

КИНЕТИКА ФОРМИРОВАНИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В МАГНЕТИКАХ

А. Э. Филиппов

*Донецкий физико-технический институт
Национальной академии наук Украины
3400114, Донецк, Украина*

Поступила в редакцию 24 июня 1996 г.

Рассмотрен кинетический сценарий, приводящий к формированию вихревой фазы в магнитных материалах. Показано, как такая фаза может быть генерирована из флуктуаций на кинетическом этапе эволюции и впоследствии зафиксирована как термодинамически стабильная.

1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени возможности описания фазовых переходов были сильно ограничены получением аналитических решений для равновесных конфигураций (среднего) параметра порядка φ при хорошо известных допущениях термодинамики [1, 2]. Это делало невозможным исследование процессов, происходящих на промежуточных временах и пространственных масштабах, а также при нескольких взаимно не малых взаимодействиях. Позже было показано, что взаимодействие флуктуаций может приводить к стабилизации фаз, отличных от ожидаемых в теории среднего поля [3–9]. Предсказывающая их теория критических явлений основана на огрубленном описании методом ренормализационной группы. Она не «отслеживает» структурирование флуктуирующего поля на мезоскопических масштабах [10], которое, собственно, и приводит в кинетике как к аномально упорядоченным фазам [11], так и к генерации нелокальностей в функционале Гинзбурга–Ландау и аномальным эффективным размерностям [12].

Статическая теория, в свою очередь, не дает возможности описать «виртуальные фазы» [13, 14], (см. также [15]), возникающие по пути системы к равновесию, формирование которых имеет чисто кинетическую природу.

В простейшем варианте соответствующие кинетические эффекты могут быть получены при описании релаксации параметра порядка уравнением (см. для обзора [16–21]):

$$\partial\varphi/\partial t = -\delta\mathcal{F}[\varphi]/\delta\varphi + \xi(t, \mathbf{r}). \quad (1.1)$$

Структура спектра источника шума $\xi(t, \mathbf{r})$, как правило, несущественна [18, 19] и для простоты можно считать шум белым:

$$\langle \xi(t, \mathbf{r}) \rangle = 0, \quad \langle \xi(t, \mathbf{r}) \xi(t', \mathbf{r}') \rangle = D\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\delta(t - t'). \quad (1.2)$$

Функционал $\mathcal{F}[\varphi]$ в общем случае представляет собой некоторую нелокальную форму по степеням флуктуирующего поля $\varphi(\mathbf{r})$ которая для магнитных система рассматриваемых ниже, может быть выведена из микроскопии [22–25]. Для качественного пони-

мания проблемы достаточно ограничиться несколькими нижайшими членами, удерживая при этом нелокальности только в квадратичных по φ слагаемых. Соответствующая форма при этом редуцируется к виду

$$\mathcal{F}[\varphi] = \int d^d r \left[\frac{1}{2} \varphi(\mathbf{r}) \int d^d r' J(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \varphi(\mathbf{r}') + F(\varphi(\mathbf{r})) \right], \quad (1.3)$$

который и будет использоваться ниже.

При релаксации системы происходит отбор упорядоченных структур параметра порядка φ из шума флуктуаций [16, 17]. Эти структуры являются аттракторами для поля φ , притягивающими его во всех направлениях функционального пространства, кроме счетного (конечного) набора направлений, в которых они неустойчивы по отношению к переходу к абсолютно устойчивому состоянию [18, 19]. Система быстро релаксирует к таким аттракторам и затем медленно эволюционирует на них вплоть до развития очередной неустойчивости и перехода на более низколежащий аттрактор.

Последнее открывает, в принципе, возможность организовывать различные кинетические сценарии, изменяя внешние параметры в процессе перехода. В настоящей работе, в частности, будет рассмотрена возможность формирования вихревой структуры в магнитных материалах. В качестве полезной в дальнейшем аналогии представляется уместным напомнить предварительно некоторые факты из теории сверхпроводящих систем.

В кинетике фазового перехода к сверхпроводимости вихревые конфигурации параметра порядка играют важную роль. Особенно для плоского (или слоистого) сверхпроводника, где из-за подавления сильными флуктуациями дальнего порядка [26] наличие фазового перехода вообще связывают с образованием пар вихрь — антивихрь и их возможным распариванием при определенных условиях [27–29]. Аналитические вихреподобные решения для сверхпроводника во внешнем поле (вихри Абрикосова) [30] хорошо известны, а концепция вихревых пар нашла свое подтверждение в многочисленных экспериментах.

Мезоскопическое образование, каковым является пара, не может возникнуть мгновенно. Оно должно быть закономерным этапом релаксации относительно большой области параметра порядка, в которой при флуктуационном зарождении пары происходит согласованная эволюция параметра порядка и вектор-потенциала. Однако вихри разного знака притягиваются, так что еще только формирующаяся пара должна быть неустойчивой относительно схлопывания. И все же, как было показано в недавних работах [11, 31], вихревая структура возникает естественным и, по-видимому, неизбежным образом. Было продемонстрировано, что соответствующие конфигурации флуктуирующего поля являются аттракторными. В контексте настоящей работы вихревое состояние сверхпроводников во многих отношениях может рассматриваться как виртуальная фаза. Вихри устойчиво формируются из произвольных (сравнительно мелкокомасштабных) флуктуаций, доставляют минимум диссипации и представляют собой самый долгий путь параметра порядка к равновесию. Благодаря этому, собственно, вихревое состояние и проявляет себя устойчиво в термодинамических свойствах реальных сверхпроводников.

2. КИНЕТИКА ФОРМИРОВАНИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ. ФАЗА БОГДАНОВА-ХУБЕРТА

С формальной точки зрения вихревая конфигурация $\varphi(r)$ в сверхпроводниках возникает из-за взаимодействия тока параметра порядка с флуктуациями калибровочного электромагнитного поля (\mathbf{jA}), вклад которых в функционал Гинзбурга–Ландау системы имеет роторную структуру: $(\text{rot}(\mathbf{A}))^2$. В магнитных системах некоторую аналогию такого рода членам в энергии может составить взаимодействие Дзялошинского–Мория

$$W_D = J_k \partial J_j / \partial r - J_j \partial J_k / \partial r \quad (2.1)$$

(см. [32–36]). На протяжении ряда лет во множестве различных веществ было обнаружено большое количество одномерных модулированных структур, которые являются продуктом такого взаимодействия. Недавно Богдановым и Хубертом [37, 38] было показано, что наряду с одномерными конфигурациями параметра порядка в системах со взаимодействием (2.1) возможно формирование двумерных структур вихревого типа (см. рис. 2 и 3 в работе [38], изображающие соответствующие конфигурации вектора намагниченности).

Согласно результатам работы [38], в отличие от периодических магнитных структур, которые могут существовать лишь при достаточно сильном взаимодействии Дзялошинского, изолированные магнитные вихри могут существовать при произвольно малых значениях этого взаимодействия. Последнее в цитируемых работах было упомянуто как предпочтительное с точки зрения приложения к экспериментальным данным, так как формальное решение для изолированной вихревой линии может существовать и при нулевом внешнем поле. В работе [37] было выполнено сравнение энергий модулированной фазы и фазы, сформированной гексагональной решеткой магнитных вихрей, и были найдены области их термодинамической стабильности в зависимости от внешнего поля и относительного вклада энергии Дзялошинского (см. рис. 10 в [37]). Оценки свободной энергии показывают, что при определенных значениях внешнего поля и соотношениях параметров взаимодействия и анизотропии вихревые структуры предпочтительнее одномерных.

Здесь можно выделить как минимум две основные проблемы. Прежде всего, до сих пор экспериментально все же наблюдались лишь одномерные образования. А кроме того, в работах [37, 38] предполагалось, что магнитные вихри формируют правильную гексагональную решетку, которая (если она уже как-то сформировалась) термодинамически стабильна. Однако здесь мы сталкиваемся по сути с той же проблемой, что и при рассмотрении сверхпроводящих вихрей. А именно: вихрь (и тем более решетка из них) — это мезоскопическое образование, которое не может возникнуть в готовом виде. Легко представить и воспроизвести кинетически рост столь простого топологически образования как волна разворотов спина и гораздо сложнее проделать то же при спонтанном росте системы вихрей, образованных разворотами моментов во всех трех направлениях. И тем не менее, как будет продемонстрировано ниже, такой процесс возможен.

Для дальнейшего удобно воспроизвести вкратце некоторые результаты, описывающие статическую радиальную структуру уединенного вихря. Функционал энергии системы в обозначениях работы [37] имеет вид

$$W = \int d^d r \left\{ A(\nabla \mathbf{m})^2 - K m_z^2 - J_z H_z^0 - \frac{1}{2} J H_d + DW_D \right\}, \quad (2.2)$$

где редуцированная намагниченность $m^2(\mathbf{r}) = 1$, JH_d — энергия размагничивания, а плотность энергии Дзялошинского удобно переписать в сферических координатах

$$\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \psi, \sin \theta \sin \psi, \cos \theta), \quad \mathbf{r} = (r \cos \varphi, r \sin \varphi, z).$$

Имея ввиду исследование решетки, составленной из локализованных магнитных структур, ограничимся случаем сильно локализованного вихря с симметрией C_{nv} [35–38]. При этом энергия Дзялошинского в новых переменных имеет вид

$$W_D = \cos(\varphi - \psi)\theta_r + \sin \theta \cos \theta \sin(\varphi - \psi)\psi_r + r^{-1} \sin(\varphi - \psi)\theta_\varphi + r^{-1} \sin \theta \cos \theta \cos(\varphi - \psi)\psi_\varphi. \quad (2.3)$$

Фактически мы будем иметь дело с решеткой, составленной из гексагональных ячеек, в которых вектор намагниченности направлен параллельно внешнему полю на границах ячеек и антипараллелен ему в центре каждой ячейки. Такое распределение намагниченности допускает определенную аналогию с решеткой вихрей Абрикосова и было рассмотрено в работе [37].

Если считать, что распределение магнитного момента имеет строгую радиальную симметрию, задачу можно свести к решению единственного уравнения

$$d^2\theta/dr^2 + r^{-1}d\theta/dr - r^{-2}\sin\theta\cos\theta + 4\bar{\kappa}\pi^{-1}r^{-1}\sin^2\theta - \sin\theta\cos\theta = 0, \quad (2.4)$$

описывающего разворот момента фиксированной длины по отношению к углу θ . Здесь, как и в работе [38], уравнение (2.4) есть уравнение Эйлера для функционала (2.1), переписанного в переменных r, φ и θ , и введено обозначение

$$\bar{\kappa} = \frac{\pi D}{4\sqrt{A(K + J_z^2)/2\mu_0}}$$

для параметра $\bar{\kappa}$, описывающего относительный вклад энергии Дзялошинского.

Локализованные решения уравнения (2.4) являются седловыми траекториями на фазовой плоскости $(\partial\theta/\partial r, \theta)$. Они могут быть найдены методом последовательных приближений, при котором одна из свободных постоянных для уравнения второго порядка фиксируется в качестве начального условия, а вторая используется как подгонный параметр («метод стрельбы»).

Рисунок 1 суммирует результаты решения этого уравнения с граничным условием $\theta(0) = \pi$. На рис. 1а показано несколько ветвей решения для фазы $\theta(r)$, близких к искомому (седловому) локализованному распределению и демонстрирующих последовательные приближения «методом стрельбы». Соответствующее седло хорошо видно в проекции тех же решений на фазовый портрет в плоскости $(\partial\theta/\partial r, \theta)$, показанной на рис. 1б.

Следует отметить, что локализованные решения, фазовые траектории для которых на плоскости $(\partial\theta/\partial r, \theta)$ являются седловыми, вовсе не обязательно соответствуют седловой точке (в функциональном пространстве) для искомой свободной энергии. Искомая энергия, вычисленная на такой реализации распределения $\theta(r)$, конечна. Однако такое $\theta(r)$ является лишь точкой, подозрительной на экстремум, и ее устойчивость должна быть исследована отдельно с помощью зависящей от времени релаксационной версии уравнения для параметра порядка. Такое уравнение (называемое иногда зависящей от

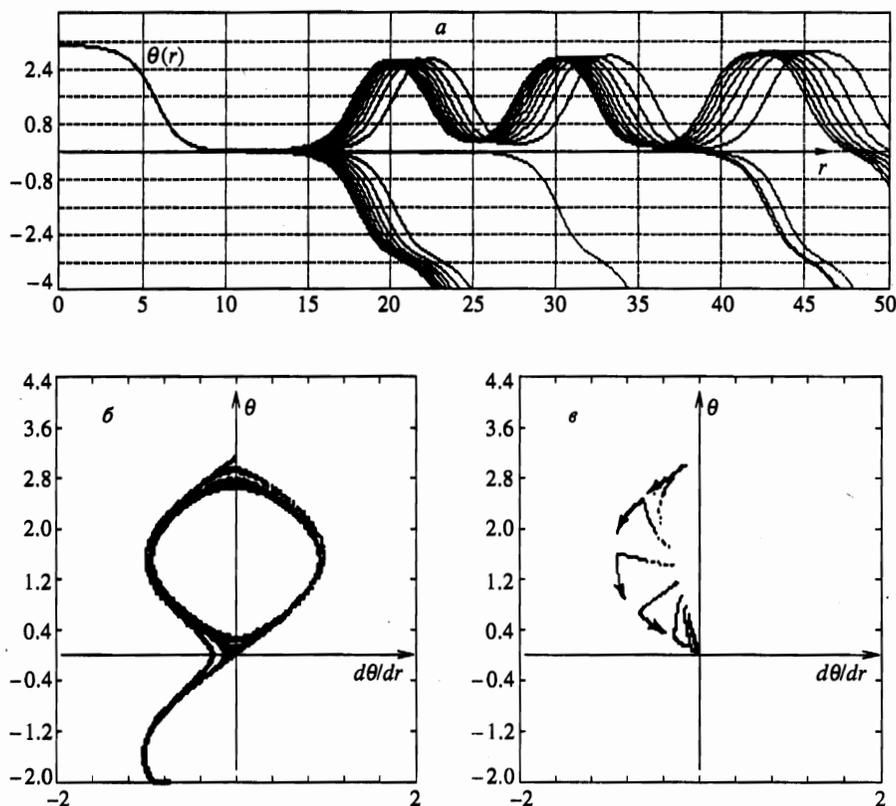


Рис. 1. Результаты решения уравнений (3.6), (3.7). а — Зависимость фазы θ от радиуса r для физически интересных решений, близких к седловому локализованному распределению $\theta(r)$. б — Проекция тех же решения на фазовый портрет $(\partial\theta/\partial r, \theta)$. в — Проекция на фазовый портрет траекторий, описывающих эволюцию некоторого (произвольного) распределения $\theta(r)$ в соответствии с уравнением (2.7)

времени моделью Гинзбурга–Ландау) отражает реальную эволюцию поля параметра порядка, отбирающую среди всех формально допустимых решений статического уравнения те, которые соответствуют физически реализуемым структурам.

В переменных θ и r такое уравнение имеет вид

$$\frac{d\theta}{dt} = - \left[\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\theta}{dr} - \frac{1}{r^2} \sin\theta \cos\theta + \frac{4\kappa}{\pi r} \sin^2\theta - \sin\theta \cos\theta \right]. \quad (2.5)$$

На рис.1в траектории, описывающие эволюцию некоторого (произвольного) распределения $\theta(r)$ в соответствии с релаксационным уравнением, спроектированы на ту же фазовую плоскость $(\partial\theta/\partial r, \theta)$, что и решения статического уравнения. С формальной точки зрения этот подход обобщает исследование на устойчивость статических решений, которое в частном случае является анализом уравнения, линеаризованного вблизи какого-либо специального решения статического уравнения. Такое уравнение совпадает в данном случае с уравнением Шредингера с некоторым эффективным потенциалом. Общая форма релаксационного уравнения позволяет исследовать не только вопрос

об устойчивости относительно малых отклонений, но и проанализировать глобальную устойчивость искомых локализованных решений.

Из рис. 1в видно, что строго локализованное решение статического уравнения, удовлетворяющее условию $\theta(\infty) = 0$, также является седловым и, следовательно, неустойчиво. Типичны решения, близкие по поведению к этому седловому решению при малых θ , вырождающиеся на бесконечности в практически периодическую волну $m_z(r)$, что, впрочем, совершенно естественно с физической точки зрения. Можно убедиться (см. фазовый портрет на рис. 1б), что достаточно произвольная конфигурация $\theta(r, t = 0)$ быстро релаксирует к описанному локализованному решению, которое, однако, в свою очередь неустойчиво и со временем сжимается к $r = 0$.

То обстоятельство, что уединенный вихрь неустойчив и порождает на бесконечности периодическую волну, не означает, однако, что составленная из таких вихрей решетка будет также неустойчива. В этом контексте дальнейшее исследование уравнения (2.5) представляется малоинтересным, поскольку оно не позволяет исследовать устойчивость по отношению к уходу из класса радиальных распределений при фиксированной величине $m^2 = 1$. Имея в виду анализ самопроизвольного зарождения вихревой структуры, нужно вернуться к исходным уравнениям для компонент параметра порядка $\mathbf{m} = \{m_x, m_y, m_z\}$. Следует помнить, что при упорядочении системы из парафазы фиксация абсолютной величины момента должна происходить при понижении температуры автоматически и не может быть навязана формальной фиксацией $m^2 = \text{const}$. Последнее означает, что в уравнениях для компонент $\{m_x, m_y, m_z\}$ должны быть удержаны нелинейные (локальные) вклады $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$ в свободную энергию, которые собственно и обеспечивают фиксацию m^2 на завершающих этапах упорядочения системы. Иными словами, мы снова возвращаемся к исследованию весьма общего вида уравнения

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \alpha \Delta \mathbf{m} - \beta \text{rot } \mathbf{m} + h - \frac{\delta \mathcal{F}[\mathbf{m}]}{\delta \mathbf{m}} + \xi(\mathbf{r}; t). \tag{2.6}$$

Это уравнение аналогично исходному (скалярному) уравнению (1.1), но записано в данном случае для трех взаимодействующих компонент параметра порядка m_x, m_y и m_z . Градиентные слагаемые в уравнении (2.6) выделены явно, а локальная форма $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$ задана лишь требованием того, чтобы в равновесии величина m^2 была фиксирована. Выбор формы $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$ в рамках модели достаточно произволен. Для реальных систем ее, как уже говорилось, можно вывести, исходя из микроскопического гамильтониана [22–25]. Как правило, для локальной формы $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$ ограничиваются лишь наиболее низкими членами разложения по степеням m , например:

$$\delta \mathcal{F}[\mathbf{m}]/\delta \mathbf{m} = \mathbf{m}(\tau - am + bm^2).$$

Так что микроскопика фактически фиксирует значения констант $\tau = (T - T_c)/T_c$, a и $b > 0$ в этом разложении. При таком выводе, естественно, определяются и величины параметров α и β , задаваемых пространственной дисперсией обменного взаимодействия и энергией Дзялошинского соответственно.

Прежде всего имеет смысл воспроизвести процесс зарождения уединенного вихря из локальной затравки при «выключенном» шуме. Рисунок 2 представляет соответствующие результаты, полученные на промежуточном этапе роста такого вихря в пространстве и изображенные для каждой из компонент m_j соответствующими изменениями серого цвета. Распределение одной из компонент m_z радиально симметрично, тогда

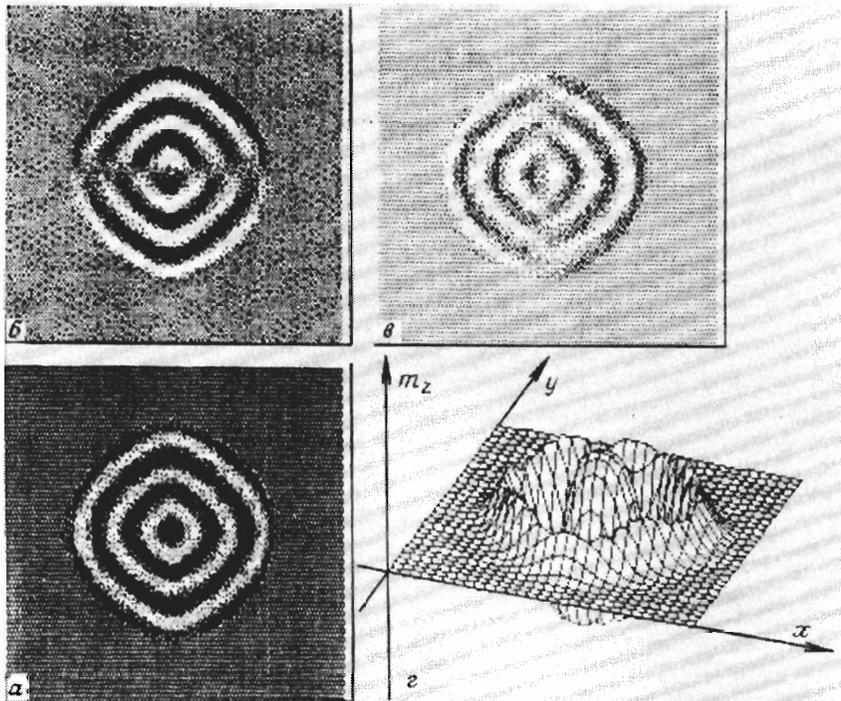


Рис. 2. Эволюция уединенного вихря. *a* — Проекция на плоскость xy компоненты m_z , показанная изменениями серого цвета. Видны центральный максимум плотности m_z и концентрически расходящиеся волны. *b* — То же, что и на предыдущем рисунке, для компоненты m_x . *c* — То же, что и на предыдущем рисунке, для компоненты m_y . Сопоставление рисунков *a-c* позволяет определить разворот вектора \mathbf{m} в пространстве, соответствующий описанному в тексте вихрю. *d* — Относительно ранняя стадия формирования вихря. Показана компонента m_z в изометрии

как две другие компоненты меняют знак в центре вихря. Это действительно соответствует «фонтанчику» вектора $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ в центре, описанному в [37, 38], с расходящимися от него концентрическими волнами вдали от $\mathbf{r} = 0$. На рис. 2*d* для сравнения показана поверхность $m_z(\mathbf{r})$ на одном из более ранних этапов роста вихря.

Естественно, картина неограниченного роста уединенного вихря крайне идеализирована. В реальности вихри начинают зарождаться из множества локальных флуктуаций $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ практически одновременно. Расширяясь, они соприкасаются друг с другом, круговые распределения $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ размыкаются и формируют узор, внешне похожий на «страйп»-структуру магнитных доменов. На рис. 3*a-d* эволюция системы магнитных вихрей, возникающих из шума флуктуаций, показана соответствующими изменениями серого цвета для плотности одной из компонент (m_z).

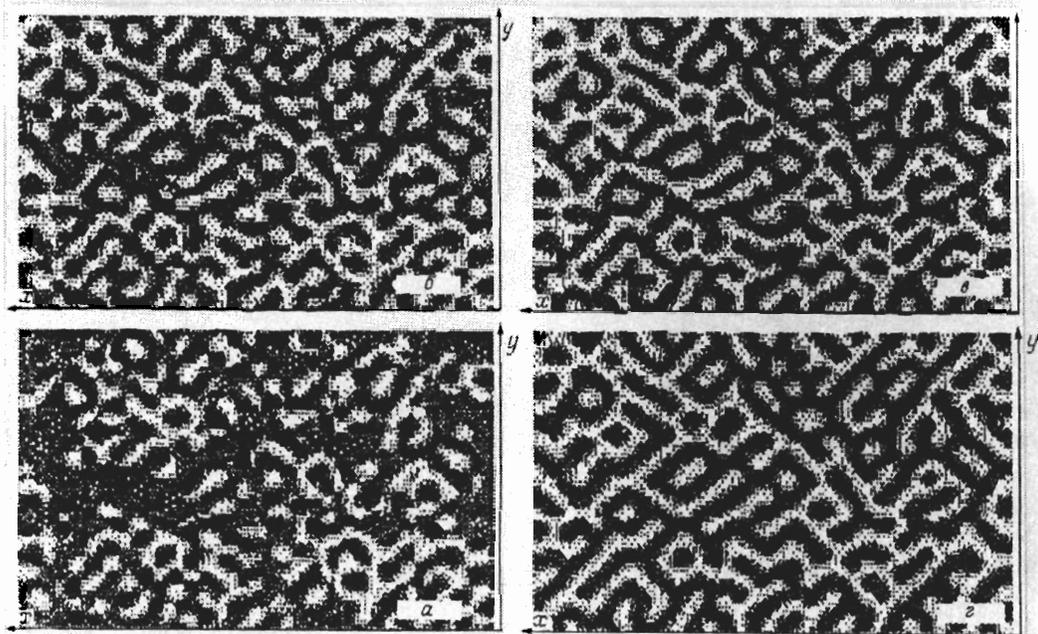


Рис. 3. Эволюция магнитных вихрей, возникающих из шума флуктуаций. Плотность одной из компонент (m_z) показана изменениями серого цвета

В контексте настоящей работы важно подчеркнуть, что этап, на котором уединенные круговые конфигурации магнитного момента хорошо выражены, все-таки существует. Этот промежуточный этап обязан своим происхождением относительно мелко-масштабным локальным флуктуациям, фиксируемым релаксирующим полем относительно надолго.

Такое флуктуационное состояние системы можно сделать неограниченно долгим; если фазовый переход в ней — переход первого рода, а соотношение шума (температуры) и барьера в энергии $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$ таково, что развитие закритических зародышей невозможно. При численных экспериментах с такой системой можно наблюдать, как непрерывно «дрожашие», но долгоживущие вихри постепенно упорядочиваются в плотно упакованную гексагональную решетку. Это наблюдение можно конструктивно использовать для организации кинетического сценария, приводящего к стабилизации фазы Богданова–Хуберта.

Действительно, если теперь, подождав достаточно долго во флуктуационной области, понизить барьер, система переходит в низкотемпературное состояние и «замораживает» как симметрию распределения $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ (в среднем), так и отдельные вихри внутри «страйп»-структуры. Такие вкрапления отдельных вихрей обоих знаков m_z можно видеть, в частности, на рис. 3г. Особенно показательна в данном контексте структура

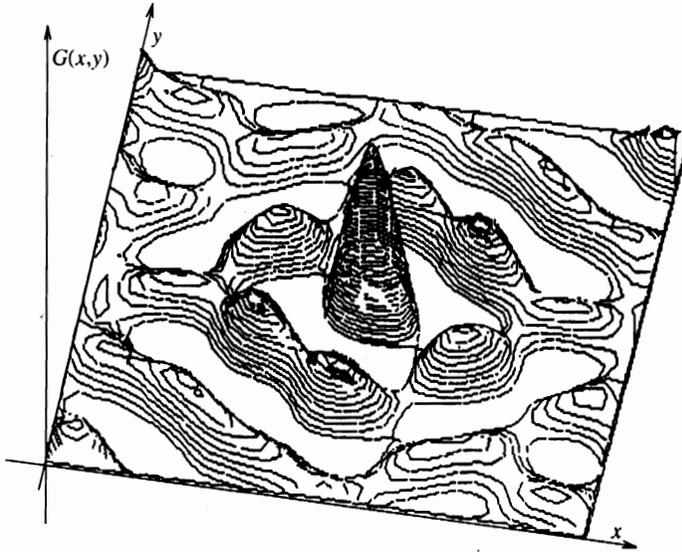


Рис. 4. Типичная структура корреляционной функции $G(x, y)$ компоненты m_z для состояния, содержащего вихри и полосы одновременно. Видны: симметрия шестого порядка для ближних корреляций, второго порядка — для промежуточных масштабов и четвертого порядка — на масштабах $\sim 10^{-1}$ от полных размеров вычислительной сетки для $\mathbf{m}(x, y)$ (которая, соответственно, на порядок больше массива для $G(x, y)$)

корреляционной функции

$$G(x, y) = \langle \mathbf{m}(x', y') \mathbf{m}(x + x', y + y') \rangle \quad (2.7)$$

для состояния, содержащего вихри и полосы одновременно. Такая функция для компоненты m_z была рассчитана численно и ее типичная форма показана на рис. 4. Хорошо видна симметрия шестого порядка для ближних корреляций, слегка нарушенная из-за присутствия в системе полос, задающих симметрию второго порядка для промежуточных масштабов. Можно ожидать, что для массивов достаточно большого размера произвол в ориентации полос сделает их влияние на симметрию $G(x, y)$ несущественным. Однако для доступных относительно небольших масштабов этого, как видно из рисунка, не происходит.

Вопрос о влиянии размеров и формы вычислительной сетки (имеющей симметрию четвертого порядка) является важным для численных расчетов. Из рисунка видно, что симметрия четвертого порядка начинает сказываться на масштабах на порядок больших, чем характерные размеры описанных выше структур. Для конкретных расчетов были использованы массивы размерами 256×256 вычислительных ячеек; характерный размер вихрей был порядка 8×8 ячеек, тогда как корреляционная функция, показанная на рис. 4, вычислена на массиве размером 64×64 ячеек, что составляет $1/16$ от площади вычислительной сетки для $\mathbf{m}(x, y)$.

Большинство вихрей со временем все-таки исчезает. Чтобы избежать этого, можно поддержать вихревые зародыши одного из направлений внешним полем $\mathbf{h} \neq 0$. Однако, как и ожидается [37, 38], низкотемпературная фаза с вихрями, направленными по полю, нестабильна и вырождается в зависимости от величины \mathbf{h} в полосовую структуру или

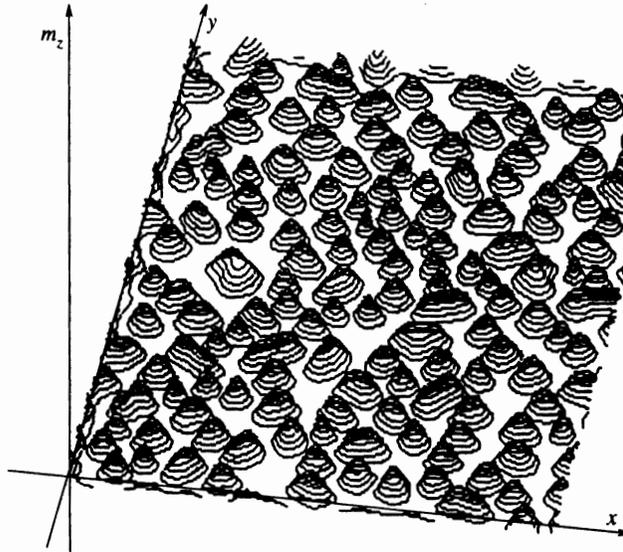


Рис. 5. Типичная конфигурация $m_z(x, y)$, полученная в результате специального кинетического процесса, описанного в тексте

в однородно упорядоченное состояние. Для стабилизации искомой фазы необходимо, чтобы вихри одного знака были достаточно плотно упакованы и направлены против поля.

Последнее не противоречит идее поддержки одинаково направленных вихрей параллельным им полем и дает следующий рецепт создания искомой фазы. На начальном этапе процесса упорядочения используется небольшое по величине поле h , величина которого может быть подобрана численным экспериментированием при фиксированной структуре $\mathcal{F}[m]$. Затем направление поля меняется на обратное и увеличивается по амплитуде (также подбираемой экспериментально). Упорядочивающаяся система при этом фиксирует созданные на предыдущем этапе вихревые образования. На рис. 5 представлен типичный результат такого рода процесса, полученный для определенности для локальной функции

$$\delta \mathcal{F}[m] / \delta m = m(\tau - am + bm^2) \tag{2.8}$$

при значениях постоянных $\tau = 0.14$, $a = 2.0$ и $b = 1.0$, а также при величине поля в упорядоченной фазе $h_0 = 0.35$. Эти параметры, естественно, попадают в область стабильности искомой вихревой фазы, найденной ранее Богдановым и Хубертом [37]. Величина h , используемая на начальном этапе процесса, может варьироваться в широких пределах и составляет, как правило, $\approx 0.2h_0$.

На рис. 5 показано распределение m_z линиями уровня, изображенными в изометрии. Это позволяет видеть универсальную форму большинства вихрей, являющихся аттракторами соответствующей нелинейной системы (2.6). Кроме того, видно, что нарушения решетки сопровождаются, как правило, слипанием двух (и более) вихрей, вызванным неудачным приготовлением промежуточного виртуального состояния. С физической точки зрения слипание вихрей можно рассматривать как след кинетической

конкуренции с одномерно модулированным упорядочением, которое спонтанно реализуется в системе, если процесс перехода не организован изложенным выше специальным образом.

Представляется довольно естественным распространить описанный кинетический сценарий на процедуру приготовления структуры в реальных образцах. При этом виртуальная фаза может быть заменена сходным состоянием во флуктуационной области. Соответствующий рецепт состоит в том, что систему следует подержать вблизи точки перехода в слабом поле. Затем, поменяв направление поля на обратное и увеличив его амплитуду, быстро перевести систему в низкотемпературное состояние.

Я искренне признателен А. Н. Богданову, привлечшему мое внимание к проблеме магнитных вихрей и любезно сообщившему некоторые результаты исследований до их опубликования в печати.

Автор благодарит А. С. Зельцера за высококачественное программное обеспечение, сделавшее возможным выполнение необходимого объема численных экспериментов. Я также признателен Ю. Е. Кузовлеву, создавшему пакет пользовательских программ, использованных для количественной обработки и графического изображения полученных массивов данных.

Работа поддержана Международным научным фондом (грант № K58100).

Литература

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1988).
2. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **20**, 1064 (1950).
3. К. Вильсон, Дж. Когут, *Ренормализационная группа и ϵ -разложение*, Мир, Москва (1975).
4. Ш.-К. Ма, *Современная теория критических явлений*, Мир, Москва (1980).
5. А. З. Паташинский, В. Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов*, Наука, Москва (1982).
6. И. Люксютов, В. Л. Покровский, Д. Е. Хмельницкий, ЖЭТФ **69**, 1817 (1975).
7. А. И. Соколов, А. К. Таганцев, **76**, 181 (1979).
8. P. Bak, S. Krinski, and D. Mukamel, Phys. Rev. B **13**, 5065 (1975).
9. P. Bak, S. Krinski, and D. Mukamel, Phys. Rev. Lett. **36**, 52 (1975).
10. А. Е. Филиппов, J. Stat. Phys. **75**, 241 (1994).
11. А. С. Зельцер, А. Э. Филиппов, ЖЭТФ **106**, 1117 (1994).
12. А. С. Зельцер, А. Э. Филиппов, Письма в ЖЭТФ **62**, 604 (1995).
13. S. Semenovskaya and A. G. Khachatryan, Phys. Rev. Lett. **67**, 2223 (1991).
14. Long-Qing Chen and A. G. Khachatryan, Phys. Rev. **46**, 5899 (1992).
15. А. Хачатурян, *Теория фазовых превращений и структура твердых растворов*, Наука, Москва (1974).
16. T. M. Rogers, K. R. Elder, and R. C. Desai, Phys. Rev. B **37**, 9638 (1988).
17. K. R. Elder and R. C. Desai, Phys. Rev. B **40**, 243 (1989).
18. А. Е. Филиппов, Ю. Е. Кузовлев, and Т. К. Соболева, Phys. Lett. A **178**, 301 (1993).
19. Ю. Е. Кузовлев, Т. К. Соболева, А. Э. Филиппов, ЖЭТФ **103**, 1742 (1993).
20. А. Ф. Зельцер, Т. К. Соболева, А. Э. Филиппов, ЖЭТФ **108**, 356 (1995).
21. Л. Д. Ландау, И. М. Халатников, в сб. *Ландау Л. Д. Сборник трудов*, Наука, Москва (1969).
22. Ю. М. Иванченко, А. Э. Филиппов, ФТТ **31**, 51 (1989).
23. А. Aharony and M. E. Fisher, Phys. Rev. B **8**, 323 (1973).

24. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин, *Статистическая механика магнитоупорядоченных систем*, Наука, Москва (1987).
25. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин, ТМФ 5, 110 (1970).
26. N. D. Mermin and H. Wagner, Phys. Rev. Lett. 17, 1133 (1966); P. C. Hohenberg, Phys. Rev. 158, 383 (1967).
27. В. Л. Березинский, ЖЭТФ 59, 907 (1970); В. Л. Березинский, ЖЭТФ 61, 1144 (1971).
28. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C 6, 1181 (1973).
29. J. M. Kosterlitz, J. Phys. C 7, 1046 (1974).
30. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
31. А. Е. Filippov, A. V. Radievsky, and A. S. Zeltser, Phys. Lett. A 192, 131 (1994).
32. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ 5, 1259 (1957).
33. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ 19, 960 (1964).
34. Т. Моруа, Phys. Rev. 120, 91 (1960).
35. А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский, ЖЭТФ 68, 101 (1989).
36. А. Н. Богданов, М. В. Кудинов, Д. А. Яблонский, ФТТ 31, 1707 (1989).
37. A. N. Bogdanov and A. Hubert, J. Magnetism and Magnetic Mater. 138, 255 (1996).
38. A. N. Bogdanov and A. Hubert, Phys. Stat. Sol. (b) 186, 527 (1994).