

## Спиральные вихри в ферромагнетике

А. Б. Борисов

Институт физики металлов Уральского отд. РАН, 620019 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 3 июля 2000 г.

После переработки 30 января 2001 г.

Найдены новые типы магнитных дефектов в двумерных ферромагнетиках в обменном приближении и проанализировано влияние магнитной анизотропии на их структуру.

PACS: 12.39.Dc, 75.10.Nk, 75.70.Kw

В последнее десятилетие экспериментально установлено, что в тонких магнитных пленках с сильной перпендикулярной анизотропией типа “легкая ось” при определенных условиях происходит самоорганизация распределения вектора намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  ( $M(\mathbf{r})^2 = M_0^2$ ). Под действием гармонического или монополярного импульсного магнитного поля из лабиринтной доменной структуры формируются ведущие центры – структуры типа мишеней, спиральные домены и доменные структуры с высокой степенью трансляционной и ориентационной упорядоченности [1–5], которые наблюдаются с помощью магнитооптического эффекта Керра. Описанный эффект был интерпретирован [1–3], как образование динамических магнитных структур аналогичных диссипативных структурам в распределенных активных средах [6] из хаотически движущихся доменных границ. Статическая устойчивость и существенная нелинейность являются характерными особенностями таких магнитных структур. Они не исчезают после выключения магнитного поля – времена жизни мишеней и спиральных доменов на несколько порядков превышают период магнитного поля. Это свойство позволяет рассматривать магнитные структуры типа мишеней и спиральные домены, как магнитные дефекты, возбуждаемые накачкой энергии в магнитоупорядоченные среды и релаксирующие к термодинамически равновесному состоянию за достаточно длительные времена [4].

Вращающиеся спиральные волны и ведущие центры подробно изучены в автоколебательных системах, где они являются одними из основных типов диссипативных структур [7–8]. В ферромагнетике с одноосной анизотропией к настоящему времени описаны только малоамплитудные нелинейные волны спиральной формы [3, 9] и показана принципиальная возможность их стабилизации.

В настоящей работе мы рассматриваем спиральные домены и мишени как дефекты магнитоупоря-

доченных сред. Показано, что структуры типа спиральных вихрей в 2D-ферромагнетике формируются уже основным (обменным) взаимодействием. Мы находим широкий класс новых точных решений соответствующих уравнений, исследуем структуру и взаимодействие спиральных вихрей и анализируем качественно влияние остальных взаимодействий на структуру спирального вихря.

Стационарные магнитные структуры в 2D-ферромагнетике в континуальном приближении определяются как решения уравнения

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) \times [\alpha \Delta \mathbf{M}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}] = 0, \quad M^2(\mathbf{r}) = M_0^2, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – постоянная обменного взаимодействия, эффективное магнитное поле  $H$  определяется энергией магнитной анизотропии и магнитостатическим полем. В отсутствие поля  $H$  уравнения (1) совпадают с уравнениями  $n$ -поля ( $D = 2, N = 3$ ) и немагнетика в одноконстантном приближении. Хотя такие уравнения интегрируемы [10] и для них известна процедура “одевания” [10–12], построение требуемого класса решений при помощи аналога формулы Даламбера [11] представляет значительные трудности.

Мы обсудим широкий класс точных решений, когда поля  $\Phi(x, y), \theta(x, y)$  параметризующие вектор намагниченности  $\mathbf{M}(x, y) = M_0 \{ \cos \Phi \sin \theta, \sin \theta \sin \Phi, \cos \theta \}$  зависят от функционально независимых переменных  $a(x, y), b(x, y)$  следующим образом:

$$\theta(x, y) = \theta(a(x, y)), \quad \Phi(x, y) = \Phi(b(x, y)). \quad (2)$$

Тогда из уравнений (1) (при  $H = 0$ ) сразу следует, что поля  $\theta(a), \Phi(b)$  удовлетворяют простой системе дифференциальных уравнений

$$\theta''(a) = \frac{\sin(2\theta(a))}{2} (\Phi'(b))^2, \quad \Phi''(b) = 0, \quad (3)$$

если справедливы дополнительные условия для полей  $a$  и  $b$ . Эти условия удобно записать в следующем виде

$$\partial_z \partial_{\bar{z}} \Omega = \partial_z \Omega \partial_{\bar{z}} \Omega = 0, \quad z = x + iy = r \exp(i\varphi), \quad (4)$$

для комплексной функции  $\Omega = a + ib$ . Без потери общности мы выбираем  $\Phi(x, y) = b(x, y)$  и обсудим решения для  $\theta(a)$  в виде решетки солитонов (кноидальная волна)

$$\cos \theta = \sigma \operatorname{sn}\left(\frac{a(R, \varphi)}{k}, k\right), \quad R = \ln r, \quad (\sigma = \pm 1, 0 < k < 1). \quad (5)$$

Решения (4), (5) обобщают хорошо известный класс многинстантонных решений Белавина – Полякова [13]. Действительно, при  $k \rightarrow 1$ ,  $\cos \theta \rightarrow \operatorname{th}(a)$  и комплексное поле  $\Psi = \operatorname{ctg}[\theta/2] \exp[i\Phi] \rightarrow \exp[i\Omega]$  удовлетворяет согласно (4) уравнению дуальности  $\partial_{\bar{z}} \Psi = 0$  или антидуальности  $\partial_z \Psi = 0$ .

Из условия однозначности намагниченности и симметрии  $\operatorname{sn}(u, k) = \operatorname{sn}(u + 4K, k)$ ,  $\operatorname{sn}(u, k) = \operatorname{sn}(2K - u, k)$  ( $K = K(k)$  – полный эллиптический интеграл первого рода) следует, что функция  $\Omega$  должна удовлетворять одному из условий

$$\oint d\Omega = 4kKN + 2i\pi Q, \quad (N, Q \in Z) \quad (6a)$$

$$\oint d\Omega = -2\Re(\Omega) + 2kK(2N+1) + i\pi(2Q+1), \quad (N, Q \in Z) \quad (6b)$$

при обходе вокруг центра магнитного дефекта. Далее в этой работе мы рассматриваем только условие (6a). Тогда при  $\Omega = \Omega(z)$  общее решение для системы магнитных дефектов с центрами в точках  $z_j$  имеет вид

$$\Omega = a + ib =$$

$$= \sum_j^n \left( \frac{2ikK}{\pi} N_j + Q_j \right) \ln(z - z_j) + w(z), \quad (N_j, Q_j \in Z), \quad (7)$$

где  $w(z)$  – произвольная мероморфная функция. При обходе по замкнутому контуру вокруг центра дефекта поля  $a$ ,  $\Phi$  получают приращение  $-4kKN$  и  $2\pi Q$  соответственно, что приводит согласно (5) и определению намагниченности к однозначности поля  $\mathbf{M}(x, y)$  в плоскости  $(x, y)$ . Решение (7) характеризуется (при  $w(z) = \operatorname{const}$ )  $4n + 3$  параметрами, описывает структуру и взаимодействие магнитных дефектов. Заметим, что для полей директора в нематике  $N$  может принимать полуцелые значения. В гидродинамике функция  $\Omega$  вида (7) при  $w(z) = \operatorname{const}$  является суммой комплексных потенциалов течения вихреисточников.

При  $N_j = 0$  ( $j = 1, 2, \dots, n$ ) решение (5,7) совпадает с многинстантонным решением (при  $k = 1$ ) или представляет систему взаимодействующих магнитных ”мишеней” (при  $k \neq 1$ ). Изолированный магнитный дефект с дискретными параметрами  $\sigma, N \neq 0, Q$  описывается и представляет собой спиральный вихрь с перпендикулярной плоскости пленки компонентой намагниченности

$$M_z = M_0 \sigma \operatorname{sn}\left(\frac{Q \ln(r/r_0)}{k} - \frac{2K}{\pi}(\varphi - \varphi_0)N, k\right). \quad (8)$$

и азимутальным углом

$$\Phi = Q(\varphi - \varphi_0) + \frac{2kK(k)}{\pi} N \ln(r/r_0). \quad (9)$$

По классификации работы [3] решение (8) соответствует спиральному домену, так как оно может быть получено в  $(R, \varphi)$  пространстве из регулярной полосовой структуры с периодом  $d = 4kK(k)$  процессом Вольтерра [14], включающем относительное смещение берегов разреза на  $Nd$  периодов,  $2\pi$  – поворот и свободную релаксацию. Зависимость (9) от полярного угла  $\varphi$  характерна для 2D магнитных вихрей [15] и в дальнейшем решения вида (8,9) мы будем называть спиральными вихрями. Отметим, что магнитные вихри зарождаются на дефектах немагнитной природы и решения (8,9) справедливы до расстояний порядка радиуса дефекта  $d$ .

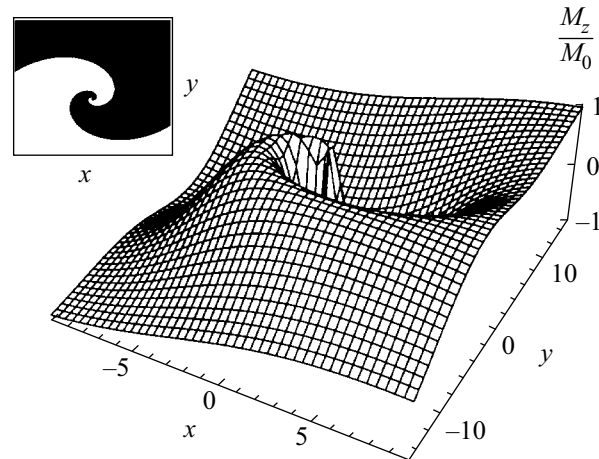


Рис.1. Структура корад однозаходной спирали ( $N = 1$ ) при  $k = 1/2$  и  $Q = 1$  ( $r_0 = 0$ ). На вставке показаны домены с положительным (белая область) и отрицательным (черная область) значениями  $M_z$ . С уменьшением  $k$  закручивание спирального домена увеличивается

Для  $N = 1$  решение (8) представляет собой два спиральных домена с противоположным направлением

ям намагниченности, разделенных двумя логарифмическими спиралями (рис.1). При произвольном  $N$  (8) описывает  $N$ -заходную логарифмическую спираль, киральность которой (направление закручивания) определяется знаком  $N$ . График поля  $M_z(x, y)$  и конфигурация доменов для двухзаходной спирали приведены на рис.2. Ширина спиральных солитонов (доменных границ) зависит от величины  $k$  и увеличивается с удалением от центра вихря. При  $k \rightarrow 1$  ширина доменных границ уменьшается до нуля, и спиральный вихрь приближается к двум доменам (с постоянными значениями намагниченности в них) с границей  $\varphi = \varphi_0, \varphi = \varphi_0 + \pi$ .

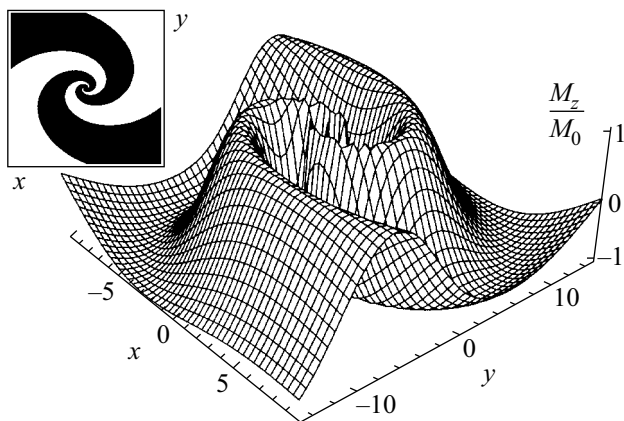


Рис.2. Структура двухзаходной спирали,  $k = 1/4, Q = 1, N = 2$

Энергия спирального вихря  $W$ , как и других нелокализованных структур подобного типа (дислокаций и дисклинаций), логарифмически зависит от размера системы  $L$  и радиуса  $d$  кора вихря:

$$W = \frac{\alpha}{2} \iint \nabla \mathbf{M}(\mathbf{r}) \nabla \mathbf{M}(\mathbf{r}) dx dy = \alpha M_0^2 \pi \left( \frac{Q^2}{k^2} + \frac{4N^2 K^2}{\pi^2} \right) \left[ k^2 - 1 + \frac{2E}{K} \right] \ln\left(\frac{L}{d}\right),$$

где  $E$  – полный эллиптический интеграл второго рода и  $N \neq 0$ .

С учетом поля  $\mathbf{H}$  уравнения (1) не являются масштабно инвариантными и обменное взаимодействие определяет только структуру спирального вихря вблизи центра. Спирали и мишени наблюдаются, в частности, для пленок с большим фактором качества, где можно пренебречь магнитостатическим полем по сравнению с полем магнитной анизотропии

$$\mathbf{H} = \beta \mathbf{n}(\mathbf{nM}) \quad \mathbf{n} = (0, 0, 1), \quad (\beta > 0).$$

В этом случае на больших расстояниях от центра намагниченность спирального вихря стремится к одно-

родному основному состоянию  $(\theta(x, y) \rightarrow m\pi, m \in Z)$ . Автомодельное решения (8,9) для изолированного спирального вихря адекватны только на расстояниях  $r < l = \sqrt{\alpha/\beta}$ . На больших расстояниях ( $r \gg l$ ) доменная граница расплывается и один из спиральных доменов “обрывается” даже в слабом внешнем магнитном поле. Как показывают численные исследования [16], структура магнитной мишени описывается решением (8,9) при  $N = 0$ , где необходимо рассмотреть модуль  $k = k(r)$ , зависящим от  $r$ . Для расстояний, меньших магнитной длины  $l$ , величина  $k$  остается постоянной и быстро стремится к единице при  $r \gg l$ . При этом асимптотическое значение  $m$  – число кольцевых доменов, отсчитываемое от  $r = l$  – однозначно определяется численным значением  $k(r)|_{r \rightarrow 0}$ . При уменьшении  $k(r)|_{r \rightarrow 0}$  радиус крайнего кольца увеличивается.

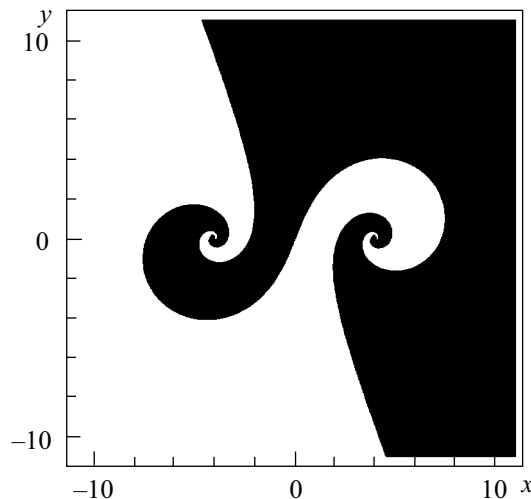


Рис.3. Спиральный диполь, состоящий из двух однозаходных спиралей, расположенных в точках  $z_1 = 4, z_2 = -4$ , с параметрами  $(N_1 = 1, Q_1 = 1), (N_2 = -1, Q_2 = -1)$  соответственно,  $k = 3/8$

В отличие от многоинстантонных решений энергия многовихревого решения (5,7) при  $k \neq 1$  зависит от расстояний между центрами спиральных вихрей, что приводит к их взаимодействию. Рассмотрим в качестве примера некоторые типы вихревых диполей. Так взаимодействие двух вихрей с параметрами  $(N, Q)$  и  $(-N, -Q)$  имеет характер притяжения. Соответствующее решение имеет локализованный характер:  $\theta \rightarrow \pi/2$  при  $r \rightarrow \infty$  и приведено на рис.3. Энергия такого диполя не зависит от размеров системы  $L$  (плотность энергии обратно пропорциональна  $r^4$ ). Эта примечательная особенность указывает на возможный вклад диполей в термодинамику дву-

мерных магнетиков. Спиральные вихри с параметрами  $(N, Q_1)$  и  $(-N, Q_2)$  также притягиваются, так как отвечающее им решение на больших расстояниях трансформируется в систему концентрических (по переменной  $R$ ) кольцевых доменов – магнитную мишень (рис.4) с параметрами  $(0, Q_1 + Q_2)$ .

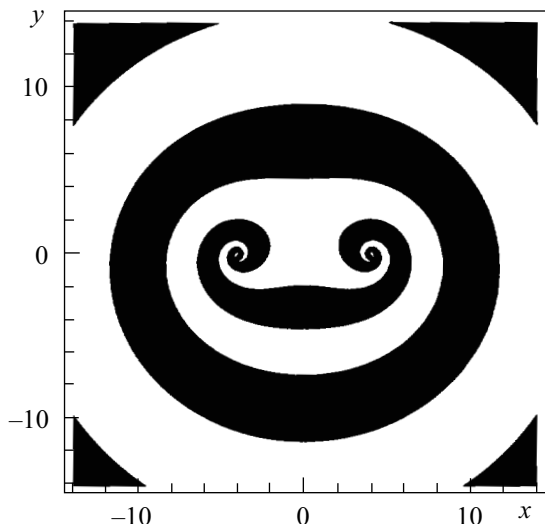


Рис.4. Спиральный диполь, состоящий из двух однозаходных спиралей, расположенных в точках  $z_1 = 4, z_2 = -4$ , с параметрами  $(N_1 = -1, Q_1 = -1), (N_2 = 1, Q_2 = -1)$  соответственно,  $k = 1/4$

Автор признателен Г. С. Кандауровой за детальное разъяснение экспериментальных данных и неоднократные стимулирующие обсуждения, А. Б. Шабату, В. Г. Марихину и А. В. Михайлову за интерес к работе, С. А. Зыкову за плодотворные обсуждения, помощь в компьютерной графике.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #00-01-00366) и гранта INTAS # 99-1782.

1. Г. С. Кандаурова, А. Э. Свицерский, Письма в ЖЭТФ **47**, 410 (1988).
2. Г. С. Кандаурова, А. Э. Свицерский, Письма в ЖТФ **14**, 777 (1988).
3. Г. С. Кандаурова, ДАН **331**, 428 (1993).
4. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, У. Г. Мансветова и др., ЖЭТФ **100**, 1606 (1991).
5. Ф. В. Лисовский, У. Г. Мансветова, Е. П. Николаева и др., ЖЭТФ **103**, 213 (1993).
6. А. Ю. Лоскутов, А. С. Михайлов, *Введение в синэнергетику*, Наука, Москва, 1990.
7. M. C. Cross and H. C. Hohenberg, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 851 (1993).
8. L. M. Pismen, *Vortices in Nonlinear Fields*, Clarendon Press, Oxford, 1999.
9. А. Б. Борисов, В. А. Фейгин, Б. Н. Филиппов, ФТТ **33**, 2316 (1991).
10. В. Е. Захаров, С. В. Манаков, С. П. Новиков, Л. П. Питаевский, *Теория солитонов*, Наука, Москва, 1980.
11. И. М. Кричевер, ДАН **253**, 288 (1980).
12. А. В. Borisov, V. V. Kiseliev, *Phys. Lett.* **A107**, 161 (1985).
13. А. А. Белавин, А. М. Поляков, Письма в ЖЭТФ **22**, 503 (1975).
14. С. А. Сонин, *Введение в физику жидких кристаллов*, Наука, Москва, 1983.
15. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев, 1983.
16. С. А. Зыков, частное сообщение, 2000.