

ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ ОГРАНИЧЕННЫХ МАССИВОВ МАГНИТНЫХ ТОЧЕК В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. Ю. Галкин^{a*}, *Б. А. Иванов*^{b,c**}, *А. Ю. Меркулов*^{c,d}

^a *Институт металлофизики Национальной академии наук Украины
03142, Киев, Украина*

^b *Институт магнетизма Национальной академии наук Украины
03142, Киев, Украина*

^c *Киевский университет им. Тараса Шевченко
03127, Киев, Украина*

^d *FOM-Institute for Plasma Physics Rijnhuizen, Postbus 1207
3430 BE Nieuwegein, The Netherlands*

Поступила в редакцию 6 июня 2005 г.

Исследовано основное состояние массива малых магнитных частиц (магнитных точек), упорядоченных в квадратную двумерную решетку, магнитный момент которых перпендикулярен плоскости решетки, при наличии внешнего магнитного поля. Такая модель применима для достаточно малых точек с перпендикулярной анизотропией, находящихся в однодоменном состоянии, и для точек в сильнонеоднородном вихревом состоянии, для которых магнитный момент определяется областью кора вихря. Для магнитного поля, перпендикулярного плоскости системы, исследована вся совокупность состояний от шахматного антиферромагнитного порядка магнитных моментов при малых полях до больших полей, приводящих к насыщенному состоянию системы с параллельной ориентацией магнитных моментов всех точек. При наличии границы разрушение шахматного порядка вначале происходит в углах системы, потом около протяженных участков поверхности и лишь затем распространяется на весь объем массива. При этом значение критического поля, при котором разрушается это простейшее состояние, значительно ниже того, которое характерно для идеальной безграничной системы. В противоположность этому сценарию разрушение насыщенного состояния при уменьшении поля всегда начинается вдали от границ. Несмотря на такое различие поведения, магнитная структура в промежуточной области полей, полученная как при увеличении, так и при уменьшении поля для ограниченных массивов сильно отличается от той, которая характерна для идеальной безграничной системы. Исследована роль простых дефектов упаковки решетки магнитных точек (типа одиночных вакансий или их кластеров) в перемагничивании системы. Показано, что наличие таких дефектов приводит к появлению локальных разрушений шахматного антиферромагнитного порядка при значениях поля, существенно более низких, чем в случае идеальной решетки.

PACS: 75.50.Tt, 75.10.Nk

1. ВВЕДЕНИЕ И ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Последние годы в физике магнетизма большое внимание уделяется искусственным магнитным материалам, которые создаются с использованием со-

временных нанотехнологий. К ним относятся магнитные сверхструктуры, содержащие ферромагнитные элементы (пленки, кластеры, малые магнитные частицы) с характерным размером порядка десятков или сотен нанометров, разделенные немагнитными прослойками, см. обзоры [1–3]. Такие материалы важны для практических применений в сис-

*E-mail: a_galkin@i.com.ua

**E-mail: bivanov@i.com.ua

темах высокоплотной магнитной записи и могут быть использованы для реализации логических операций [4]. Кроме того, такие материалы интересны как принципиально новые объекты фундаментальной физики магнетизма.

Наиболее известны одномерные сверхструктуры, состоящие из пленок ферромагнитных металлов толщиной в несколько атомных слоев, разделенных прослойками из немагнитных или антиферромагнитных металлов. В последние десять лет широко начали изучаться и двумерные сверхструктуры типа решеток субмикронных магнитных частиц (их часто называют магнитными точками) на немагнитной подложке. Магнитные точки чаще всего изготавливаются из магнитомягких материалов типа железа, никеля, кобальта, пермаллоя [1–3, 5, 6], но используются также и материалы с высокой анизотропией, например диспрозий [7]. Взаимодействие отдельных частиц в такой системе определяется магнитным дипольным взаимодействием их магнитных моментов, т. е. они представляют собой чистую реализацию дипольных магнетиков, которые теоретически изучаются уже более пятидесяти лет [8–12]. Для дипольно-связанных систем известны многие физические свойства, отсутствующие у стандартных кристаллических магнетиков с обменным взаимодействием спинов, например, наличие неоднозначного основного состояния с нетривиальным вырождением [9–11]. Для дипольных двумерных систем неприменима теорема Мермина–Вагнера и присутствует истинный дальний порядок [13]. Двумерные системы с изинговскими диполями демонстрируют каскад фазовых переходов под действием внешнего магнитного поля [14].

Создание и экспериментальное изучение массивов магнитных точек наполняет теоретическое изучение дипольно-связанных систем новым физическим содержанием. Для многих материалов, например соединений с редкоземельными ионами, гранулярных магнетиков, разбавленных твердых растворов парамагнитных ионов в немагнитных кристаллах, ситуация кажется похожей на ту, что свойственна массивам магнитных точек. Но решетки магнитных точек обладают физическими свойствами, отсутствующими у всех отмеченных выше систем. Во-первых, эти системы, в отличие от слоистых кристаллов, являются истинно двумерными. Для дипольного взаимодействия, в отличие от случая обменной связи, поведение чисто двумерных и квазидвумерных слоистых систем различается принципиально [13]. Во-вторых, масштаб дипольного взаимодействия двух спинов даже при больших спинах

типа $S = 7/2$ не превышает нескольких кельвинов, в то время как для самых малых магнитных точек объемом 10^5 – 10^6 нм³ характерный магнитный момент превышает 10^4 магнетонов Бора и характерная энергия сравнима или даже выше, чем энергия теплового движения при комнатной температуре (см. обсуждение этого вопроса в работах [12, 14]). Кроме того, для соединений с высокой плотностью редкоземельных ионов обменное взаимодействие хоть и мало, но не полностью пренебрежимо. Достаточно слабое (по сравнению с дипольным) ферромагнитное или антиферромагнитное обменное взаимодействие ближайших соседей приводит к различным неоднородным магнитным состояниям: лабиринтным доменам [15–22], полосовым доменам [15–19] или вириям [20–22]. Эти состояния существенно отличаются от шахматной антиферромагнитной структуры, которую дает дипольное взаимодействие [14, 16], и такие системы нельзя рассматривать как чисто дипольные.

Большой магнитный момент характерен и для гранулярных магнитных материалов, однако решетки магнитных точек отличаются от последних высокой пространственной регулярностью. Здесь также уместно вспомнить о новом классе материалов — молекулярных кристаллах высокоспиновых молекул, суммарный магнитный момент которых достигает десятков магнетонов Бора [23]. Но они являются трехмерными, и, что также важно, размер магнитоактивной части молекулы мал по сравнению с размером всей молекулы, поэтому взаимодействие магнитных моментов слабое.

Итак, массивы магнитных точек представляют собой специфические материалы с чисто двумерной весьма регулярной решеточной структурой и действующим дипольным взаимодействием магнитных моментов, которое не мало и приводит к антиферромагнитной ориентации магнитных моментов при достаточно высокой температуре [12, 14]. Их уместно назвать искусственными антиферромагнетиками. Для них возможны фазовые переходы, индуцированные сильным магнитным полем, например переход спин-флоп, известный для кристаллических антиферромагнетиков [24, 25]. Однако тут есть один специфический момент, общий и для одномерных, и для двумерных сверхструктур. Все сверхструктуры являются хотя и большими (до сотни слоев в одномерном случае, десятки тысяч точек в двумерном), но конечными системами. Для них следует ожидать значительно большей роли граничных элементов (поверхности) в формировании свойств перехода. Достаточно давно Миллс [26], а также Кеффер

и Чоу [27] отметили, что в антиферромагнетиках, в которых граница кристалла содержит спины только из одной подрешетки, переход спин-флоп начинается около границы при значении поля, в $\sqrt{2}$ раз меньшем, чем значение поля перехода в объеме. Понятно, что возможность реализации этого интересного явления в значительной степени определяется качеством поверхности, и при реальной (не атомарно-гладкой) поверхности кристалла его наблюдение затруднительно. Возможно поэтому попытки экспериментально обнаружить поверхностный переход спин-флоп на границе монокристалла не увенчались успехом [28]. Однако такой переход был обнаружен для одномерных сверхструктур, многослойных пленок Fe/Cr с антиферромагнитным взаимодействием слоев, выращенных на анизотропной подложке MgO(110) [29–31]. Двумерные системы дают более богатую возможность реализации локализованных переходов на границе системы «поверхности», а также на различных нерегулярностях решетки точек (дефектах).

В настоящей работе мы исследовали аналитически и численно основное состояние квадратной решетки магнитных точек при наличии внешнего магнитного поля как для ограниченных массивов точек различной формы, так и для решеток с нерегулярностями. Описание модели дано в разд. 2. В основном мы ограничились изинговским случаем, когда состояние отдельной точки может быть описано некоторым эффективным магнитным моментом, который перпендикулярен плоскости системы. Такое упрощение справедливо для достаточно малых точек с перпендикулярной анизотропией, находящихся в одномерном состоянии [6, 7], но может быть применено и для точек в сильно неоднородном вихревом состоянии, см. [32, 33]. Для магнитного поля, перпендикулярного плоскости системы, исследована вся совокупность состояний от шахматного антиферромагнитного порядка магнитных моментов, реализующегося в малых полях, до «ферромагнитного» состояния системы с параллельной ориентацией магнитных моментов различных точек в сильных полях. Для бесконечной системы такая модель демонстрирует богатый набор состояний при промежуточных значениях магнитного поля [14]. В разд. 3, 4 мы показали, что при наличии границ или «дефектов упаковки» решетки критические значения полей, при которых указанные простые фазы теряют устойчивость, значительно ниже, чем в случае безграничной системы. В разд. 5 на основе численного моделирования найдены промежуточные магнитные структуры. Оказалось, что виды структур в промежуточной

области полей сильно отличаются от тех, которые характерны для идеальной безграничной системы, и в значительной мере определяются формой массива. Обсуждение результатов работы приведено в заключительном разд. 6.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для описания системы примем, что состояние массива описывается совокупностью полных магнитных моментов μ_l точек. Рассмотрим систему магнитных моментов точек, расположенных в узлах $\mathbf{l} = a(n\mathbf{e}_x + l\mathbf{e}_y)$ квадратной решетки, где a — постоянная решетки, n, l — целые числа, а \mathbf{e}_i — единичный вектор вдоль соответствующей оси. Гамильтониан системы, учитывающий дипольное взаимодействие такой системы магнитных моментов, при наличии внешнего магнитного поля, а также магнитной анизотропии для каждой точки может быть записан в виде [34]

$$\hat{H} = \sum_{l \neq l'} \frac{\mu_l \cdot \mu_{l'} - 3(\mu_l \cdot \nu)(\mu_{l'} \cdot \nu)}{|\mathbf{l} - \mathbf{l}'|^3} - \sum_l [\beta(\mu_l \cdot \mathbf{e}_z)^2 + \mu_l \cdot \mathbf{H}]. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое описывает дипольное взаимодействие магнитных точек, $\nu = (\mathbf{l} - \mathbf{l}')/|\mathbf{l} - \mathbf{l}'|$, β — константа анизотропии для отдельной точки, внешнее поле \mathbf{H} будем считать параллельным нормали к плоскости системы. Анизотропия предполагается одноосной с легкой осью вдоль оси z , перпендикулярной плоскости системы, так что $\beta > 0$ и состояние отдельной точки характеризуется перпендикулярной намагниченностью, при этом $\mu_l = \pm\mu_0\mathbf{e}_z$, μ_0 — магнитный момент одной точки. Это реализуется для точек, вытянутых вдоль оси z , см. подробнее [6, 12]. Другой важной системой, для которой применима модель «изинговских диполей», является массив магнитных точек в вихревом состоянии. Такое состояние реализуется для точек, сделанных из мягких магнитных материалов, с примерно круговой формой при радиусе больше некоторого критического, $R \geq R_0$; для пермаллоя $R_0 < 100$ нм. Для достаточно тонких точек толщиной $L \ll R$ (реально изучаются точки с $L \approx 20\text{--}30$ нм) можно считать, что намагниченность \mathbf{M} не зависит от координаты z , перпендикулярной плоскости магнитной точки, $\mathbf{M} = \mathbf{M}(r, \chi)$, где r и χ — полярные координаты в плоскости точки. Тогда структура вихря напоминает ту, что хорошо известна для магнитных

вихрей в двумерных легкоплоскостных ферромагнетиках, см., например, [35]. Вихрю отвечает намагниченность

$$\mathbf{M} = M_s \{ \mathbf{e}_z \cos \theta + \sin \theta [\mathbf{e}_x \cos(\chi + \varphi_0) + \mathbf{e}_y \sin(\chi + \varphi_0)] \},$$

где M_s — намагниченность насыщения, $\theta = \theta(r)$ — полярный угол намагниченности. Для магнитных точек реализуется такое же распределение с $\varphi_0 = \pm\pi/2$, что дает $\operatorname{div} \mathbf{M} = 0$ и приводит к замыканию магнитного потока, т. е. к уменьшению магнитостатической энергии [32]. Выбирая для определенности $\varphi_0 = \pi/2$, можно записать

$$\mathbf{M} = M_s [\mathbf{e}_z \cos \theta + (-\mathbf{e}_x \sin \chi + \mathbf{e}_y \cos \chi) \sin \theta], \quad (2)$$

функция $\theta(r)$ может иметь два значения, $\theta(r=0) = 0, \pi$, соответственно $\cos \theta(r=0) = p = \pm 1$ в центре точки (при $r=0$), и функция $\theta(r)$ экспоненциально стремится к $\pi/2$ при $r \gg \Delta_0$. Здесь $\Delta_0 = \sqrt{A/4\pi M_s^2}$ — обменная длина, A — константа неоднородного обмена. Для пермаллоя $\Delta_0 \approx 5$ нм. Дискретный индекс p называется поляризацией вихря, он имеет смысл π_2 -топологического заряда вихря [35]. Итак, внеплоскостная намагниченность отлична от нуля только в области кора, $r \leq \Delta_0$, и магнитный момент $\boldsymbol{\mu}$ точки может принимать два значения:

$$\boldsymbol{\mu} = p\mu_0 \mathbf{e}_z, \quad p = \pm 1, \quad \mu_0 = 2\pi\xi L \Delta_0^2 M_s, \quad (3)$$

где $\xi = 1.361$ — численный коэффициент. Поскольку $\Delta_0 \ll R$, магнитный момент кора является малым по сравнению со значением для насыщенной точки. В результате состояние точки является четырехжды вырожденным, дважды по $\varphi_0 = \pm\pi/2$ и дважды по поляризации кора $p = \pm 1$. Учитывая только дипольное взаимодействие точек в рамках модели вида (1), можно считать, что все точки находятся в двух состояниях: «вверх» и «вниз». Роль магнитной анизотропии здесь играет разность энергий магнитной точки в вихревом состоянии и точки, намагниченной в плоскости системы. Детальные экспериментальные и теоретические исследования основного состояния массивов точек показывают, что эта анизотропия достаточно велика для того, чтобы обеспечить изинговскую ориентацию магнитных моментов точек, см. например, работы [6, 12] и ссылки в них.

Итак, оба приведенных выше случая, при существенно различных физических картинах, могут быть описаны на основе модели (1) с предположением, что магнитные моменты всех точек параллельны

или антипараллельны нормали \mathbf{e}_z к плоскости системы. Мы считали, что внешнее поле \mathbf{H} также параллельно оси z , и при аналитических расчетах ограничились только этим изинговским случаем. При этом знак магнитного момента в данном узле диктуется только знаком проекции эффективного поля на ось z , и достаточно полное исследование может быть проведено аналитически. Численный анализ проводился без ограничения $\boldsymbol{\mu}_1 \parallel \mathbf{e}_z$, на основе полного гамильтониана (1), см. ниже разд. 5.

3. ЭФФЕКТЫ ОГРАНИЧЕННОСТИ МАССИВА ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ

При описании основного состояния и процессов намагничивания для реальных массивов магнитных точек (в отличие от идеализированной модели бесконечной решетки) наиболее существенным является вопрос о роли границ системы, от влияния которых в принципе нельзя освободиться. Понятно, что важную роль должны играть углы массива, где можно ожидать, что эффективное поле дипольного взаимодействия будет минимальным и соответствующие магнитные точки будут в наибольшей степени подвержены влиянию внешнего магнитного поля. Ограничимся анализом простейшего случая, считая, что решетка точек квадратная. В этом и следующем разделах будем также считать, что массив достаточно большой, так что прямыми эффектами размерности системы можно пренебречь. В большей части работы ограничимся также простейшей геометрией системы, считая, что массив имеет прямоугольную форму с границами, параллельными некоторым векторам трансляции исходной решетки магнитных точек. Будут рассмотрены векторы типа (1, 0) или (1, 1). В этом случае анализ устойчивости наиболее показательных состояний, насыщенного и антиферромагнитного, может быть проведен аналитически с использованием для каждого из этих состояний только одной дипольной суммы, которую надо найти численно.

Для бесконечной решетки точек анализ возможных состояний в присутствии магнитного поля упрощался благодаря инвариантности системы относительно переноса на вектор трансляций решетки точек. В работе [14] рассматривались состояния, периодические с трансляционным периодом, кратным периоду a решетки точек. Среди них только два состояния — насыщенное, которое мы будем называть ферромагнитным (ФМ), и устойчивое при малых полях шахматное антиферромагнитное (ШАФМ) —

имели ту же квадратную симметрию, что и исходная решетка точек. Остальные состояния, реализующиеся в промежуточной области полей, характеризовались более низкой косоугольной симметрией. Наличие любой трансляционной инвариантности существенно упрощает задачу и позволяет свести ее к поиску конечной конфигурации точек с минимальной энергией для заданного значения средней намагниченности, которая по существу есть разность числа точек, намагниченных «вверх» и «вниз». В нашем случае трансляционной симметрии нет, однако можно использовать иные аргументы. Действительно, при анализе роли границ мы прежде всего следим за поведением тех точек, которые расположены на границе, рассматривая остальные точки массива как своеобразный «резервуар», диктующий поведение граничным точкам. Совокупность точек массива создает на граничной точке с магнитным моментом μ_0 поле дипольного взаимодействия \mathbf{H}_D , которое определяется формулой

$$\mathbf{H}_D = -\partial \hat{H}_D / \partial \mu_0,$$

где \hat{H}_D — гамильтониан дипольного взаимодействия магнитных точек, который описывается первым слагаемым в формуле (1). Если полное магнитное поле $\mathbf{H}_t = \mathbf{H} + \mathbf{H}_D$, действующее на эту избранную точку, параллельно ее магнитному моменту, то состояние точки выгодно энергетически и устойчиво. Если же при изменении внешнего поля \mathbf{H} при некотором его значении H_c вектор \mathbf{H}_t станет антипараллельным вектору μ_0 , то магнитный момент такой точки перевернется, причем можно ожидать, что в непосредственной близости от H_c этот переворот не приведет к изменению состояния магнитных точек, составляющих резервуар. Мы убедимся в справедливости этого подхода, сравнивая результаты с данными численного анализа. По существу, этот подход эквивалентен энергетическому подходу, который использовался в работе [14] для анализа устойчивости ФМ- и ШАФМ-состояний, см. ниже.

Начнем с анализа наиболее простого случая квадратного массива решетки точек со сторонами, параллельными векторам элементарных трансляций. Рассмотрим более показательные случаи: ФМ-состояние массива, для которого $\mu_n = \mu_0 \mathbf{e}_z$, и ШАФМ-состояние, в котором для точки в узле, характеризуем числами n, l , магнитный момент равен $(-1)^{n+l+1}$. Эти состояния в безграничной решетке устойчивы соответственно при $H > H_1$ и $H < H_0$; характерные поля H_0, H_1 порядка μ_0/a^3 , $H_0 < H_1$ были рассчитаны в работе [14]. Далее будем иногда использовать безразмерную величину

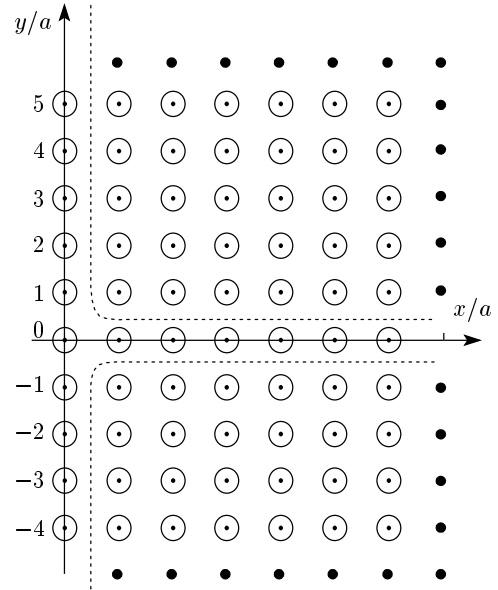


Рис. 1. Полубесконечная решетка магнитных точек и выбор осей координат

$h = H(\mu_0/a^3)^{-1}$. Для расчета поля на данной точке удобно выбрать координатную систему с центром на этой точке и с осями, параллельными границе массива (рис. 1). Дипольное магнитное поле на точке, расположенной в начале координат $n = 0, l = 0$, создается всеми остальными точками массива, оно описывается выражением $\mathbf{H}_D = H_D \mathbf{e}_z$,

$$H_D = -\frac{\mu_0}{a^3} \sum_{n,l} \frac{p_{n,l}}{(n^2 + l^2)^{3/2}}, \quad (4)$$

где множитель $p_{n,l} = \pm 1$ дает величину магнитного момента $\mu_l = p_{n,l} \mu_0 \mathbf{e}_z$ точки с координатой $\mathbf{l} = (n\mathbf{e}_x + l\mathbf{e}_y)a$, n, l — целые числа, не равные нулю одновременно.

Во всех интересующих нас случаях, а именно, для магнитной точки, расположенной в углу массива или на его границе, для массивов точек в ФМ- или ШАФМ-состояниях легко увидеть некоторую общую закономерность. Сумма, входящая в формулу (4), может быть выражена через две вспомогательные суммы: однократную сумму по точкам, лежащим на луче, выходящем из начала координат (половине оси координат), и двойную сумму по точкам, находящимся в одном из секторов массива, который ограничен на рис. 1 штриховой линией. Обозначим эти суммы соответственно σ_l и σ_\perp . Они определяются следующим образом:

$$\sigma_l = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p_{0,n}}{n^3}, \quad \sigma_\perp = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p_{n,l}}{(l^2 + n^2)^{3/2}}, \quad (5)$$

и могут быть легко вычислены. Величина σ_{\parallel} выражается через ζ -функцию Римана, σ_{\perp} может быть найдена численно, конкретные ее значения приведем ниже. Легко видеть, что для простейших ФМ- и ШАФМ-структур поле дипольного взаимодействия на граничной точке определяется этими двумя суммами. Для магнитной точки, расположенной на бесконечной прямолинейной границе (типа оси y на рис. 1), вдали от углов, поле имеет вид

$$\mathbf{H}^{border} = -\mathbf{e}_z \frac{\mu_0}{a^3} (3\sigma_{\parallel} + 2\sigma_{\perp}), \quad (6)$$

а для магнитной точки в углу массива

$$\mathbf{H}^{edge} = -\mathbf{e}_z \frac{\mu_0}{a^3} (2\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}). \quad (7)$$

Для сравнения с результатами работы [14] приведем аналогичную запись поля для точки внутри бесконечного массива,

$$\mathbf{H}^{vol} = -4\mathbf{e}_z \frac{\mu_0}{a^3} (\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}). \quad (8)$$

Начнем с ФМ-состояния, для которого обе суммы (5) положительны:

$$\sigma_{\parallel}^F = \zeta(3) = 1.202057, \quad \sigma_{\perp}^F = 1.056439$$

(расчет последней суммы проводился численно с суммированием до значений $n, l = 10^4$). Примем для определенности, что все моменты направлены вверх. В этом случае дипольное поле отрицательно для всех магнитных точек массива, $\mathbf{H}_D = -H_D \mathbf{e}_z$, и для стабильности ФМ-состояния необходимо присутствие направленного вверх внешнего магнитного поля, превышающего H_D . Легко видеть, что для граничных точек значение H_D меньше, чем в объеме. Поэтому при уменьшении насыщающего магнитного поля первыми потеряют устойчивость магнитные точки, расположенные в центре системы. Это произойдет при значении поля

$$H < H_1 = 4 \frac{\mu_0}{a^3} (\sigma_{\parallel}^F + \sigma_{\perp}^F),$$

использование значений σ^F дает полученную ранее [14] величину $H_1 = 9.03622\mu_0/a^3$. Характерные поля на границе или в углу существенно ниже, чем H_1 ,

$$H_1^{border} = 5.718868 \frac{\mu_0}{a^3}, \quad H_2^{edge} = 3.4604624 \frac{\mu_0}{a^3}, \quad (9)$$

и для них ФМ-состояние остается устойчивым в значительно большем интервале значений внешнего магнитного поля. Это отнюдь не означает, что роль

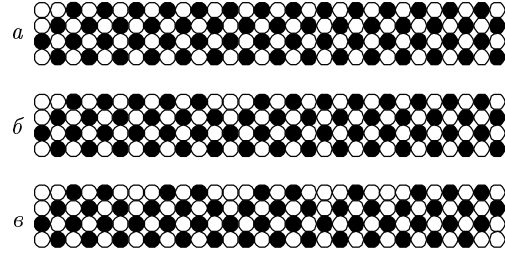


Рис. 2. Магнитная структура границы и края квадратного массива магнитных точек при увеличении внешнего магнитного поля $H = h\mu_0/a^3$: а — $h = h^{edge} = 1.562$, переворот магнитного момента на углу системы; б — $h = h^{border} = 2.222$, первый переворот магнитного момента на границе; в — $h = 2.264$. Представление о характере распределения перевернутых моментов на границе при увеличении поля дают рис. в и рис. 3, приведенный ниже. Здесь и далее во всех рисунках магнитные точки, намагниченные «вверх» и «вниз», обозначены соответственно светлыми и темными кружками

границы в формировании состояния с частью перевернутых магнитных моментов точек пренебрежимо мала. Как мы убедимся ниже, присутствие границы существенно и в этом случае. Фактически получается, что для ФМ-состояния граница является «отталкивающей неоднородностью» для всех состояний, включающих перевернутые спины. Численный анализ подтверждает это положение, см. ниже разд. 5. Но «классический» поверхностный эффект типа поверхностного перехода спин-флоп [26, 27, 29–31], когда зарождение неоднородности идет вблизи границы системы и затем распространяется в глубь образца, в случае ФМ-состояния при уменьшении внешнего магнитного поля отсутствует.

Указанный сценарий реализуется для ШАФМ-состояния, которое является основным состоянием в нулевом поле и сохраняет устойчивость до некоторого критического значения поля. Для безграничной системы это поле $H_0 = 2.645886\mu_0/a^3$ [14]. Численный анализ показал, что такое ШАФМ-состояние является основным состоянием и для конечных систем не только отмеченной выше прямоугольной формы со сторонами, параллельными векторам (1, 0) и (0, 1), но и для различных форм с острыми углами, а также круговой. Но при увеличении поля неустойчивость ШАФМ-состояния развивается путем переворота магнитных моментов точек в «слабых участках», сначала на углу массива, затем на его границе (рис. 2). Для того чтобы это показать, заметим, что

в случае ШАФМ-структуры суммы (5) с учетом множителя $p_{n,l} = (-1)^{n+l+1}$ имеют разные знаки,

$$\sigma_1^{AF} = -\frac{3}{4}\zeta(3) = -0.901543, \quad \sigma_L^{AF} = 0.2400712.$$

Отметим абсолютную малость суммы σ_L^{AF} , не содержащей вклада ближайших к угловому спину соседей, по сравнению с σ_1^{AF} или σ_1^F, σ_L^F . Эта малость связана с более быстрым убыванием знакопеременных сумм, возникающих для ШАФМ-структуры. Далее, легко видеть, что дипольное поле на магнитной точке, расположенной в углу массива, параллельно направлению магнитного момента этой точки; модуль этого поля H_{AF}^{edge} определяется формулой

$$H_{AF}^{edge} = \frac{\mu_0}{a^3} \left(2|\sigma_1^{AF}| - \sigma_L^{AF} \right) = 1.5630142 \frac{\mu_0}{a^3}. \quad (10)$$

Для точки с магнитным моментом «вверх» внешнее магнитное поле, которое мы всегда будем считать направленным «вверх», только стабилизирует это состояние. Состояние магнитной точки в углу массива в ШАФМ-состоянии с магнитным моментом «вниз» при значении внешнего поля $H \approx H_{AF}^{edge}$ становится неустойчивым. Далее, при $H \geq H_{AF}^{edge}$ магнитный момент этой точки переворачивается. Этот переворот можно считать началом разрушения ШАФМ-состояния в ограниченном массиве. Заметим, что он происходит при значении поля существенно (в 1.7 раз) меньшем, чем поле неустойчивости для безграничной системы. Далее это состояние стабильно и не изменяется до увеличения внешнего поля до величины H_{AF}^{border} ,

$$H_{AF}^{border} = \frac{\mu_0}{a^3} \left(3|\sigma_1^{AF}| - 2\sigma_L^{AF} \right) = 2.2244816 \frac{\mu_0}{a^3}, \quad (11)$$

при котором начинаются перевороты спинов на границе массива. Приведенные выше значения критических полей хорошо согласуются со значениями, полученными при численном моделировании этой системы, причем при достаточно малом размере системы (30 × 30 точек, рис. 2, 3). Интересно также отметить, что значение поля, при котором происходит переворот магнитного момента в объеме системы (при этом граница еще не полностью насыщена, см. рис. 3), достаточно близко к значению $h_0 = 2.646$, полученному для безграничной системы. Совокупность этих фактов хорошо демонстрирует быструю сходимость дипольных сумм для антиферромагнитных конфигураций диполей.

Дальнейшая эволюция распределения магнитных моментов идет за счет переворота моментов точек, находящихся в объеме системы (см. ниже

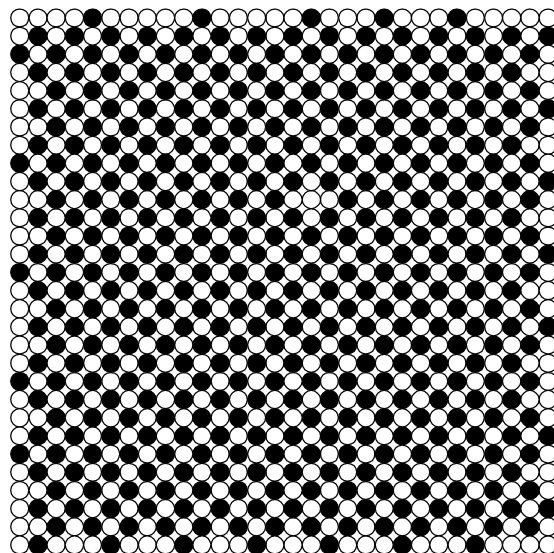


Рис. 3. Магнитная структура массива магнитных точек в форме «прямого квадрата» при первом перевороте магнитного момента вдали от границы, значение поля $h = 2.642$

разд. 5). Заметим, что при этом граница, которая содержит большое число моментов, направленных по полю, оказывает достаточно существенное влияние на распределение магнитных моментов точек в объеме. Таким образом, мы приходим к необходимости анализировать другие формы массива.

В качестве примера рассмотрим ситуацию, в некотором роде противоположную той, которая обсуждалась выше, а именно, прямоугольную систему с границами, параллельными диагоналям элементарной ячейки решетки точек, векторам типа (1,1), иными словами, массив в форме «косого квадрата» (см. ниже рис. 11а). Для численного анализа мы выбрали массив с близкой к квадратной формой со сторонами, содержащими только магнитные моменты «вниз» или «вверх», и с различными конфигурациями магнитных моментов в углах системы. Для идеального ШАФМ-состояния в левом углу расположена точка с моментом «вниз», в правом — «вверх»; обе эти точки входят в участки границы с моментами соответственно «вверх» и «вниз». Два остальных угла системы, верхний и нижний, содержат скомпенсированную пару магнитных точек. Анализ показал, что эти два угловых состояния достаточно устойчивы к действию магнитного поля. Представление о виде такой системы можно составить по ее фрагменту, изображенному на рис. 4а, учитывая, что на нем изображено состояние с одним перевернутым моментом в углу.

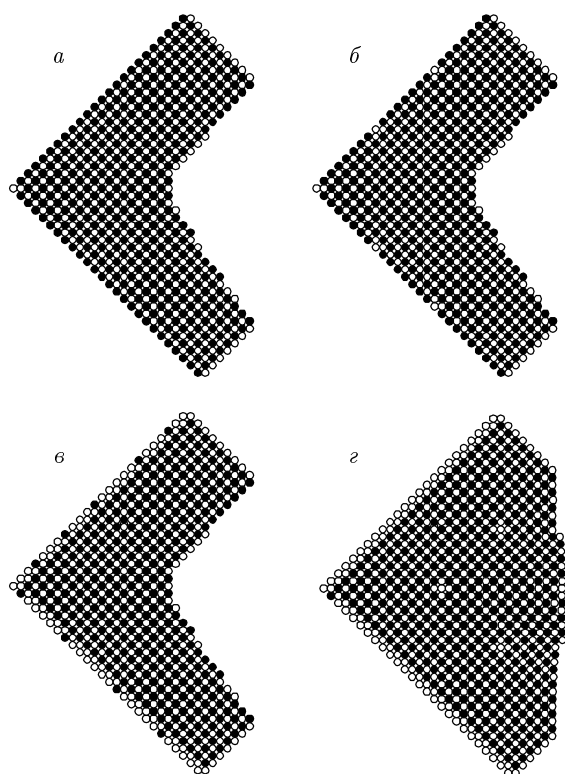


Рис. 4. Эволюция магнитной структура массива магнитных точек в форме «косого квадрата», см. текст: $a - h = h^{edge} = 0.239$, переворот магнитного момента на углу системы; $б - h = h^{border} = 0.899$, первый переворот магнитного момента на границе; $в - h = 2.55$, конец намагничивания слоя на границе; $г - h = 2.642$, первый переворот в объеме системы

Понятно, что в этой системе «слабым звеном» ШАФМ-структуры по отношению к перемагничиванию будет угол с магнитной точкой, намагниченной «вниз», и прилегающая к ней граница с точками такого же типа. Расчет полей неустойчивости этих фрагментов может быть проведен точно так же, как это было сделано выше. Замечательно, что в этом случае не нужно вычислять численно новые двумерные дипольные суммы по сравнению с теми, которые уже известны. Действительно, представим поле неустойчивости угловой точки в виде

$$H^{edge} = (2\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})\mu_0/a^3,$$

где σ_{\parallel} — сумма полей точек, лежащих на граничной полупрямой, а σ_{\perp} — остальных точек. На граничной полупрямой, параллельной оси $(1,1)$, расстояние между точками равно $\sqrt{2}a$, поэтому $\sigma_{\parallel} = \zeta(3)/2\sqrt{2} = 0.424991$. Значение σ_{\perp} легко найти, заметив, что величина $4(\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})$ представляет

собой сумму полей всех точек в ШАФМ-структуре безграничной системы. Эта величина, естественно, совпадает с обсуждавшимся выше полем неустойчивости безграничной ШАФМ-структуры, $-4(\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}) = 2.645886$. Отсюда без численного расчета легко найти значение двойной суммы $\sigma_{\perp} = -1.0864628$. Далее можно определить поле неустойчивости магнитной точки, расположенной в углу, где сходятся намагниченные «вниз» границы:

$$H_{\downarrow}^{edge} = -(2\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})\frac{\mu_0}{a^3} = 0.2364802\frac{\mu_0}{a^3}. \quad (12)$$

Как и следовало ожидать, это значение поля мало по сравнению со всеми приведенными выше полями неустойчивости для массива с границами вдоль векторов $(1, 0)$ и $(0,1)$, и в десять раз меньше, чем для безграничной системы. Соответственно мало и поле неустойчивости точек в намагниченной «вниз» границе для массива со сторонами вдоль векторов $(1,1)$:

$$H_{\downarrow}^{border} = -(3\sigma_{\parallel} + 2\sigma_{\perp})\frac{\mu_0}{a^3} = 0.897952\frac{\mu_0}{a^3} \quad (13)$$

(ср. выражения (12), (13) с (10), (11)).

Оба эти значения находятся в хорошем согласии с теми значениями, которые получены численно (рис. 4а,б). Далее намагничивание системы в форме косого квадрата идет практически по тому же сценарию, как и в случае квадрата со сторонами вдоль векторов типа $(1, 0)$ и $(0, 1)$. Меньшая, чем для прямого квадрата, величина характерных полей H^{edge} и H^{border} приводит к тому, что намагничивание границы этой системы реализуется в более широком интервале полей. От величины $H_{\uparrow}^{edge} = 0.2365\mu_0/a^3$ до значения объемного поля $H_0 = 2.642\mu_0/a^3$ изменяются лишь состояния магнитных точек на поверхности, изначально намагниченной «вниз» (рис. 4б,в). К началу появления перевернутых моментов в объеме системы граница оказывается перемагниченной практически полностью (рис. 4г).

4. НАМАГНИЧИВАНИЕ РЕШЕТКИ ТОЧЕК С ДЕФЕКТАМИ

При анализе свойств реальных массивов магнитных точек возникает вопрос о роли нарушений идеальной решеточной структуры. Методы, используемые при изготовлении массивов магнитных точек, позволяют получать образцы с весьма высокой пространственной регулярностью. Однако для технологических применений может оказаться необходимым создавать массивы с контролируемыми нерегу-

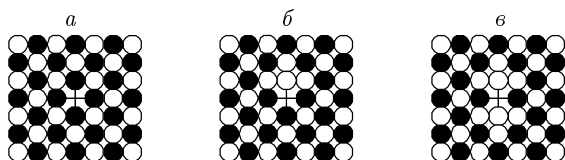


Рис. 5. Эволюция магнитной структуры решетки магнитных точек около одиночной вакансии: $a - h < h_{1/1}^{(1)} = 1.642$; $б - h = 1.642$, первый переворот; $в - h = h_{1/1}^{(2)} = 1.892$, второй переворот

лярностями, из которых простейшей является «вакансия» в решетке магнитных точек. Ясно, что такие вакансии, единичные или объединенные в кластеры, также будут «слабым звеном» при разрушении ШАФМ-порядка решетки точек при увеличении поля, как это имеет место для перехода спин-флор в низкоразмерных антиферромагнетиках с атомными вакансиями [36]. Оказывается, что расчет полей неустойчивости ШАФМ-структуры около дефектов подобного типа легко проводится аналитически и соответствующие поля сильно отличаются как от «объемного» поля H_0 , так и от рассмотренных выше полей H^{edge} и H^{border} . Мы увидим, что намагничивание заданного кластера вакансий происходит путем нескольких скачков магнитного момента при определенных значениях поля. Исследуя такую ступенчатую кривую, можно сделать вывод о присутствии того или иного дефекта в решетке магнитных точек без детального сканирования всего массива, что может быть использовано для диагностики серий образцов.

Начнем с анализа уединенной вакансии в ШАФМ-состоянии квадратной решетки. Ясно, что из двух эквивалентных случаев, когда из структуры удаляется точка с магнитным моментом «вверх» или «вниз», можно рассмотреть только один. Для определенности здесь и ниже будем считать, что вакансия отвечает удалению точки (или точек) с суммарным моментом «вверх». Тогда рядом с ней будут расположены точки с нескомпенсированным магнитным моментом, направленным вниз. Они будут «слабым звеном» системы при положительном поле, которое мы здесь обсуждаем.

Здесь и ниже будем обозначать структуру вакансии дробью, в числителе которой стоит число удаленных магнитных точек, а в знаменателе — их магнитный момент в ШАФМ-состоянии. Для уединенной вакансии (индекс 1/1, см. рис. 5), наиболее «уязвимой» будет одна из магнитных точек с магнитным моментом «вниз», расположенная непосредственно

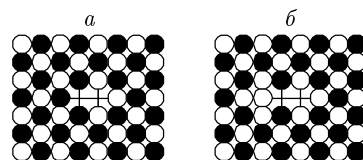


Рис. 6. Магнитная структура около двойной «скомпенсированной» вакансии: $a - h < h_{2/0}^{(1)}$, шахматный порядок; $б - h = h_{2/0}^{(1)} = 1.753$, переворот момента

около узла, из которого магнитная точка удалена. Именно ее магнитный момент должен перевернуться первым. Ясно, что поле на этой точке меньше, чем в случае идеальной решетки, на величину μ_0/a^3 , что есть величина поля, которое создавалось на этом узле точкой, удаленной из решетки. Следовательно, поле первой неустойчивости равно

$$H_{1/1}^{(1)} = H_0 - \frac{\mu_0}{a^3} = 1.645886 \frac{\mu_0}{a^3},$$

что хорошо согласуется с численным значением $1.642\mu_0/a^3$ (рис. 5б). Это значение несколько выше, чем величина $H^{edge} = 1.56\mu_0/a^3$ для прямого квадратного массива, но заметно ниже, чем для безграничной системы. Также тривиально рассчитывается и поле переворота второго магнитного момента. Чтобы это сделать, надо формально предположить наличие «антиточки» с удвоенным магнитным моментом на месте точки с уже перевернувшимся магнитным моментом, что дает

$$H_{1/1}^{(2)} = H_{1/1}^{(1)} + \frac{2\mu_0}{(2a)^3} = 1.895886 \frac{\mu_0}{a^3}$$

(рис. 5в).

Простой анализ показывает, что перевороты следующих магнитных моментов вблизи одиночной вакансии должны происходить уже при значениях поля, превышающего «объемное» поле H_0 . Таким образом, существование одиночной вакансии приводит к появлению двух скачков суммарного магнитного момента на величину $2\mu_0$, хорошо разнесенных по величине поля. Иными словами, на простейшей одиночной вакансии может быть локализовано два минимальных «кванта» магнитного момента данной системы, далее вакансия «насыщается» и больше не играет роли в процессе намагничивания.

Рассмотрим теперь «компенсированную» двойную вакансию, образующуюся при удалении двух соседних точек, которые относятся к различным подрешеткам в ШАФМ-структуре (символ 2/0). Интуитивно ясно, что такой дефект является более

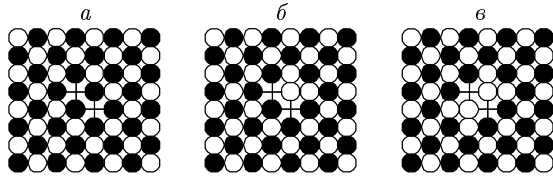


Рис. 7. Эволюция магнитной структуры решетки магнитных точек около двойной «нескомпенсированной» вакансии: $a - h < h_{2/2}^{(1)}$, невозмущенное состояние; $b - h = h_{2/2}^{(1)} = 0.642$, первый переворот; $c - h = h_{2/2}^{(2)} = 1.349$, второй переворот

слабым, чем нескомпенсированный. Действительно, элементарный расчет показывает, что поле неустойчивости магнитного момента выше, чем для единичной вакансии:

$$H_{2/0} = H_0 + \frac{\mu_0}{a^3} \left(1 - \frac{1}{8}\right) = 1.770886 \frac{\mu_0}{a^3}$$

(численное моделирование дает коэффициент 1.753, рис. 6). Этот дефект можно считать слабым еще и потому, что он может локализовать только одно элементарное отклонение магнитного момента. Если один момент перевернулся, никаких неустойчивостей около дефекта более не наблюдается при увеличении поля от $H_{2/0}$ до H_0 .

Двойные, тройные и т. д. нескомпенсированные вакансии являются все более и более сильными «притягивающими центрами». Для двойной нескомпенсированной вакансии, получающейся удалением двух ближайших магнитных точек с моментами, параллельными в ШАФМ-структуре (рис. 7), поле первой неустойчивости уже меньше, чем поле H^{edge} переворота углового магнитного момента для наиболее типичного массива в форме квадрата со сторонами вдоль осей (1, 0) и (0, 1). Здесь очевидно, что первым перевернется магнитный момент точки, равноудаленный от обеих пустых позиций, поле этого переворота равно

$$H_{2/2}^{(1)} = H_0 - \frac{2\mu_0}{a^3} = 0.645886 \frac{\mu_0}{a^3}.$$

Таких точек две, но переворот происходит на одной. После переворота первой точки поле на второй точке увеличивается и ее магнитный момент сохраняет устойчивость до значения поля

$$H_{2/2}^{(2)} = H_{2/2}^{(1)} + 2 \left(\frac{\mu_0}{a\sqrt{2}}\right)^3 = 1.352993 \frac{\mu_0}{a^3}.$$

Проверка полей на остальных точках и численное моделирование показывают, что на этом роль такого

дефекта заканчивается, см. рис. 7. Двойная нескомпенсированная вакансия способна, как и одинарная, локализовать два элементарных магнитных момента. Этот дефект все же следует считать достаточно сильным, так как характерные поля заметно меньше, чем в рассмотренном выше случае одиночной вакансии.

Три простых примера, которые мы обсудили выше, дают достаточное понимание того, как проводить расчет полей, при которых происходят локальные перевороты точек около достаточно сложных дефектов. Рассмотрим общую задачу о вакансии, которая получается путем удаления некоторого количества магнитных точек из узлов \mathbf{v} идеальной решетки. Чтобы найти поле первого переворота, достаточно найти поле на всех точках, для которых ожидается переворот момента. Это поле на некоторой магнитной точке, расположенной в узле \mathbf{n} (\mathbf{n} -й точке), $\mathbf{H}_n = H_n^{(1)} \mathbf{e}_z$, $H_n = h_n^{(1)} \mu_0 / a^3$, определяется конечной суммой по вакансиям:

$$H_n^{(1)} = H_0 - \frac{\mu_0}{a^3} \sum_{\mathbf{v}} \frac{p_{\mathbf{v}}}{|\mathbf{v} - \mathbf{n}|^3}, \quad (14)$$

где числа $p_{\mathbf{v}} = \pm 1$ определяют знак магнитного момента в идеальной ШАФМ-структуре на узле \mathbf{v} решетки, из которого удалена магнитная точка. Переворот магнитного момента произойдет на той точке, для которой величина $H_n^{(1)}$ отрицательна и минимальна по модулю, во внешнем поле $H^{(1)} = |H_n^{(1)}|$. Для поиска следующего кандидата на переворот надо найти поля \mathbf{H}_n на других узлах, соседних с вакансией, с учетом изменения поля при перевороте первой точки. В итоге для системы с вакансиями, расположенными в точках с векторами \mathbf{v} , в которой уже перевернулось несколько магнитных моментов точек, расположенных в узлах \mathbf{l} , поле на \mathbf{n} -й точке определяется выражением

$$\mathbf{H}_n\{\mathbf{v}, \mathbf{l}\} = H_n \mathbf{e}_z, \quad H_n = h_n \mu_0 / a^3, \\ H_n = H_0 - \frac{\mu_0}{a^3} \sum_{\mathbf{v}} \frac{p_{\mathbf{v}}}{|\mathbf{v} - \mathbf{n}|^3} + 2 \frac{\mu_0}{a^3} \sum_{\mathbf{l}} \frac{1}{|\mathbf{l} - \mathbf{n}|^3}. \quad (15)$$

Здесь использован тот факт, что переворот всегда идет из положения «вниз» в положение «вверх» и знак соответствующих слагаемых определен. Появление множителя 2 в сумме по перевернувшимся точкам объяснен выше. Переворот \mathbf{n} -й точки возможен при $H_n < 0$, что и происходит при увеличении внешнего поля до величины $|H_n|$.

Применим эти общие соображения для описания системы трех нескомпенсированных вакансий, расположенных вдоль одной линии (рис. 8). В этом случае два переворота магнитных моментов происходят

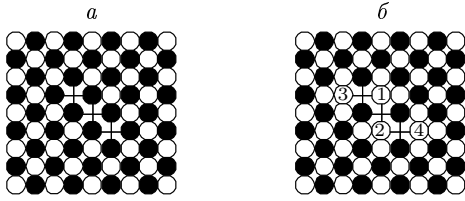


Рис. 8. Эволюция магнитной структуры решетки магнитных точек около тройной вакансии: *a* — невозмущенное состояние; *b* — состояние с четырьмя перевернутыми моментами; цифры 1–4 в кружках указывают порядок переворотов соответствующего момента, которые при численном моделировании происходили при значениях поля $h = h_{3/3}^{(1)} = 0.552$, $h = h_{3/3}^{(2)} = 0.802$, $h = 1.869$ и $h = 1.892$. Отметим близости двух последних переворотов (см. текст)

практически по тому же сценарию, что и для двойной вакансии. Они имеют место для точек, эквивалентных в смысле ШАФМ-структуры, но моменты этих точек переворачиваются не одновременно. Расстояние между ними достаточно мало, для того чтобы переворот первой задержал переворот второй. Соответствующие поля даются формулами

$$H_{3/3}^{(1)} = H_0 - \frac{\mu_0}{a^3} \left(2 + \frac{1}{5\sqrt{5}} \right) = 0.556443 \frac{\mu_0}{a^3},$$

$$H_{3/3}^{(2)} = H_{3/3}^{(1)} + \frac{\mu_0}{4a^3} = 0.806443 \frac{\mu_0}{a^3}.$$

Следующее изменение магнитного состояния системы имеет особенность: два магнитных момента переворачиваются практически одновременно, при близких значениях полей $H_{3/3}^{(3)}$ и $H_{3/3}^{(4)}$:

$$H_{3/3}^{(3)} = H_0 + \frac{\mu_0}{a^3} \left(\frac{3}{4} - \frac{1}{8}\sqrt{2} + \frac{1}{5}\sqrt{5} + \frac{1}{13\sqrt{13}} \right) = 1.873497 \frac{\mu_0}{a^3},$$

$$H_{3/3}^{(4)} = H_{3/3}^{(3)} + \frac{2\mu_0}{(a\sqrt{20})^3} = H_{3/3}^{(3)} + 0.0223607 \frac{\mu_0}{a^3}.$$

Разность значений этих полей обусловлена взаимным влиянием двух достаточно сильно разнесенных магнитных точек (см. рис. 8). Таким образом, можно сказать, что тройная вакансия локализует четыре состояния, два одинарных и одно двукратное.

Приведенные примеры хорошо демонстрируют закономерности появления отклонений магнитных моментов, локализованных на различных дефектах.

Для кластера, состоящего из любого конечного числа вакансий, расчет сводится к вычислению конечной суммы и, хотя становится несколько громоздким с ростом числа вакансий, не представляет особого труда.

Приведем здесь также значение наименьшего поля неустойчивости ШАФМ-структуры для протяженных дефектов — скомпенсированной и нескомпенсированной бесконечных линий вакансий. Понятно, что для нескомпенсированной линии вакансий, в которой удалены намагниченные «вверх» точки из какой-либо линии, параллельной вектору решетки типа (1, 1) или (1, -1), значение поля неустойчивости $H_{\infty/\infty}^{(1)}$ будет наименьшим и составит

$$H_{\infty/\infty}^{(1)} = H_0 - 2 \frac{\mu_0}{a^3} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(1+n^2)^{3/2}} = 0.386811 \frac{\mu_0}{a^3},$$

что хорошо согласуется со значением $0.3895\mu_0/a^3$, полученным при численном моделировании.

Для скомпенсированной линии вакансий, параллельной вектору решетки типа (1, 0) или (0, 1), поле неустойчивости одной из магнитных точек, примыкающих к линии вакансий, дается выражением

$$H_{\infty/0}^{(1)} = H_0 - \frac{\mu_0}{a^3} \left[-1 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(1+n^2)^{3/2}} \right] = 2.218423 \frac{\mu_0}{a^3}.$$

При численном моделировании получается величина $2.212\mu_0/a^3$.

Наконец, для скомпенсированной линии вакансий указанного типа, которая заканчивается магнитной точкой с моментом «вниз», неустойчивость этой «конечной» точки будет происходить при достаточно малом поле

$$H_{\infty/0}^{end} = H_0 - \frac{\mu_0}{a^3} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^3} = 1.744343 \frac{\mu_0}{a^3}.$$

Это хорошо согласуется со значением $1.7351\mu_0/a^3$, полученным численным моделированием.

Результаты для полей, при которых на данном дефекте появляются локализованные нарушения ШАФМ-структуры, систематизированы на рис. 9. На этом же рисунке для сравнения горизонтальными линиями приведены характерные поля H_0 объемной неустойчивости, а также поля переворота магнитного момента на краю и на границе массива квадратной формы. Оказалось, что два характерных значения поля, которые имеют разную природу, а именно, поле неустойчивости магнитной точки около скомпенсированной линии вакансий и поле переворота точки на конце нескомпенсированной линии,

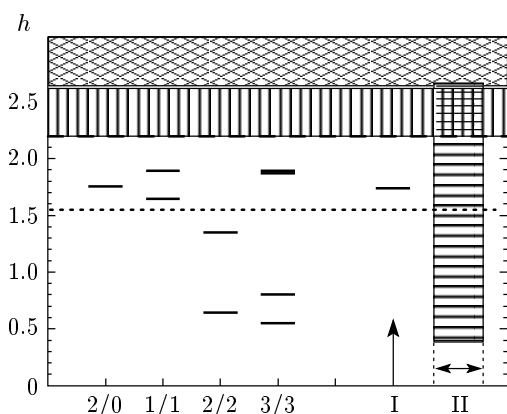


Рис. 9. Поля неустойчивости ШАФМ-структуры массива магнитных точек в форме прямого квадрата. Горизонтальные линии обозначают значения полей для бездефектной системы: сплошная — поле объемной неустойчивости H_0 , штриховая и пунктирная — поля переворота магнитного момента соответственно на границе и на краю массива; короткие черточки — характерные поля для дефектов решетки, расположенные над индексом дефекта, см. текст. Приведены данные для нескомпенсированной линии вакансий (I) и конца скомпенсированной линии вакансий (II). Два близких поля для тройной вакансии в реальном масштабе рисунка выглядят как более толстая черточка. В этом масштабе три характерных поля, отмеченных в тексте, неразличимы

близки друг к другу. Эти величины близки также к значению поля неустойчивости границы. Поэтому все они отмечены на рисунке одной и той же горизонтальной штриховой линией. Различие между ними появляется в третьем знаке после запятой, и эта близость является, по-видимому, случайной. Отметим, что характерные поля нестабильности в объеме, а также для протяженных дефектов (бесконечной линии вакансий и границы) по существу являются нижней границей областей, в которых развивается серия неустойчивостей (см., например, рис. 2, 4). Чтобы подчеркнуть этот факт, соответствующие области, расположенные выше этих полей («непрерывный спектр неустойчивостей»), отмечены штриховкой различного типа.

5. ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАССИВА ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ПОЛЯ

В предыдущих разделах мы показали, что поле неустойчивости ШАФМ-структуры вблизи границы H^{border} массива магнитных точек существен-

но ниже, чем определенное в работе [14] значение H_0 для безграничного массива. Во всем интервале полей $H^{border} < H < H_0$ увеличение магнитного момента идет путем переворотов магнитных моментов точек на границе. Далее, при $H \geq H_0$ реализуется «объемная» неустойчивость, причем для ШАФМ-структуры присутствие полностью (или частично) перемагниченных границ системы практически не влияет на значение этого поля. Анализ состояний системы при промежуточных значениях поля был проведен путем численной минимизации полного гамильтониана (1) без ограничения $\mu_n \parallel e_z$, выполненной с помощью оригинальной программы.

Численный анализ проводился с использованием стандартного алгоритма Гаусса–Зайделя (Gauss–Seidel). В качестве начальных условий для этой итерационной процедуры выбиралось ФМ- или ШАФМ-состояние, реализующее минимум соответственно при больших или малых полях. Расчет проводился, начиная с малого или большого значения поля, с изменением поля с заданным шагом Δh . Использовались величины от $\Delta h = 2.5 \cdot 10^{-4}$ до $\Delta h = 10^{-2}$, большинство расчетов проведены с шагом $\Delta h = 2.5 \cdot 10^{-3}$. Для систем большего размера $\Delta h = 5 \cdot 10^{-3}$. Можно сказать, что моделирование отвечало двум режимам, обычно используемым в эксперименте, а именно, намагничиванию образца от размагниченного состояния при увеличении поля от нуля и размагничиванию насыщенного состояния при уменьшении поля. Расчет продемонстрировал достаточно быструю сходимость итерационной процедуры. Программа автоматически вычисляла не только энергию, но и z -проекцию суммарного магнитного момента. Спецификой данной проблемы является присутствие одноузельной анизотропии, что приводит к необходимости на каждом шаге итераций точно находить направление магнитного момента в данном узле с учетом как взаимодействия с соседями, так и эффективного поля одноузельной анизотропии. (Без одноузельных слагаемых достаточно проводить итерации путем «доворота» магнитного момента вдоль эффективного поля взаимодействия.)

Здесь важно отметить, что учет одноузельной анизотропии не влияет на энергию найденных выше «изинговских» состояний и константа анизотропии β не входит во все полученные выше формулы для критических полей. Однако исследование полной задачи с учетом возможности отклонения магнитного момента от избранной оси и присутствия одноузельной анизотропии принципиально важно для опреде-

ления устойчивости изинговских состояний относительно перехода в планарные состояния. Нас в большей степени интересовали изинговские состояния, которые легче исследовать аналитически, но при проведении численной минимизации учет поперечных компонент моментов, как и наклонного поля, не представлял труда. В численных расчетах мы брали два значения константы анизотропии, $\beta = 1/a^3$ и $\beta = 5/a^3$. Большая часть расчетов была проведена при $\beta = 1/a^3$, так как при больших значениях β поиск минимума затруднителен. Оказалось, что при этом малом значении β иногда наблюдался переход к планарным состояниям, которым отвечали весьма сложные неколлинеарные структуры, в значительной степени определяющиеся формой массива. Для $\beta = 5/a^3$ изинговская структура всегда была устойчива. Таким образом, для умеренных значений β подтверждается устойчивость структур, полученных в работе [14] фактически в предположении $\beta \rightarrow \infty$.

Наш численный анализ показал, что значение поля «объемной» неустойчивости для достаточно малых (от 30×30 до 50×50) массивов различной формы совпадает (с точностью до третьего знака после запятой) с найденным ранее значением $h = 2.642$. Однако процесс объемного намагничивания при увеличении поля от значения H_0 «чувствует» наличие границ в значительно большей степени.

Как исследование идеализированной безграничной системы, так и проведенный нами численный анализ показали, что при увеличении безразмерного поля на достаточно малую величину в массиве формируется конечная плотность магнитных точек с перевернутыми (по отношению к ШАФМ-структуре) магнитными моментами. Будем характеризовать эту величину параметром m ,

$$m = M_{tot}/\mu_0 N, \quad (16)$$

где M_{tot} — полный магнитный момент системы при данном поле, N — число магнитных точек в системе. В ШАФМ-состоянии $m = 0$, в насыщенном ФМ-состоянии $m = 1$, так что этот параметр играет роль приведенной намагниченности. Для достаточно большой системы при появлении конечной, пусть даже малой ($m \leq 0.05$) плотности перевернутых точек возникает существенное влияние границ на поведение системы.

Действительно, в безграничной системе при заданном малом значении m можно сказать, что структура формируется за счет дипольного взаимодействия «перевернутых» точек на фоне

ШАФМ-структуры. Для конечной системы добавляется еще один фактор, а именно, среднее магнитное поле, созданное перевернутыми точками. Для достаточно большой системы можно ожидать, что в большей ее части (за исключением «поверхностного слоя» около границы) плотность «перевернутых» точек примерно постоянна. Но магнитное поле, созданное намагниченностью, не постоянно в пространстве массива даже в этом случае. Как мы видели, это поле максимально в центре, меньше на границе и минимально на углу массива примерно в соотношении $9 : 6 : 3$, см. формулу (8). Итак, «макроскопическое» поле, создаваемое намагниченностью, зависит от расстояния до центра системы, а его симметрия отражает геометрию массива.

Есть еще один фактор, на этот раз непосредственно связанный с полем магнитных точек, расположенных на границе и практически намагниченных «вверх» при $H \leq H_0$. Уже при малом превышении полем этого критического значения даже в безграничной системе должна возникнуть сверхрешетка перевернутых точек, плотность которых мала при малых $H - H_0$. Однако такая «сеть» перевернутых точек контактирует с границей на ее периферии и уже в полную меру «чувствует» присутствие границы. Для нескомпенсированных границ, существующих в системах типа косоугольного квадрата, различие еще более сильное и зависит не только от формы массива, но и от характера границы, которая может быть намагничена «вверх» или «вниз». Можно сказать, что воздействие полностью или частично намагниченной границы навязывает прилегающим к ней периферийным областям определенную структуру, которая передается и центральной области массива. Поскольку разные участки границы ориентированы по-разному, такое «квазиконтактное» воздействие участков границ на центральную область зачастую является противоречивым и может приводить к эффектам фрустрации.

Эти простые рассуждения достаточно хорошо демонстрируют сложность и неоднозначность всех факторов, влияющих на магнитную структуру ограниченного массива дипольно-связанных точек при $H > H_0$. В этом случае уместно использовать прямое численное моделирование. Начнем с более характерного примера квадратного массива со сторонами, параллельными векторам $(1,0)$ и $(0,1)$, а затем кратко обсудим другие геометрии системы.

На рис. 10 представлены только центральные области массива в форме «прямого квадрата», в котором «поверхностные» слои, содержащие полностью

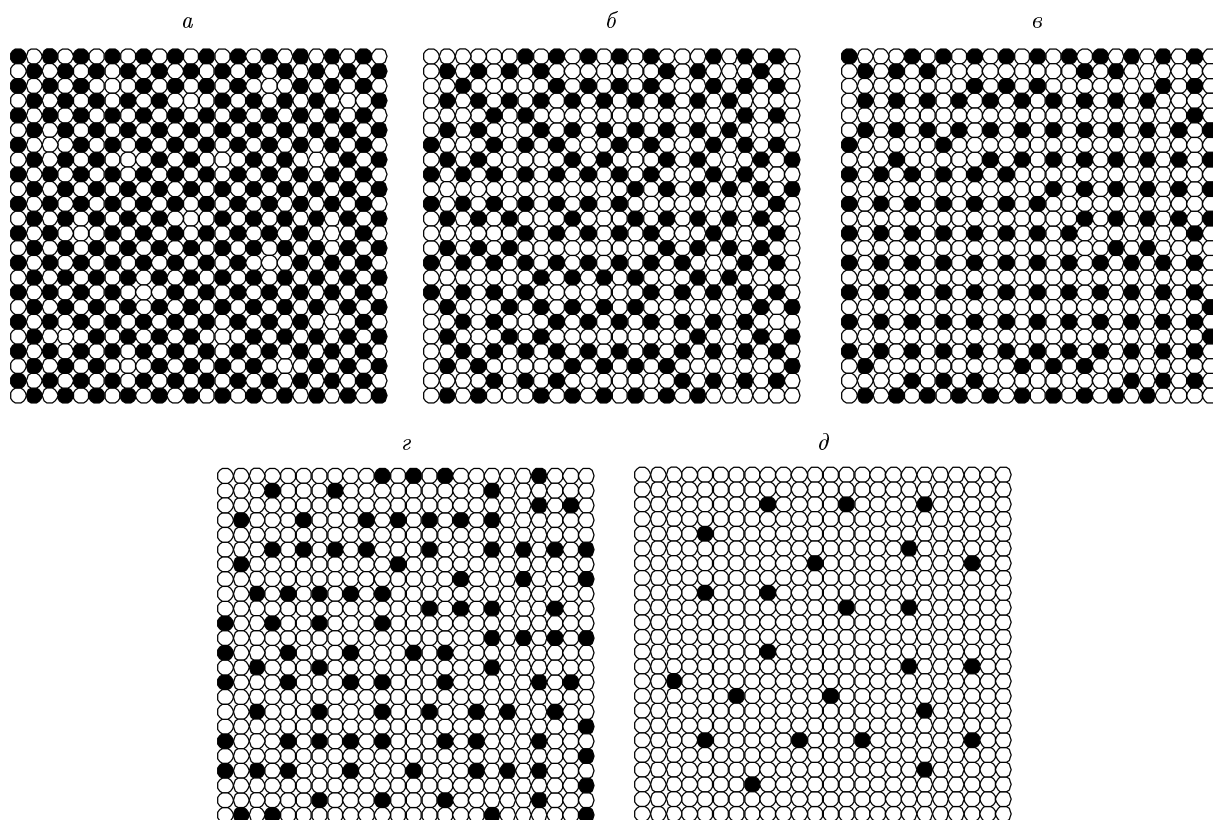


Рис. 10. Магнитные структуры центральной части массива магнитных точек в форме прямого квадрата при различных значениях приведенной намагниченности m (указаны в виде простой дроби) при данном значении безразмерного поля (десятичная дробь): $a - 1/16, 2.748$; $б - 1/3, 4.134$; $в - 4/9, 5.154$; $г - 2/3, 7.102$; $д - 11/12, 8.168$

намагниченную границу и прилегающий к ней слой, для наглядности удалены. Эти данные в общем подтверждают отмеченную выше тенденцию: для конечного массива структура центральной области формируется как компромиссная на основе конкуренции нескольких противоречивых факторов. В итоге упорядоченная решетка перевернутых точек, характерная для безграничной системы, не возникает даже при таких малых значениях m как $1/16$ (рис. 10а).

При дальнейшем увеличении поля число перевернутых моментов растет и расстояние между ними становится значительно меньшим, чем размер системы. Однако этот рост происходит на фоне уже сформировавшейся сетки отклонений от ШАФМ-структуры, которая в значительной степени адаптирована к форме системы и макроскопического дипольного поля, созданного намагниченностью. Поэтому при умеренных значениях $m = 0.3-0.5$ косоугольные сверхрешетки, которые характерны для безграничной системы и эле-

менты которых прослеживаются при малых m , не наблюдаются. Вместо них формируются фрагменты прямоугольной сверхрешетки отклонений от ШАФМ-состояния. Основным элементом такой решетки является линия магнитных точек с моментом «вверх», параллельная оси $(1, 0)$ или $(0, 1)$ (горизонтальные или вертикальные отрезки, состоящие из светлых кружков на рисунках). Примерно одинаковое количество горизонтальных и вертикальных отрезков таких линий хорошо видны в широком интервале изменения m (см. рис. 10б-г). Для значений m , близких к $1/2$, квадратной решеткой заполнена большая часть массива, см. рис. 10в для $m = 4/9$ и ниже рис. 12а для $m = 1/2$. Следует считать, что именно такая квадратная решетка с учетом симметрии, навязанной границей, является наиболее выгодной. Заметим, что для значений m , близких к $1/2$ (в работе [14] приведены данные для $m = 4/9, 1/2, 5/9$) в безграничном массиве реализуются различные косоугольные решетки «перевернутых» магнитных моментов. Их характерной особенностью является на-

личие векторов трансляций типа $(2, 1)$ и $(1, 2)$, т.е. они плохо согласуются с замкнутыми поверхностями с обсуждающимися сейчас границами типа $(0, 1)$ или $(1, 0)$, а также с границами типа $(1, 1)$ и $(-1, 1)$, которые мы также рассмотрели и кратко обсудим ниже. Как было отмечено в работе [14], разность энергий различных структур с данным значением m невелика. Поэтому даже малое влияние поверхности может сильно поменять структуру решетки, и полученный здесь результат не удивителен.

При дальнейшем увеличении поля h до величин порядка 7.5–8 мы имеем дело с почти насыщенным состоянием, в котором магнитные точки с моментом «вниз» образуют структуру с достаточно малой плотностью. Здесь уже нет специфической ориентирующей роли границ (границы, как и большая часть остального массива, намагничены «вверх»), но в полной мере проявляется неоднородность среднего поля массива, созданного намагниченностью $m \leq 1$. В данном случае получаются те же закономерности, что и при $H \geq H_0$: локальный ближний порядок напоминает тот, который получается для решеточных состояний в безграничной системе, однако фактически для конечной системы мы всегда получаем более или менее аморфную структуру (см. рис. 10*д*). Наличие крайне нерегулярной структуры вблизи поля насыщения соответствует эксперименту (см. рис. 10 работы [6]).

Такие же структуры появляются при разрушении насыщенного ФМ-состояния, которое происходит при уменьшении поля от значения H_1 . Для этого процесса влияние ограниченности массива, связанное с суммарным неоднородным дипольным полем, становится более наглядным. В насыщенном состоянии поле магнитного дипольного взаимодействия на каждой точке отрицательно, т.е. оно направлено против магнитного момента точки. Поэтому такое состояние существует только при конечном значении поля $H > H_1$. Абсолютная величина дипольного поля максимальна в центре массива и минимальна на его периферии (на границе и особенно на краях). Поэтому при уменьшении поля первыми должны начать переворачиваться магнитные моменты точек в центре системы. Однако конечная, даже весьма малая, плотность перевернутых точек так сформироваться не может из-за их сильного дипольного взаимодействия. При перевороте точки изменение поля на соседних точках порядка $2\mu_0/a^3$, что сравнимо с разностью величин h_1 и h^{border} . Поэтому при разрушении ФМ-состояния важна конкуренция взаимодействия ближних соседей и суммарного поля, созданного всеми точками массива. Как и

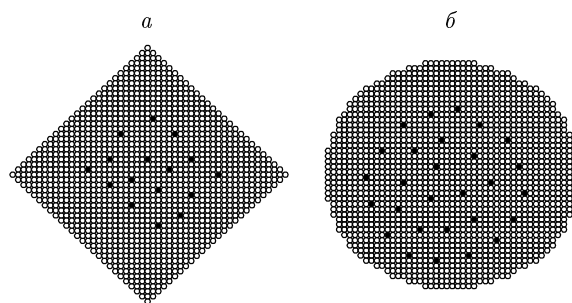


Рис. 11. Магнитные структуры, возникающие при разрушении насыщенного состояния для массива в форме косоугольного квадрата (а) и массива приблизительно круговой формы (б)

при разрушении ШАФМ-порядка в малых полях (но по несколько иной причине), здесь граница диктует структуру состояния с малой плотностью перевернутых точек при малых значениях $H_1 - H$. При дальнейшем уменьшении поля эта структура оказывает влияние на глобальную симметрию магнитных состояний с $m \approx 0.5$. В результате как при увеличении поля от ШАФМ-состояния, так и при уменьшении поля от ФМ-состояния в промежуточной области реализуются похожие структуры. Надо отметить, что гистерезисные эффекты в такой, казалось бы, сугубо неэргодической системе оказались на удивление слабыми. Пренебрежимо слабой оказалась и зависимость вида структуры, реализующейся при промежуточных полях, от шага изменения магнитного поля в процессе моделирования в указанных выше пределах от $\Delta h = 2.5 \cdot 10^{-4}$ до $\Delta h = 10^{-2}$.

Итак, при анализе массива в форме прямого квадрата мы нашли, что форма массива оказывает большее влияние на распределение магнитных моментов точек в массиве. Для демонстрации общности этого вывода мы провели численное моделирование для массивов в форме косоугольного квадрата со сторонами вдоль векторов типа $(1, 1)$ и $(-1, 1)$, а также приблизительно круговой формы, вырезанных из решетки размером 50×50 . Детальное рассмотрение большого объема численных данных для этих двух случаев выходит за рамки этой работы, и мы ограничимся обсуждением общих закономерностей.

Наиболее характерным случаем является разрушение насыщенного ФМ-состояния при уменьшении поля. Как уже отмечалось выше, в этом случае возникающая структура есть продукт конкуренции взаимодействия ближайших точек и взаимодействия каждой из точек массива со слабонеоднородным суммарным полем почти насыщенного массива.

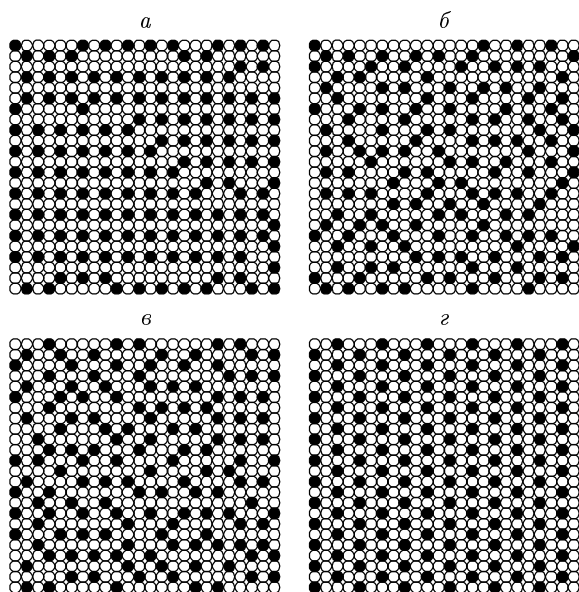


Рис. 12. Магнитная структура, отвечающая значению приведенной намагниченности $m = 1/2$ для центральной части массивов магнитных точек различной формы: *a* и *б* — соответственно прямой и косой квадраты; *в* — круг; *г* — структура, найденная в работе [14] для безграничной решетки (приведена для сравнения)

Исследование разрушения ФМ-состояния для двух указанных выше геометрий показало, что как и для рассмотренного выше прямого квадрата, на начальной стадии образуется структура, общая геометрия которой существенно диктуется формой системы. Структура «облака» перевернутых точек при значениях H , близких к H_1 , почти полностью воспроизводит форму массива (рис. 11).

Для состояний с промежуточным значением намагниченности структура является более жесткой, но опять форма массива в значительной степени диктует распределение магнитных моментов точек. На рис. 12*а–в* представлены одинаковые квадратные фрагменты массивов трех различных форм, описанных выше, вырезанные из центральной части массива. Выбраны такие значения поля, чтобы после «отрезания» периферической области значение намагниченности было бы одним и тем же, $m = 1/2$. На рис. 12*г* приведена периодическая структура, отвечающая минимуму энергии безграничной решетки для $m = 1/2$. Различия всех этих состояний видны на глаз. Идеальная структура с $m = 1/2$ представляет собой слабodeформированную треугольную решетку, что является особенностью таких структур

для многих значений m [14]. Для ограниченных систем структурные элементы в виде почти правильного шестиугольника практически не видны, за исключением одного такого фрагмента в правом верхнем квадранте на рис. 12*в* для случая круговой системы. С точки зрения глобальных свойств, идеальная структура имеет более низкую симметрию, она не инвариантна относительно поворота на 90° . Это проявляется в ориентациях ее специфических элементов — линий магнитных точек с моментами «вверх», ориентированных (рис. 12*г*) вдоль направления $(0, 1)$. Ясно, что повернутая на 90° структура с такими же линиями вдоль направлений $(1, 0)$ энергетически эквивалентна той, которая изображена на рис. 12*г*, что и определяет низкую симметрию этих состояний. В отличие от этого, для всех структур реальных систем такая анизотропия отсутствует. В этой связи показателен случай массива в форме прямого квадрата (рис. 12*а*), в котором, как и в идеальном случае (рис. 12*г*), присутствуют конечные куски таких линий с точками, намагниченными «вверх», однако ориентация этих фрагментов хаотическая. Для косого квадрата подобные линии практически отсутствуют, но появляются «реликты» ШАФМ-структуры в виде линий магнитных точек с магнитными моментами «вниз», ориентированные вдоль диагоналей исходной квадратной решетки (рис. 12*б*). Такие линии отсутствуют для идеальной структуры и очень слабо проявлены для массива круговой формы. Ясно, что существование этих линий, параллельных границам системы, есть отражение геометрии границ массива в магнитной структуре его центральной части. Интересно отметить, что подобная структура наиболее близка к той, что наблюдалась экспериментально (см. рис. 10 работы [6]) для значения поля, равного примерно половине поля насыщения. К сожалению, данные о форме массива в этой работе не приведены. Для круговой системы, в которой влияние симметрии границ системы на ее магнитную структуру должно быть минимальным, «идеальная» структура, представленная на рис. 12*г*, тоже не наблюдается в чистом виде. Присутствует только один ее важный фрагмент, отсутствующий для квадратных массивов, а именно, наличие пар магнитных точек с моментами «вниз», связанных вектором трансляции типа $(2, 1)$ или $(1, 2)$, что на уровне ближнего порядка отражает свойство идеальной решетки. Отметим более высокую симметрию состояния «в целом»; для идеальной решетки присутствуют только пары точек такого типа, связанные одним из этих векторов, например, вектором $(2, 1)$ на рис. 12*г*, в то время

как для ограниченного массива пары с обоими векторами такого типа представлены с одинаковой вероятностью. Отметим также, что для «квадратных» геометрий (рис. 12*а,б*), которые явно не согласуются с наличием таких векторов, подобные элементы практически отсутствуют.

6. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Подводя итоги, уместно кратко обсудить те проблемы, которые остались за рамками нашей статьи. Представляет интерес количественное исследование вопроса о переходе от внеплоскостных (изинговских) состояний к планарным состояниям при изменении магнитного поля для различных значений константы анизотропии β . Фактически речь идет о построении фазовой диаграммы на плоскости (h, β) . Анализ случая нулевого поля показал [12], что даже для предельно плотной решетки цилиндрических магнитных точек, сделанных из магнитомягких материалов, изинговские состояния устойчивы при достаточно больших значениях фактора формы $L/R > 2$, где R — радиус точки, L — ее высота. Фактически, эти состояния устойчивы, когда энергия анизотропии сравнима с энергией взаимодействия соседних точек. Эксперимент [6] подтверждает это правило.

Планарные состояния представляют собой достаточно сложный объект для теоретического анализа. Наши предварительные численные данные свидетельствуют о том, что им отвечают сложные неколлинеарные структуры, которые характеризуются как существенной двумерной неоднородностью с масштабом порядка размера образца, так и наличием областей, в которых соседние магнитные моменты существенно неколлинеарны. Характер этих структур в значительной степени определяется формой массива. Ясно, что анализ таких состояний может быть проведен только численно.

Представляет также интерес и вопрос о том, в какой мере нарушение чисто осевой симметрии влияет на исследованные здесь изинговские состояния. Простейшим примером такого нарушения является наклон внешнего поля от избранной оси массива (оси z). Предварительные численные исследования этого случая показывают, что при умеренных значениях константы анизотропии $\beta = 5/a^3$ и при поле вдоль симметричного направления $h_z = 1$ включение поперечного магнитного поля $h = 0.2$ (наклон поля примерно на 11°) приводит к появлению малых от-

клонений магнитных моментов (менее 1.5°) от избранной оси, но совершенно не влияет на интересующую нас внеплоскостную структуру магнитных моментов. Более детальное исследование роли анизотропии и наклона магнитного поля, свойств планарных состояний, а также обсуждение весьма интересного вопроса о роли случайного разброса параметров отдельных магнитных точек выходит за рамки данной работы.

Итак, представленные выше результаты могут быть приложены к системам магнитных точек с различными свойствами отдельной точки при условии, что магнитные моменты коллинеарны избранной оси системы. В этом случае анизотропия отдельной точки не играет роли и единственным параметром, важным для сравнения с экспериментом, является величина характерного поля $H_* = \mu_0/a^3$. Исследованные здесь и ранее [14] характерные поля неустойчивостей лежат приблизительно в интервале от $0.23H_*$, см. (12), до $H_1 \approx 9H_*$. Обсудим значения этого поля для систем различного типа, прежде всего тех, которые уже были реализованы экспериментально. Начнем со случая точек в однородном состоянии. Рассмотрим магнитные точки в форме прямого кругового цилиндра диаметром $D = 2R$ и высотой L , сделанные из материала с намагниченностью насыщения M_s . В этом случае $\mu_0 = \pi R^2 L M_s$. Для плотных решеток диаметр D точки сравним с постоянной решетки a , а толщина точки может существенно изменяться. Поэтому удобно ввести параметр формы $\lambda = L/R$ и записать характерное поле в виде

$$H_* = \pi \lambda M_s (R/a)^3. \quad (17)$$

Использованная в работе [7] система точек с $2R = L = 200$ нм, сделанных из диспрозия ($4\pi M_s = 34$ кЭ) и организованных в не очень плотную квадратную решетку с периодом $a = 500$ нм, характеризуется полем $H_* = 200$ Э. Более стандартным случаем являются магнитные точки, изготовленные из магнитомягких материалов типа пермаллоя. В этих системах перпендикулярная намагниченность реализуется для $\lambda \geq 2$ [12] и изучаются довольно плотные решетки со значением a до $1.1 \cdot 2R$, см. [1–3, 5, 6]. В работе [6] приведены детальные экспериментальные данные для достаточно больших (несколько квадратных сантиметров) решеток магнитных точек с периодом 100–200 нм, причем точки сделаны из различных магнитомягких материалов с перпендикулярной намагниченностью, их диаметр 60–180 нм, а отношение $L/R \leq 6$. Даже при меньшей намагниченности насыщения магнитомягких материалов

(например, для пермаллоя $4\pi M_s = 10$ кЭ, для никеля $4\pi M_s = 6$ кЭ) такие системы за счет высокой плотности решетки и большого значения λ могут иметь несколько большие значения H_* , достигающие нескольких килоэрстед.

Для магнитных точек в вихревом состоянии, сделанных из стандартных материалов типа пермаллоя, в которых значение M_s велико, размер кора вихря не превышает 15–20 нм, в силу чего значение H_* достаточно мало, даже для оптимальных размеров $L = 50$ нм, $2R = a = 200$ нм величина H_* составляет 30 Э. Однако малые значения эффективных полей перемагничивания отдельных магнитных точек являются положительным фактором при их использовании для создания логических элементов компьютеров. Схема такого устройства была реализована в работе [4] на основе системы точек радиусом менее 50 нм и с планарной намагниченностью.

Итак, наш анализ показал существенное влияние границ на характер намагничивания ограниченных массивов дипольно-связанных частиц (магнитных точек). Различия в поведении реальной системы и идеализированной модели безграничной решетки наиболее существенны в области разрушения ШАФМ-порядка. Для ограниченной системы это разрушение вначале происходит в углах системы, затем около протяженных участков поверхности и лишь затем распространяется на весь объем массива. При этом значение критического поля, при котором разрушается это простейшее состояние, значительно ниже того, которое характерно для идеальной безграничной системы. В противоположность этому сценарию разрушение насыщенного состояния при уменьшении поля всегда начинается вдали от границ. Путем численного анализа мы нашли промежуточные магнитные структуры, которые образуются после потери устойчивости указанных простых фаз. Оказалось, что магнитные структуры в промежуточной области полей, полученные как при увеличении, так и при уменьшении поля, для ограниченных массивов сильно отличаются от тех, которые характерны для идеальной безграничной системы.

Мы показали, что при наличии в решетке простых «дефектов упаковки» типа одиночных вакансий или их кластеров на этих дефектах при достаточно малых полях образуются локализованные отклонения от ШАФМ-структуры. Кривая намагничивания кластеров вакансий состоит из нескольких скачков с весьма характерными соотношениями полей и величин скачка. По сути, участок такой ступенчатой кривой намагничивания можно рассмат-

ривать как «паспорт» данного магнитного дефекта. Поэтому анализ процесса намагничивания решетки магнитных точек при значениях поля, меньших, чем поле неустойчивости идеальной ШАФМ-структуры, может быть использован для диагностики серий образцов на предмет качества их структуры. Для сравнения с экспериментом важно, что все характерные величины полей как для ограниченного массива с идеальной решеткой, так и для решетки с вакансиями, выражаются через универсальную для данной системы величину H_* (17). Это характерное поле зависит от постоянной решетки точек, материала и магнитной структуры отдельной точки, входящей в массив, его величина наиболее чувствительна к значению плотности решетки. Для различных систем оно может изменяться от десятков до тысяч эрстед.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R841 (2003).
2. M. Kläui, C. A. F. Vaz, L. Lopez-Diaz, and J. A. C. Bland, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R985 (2003).
3. S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Phys. Rep. **348**, 441 (2001).
4. R. P. Cowburn and M. E. Welland, Science **287**, 1466 (2000).
5. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
6. C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima et al., Phys. Rev. B **65**, 144417 (2002).
7. P. D. Ye, D. Weiss, K. von Klitzing et al., Appl. Phys. Lett. **67**, 1441 (1995).
8. J. M. Luttinger and L. Tisza, Phys. Rev. **70**, 954 (1946).
9. П. И. Белобородов, Р. С. Гехт, В. А. Игнатченко, ЖЭТФ **84**, 1097 (1983).
10. J. G. Brankov and D. M. Danchev, Physica A **144**, 128 (1987); S. Prakash and C. L. Henley, Phys. Rev. B **42**, 6574 (1990).
11. K. Yu. Guslienko, Appl. Phys. Lett. **75**, 394 (1999).
12. K. Yu. Guslienko, S. Choe, and S. Shin, Appl. Phys. Lett. **76**, 3609 (2000).
13. С. В. Малеев, ЖЭТФ **70**, 2374 (1976).

14. J. E. L. Bishop, A. Yu. Galkin, and B. A. Ivanov, *Phys. Rev. B* **65**, 174403 (2002).
15. M. Seul and R. Wolfe, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2460 (1992).
16. I. Booth, A. B. MacIsaac, J. P. Whitehead, and K. De'Bell, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 950 (1995).
17. Ar. Abanov, V. Kalatsky, V. L. Pokrovsky, and W. M. Saslow, *Phys. Rev. B* **51**, 1023 (1995).
18. A. B. MacIsaac, J. P. Whitehead, M. C. Robinson, and K. De'Bell, *Phys. Rev. B* **52**, 16033 (1995).
19. J. Arlett, J. P. Whitehead, A. B. MacIsaac, and K. De'Bell, *Phys. Rev. B* **54**, 3394 (1996).
20. E. Y. Vedmedenko, A. Ghazali, and J.-C. S. Lévy, *Surf. Sci.* **402–404**, 391 (1998).
21. E. Y. Vedmedenko, H. P. Oepen, A. Ghazali et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5884 (2000).
22. E. Y. Vedmedenko, A. Ghazali, and J.-C. S. Lévy, *Phys. Rev. B* **59**, 3329 (1999).
23. W. Wernsdorfer, *Adv. Chem. Phys.* **118**, 99 (2001).
24. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).
25. V. G. Bar'yakhtar and B. A. Ivanov, *Soviet Science Reviews, Sec. A–Phys.*, ed. by I. M. Khalatnikov, Harwood Acad. Publ., Amsterdam (1985), Vol. 6, p. 404.
26. D. L. Mills, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 18 (1968).
27. F. Keffer and H. Chow, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1061 (1973).
28. W. E. Tennant, R. B. Bailey, and P. L. Richards, in: *Proc. of the Conf. on Magnetism and Magnetic Materials, San Francisco, 1974*, ed. by C. D. Graham, G. H. Lander, and J. J. Rhyne, AIP Conf. Proc. № 24, American Institute of Physics, New York (1975).
29. R. W. Wang, D. L. Mills, E. E. Fullerton et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 920 (1994).
30. R. W. Wang, D. L. Mills, E. E. Fullerton et al., *Phys. Rev. B* **53**, 2627 (1996).
31. S. Rakhmanova, D. L. Mills, and E. E. Fullerton, *Phys. Rev. B* **57**, 476 (1998).
32. N. A. Usov and S. E. Peschany, *J. Magn. Magn. Mat.* **118**, L290 (1993).
33. T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf et al., *Science* **289**, 5481 (2000); R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999); K. Runge, T. Nozaki, U. Okami et al., *J. Appl. Phys.* **79**, 5075 (1996); A. Fernandez and C. J. Cerjan, *J. Appl. Phys.* **87**, 1395 (2000); T. Pokhil, D. Song, and J. Nowak, *J. Appl. Phys.* **87**, 6319 (2000).
34. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
35. B. A. Ivanov, H. J. Schnitzer, F. G. Mertens, and G. M. Wysin, *Phys. Rev. B* **58**, 8464 (1998).
36. B. A. Ivanov, C. E. Zaspel, and A. Yu. Merkulov, *J. Appl. Phys.* **89**, 7198 (2001); *Phys. Rev. B* **68**, 212403 (2003).