

Тонкий ферромагнитный нанодиск в поперечном магнитном поле

© В.П. Кравчук, Д.Д. Шека

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,
03127 Киев, Украина

E-mail: Waldemar@univ.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 29 ноября 2006 г.
В окончательной редакции 15 февраля 2007 г.)

Методом микромагнитного моделирования изучено распределение намагниченности в ферромагнитном нанодиске. Показано, что под действием внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости диска, могут происходить различные магнитные фазовые переходы: между однородными состояниями, однородными и вихревыми и между вихревыми с различными направлениями поляризации. Предложена простая вариационная модель, позволяющая количественно описать наблюдаемую картину.

Работа выполнена при финансовой поддержке украинско-немецкого проекта (DLR грант № UKR 05/005). Работа Д.Д. Шеки поддержана также Фондом Александра фон Гумбольдта.

PACS: 75.75.+a, 75.40.Mg, 75.30.Kz, 75.10.Hk

1. Введение

Одним из наиболее выдающихся достижений магнетизма за последние годы является использование нанотехнологий для изготовления и исследования магнитных структур нанометрового размера [1,2]. Распределение намагниченности в наночастицах существенно зависит от размера, геометрии, материальных параметров и может быть неоднородным, если размер частицы превышает характерный размер однодоменности. Для магнитомягких материалов размер однодоменности имеет величину порядка обменной длины $l = \sqrt{A/4\pi M_S^2}$, где A — обменная константа, M_S — намагниченность насыщения. В частности, для наночастицы цилиндрической формы (нанодиск) однородное состояние неустойчиво по отношению к образованию вихря, если диаметр диска превышает $3-4l$ [3].

Магнитные наночастицы являются интересными объектами с точки зрения нелинейной физики. Изучение нелинейных возбуждений в наночастицах и управление их свойствами, например, с помощью магнитных полей имеет не только чисто научный интерес. Нанодиск, находящийся в вихревом состоянии, является перспективным кандидатом для бита информации в магнитных накопителях информации повышенной плотности, быстрой магнитной памяти, а также для высокочувствительных датчиков [4]. При этом состояние бита обычно связывают с направлением намагниченности в коре вихря (поляризацией вихря). Известно, что вихри в легкоплоскостных магнетиках под действием магнитного поля, перпендикулярного плоскости диска, могут изменять свою поляризацию: при увеличении напряженности поперечного поля вихри, поляризованные против поля, теряют свою устойчивость [5,6]. Происходящий при этом эффект переключения был изучен численно методом Монте-Карло в [7]. Однако подобный вывод был сделан без учета магнитодипольного взаимодействия, которое

существенно изменяет картину явления. В то же время эффект переключения поляризации вихря наблюдался экспериментально [8] в пермалловых дисках, в которых вихревое состояние стабилизируется за счет магнитодипольного взаимодействия. Микромагнитное моделирование эффекта переключения, проведенное в работе [9] для сравнительно толстых дисков, свидетельствует о возможном механизме переключения с образованием блоховской точки в центре вихря. При этом характерный размер блоховской точки составляет $d_{\text{ВР}} \sim 20 \text{ nm}$ [9]. Однако в нанодисках, толщины которых меньше $d_{\text{ВР}}$, приведенный механизм переключения поляризации вихря перестает быть выгодным. Как мы покажем в настоящей работе, в тонком диске переключение сопровождается образованием планарного вихря.

Целью настоящей работы является исследование поведения нанодиска во внешнем поле, направленном вдоль оси диска. Работа построена следующим образом. В разделе 2 рассмотрено перемагничивание диска, находящегося в однородном состоянии, намагниченного в плоскости (планарное состояние). С увеличением поля происходит безгистерезисный переход в состояние, однородно намагниченное вдоль оси (z -состояние). Если же размер диска достаточно близок к радиусу однодоменности, но все же не достигает его, то при перемагничивании однородно намагниченной частицы возможен переход в промежуточное вихревое состояние (раздел 3.1). При дальнейшем увеличении размеров частицы основное состояние нанодиска становится вихревым. Переход из вихревого состояния в однородное z -состояние происходит при существенно больших полях, чем из однородного планарного в однородное z -состояние (раздел 3.2). Характерной особенностью перехода из вихревого состояния в однородное z -состояние является наличие гистерезиса вследствие дополнительного перехода — переключения поляризации вихря. Этот эффект рассмотрен в разделе 4.

2. Однородное состояние нанодиска

Рассмотрим тонкий диск, геометрические параметры которого задаются аспектным соотношением $\varepsilon = d/2R$ (d — толщина диска, R — его радиус). Континуальное описание распределения спинов внутри диска может быть проведено в терминах нормированной намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$, для которой используем стандартную угловую параметризацию, $\mathbf{m} = \{\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta\}$. В отсутствие магнитного поля энергия однородно намагниченного диска определяется лишь взаимодействием поверхностных магнитостатических зарядов. Для диска, однородно намагниченного вдоль оси x , энергия, нормированная на величину $\pi R^2 d M_S^2$, определяется фактором размагничивания N_x [10]:

$$\mathcal{E}^u = 2\pi N_x, \quad N_x = \frac{2}{3\pi\varepsilon} \left[\frac{\varepsilon^2}{m} K(m) + \frac{1-\varepsilon^2}{m} E(m) - 1 \right].$$

Здесь $m = 1/\sqrt{1+\varepsilon^2}$, $K(x)$ и $E(x)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно.

Приложим к такому диску внешнее магнитное поле, перпендикулярное его плоскости. Предположим, что при этом намагниченность, оставаясь однородной, повернется в направлении поля и составит с ним угол θ_u . Нормированная магнитная энергия получившегося состояния определяется выражением

$$\mathcal{E}^u = 2\pi(N_z \cos^2 \theta_u + N_x \sin^2 \theta_u - 2h \cos \theta_u), \quad (1)$$

где $h = H/4\pi M_S$ — нормированное приложенное магнитное поле H . Для аксиально симметричной части-

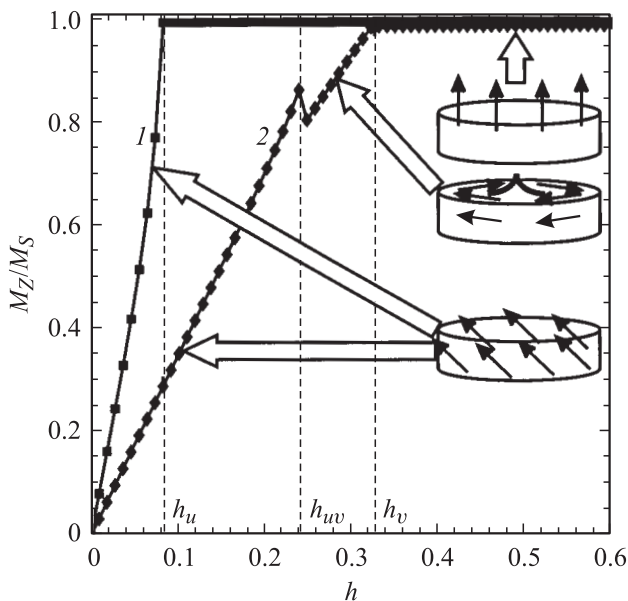


Рис. 1. Зависимость намагниченности вдоль поля от величины поля для дисков, которые в основном состоянии намагничены однородно в плоскости. Данные получены при помощи микромагнитного моделирования для пермалловых дисков толщиной 20 нм: кривая 1 соответствует диаметру диска 30 нм, кривая 2 — 50 нм.

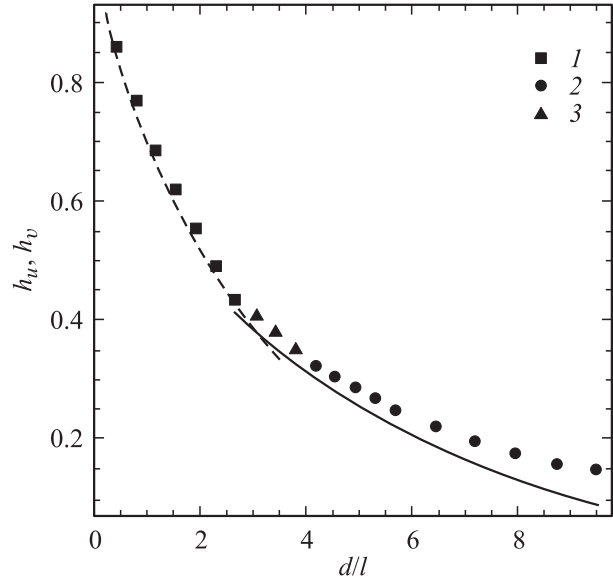


Рис. 2. Зависимость поля насыщения от толщины диска. Штриховая линия соответствует полю насыщения для однородного состояния h_u (см. (2)); сплошная — полю насыщения при переходе из вихревого состояния h_v (см. (9)). Точками показаны данные микромагнитного моделирования: 1 и 2 — для дисков, основными состояниями которых являются соответственно однородное планарное и вихревое, 3 — для дисков, которые имеют однородное планарное основное состояние, но при перемагничивании переходят в промежуточное вихревое состояние. Моделирование проводилось для пермалловых дисков одинакового радиуса 26 нм.

цы величина коэффициента размагничивания составляет $N_z = 1 - 2N_x$. Минимизируя энергию (1) относительно θ_u , получим, что

$$\cos \theta_u = \frac{h}{h_u}, \quad \mathcal{E}^u = 2\pi \left(N_x - \frac{h^2}{h_u} \right), \quad h_u = N_z - N_x. \quad (2)$$

Величина h_u описывает поле насыщения, при котором однородное состояние с восприимчивостью $\chi_u = 1/(4\pi h_u)$ переходит в однородное насыщенное состояние с намагниченностью, направленной вдоль оси z . Такому переходу отвечает кривая 1 на рис. 1, на котором представлены данные моделирования с использованием пакета трехмерного микромагнитного моделирования OOMMF [11]. При моделировании были использованы материальные параметры пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{F}_{20}$: $A = 2.6 \cdot 10^{-6}$ эрг/см (в системе СИ $A^{\text{SI}} = 2.6 \cdot 10^{-11}$ Дж/м), $M_S = 8.6 \cdot 10^2$ Г ($M_S^{\text{SI}} = 8.6 \cdot 10^5$ А/м), анизотропией пермаллоя пренебрегли. Эти параметры соответствуют обменной длине $l = \sqrt{A/4\pi M_S^2} \approx 5.3$ нм ($l^{\text{SI}} = \sqrt{A/\mu_0 M_S^2}$). Полученное при моделировании значение поля насыщения $h_u \approx 0.08$ согласуется с теоретической оценкой $h_u \approx 0.11$. Для бесконечно тонкого диска $h_u = 1$, что отвечает полю однородно намагниченной плоскости в z -состоянии. В общем случае величина $h_u < 1$. Зависимость h_u от толщины диска представлена штриховой линией на рис. 2.

3. Нанодиск в вихревом состоянии

До сих пор мы предполагали, что система находится в однородном состоянии. Такой картине отвечают лишь частицы достаточно малого размера. С увеличением размеров частицы происходит искривление намагниченности и вихревое состояние становится энергетически более выгодным. Для вихревого распределения $\theta = \theta(r)$, $\varphi = \chi \pm \pi/2$ нормированная обменная энергия имеет вид

$$\mathcal{E}_{\text{ex}}^v = \frac{4\pi l^2}{R^2} \int_0^R \left[\theta'^2 + \frac{\sin^2 \theta}{r^2} \right] r dr,$$

где r и χ — полярные координаты в плоскости диска.

Магнитостатическая энергия вихревого распределения определяется поверхностными зарядами $\sigma(\mathbf{r}) = \cos \theta(\mathbf{r})$,

$$\mathcal{E}_{\text{MS}}^v = \frac{1}{2\pi R^2 d} \int_S dS \int_{S'} dS' \frac{\sigma(\mathbf{r})\sigma(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (3)$$

Функция $\theta(r)$, минимизирующая функционал полной энергии, в общем случае является решением интегродифференциального уравнения [12], которое может быть проанализировано лишь приближенно. Задача существенно упрощается для тонких дисков. При отсутствии магнитного поля профиль вихря имеет колоколообразную форму и может быть описан с большой точностью с помощью анзатца, предложенного в работе [13] (см. также [14, стр.265]): $\cos \theta = \exp(-r^2/W^2)$. Здесь характерный размер кора вихря W является вариационным параметром. Кроме того, нелокальная магнитостатическая энергия (3) переходит в эффективную энергию анизотропии в пределе бесконечно тонких частиц [15–17].

Наличие магнитного поля изменяет основное состояние системы и описанный выше подход должен быть модифицирован. Мы предлагаем следующий анзатц [18]:

$$\cos \theta(r) = f(r/W)(\mu - \cos \theta_v) + \cos \theta_v. \quad (4)$$

Здесь $\mu = \cos \theta(0)$ описывает значение намагниченности в центре вихря, величина $\cos \theta_v$ характеризует равновесную намагниченность вдали от вихря. Заметим, что значение θ_v в общем случае не совпадает с равновесным значением θ_u , полученным ранее в (2) для однородного случая. Для описания структуры кора вихря $f(x)$ используем гауссовское распределение $f(x) = \exp(-x^2)$, что хорошо согласуется с данными моделирования [19]. Суммарную энергию с учетом энергии зеемановского взаимодействия с полем для тонких дисков, находящихся

в вихревом состоянии, можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{E}^v}{2\pi} &= \frac{2l^2}{R^2} \int_0^{R/W} x dx \left\{ \frac{\eta^2 f'(x)^2}{\sin^2 \theta_v + \eta f(x)[2 \cos \theta_v + \eta f(x)]} \right. \\ &+ \left. \frac{\sin^2 \theta_v + \eta f(x)[2 \cos \theta_v + \eta f(x)]}{x^2} \right\} + N_z \cos^2 \theta_v \\ &- 2h \cos \theta_v + \frac{2\eta^2 C_1 W^2}{R^2} + \frac{4\eta C_2 W^2}{R^2} (\cos \theta_v - h), \\ C_1 &= \int_0^{R/W} f^2(x) x dx, \quad C_2 = \int_0^{R/W} f(x) x dx, \quad \eta = \mu - \cos \theta_v. \quad (5) \end{aligned}$$

Для расчета энергии нанодиска нужно минимизировать суммарную энергию (5) по двум вариационным параметрам: равновесному значению намагниченности θ_v и ширине кора вихря W . В общем случае эта задача может быть решена лишь численно. Заметим, что в отсутствие поля задача может быть решена аналитически [19]. При этом $\theta_v^0 = \pi/2$ и $W^0 \approx l\sqrt{2}$.

3.1. Переход из однородного состояния в вихревое. Рассмотрим диск, находящийся в однородном состоянии. При увеличении величины магнитного поля энергия нанодиска уменьшается в соответствии с (2) по квадратичному закону, $\Delta \mathcal{E}^v \sim -h^2$. В то же время при малых полях структура вихревого состояния меняется незначительно, поэтому взаимодействие с полем идет по линейному закону $\Delta \mathcal{E}^v \sim -h$ (см. (5)). Естественно предположить, что при некоторой критической величине поля h_{uv} будет наблюдаться переход из однородного состояния в вихревое. Детальный расчет показывает, что такой переход отсутствует для предельно тонких дисков: энергия вихревого состояния всегда больше энергии однородного состояния (рис. 3, *a*). Перемагничиванию такого тонкого диска отвечает кривая 1 на рис. 1. Однако при увеличении толщины переход становится возможным (рис. 3, *b*). Перемагничивание диска с такими параметрами сопровождается скачкообразным изменением намагниченности при характерном поле h_{uv} (кривая 2 на рис. 1).

Путем численного анализа энергетических зависимостей для однородного (2) и вихревого (5) состояний мы построили диаграмму основных состояний диска (рис. 4). Сплошные линии 1, 2 и 3 на ней задаются уравнениями

$$\begin{aligned} 1: \quad & \mathcal{E}^v|_{h=0} = 2\pi N_x, \\ 2: \quad & \mathcal{E}^v|_{h=0} = 2\pi N_z, \\ 3: \quad & N_x = N_z. \end{aligned} \quad (6)$$

Полученная фазовая диаграмма качественно хорошо согласуется с расчетами, сделанными в [20], [21], а также с результатами микромагнитного моделирования, полученными в [22] и [19].

Используя критерий

$$(\mathcal{E}^v - \mathcal{E}^u)|_{h=0} \cdot (\mathcal{E}^v - \mathcal{E}^u)|_{h=h_u} < 0, \quad (7)$$

мы нашли также область, соответствующую геометрическим параметрам дисков, для которых характерен переход из однородного планарного состояния в вихревое при перемагничивании (заштрихованная область на рис. 4). Численное решение уравнения $\mathcal{E}^u = \mathcal{E}^v$ при выполнении условия (7) позволяет найти величину критического поля перехода из однородного состояния в вихревое. Расчет, проведенный для параметров диска, указанных на рис. 1 (линия 2), приводит к значению $h_{uv} \approx 0.19$, близкому к данным моделирования $h_{uv} \approx 0.24$.

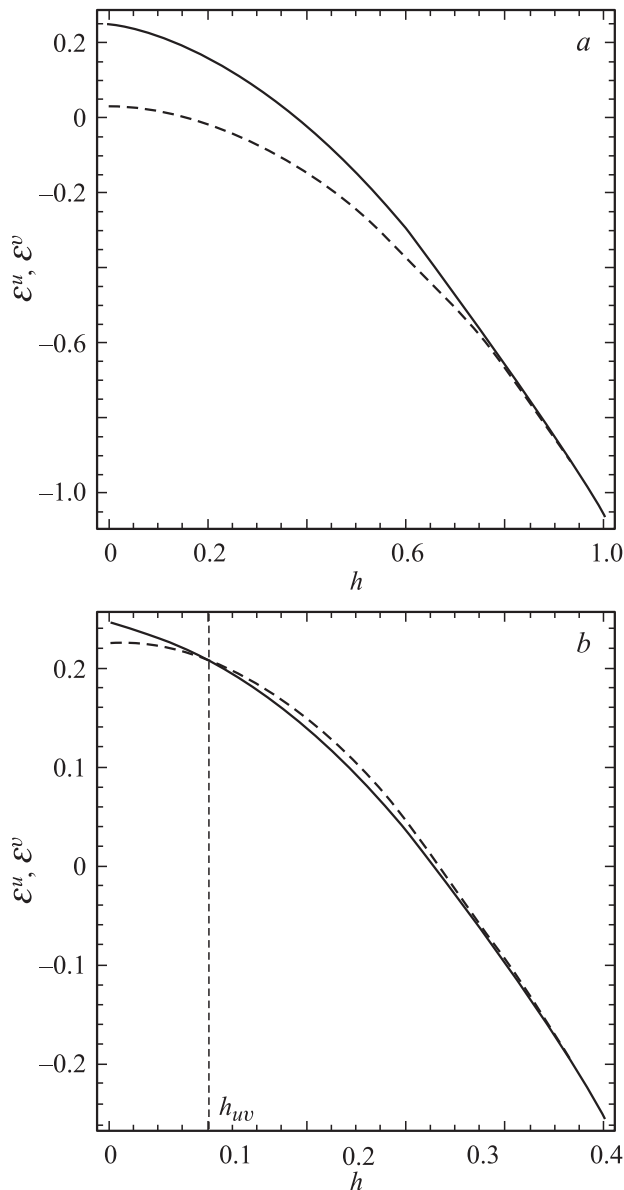


Рис. 3. Зависимость энергии нанодиска от внешнего магнитного поля, рассчитанного по формулам (2) и (5) с использованием параметров пермаллоевых дисков одинакового радиуса 27 nm. Штриховые линии отвечают однодоменному состоянию, сплошные — вихревому. Толщина диска d , nm: a — 1, b — 20.

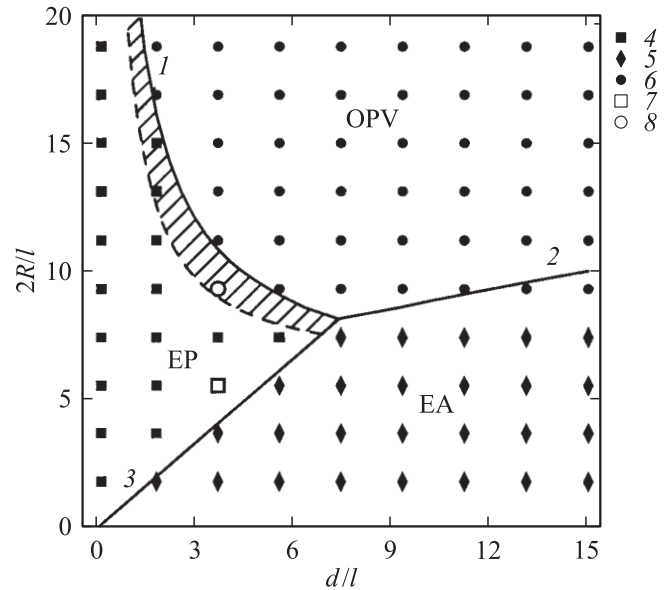


Рис. 4. Диаграмма основных состояний диска при отсутствии магнитного поля. OPV — вихревое состояние, EP — однородное планарное состояние, EA — однородное z -состояние (намагниченность перпендикулярна плоскости диска). Заштрихованная область соответствует дискам, для которых характерен эффект перехода в вихревое состояние при перемагничивании. Кривые 1–3 соответствуют теоретическим расчетам (6), точки 4–6 обозначают размеры дисков, которые, согласно проведенному микромагнитному моделированию, имеют основные состояния EP, EA и OPV соответственно. Точками 7 и 8 отмечены размеры дисков, поведение которых в поле показано на рис. 1.

3.2. Переход из вихревого состояния в однородное. Рассмотрим теперь вопрос о переходе из вихревого состояния в однородное z -состояние, характеризуемое полем насыщения h_v . Заметим, что при этом в отсутствие поля диск может находиться как в однородном, так и в вихревом состоянии.

При переходе в состояние насыщения $\cos \theta_v \approx 1$. Это дает нам возможность использовать разложение энергии (5) в ряд по $\cos \theta_v$ в окрестности 1:

$$\frac{\mathcal{E}^v}{2\pi} \simeq N_z - 2h_v + 2[N_z - N_v - h_v - C(1 - h_v)](\cos \theta_v - 1) + \dots,$$

$$N_v = \frac{l^2}{R^2} \int_0^{R/W} \left\{ \frac{2[1 - f(x)]}{x^2} + \frac{f'^2(x)}{2[1 - f(x)]} \right\} x dx,$$

$$C = 2 \frac{W^2}{R^2} \int_0^{R/W} f(x) x dx. \quad (8)$$

При использовании пробной функции $f(x) = \exp(-x^2)$ для достаточно больших значений радиуса $R \gg W$ мож-

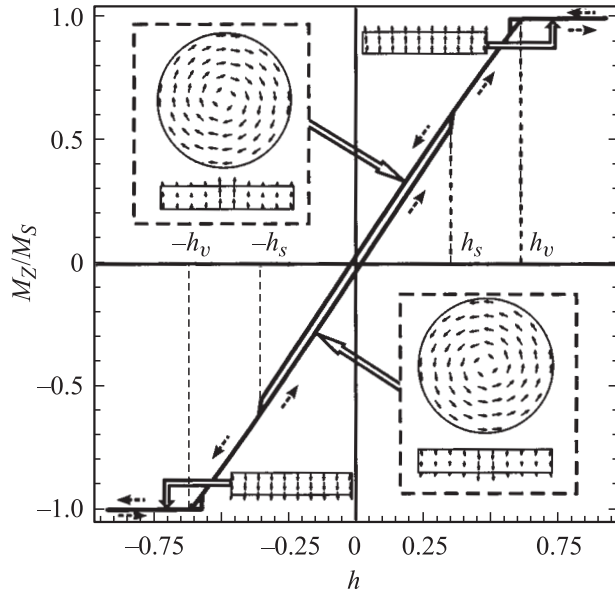


Рис. 5. Петля гистерезиса, полученная с помощью микромагнитного моделирования для пермаллового нанодиска в вихревом состоянии (толщина диска 20 nm, радиус диска 50 nm).

но сделать следующие асимптотические оценки:

$$N_v \approx 2 \frac{l^2}{R^2} \ln \frac{R}{W}, \quad C \approx \frac{W^2}{R^2}.$$

Минимизируя энергию (8) относительно вариационных параметров $\cos \theta_v$ и W , получим соответственно

$$h_v = \frac{N_z - N_v - C}{1 - C}, \quad W = \frac{l}{\sqrt{1 - h_v}}. \quad (9)$$

Таким образом, размер кора вихря при переходе в состояние насыщения определяется размерами диска R , d и его обменной длиной l следующим образом:

$$W = R\omega(x), \quad x = 1 + [1 - N_z]R^2/l^2, \quad (10)$$

где функция $\omega(x)$ задается в неявном виде соотношением $2 \ln \omega + \omega^{-2} = x$, причем $0 < \omega < 1$ и $x > 1$. Анализ показывает, что размер кора W неограниченно возрастает при $R \rightarrow \infty$, но при этом $W/R \rightarrow 0$.

В другом предельном случае $R \ll W \rightarrow \infty$, согласно (8), $N_v \rightarrow 0$, $C \rightarrow 1$, и выражение для энергии (8) принимает вид

$$\frac{\mathcal{E}^v}{2\pi} \approx N_z - 2h_v + 2[N_z - 1](\cos \theta_v - 1) + \dots$$

Минимуму энергии отвечает условие $N_z = 1$, которое справедливо только для дисков с аспектным отношением, стремящимся к нулю.

Таким образом, при конечных параметрах диска переход в состояние насыщения происходит при конечном значении радиуса кора W , определяемого выражением (10) и стремящегося к бесконечности при $\varepsilon \rightarrow 0$.

Энергию вихревого состояния диска, радиус которого значительно превышает размеры кора вихря, можно записать в виде соотношения, аналогичного (1), если в последнем заменить N_x на $N_v \approx 2(l/R)^2 \ln(R/W)$. При этом равновесное значение намагниченности вдали от вихревого центра описывается выражением

$$\cos \theta_v = \frac{h}{h_v}, \quad h_v = N_z - N_v. \quad (11)$$

Зависимость поля насыщения h_v от толщины диска приведена на рис. 2 (сплошная линия). На рис. 1 линия 2 соответствует диску, переход в состояние насыщения для которого происходит из вихревого состояния. При этом теоретическое значение $h_v \approx 0.305$ соответствует данным, полученным при моделировании $h_v \approx 0.32$. Аналогичный расчет справедлив и для диска, изначально находившегося в вихревом состоянии. На рис. 5 представлены данные микромагнитного моделирования для диска радиусом $R = 50$ nm и толщиной $d = 20$ nm. Значение $h_v \approx 0.61$, полученное при численном моделировании, с высокой точностью согласуется с аналитическими оценками $h_v \approx 0.615$.

4. Эффект переключения поляризации вихря и гистерезис нанодиска

Перемагничивание нанодисков, находящихся в вихревом состоянии, имеет гистерезисный характер. Наличие гистерезиса в данном случае связано с существованием двух типов вихрей, отличающихся направлением поляризации, т.е. направлением намагниченности в центре вихря [23]. В отсутствие поля противоположно поляризованные вихри обладают одинаковой энергией. Под действием поля вихри переходят в так называемое конусное состояние. При этом вихри, поляризованные вдоль направления поля (легкие вихри), становятся энергетически более выгодными [5]. Однако в континуальной модели переход к тяжелым вихрям невозможен в связи с непрерывностью распределения поля намагниченности — вихри противоположной поляризации отделены бесконечным барьером. В реальной дискретной системе ситуация иная: поляризация вихря не является топологическим инвариантом и эффекты переключения поляризации могут иметь место. Так, например, переключение происходит под воздействием циркулярного магнитного поля [24–26].

Неустойчивость вихрей в дискретном легкоплоскостном магнетике под воздействием постоянного магнитного поля, направленного вдоль трудной оси магнетика, была исследована в работе [6]. Эффекты дискретности авторы [6] учли, вводя в модельный гамильтониан высшие пространственные производные. Неустойчивость тяжелых вихрей приводит к эффекту переключения поляризации и сопровождается появлением гистерезиса, который наблюдался при численном моделировании вихрей в легкоплоскостном магнетике методом Монте-Карло [7]. Во всех перечисленных работах речь шла о

легкоплоскостных магнетиках, в которых вихри являются нелинейными возбуждениями системы. В рассматриваемом нами случае нанодиска вихрь представляет собой основное состояние системы.

Для описания эффекта переключения поляризации вихря в нанодиске с учетом магнитоэлектростатического взаимодействия используем анзац (4) с той разницей, что амплитуда в центре вихря μ является теперь вариационным параметром. Таким образом, предполагаем, что в процессе переключения вихрь проходит через состояние планарного вихря. Такое предположение справедливо только для достаточно тонких дисков ($d \lesssim 4l$), для более толстых переключение происходит посредством образования точки Блоха [9].

Эффекты дискретности учтем, вводя радиус обрезания a (порядка магнитной постоянной решетки) при интегрировании (5). В общем случае система описывается тремя вариационными параметрами: θ_v , W и μ . Для упрощения анализа рассмотрим случай предельно тонких дисков, для которых $N_v \ll N_z = 1$. В соответствии с (11) равновесное значение намагниченности для вихря в конусной фазе $\cos \theta_v \approx h$ и система содержит лишь два параметра W и μ . Энергия такого вихревого состояния с точностью до постоянной принимает вид

$$\mathcal{E}^v = \frac{4\pi l^2}{R^2 - a^2} \left[(1 - h^2) \ln \frac{R}{a} + \mathcal{E} \right] - 2\pi h^2,$$

$$\mathcal{E} = \int_{a/W}^{\infty} x dx \left\{ \frac{W^2 v^2 f^2(x)}{l^2} - \frac{v f(x)}{x^2} [v f(x) + 2h] + \frac{v^2 f'(x)^2}{1 - h^2 - 2h v f(x) - v^2 f^2(x)} \right\}, \quad v = \mu - h. \quad (12)$$

При записи этого выражения мы учли, что функция $f(x)$ локализована. Это дало возможность расширить верхний предел интегрирования до бесконечности.

Результаты численного расчета энергии нанодиска \mathcal{E} как функции двух вариационных параметров μ и W представлены на рис. 6. В отсутствие поля энергия описывается двумерным потенциалом, обеспечивающим равные энергии для вихрей с $\mu \approx \pm 1$ (рис. 6, *a*). Поляризация μ , которая соответствует минимумам энергии \mathcal{E} , не равняется строго ± 1 из-за наличия ненулевого радиуса обрезания a , что соответствует промежуточному вихревому состоянию, полученному в [19]. Во внешнем поле вихри разделяются на энергетически выгодные легкие и невыгодные тяжелые. Мы считаем, что в нулевом внешнем поле вихрь имеет положительную поляризацию, следовательно, при приложении отрицательного внешнего поля вихри с положительной поляризацией будут тяжелыми, а с отрицательной — легкими. Эти вихри разделены барьером, который является конечным (рис. 6, *b*). При дальнейшем усилении поля величина барьера уменьшается и при достижении некоторого критического значения $|h| = h_s$ происходит переключение (рис. 6, *c*). На рис. 7, *a* приведены результаты расчета амплитуды в центре вихря $\mu(h)$ для

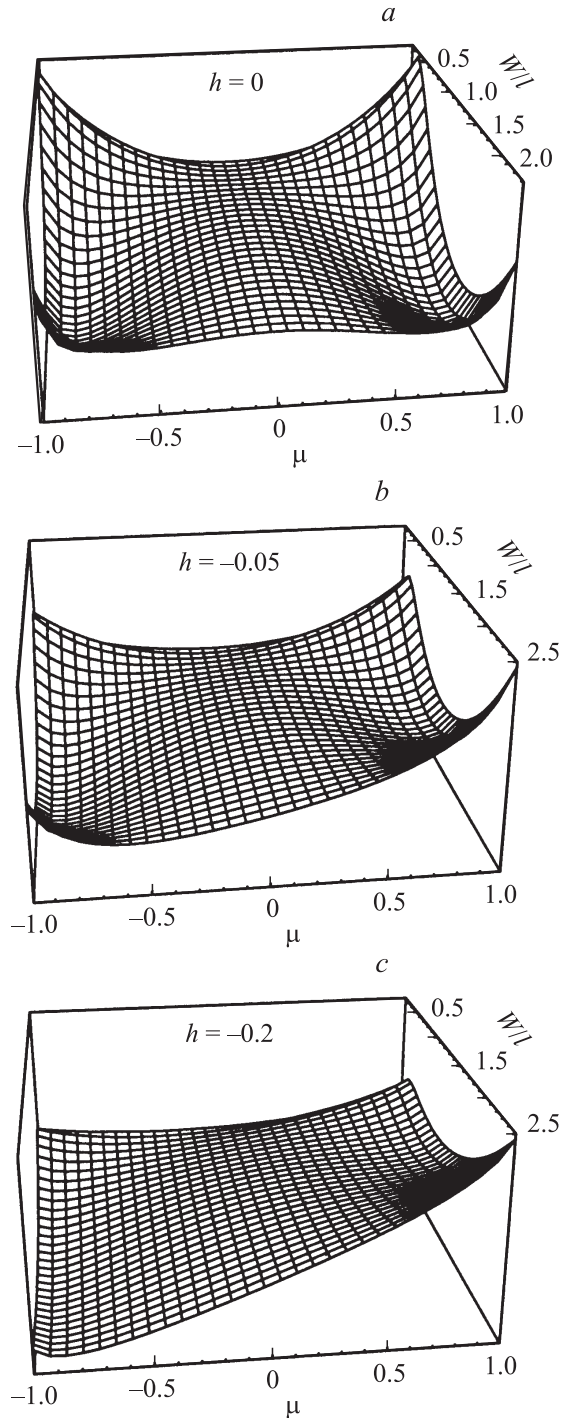


Рис. 6. Энергия диска (12) при различных значениях внешнего поля h : 0 (*a*), -0.05 (*b*) и -0.2 (*c*). Расчет проведен для диска с радиусом обрезания $a/l = 1/5.3$. Для данных параметров переключение происходит при $h = -0.12$.

различных значений a . Зависимость радиуса кора от поля приведена на рис. 7, *b*. Сплошная линия на обоих графиках соответствует параметрам пермаллоя: радиус обрезания принят равным межатомному расстоянию в пермаллоиде $a = 0.3$ nm, а обменная длина считалась равной $l = 5.3$ nm. Штриховая линия на тех же графиках

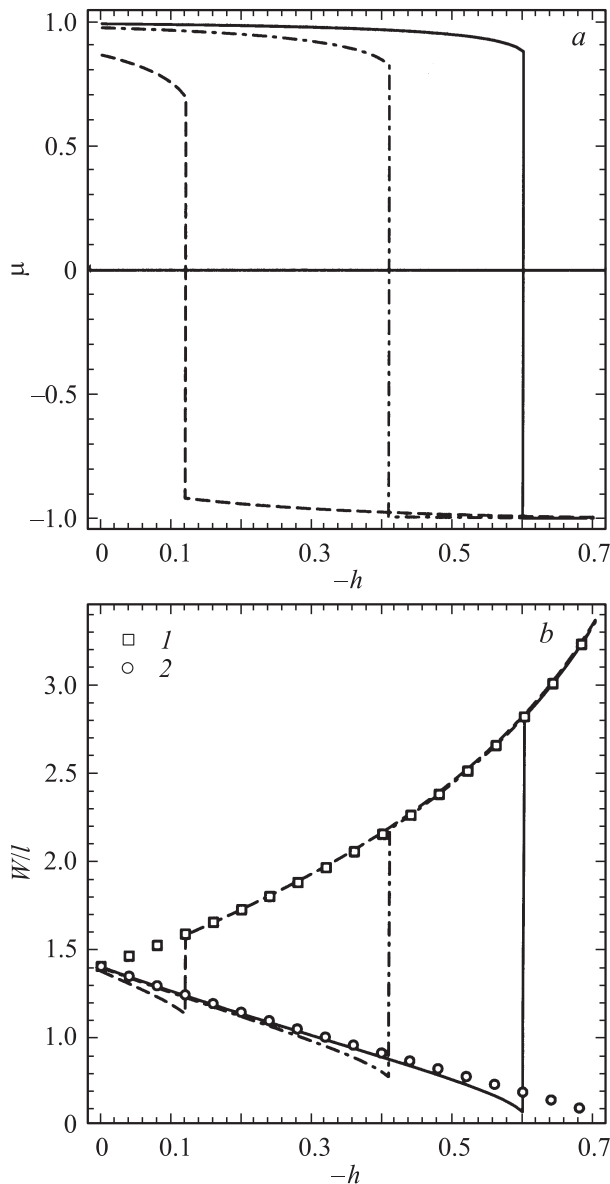


Рис. 7. Зависимость поляризации вихря μ (a) и радиуса кора вихря W (b) от величины приложенного поля для различных значений радиуса обрезания: $a/l = 0.3/5.3$ (сплошная линия), $0.5/5.3$ (штрихпунктирная) и $1/5.3$ (штриховая). Точки 1 и 2 отвечают зависимости (15) при $\mu = 1$ для легких ($h > 0$) и тяжелых ($h < 0$) вихрей соответственно.

как соответствует параметрам, для которых строились зависимости на рис. 6 ($a/l = 1/5.3$). Величины μ и W , приведенные на рис. 7, находятся путем численного решения системы уравнений

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \mu} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial W} = 0. \quad (13)$$

Минимальное по модулю значение внешнего поля h , при котором система (13) перестает иметь решение на интервале $0 < \mu < 1$, считается равным критическому полю h_s , при котором происходит переключение поляризации кора вихря.

Для аналитического анализа зависимости радиуса кора от приложенного поля перепишем выражение для энергии (12) в виде

$$\mathcal{E} = 2 \int_0^{e^{-\xi}} \frac{t \ln t dt}{\left(t - \frac{1-h}{v}\right)\left(t + \frac{1+h}{v}\right)} - hv E_1(\xi) - \frac{v^2}{2} E_1(2\xi) + \frac{W^2 v^2}{4l^2} e^{-2\xi}, \quad \xi = \frac{a^2}{W^2}. \quad (14)$$

Здесь $E_1(x)$ — интегральная показательная функция. Так как величина a порядка постоянной решетки, значение ξ будет близким к нулю, что дает нам возможность использовать асимптотическую оценку

$$\mathcal{E} \sim \text{const} + \left(hv + \frac{v^2}{2}\right) \ln \xi + \frac{v^2 a^2}{4l^2 \xi}.$$

Значение W , минимизирующее эту энергию, определяется выражением

$$W = l \sqrt{2 \frac{\mu + h}{\mu - h}}. \quad (15)$$

Из полученной зависимости, которая справедлива для случая бесконечно тонкого диска, видно, что радиус кора вихря бесконечно увеличивается в пределе $h \rightarrow 1$. Это подтверждает выводы, сделанные в предыдущем разделе.

Величина критического поля переключения существенно зависит от величины параметра обрезания a (рис. 8). Из графика видно, что существует некий критический радиус a' , при котором критическое поле $h_s = 0$, что соответствует переходу между внеплоскостными вихрями и планарными [19]. В приведенных расчетах $a'/l = 0.3$, что совпадает с результатом, полученным в [19] для случая бесконечно тонкого диска.

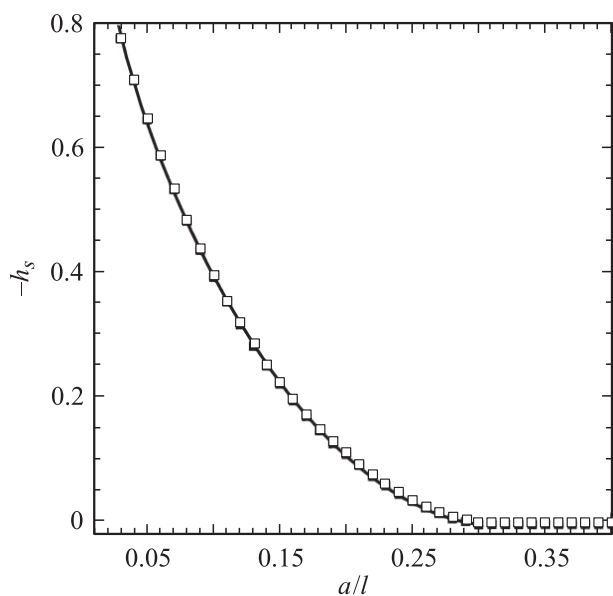


Рис. 8. Критическое поле переключения поляризации вихря h_s как функции радиуса обрезания. Точки — результаты численного расчета, сплошная линия соответствует аппроксимации (16).

Зависимость критического поля от параметра обрезания может быть с хорошей точностью аппроксимирована выражением

$$h_s(a) = \alpha \ln \frac{a}{a'} + \beta \ln^2 \frac{a}{a'} + \gamma \left(\frac{a - a'}{a'} \right)^2, \quad (16)$$

которое при $\alpha = 0.09$, $\beta = 0.01$ и $\gamma = 0.64$ с точностью $6.9 \cdot 10^{-3}$ совпадает с результатами численного счета (рис. 8).

Проведенные теоретические расчеты качественно совпадают с данными микромагнитного моделирования (рис. 5), но имеются количественные расхождения между данными моделирования ($h_s \approx 0.35$) и теоретическим расчетом ($h_s \approx 0.6$). Расхождение объясняется тем, что при моделировании роль радиуса обрезания играет шаг пространственной дискретизации, который из-за ограниченности вычислительных ресурсов в несколько раз превышает соответствующее межатомное расстояние. Полученные данные для петли гистерезиса находятся в достаточно хорошем согласии с данными эксперимента [8].

Остаточная намагниченность при гистерезисе обусловлена только намагниченностью вихревого кора:

$$M_r = \frac{M_s}{\pi R^2} \int d^2x \cos \theta(r) \Big|_{h=0} \simeq 2M_s \frac{l^2}{R^2}.$$

Здесь мы учли, что при отсутствии поля $W = l\sqrt{2}$ [19]. Коэрцитивная сила h_c может быть найдена из уравнения $\int d^2x \cos \theta(r) \Big|_{h=-h_c} = 0$. Если пренебречь изменением кора в малом внешнем поле, то можно получить оценку $h_c \simeq 2l^2/R^2$.

5. Заключение

Детально исследованы вопросы перемагничивания магнитных нанодисков во внешнем поле, перпендикулярном плоскости диска. Рассмотрены как однодоменные наночастицы, так и частицы, находящиеся в вихревом состоянии. Показано, что процесс перемагничивания однодоменных частиц может сопровождаться образованием промежуточного вихревого состояния. Построена фазовая диаграмма различных состояний диска. Следует отметить, что границы различных состояний могут быть нечеткими из-за наличия области нестабильности различных фаз, например, по отношению к смещению центра вихря [27]. Подобные эффекты бистабильности недавно наблюдались экспериментально [28]. Кроме того, вблизи границы раздела фаз могут существовать промежуточные состояния, например, неоднородное невихревое S -состояние [29]. Рассмотрение этих эффектов выходит за рамки нашей работы.

Перемагничивание нанодиска в вихревом состоянии сопровождается эффектом переключения поляризации вихря. Мы предложили простую аналитическую континуальную модель, позволяющую адекватно описать

процесс переключения. Все полученные теоретические данные подтверждены проведенным микромагнитным моделированием.

Авторы благодарят проф. Ю.Б. Гайдидея и Ф.Г. Мертенса за полезные обсуждения.

Все данные микромагнитного моделирования получены с использованием компьютерного кластера Киевского университета [30]. Авторы выражают благодарность Байройтскому университету, где была выполнена часть работы.

Список литературы

- [1] R. Skomski. *J. Phys. C* **15**, R 841 (2003).
- [2] S.D. Bader. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1 (2006).
- [3] C.A. Ross, M. Hwang, M. Shima, J.Y. Cheng, M. Farhoud, T.A. Savas, H.I. Smith, W. Schwarzacher, F.M. Ross, M. Redjail, F.B. Humphrey. *Phys. Rev. B* **65**, 144 417 (2002).
- [4] R.P. Cowburn. *J. Magn. Magn. Mater.* **242–245**, 505 (2002).
- [5] Б.А. Иванов, Д.Д. Шека. *ФНТ* **21**, 1148 (1995).
- [6] B.A. Ivanov, G.M. Wysin. *Phys. Rev. B* **65**, 134 434 (2002).
- [7] K.W. Lee, C.E. Lee. *Phys. Rev. B* **70**, 144 420 (2004).
- [8] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, T. Shinjo. *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 1 (2002).
- [9] A. Thiaville, J.M. Garcia, R. Dittrich, J. Miltat, T. Schrefl. *Phys. Rev. B* **67**, 094 410 (2003).
- [10] R.I. Joseph. *J. Appl. Phys.* **37**, 4639 (1966).
- [11] The object oriented micromagnetic framework. <http://math.nist.gov/oommf/>.
- [12] K.Y. Guslienko, V. Novosad. *J. Appl. Phys.* **96**, 4451 (2004).
- [13] E. Feldtkeller, H. Thomas. *Phys. Kond. Mater.* **4**, 8 (1965).
- [14] A. Hubert, R. Schäfer. *Magnetic domains*. Springer-Verlag, Berlin (1998). 696 p.
- [15] G. Gioia, R.D. James. *Proc. R. Soc. London. A* **453**, 213 (1997).
- [16] B.A. Ivanov, C.E. Zaspel. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1261 (2002).
- [17] D.D. Sheka, J.P. Zagorodny, J.G. Caputo, Y. Gaididei, F.G. Mertens. *Phys. Rev. B* **71**, 134 420 (2005).
- [18] J.-G. Caputo, Y. Gaididei, F.G. Mertens, D.D. Sheka. *Cond-mat/0607362*.
- [19] V.P. Kravchuk, D.D. Sheka, Y.B. Gaididei. *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 116 (2007).
- [20] A. Aharoni. *J. Appl. Phys.* **68**, 2892 (1990).
- [21] K.L. Metlov, K.Y. Guslienko. *J. Magn. Magn. Mater.* **242–245**, 1015 (2002).
- [22] R. Höllinger, A. Killinger, U. Krey. *J. Magn. Magn. Mater.* **261**, 178 (2003).
- [23] А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*. Наук. думка, Киев (1983). 192 с.
- [24] А.С. Ковалев, Я.Е. Прилепский. *ФНТ* **28**, 1292 (2002).
- [25] А.С. Ковалев, Я.Е. Прилепский. *ФНТ* **29**, 71 (2003).
- [26] J.P. Zagorodny, Y. Gaididei, F.G. Mertens, A.R. Bishop. *Eur. Phys. J. B* **31**, 471 (2003).
- [27] Н. Усов, С.Е. Песчаный. *ФММ* **78**, 13 (1994).
- [28] H.F. Ding, A.K. Schmid, D. Li, K.Y. Guslienko, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 157 202 (2005).
- [29] Z.-H. Wei, M.-F. Lai, C.-R. Chang, N. Usov, J. Wu, J.-Y. Lai. *J. Magn. Magn. Mater.* **282**, 11 (2004).
- [30] Kyiv National Taras Shevchenko University high-performance computing cluster. <http://www.unicc.kiev.ua>.