichhardt, D. Ray, and C. J. Olson Reichhardt, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 217202 (2015).
28. K. Zeissler, S. Finizio, C. Barton, A. J. Huxtable, J. Massey, J. Raabe, A. V. Sadovnikov, S. A. Nikitov, R. Brearton, T. Hesjedal, G. van der Laan, M. C. Rosamond, E. H. Linfield, G. Burnell, and C. H. Marrows, *Nature Comm.* **11**, 428 (2020).
29. J. Castell-Queralt, L. Gonzalez-Gomez, N. Del-Valle, A. Sanchez, and C. Navau, *Nanoscale* **11**, 12589 (2019).
30. A. Salimath, A. About, A. Brataas, A. Manchon, *Phys. Rev. B* **99**, 104416 (2019).
31. J. Iwasaki, M. Mochizuki, and N. Nagaosa, *Nature Nanotechn.* **8**, 742 (2013).
32. H. T. Fook, W. L. Gan, and W. S. Lew, *Sci. Rep.* **6**, 21099 (2016).
33. M. Rahm, J. Biberger, V. Umansky, and D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **93**, 7429 (2003).
34. I. L. Fernandes, J. Bouaziz, S. Blugel, and S. Lounis, *Sci. Rep.* **9**, 4395 (2018).
35. R. L. Compton and P. A. Crowell, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 137202 (2006).
36. T. Y. Chen, M. J. Erickson, and P. A. Crowell, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 097202 (2012).
37. C. Hanneken, *New J. Phys.* **18**, 055009 (2016).
38. A. Thiele, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 230 (1973).
39. K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
40. 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).
41. D. Reitz, A. Ghosh, and O. Tchernyshyov, *Phys. Rev. B* **97**, 054424 (2018).
42. X. Zhang, J. Müller, J. Xia, M. Garst, X. Liu, and Y. Zhou, *New J. Phys.* **10**, 065001 (2017).
43. K. Yu. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067205 (2006).
44. M. Wolf, U. K. Robler, and R. Schafer, *J. Magn. Magn. Mater.* **314**, 105 (2007).
45. W. Scholz, K. Yu. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schrefl, R. W. Chantrell, and J. Fidler, *J. Magn. Magn. Mater.* **266**, 155 (2003).
46. V. A. Orlov and P. D. Kim, *J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys.* **6**(1), 86 (2013).
47. В. П. Кравчук, Д. Д. Шека, *ФТТ* **49**, 1834 (2007).
48. N. A. Usov and S. E. Peschany, *J. Magn. Magn. Mater.* **118**, L290 (1993).
49. A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **68**, 2892 (1990).
50. A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger, *Science* **298**, 577 (2002).
51. E. Feldtkeller and H. Thomas. *Phys. Kond. Mater.* **4**, 8 (1965).