

# ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ РЕШЕТОК ФЕРРОМАГНИТНЫХ ГРАНУЛ С МАГНИТОДИПОЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

*Е. З. Мейлихов\*, Р. М. Фарзетдинова*

*Институт молекулярной физики Российского научного центра «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 8 октября 2001 г.

Изучаются магнитные фазовые диаграммы регулярных двух- и трехмерных решеток, образованных несферическими однодоменными ферромагнитными гранулами, которые связаны друг с другом диполь-дипольным взаимодействием. Численный расчет энергии магнитного состояния подобных систем проведен на основе полученного в работе приближенного выражения для парного взаимодействия несферических гранул. Характер основного магнитного состояния рассматриваемых систем определяется тремя геометрическими параметрами: 1) эксцентриситетом гранул; 2) отношением периодов прямоугольной (двумерной) или тетрагональной (трехмерной) решетки, 3) отношением одного из периодов решетки и продольного размера гранул. Показано, что в отличие от решеток точечных (или сферических) магнитных моментов, основное состояние которых всегда антиферромагнитно или фрустрировано (треугольные решетки), основное состояние 2D-решеток из несферических гранул может быть ферромагнитным. Построены магнитные фазовые диаграммы рассматриваемых систем в пространстве упомянутых геометрических параметров.

PACS: 75.10.-b, 75.50.Tt

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Может ли (при нулевой температуре) существовать ферромагнетизм в системе магнитных моментов, связанных друг с другом диполь-дипольным взаимодействием? Даже для точечных магнитных моментов дать ответ на этот вопрос не просто, так как он требует точного расчета энергии дальнего магнитного взаимодействия всех диполей системы. Для двух параллельных точечных магнитных моментов  $\mu$ , находящихся на расстоянии  $r$  друг от друга, эта энергия равна

$$w = \frac{\mu^2}{r^3}(1 - 3 \cos^2 \theta),$$

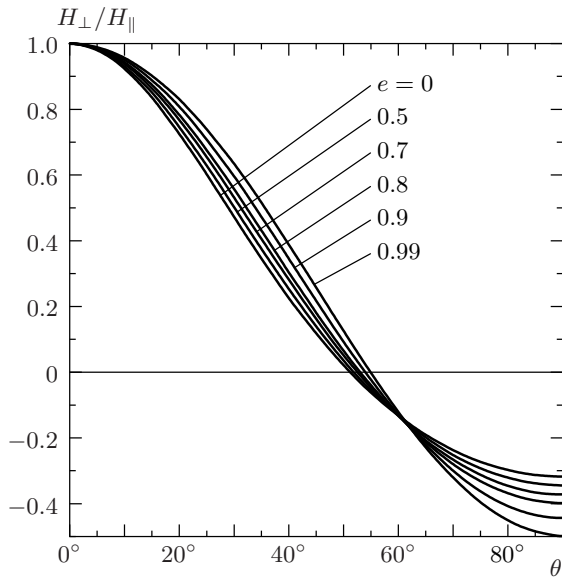
где  $\theta$  — угол между направлениями моментов и соединяющей их линии. Знак этой энергии, как видно, определяется величиной угла  $\theta$ : если  $|\theta| < \theta_0$  или  $|\pi - \theta| < \theta_0$ , где  $\theta_0 = \arccos(1/\sqrt{3}) \approx 55^\circ$ , то взаимодействие способствует сохранению параллельности магнитных моментов (т. е. ферромагнит-

ному упорядочению), в противном случае энергетически выгодной становится антипараллельная (антиферромагнитная) конфигурация диполей. Состояние системы, состоящей из большого числа диполей, определяется «борьбой» этих двух тенденций. Расчеты показывают, что основное магнитное состояние одномерных цепочек [1], двумерных квадратных [2] и прямоугольных [3] решеток, а также трехмерных кубических решеток [4, 5], состоящих из точечных магнитных диполей, не является ферромагнитным, т. е. дипольный (не обменный) ферромагнетизм невозможен.

Этот вывод остается в силе и для систем, состоящих из однородно намагниченных (однодоменных) сферических гранул, поскольку поле такой гранулы совпадает с полем эквивалентного точечного диполя, помещенного в ее центр, а энергия дипольного взаимодействия таких гранул совпадает с энергией взаимодействия двух эквивалентных точечных диполей [6].

Иная ситуация возникает в случае, когда однородно намагниченные гранулы имеют несферическую форму. В дальнейшем мы ограничимся рас-

\*E-mail: meilikhov@imp.kiae.ru



**Рис. 1.** Угловая зависимость поля эллипсоидальной гранулы с эксцентриситетом  $e$  на расстоянии  $R = 2.2a$  от ее центра ( $\theta$  — угол между осью гранулы и линией, соединяющей ее центр с точкой наблюдения,  $a$  — большая полуось эллипса)

смотрением гранул в виде вытянутых эллипсоидов вращения с фиксированным (за счет достаточно высокой анизотропии формы) направлением магнитных моментов, совпадающим с направлением их больших осей<sup>1)</sup>. При достаточном отличии формы такой гранулы от сферической ее поле на небольших расстояниях от поверхности существенно отличается от поля эквивалентного диполя, помещенного в ее центр. Для вытянутого эллипсоида эту ситуацию иллюстрирует рис. 1, построенный с помощью приведенных ниже соотношений (1) и (2). Видно, что в точках, близких к экваториальной плоскости гранулы (там, где находятся другие гранулы, «предпочитающие» упорядочиваться антиферромагнитно), ее поле существенно меньше поля эквивалентного диполя. Это означает, что система имеет большую тенденцию к ферромагнетизму, чем при сферической форме гранул. Поэтому можно ожидать, что с ростом несферичности гранул будет происходить переход от антиферромагнитного основного состояния

<sup>1)</sup> Последнее условие есть отражение экспериментальной ситуации — практически реализуемые системы рассматриваемого типа представляют собой упорядоченные совокупности квазиэллиптических гранул с параллельными осями. Это исключает необходимость рассмотрения вихревых магнитных состояний различного типа, характерных для системы свободных диполей [2].

системы к ферромагнитному состоянию. Изучению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

## 2. ЭНЕРГИЯ ПАРНОГО ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ГРАНУЛ

Постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$  можно характеризовать магнитным потенциалом  $\psi$  ( $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\nabla\psi$ ), поэтому задача о магнитном поле, создаваемом однородно намагниченным эллипсоидом, эквивалентна задаче о проводящем эллипсоиде во внешнем однородном электрическом поле. Решение последней известно (см., например, [7]). Для вытянутого эллипсоида вращения с полуосями  $a$  и  $b$  ( $a > b$ , эксцентриситет  $e = \sqrt{1 - b^2/a^2}$ ) потенциал поля в цилиндрических координатах  $x$  и  $\rho$  (ось  $x$  которых совпадает с осью вращения эллипсоида) равен

$$\psi = \frac{3Mx}{e^3 a^3} (\text{Arth } t - t), \quad t = \frac{e}{\sqrt{1 + \xi}}, \quad (1)$$

где  $M$  — магнитный момент эллипсоидальной гранулы,  $\xi$  — больший корень уравнения

$$\frac{(\rho/a)^2}{1 - e^2 + \xi} + \frac{(x/a)^2}{1 + \xi} = 1. \quad (2)$$

Для сильно вытянутой эллипсоидальной гранулы ( $e \rightarrow 1$ ) из (1) и (2) можно получить простое соотношение между магнитными полями  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$ , которые создаются ею соответственно в точках, отстоящих от центра гранулы на расстоянии  $R$  в экваториальной плоскости и на оси:

$$\frac{H_{\perp}}{H_{\parallel}} = \frac{\text{Arth}(1/\sqrt{1+r^2}) - (1/\sqrt{1+r^2})}{\text{Arth}(1/r) - [r/(r^2 - 1)]}, \quad (3)$$

где  $r = R/a$ . Отсюда при  $R \gg a$  следует известный результат для точечного диполя:  $H_{\perp}/H_{\parallel} = -1/2$ , а при  $R = 2a$  (что соответствует касанию гранул) получаем  $H_{\perp}/H_{\parallel} = -0.29$ . Таким образом, относительная величина поля в экваториальной плоскости эллипсоидальной магнитной гранулы существенно меньше, чем для точечного диполя или сферической гранулы.

Используя (1) и (2), найдем магнитную энергию  $w$  парного диполь-дипольного взаимодействия одинаковых однородно намагниченных эллипсоидальных гранул. Пусть центр одной из гранул находится в начале координат, а другой — в точке с координатами  $x_0, y_0, z_0$ . Если магнитные моменты гранул на-

правлены вдоль их (параллельных оси  $x$ ) длинных осей, то

$$w \propto \int \frac{\partial \psi(x, y, z)}{\partial x} dx dy dz = \int \frac{\partial \psi(x', y', z')}{\partial x'} dx' dy' dz', \quad (4)$$

где интегрирование проводится по объему второй гранулы (координаты  $x' = x - x_0$ ,  $y' = y - y_0$ ,  $z' = z - z_0$  относятся к системе координат с началом в центре второй гранулы, которая получена параллельным переносом исходной системы).

К сожалению, точного аналитического выражения для интеграла (4) получить не удается. Это практически закрывает возможность численного расчета энергии магнитного взаимодействия для систем, состоящих из большого числа гранул (а, как видно из дальнейшего, для того чтобы получить численные значения энергии с необходимой точностью, требуется учесть порядка  $10^4$  связей). Поэтому важно найти приближенное (но достаточно точное) аналитическое выражение для этой энергии.

Из сказанного во Введении ясно, что основное состояние может быть ферромагнитным только в системе достаточно сильно вытянутых гранул (с эксцентриситетом  $e \sim 1$ ). В этом случае изменение потенциала  $\psi(x', y', z')$  в направлении, перпендикулярном большой оси гранулы, невелико и можно использовать его разложение в ряд Тейлора:

$$\begin{aligned} \partial \psi(x', y', z') / \partial x' = & \psi''_{0x} + [\psi''_{0y} x' + \psi''_{0y} y' + \psi''_{0z} z'] + \\ & + (1/2)[\psi'''_{0x} x'^2 + \psi'''_{0y} y'^2 + \psi'''_{0z} z'^2] + \\ & + [\psi''_{0x} \psi'_{0y} x' y' + \psi''_{0y} \psi'_{0z} y' z' + \psi''_{0x} \psi'_{0z} x' z'] + \dots, \quad (5) \end{aligned}$$

где  $\psi'_{0x} = (\partial \psi / \partial x')_{x'=y'=z'=0}$ ,  $\psi''_{0x} = (\partial^2 \psi / \partial x'^2)_{x'=y'=z'=0}$ ,  $\psi'''_{0x} = (\partial^3 \psi / \partial x'^3)_{x'=y'=z'=0}$  (и аналогично для производных по  $y'$ ,  $z'$ ).

Интеграл (4) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \int \frac{\partial \psi(x', y', z')}{\partial x'} dx' dy' dz' = \int_{-a}^a S(x') dx', \\ S(x') = \int_{C_r} \frac{\partial \psi(x', y', z')}{\partial x'} dy' dz', \quad (6) \end{aligned}$$

где область интегрирования  $C_r$  — круг радиуса  $r = b\sqrt{1 - x'^2/a^2}$  с центром в точке  $(x', 0, 0)$ . Подставляя (5) в (6), убеждаемся, что при интегрировании «выживают» лишь те члены разложения (5), которые не содержат нечетных степеней  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ . С

учетом соотношения  $\psi''_{0y} + \psi''_{0z} = -\psi''_{0x}$  окончательно получаем

$$\begin{aligned} \int \frac{\partial \psi(x', y', z')}{\partial x'} dx' dy' dz' = \\ = \frac{4}{3} \pi a b^2 \left\{ \frac{1}{2} \left[ \frac{\psi(a, 0, 0) - \psi(-a, 0, 0)}{2a} + \psi'_{0x} \right] - \right. \\ \left. - \frac{3}{20} a^2 \left( 1 + \frac{32}{9\pi} \frac{b^2}{a^2} \right) \psi'''_{0x} \right\} + \left( \frac{b}{a} \right)^4 O(\psi^V), \quad (7) \end{aligned}$$

где  $O(\psi^V)$  — сумма слагаемых, пропорциональных пятым производным магнитного потенциала. Из (7) видно, что при увеличении расстояния между гранулами, как и следовало ожидать,

$$\int \frac{\partial \psi(x', y', z')}{\partial x'} dx' dy' dz' \rightarrow V H_x(x_0, y_0, z_0),$$

$$V = \frac{4}{3} \pi a b^2.$$

Численный расчет показывает, что вклад слагаемого  $O(\psi^V)$  в представлении (7) во всех практически интересных случаях пренебрежимо мал (менее 1%). Таким образом, использование выражения (7) для магнитной энергии с учетом слагаемых, выписанных в явном виде, во всех случаях обеспечивает точность не хуже 1%.

Приведенные выше качественные соображения позволяют надеяться, что при сближении эллипсоидальных гранул относительный вклад антиферромагнитного взаимодействия будет уменьшаться, появится тенденция к переходу системы из (характерного для удаленных гранул) антиферромагнитного состояния в ферромагнитное состояние и, в конечном счете, такой переход произойдет.

С помощью полученного выражения для магнитной энергии и была проведена количественная проверка этих соображений. Энергия определенного состояния при этом характеризовалась суммарной энергией взаимодействия одной из гранул, располагающейся в центре системы, с окружающими ее гранулами. Число последних выбиралось достаточно большим, чтобы результат от него не зависел (пример зависимости результата вычисления энергии состояния от числа учтенных соседей приведен ниже на рис. 5). Конечно, таким способом можно характеризовать энергию состояния только такой системы, в которой все гранулы эквивалентны с точки зрения своего окружения, т. е., по существу, систему

неограниченных размеров<sup>2)</sup>. Таким образом, полученные результаты относятся к «бесконечной» системе при нулевой температуре.

### 3. ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ ДВУМЕРНОЙ РЕШЕТКИ НЕСФЕРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ГРАНУЛ

В этом разделе мы рассмотрим двумерную решетку вытянутых (эллипсоидальных) магнитных гранул с параллельными магнитными моментами, лежащими в плоскости решетки<sup>3)</sup>. В квадратной решетке несферических гранул антиферромагнитному состоянию могут отвечать три основные конфигурации магнитных моментов:  $S_{10}$ -структура — чередующиеся (по направлению намагниченности гранул) цепочки магнитных моментов, параллельные направлению последних;  $S_{01}$ -структура — чередующиеся цепочки, перпендикулярные направлению моментов;  $S_{11}$ -структура — чередующиеся цепочки, параллельные диагоналям элементарной ячейки решетки (рис. 2). Расчет показывает, что среди антиферромагнитных структур наименьшей энергией всегда обладает  $S_{10}$ -структура, рассмотрением которой мы и ограничимся.

Согласно численному расчету, энергия  $w_{AFM}$  антиферромагнитного  $S_{10}$ -состояния квадратной решетки эллиптических гранул всегда ниже энергии  $w_{FM}$  ферромагнитного состояния, независимо от соотношения между периодом решетки и большой осью гранул, а также от их эксцентриситета. Для примера на рис. 3 приведена зависимость (кривая 1) разности  $w_{FM} - w_{AFM}$  магнитных энергий гранулы с эксцентриситетом  $e = 0.95$  (отношение осей  $b/a = 0.31$ ) в квадратной решетке с ферро- и антиферромагнитным упорядочением от периода такой решетки. Результат, полученный численным расчетом с использованием соотношения (7), подтверждает тенденцию сближения этих энергий. Однако знак указанной разности энергий при уменьшении периода решетки (вплоть до касания гранул) остается по-

ложительным, что означает энергетическое преимущество антиферромагнитного состояния.

Тем не менее можно «помочь» системе изменить свое магнитное состояние. Одна из возможностей связана с односторонним сжатием решетки в направлении, перпендикулярном магнитным моментам гранул, т. е., по сути, с рассмотрением не квадратной, а прямоугольной решетки<sup>4)</sup>.

На рис. 3 приведены кривые 2 и 3, иллюстрирующие зависимости разности  $w_{FM} - w_{AFM}$  магнитных энергий для прямоугольных решеток, в которых поперечный период в 1.5 и 2 раза меньше продольного периода. Они показывают, что такие решетки, для которых основным является ферромагнитное состояние, существуют.

Характер основного магнитного состояния рассматриваемой системы определяется тремя геометрическими параметрами: 1) эксцентриситетом  $e$  гранул; 2) отношением продольного (вдоль магнитного момента) периода решетки и продольного размера гранул,  $\ell_{||}/a$ ; 3) отношением периодов прямоугольной решетки,  $\ell_{\perp}/\ell_{||}$ .

Соответствующие фазовые диаграммы приведены на рис. 4. Ферромагнитное состояние прямоугольной решетки эллипсоидальных гранул является основным внутри квазипрямоугольных областей на плоскости параметров  $(\ell_{\perp}/\ell_{||}, \ell_{||}/a)$ , положение и площадь которых зависят от величины эксцентриситета  $e$ .

Верхняя и правая границы этих областей определяются энергетическими соображениями, а их левая и нижняя границы — условием касания гранул. Оказывается, в частности, что любые прямоугольные решетки, образованные гранулами с эксцентриситетом  $e < 0.85$ , всегда антиферромагнитны.

На примере рассматриваемого типа решетки можно убедиться, насколько важно при расчете энергии состояния учитывать достаточно большое число межгранульных связей. На рис. 5 приведены зависимости вычисленных значений энергий ферромагнитных ( $w_{FM}$ ) и антиферромагнитных ( $w_{AFM}$ ) состояний прямоугольной решетки от количества учтенных в расчете связей. Видно, что для правильного суждения о типе магнитного упорядочения необходимо учитывать (в данном случае) не

<sup>2)</sup> Немонотонная зависимость энергии антиферромагнитного состояния системы от ее размеров (см. ниже рис. 5) связана с влиянием границ. Практически «бесконечной» можно считать такую систему, для которой вклад границ в энергию не превышает, скажем, 1%. Для ситуации, иллюстрируемой рис. 5, соответствующая эффективная толщина слоя приграничных гранул порядка 100 периодов решетки. Поэтому систему размером порядка 1000 периодов решетки с указанной точностью уже можно считать бесконечной.

<sup>3)</sup> Основное состояние двумерной решетки гранул с магнитными моментами, перпендикулярными плоскости решетки, всегда является антиферромагнитным.

<sup>4)</sup> Переход к прямоугольной решетке, конечно, не означает изменения формы образца, которая, как известно, влияет (через размагничивающий фактор) на его магнитное состояние [4]. Приведенные ниже результаты относятся, фактически, к «сферическим» образцам, определение магнитного состояния которых не требует учета размагничивающего фактора.

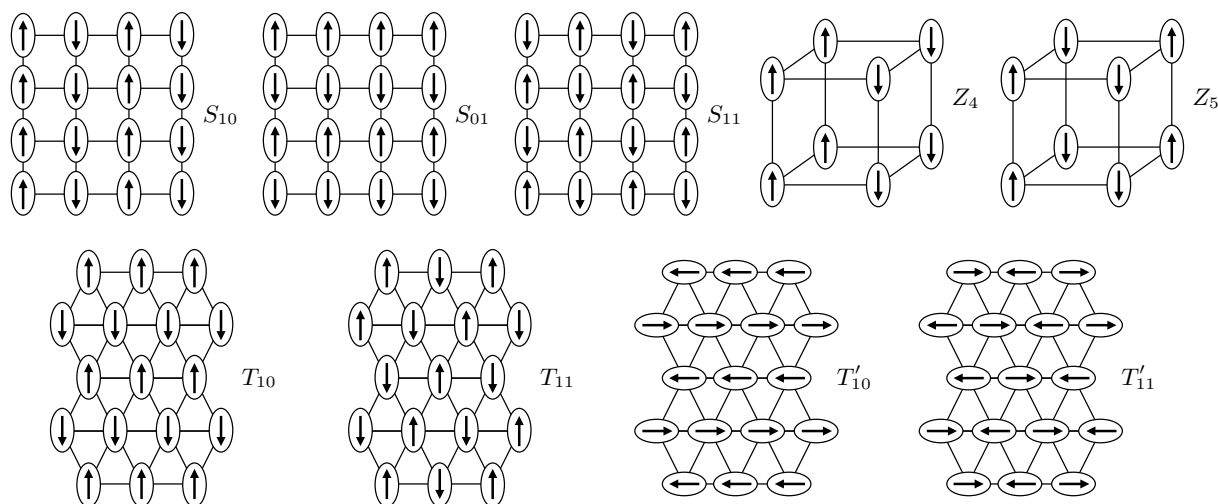


Рис. 2. Схемы антиферромагнитных структур квадратной ( $S_{10}$ ,  $S_{01}$ ,  $S_{11}$ ), треугольной ( $T_{10}$ ,  $T_{11}$ ,  $T'_{10}$ ,  $T'_{11}$ ) и простой кубической ( $Z_4$ ,  $Z_5$ ) решеток магнитных моментов

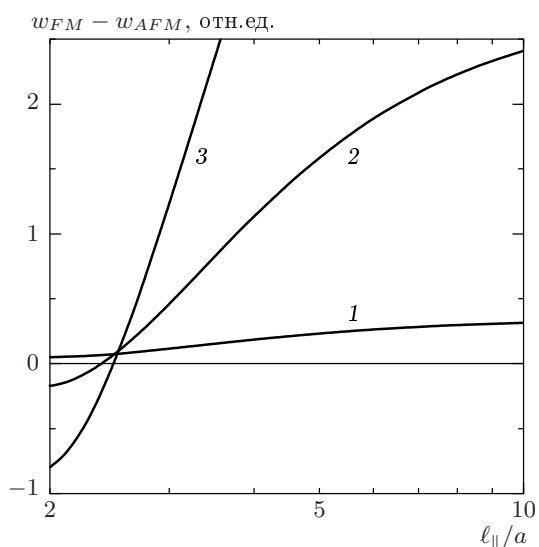


Рис. 3. Зависимости разности  $w_{FM} - w_{AFM}$  магнитных энергий гранулы с эксцентриситетом  $e = 0.95$  от продольного периода  $l_{||}$  прямоугольных решеток разной степени сжатия, определяемой отношением периодов  $l_{||}/l_{\perp} = 1$  (кривая 1), 2 (2), 3 (3). Результат получен численным расчетом с использованием соотношения (7) для квадратных «образцов» из  $50 \times 50$ ,  $50 \times 75$ ,  $50 \times 100$  гранул

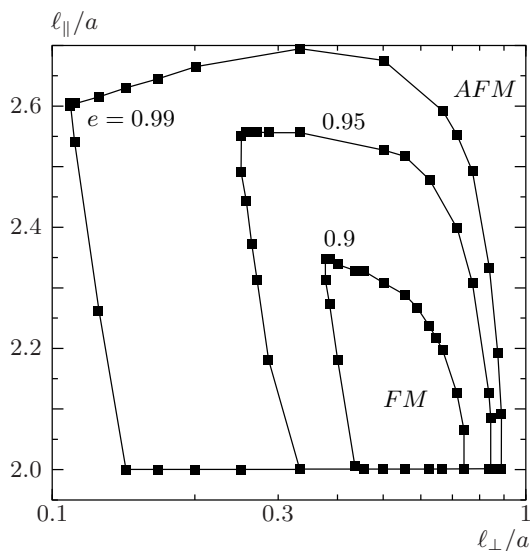
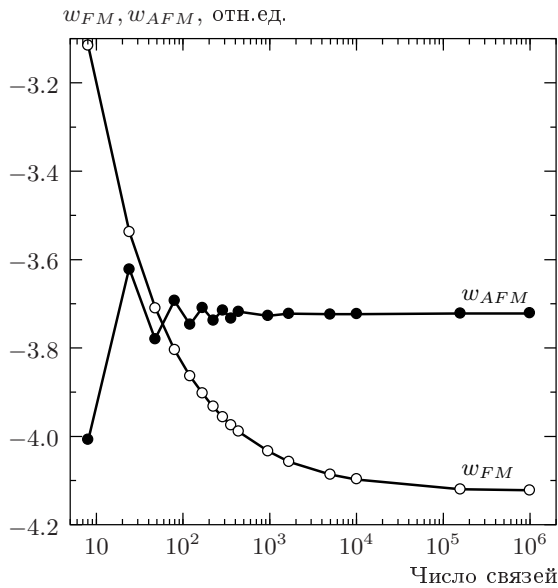


Рис. 4. Магнитные фазовые диаграммы прямоугольной решетки эллипсоидальных гранул. Ферромагнитное состояние энергетически выгодно внутри замкнутых квазипрямоугольных областей, вид которых зависит от величины эксцентриситета  $e$ . Вне этих областей и при  $e < 0.85$  система антиферромагнитна

менее  $10^4$  межгранульных связей. Такого рода проверку адекватности численных расчетов необходимо проводить в каждом конкретном случае.

Зависимости на рис. 5 показательны и в другом отношении. Из них следует, что взаимодействие каж-

дой гранулы со своим близким окружением, включающим примерно 100 соседних гранул, способствовало бы установлению антиферромагнитного упорядочения их магнитных моментов (поскольку при этом  $w_{AFM} < w_{FM}$ ). И только взаимодействие выбранной гранулы с дальним окружением ( $10^3-10^4$



**Рис. 5.** Зависимости вычисленных значений энергий ферромагнитных ( $w_F$ ) и антиферромагнитных ( $w_{AF}$ ) состояний прямоугольной решетки от количества учтенных в расчете связей. Параметры решетки: периоды  $l_{||}/a = 2.6$ ,  $l_{\perp}/a = 2.6/3$  (коэффициент сжатия  $1/\beta = 3$ ), эксцентриситет гранул  $e = 0.99$

гранул) приводит к тому, что, в конечном счете, оказывается выгодной ферромагнитная структура ( $w_{FM} < w_{AFM}$ ). Аналогичное суждение относится и к трехмерной решетке (см. ниже). Это означает, что, несмотря на свою энергетическую выгодность, ферромагнитное состояние не может быть получено путем охлаждения. При высокой температуре магнитный порядок в системе отсутствует, и для его установления он должен появляться сразу в больших областях-«зародышах» (включающих примерно 100 гранул), что маловероятно. Это принципиально отличает рассматриваемый в настоящей работе дальнедействующий диполь-дипольный магнетизм от близкодействующего обменного магнетизма. Реальный способ получения ферромагнитного состояния — наложение достаточно большого магнитного поля с последующим медленным его снятием.

Описанным способом могут быть исследованы и другие двумерные решетки, в частности, треугольная решетка. Последняя интересна в том отношении, что представляет собой типичный пример вырожденной по энергии фрустрированной системы. В ней энергия антиферромагнитных состояний  $T_{11}$ ,  $T'_{11}$  (см. рис. 2) совпадает с энергией ферромагнитного состояния, и обе они ниже энергии структур

$T_{10}$  и  $T_{01}$  соответствующих фрустрированных состояний. Это, однако, полностью справедливо только для треугольной решетки из сферических гранул. В системе из эллипсоидальных гранул с достаточно большим эксцентриситетом ( $e > 0.7$ ) основным состоянием системы становится антиферромагнитная структура ( $T_{10}$  или  $T_{01}$ ). Соответствующие фазовые диаграммы приведены на рис. 6а и 6б, первый из которых относится к структурам  $T_{10}$ ,  $T_{11}$ , а второй — к структурам  $T_{01}$ ,  $T'_{11}$ . Тем не менее сильно растянутые решетки (в первом случае коэффициент растяжения  $\beta \geq 3.6$ , а во втором —  $\beta \geq 2.7$ ) остаются фрустрированными при любом эксцентриситете гранул.

#### 4. ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ РЕШЕТКИ НЕСФЕРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ГРАНУЛ

В этом разделе мы рассмотрим тетрагональную решетку вытянутых (эллипсоидальных) магнитных гранул с параллельными магнитными моментами, параллельными сторонам элементарной ячейки, которая получена одноосным растяжением (сжатием) исходной простой кубической решетки. Даже в этом простом случае, которым мы в настоящей работе и ограничимся, в системе имеется множество различных антиферромагнитных конфигураций.

Известно, что для простой кубической решетки точечных (или сферических) гранул наименьшей энергией обладает антиферромагнитная структура  $Z_5$  (результат и обозначение работы [5]). Она состоит из параллельных цепочек однонаправленных магнитных моментов, каждая из которых окружена ближайшими цепочками с противоположным направлением моментов (см. рис. 2). Эта структура остается основным и для кубической решетки из эллипсоидальных гранул. Если же (при сохранении кубической формы «образца»!) заменить эту решетку тетрагональной решеткой с уменьшенным периодом вдоль направлений, перпендикулярных магнитному моменту гранул, то при достаточно большом их эксцентриситете может произойти магнитоструктурный переход в другое основное состояние, которое реализуется в виде конфигурации  $Z_4$ , где каждая цепочка моментов имеет лишь две (из четырех) ближайшие цепочки другого «знака» (см. рис. 2). В результате возникает фазовая диаграмма, которая представлена на рис. 7.

Подчеркнем, что последний результат относится к образцам кубической формы с измененной решет-

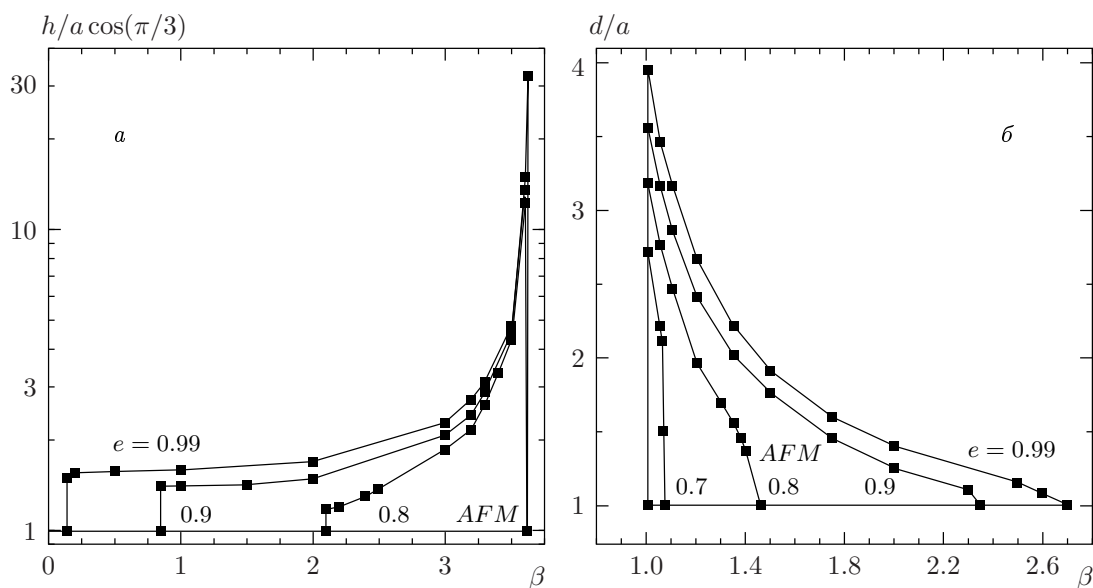


Рис. 6. Магнитные фазовые диаграммы деформированной треугольной решетки эллипсоидальных гранул с магнитными моментами, перпендикулярными (а) и параллельными (б) той стороне ячейки, вдоль которой производится растяжение. Антиферромагнитные состояния  $T_{10}$  (а) и  $T_{01}$  (б) энергетически выгодны внутри квазитрехугольных областей (ограниченных соответствующими кривыми), вне которых система всегда фрустрирована ( $h$  и  $d$  — соответственно высота и ширина ячейки)

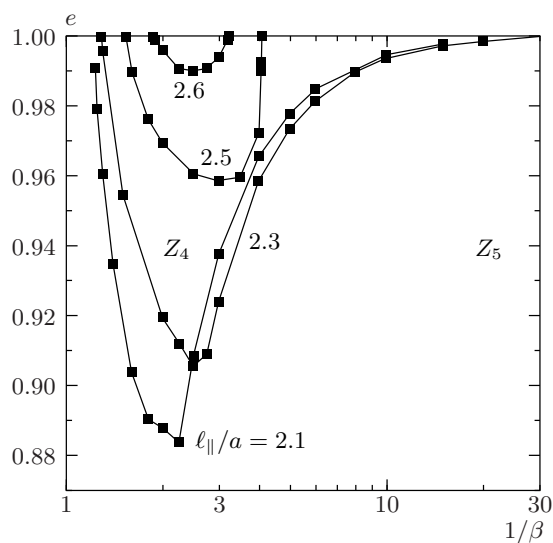


Рис. 7. Магнитная фазовая диаграмма простой кубической решетки эллипсоидальных гранул. Области, ограниченные кривыми, соответствуют антиферромагнитной фазе  $Z_4$ , вне этих областей находится антиферромагнитная фаза  $Z_5$

кой. Другая возможность состоит в том, чтобы, сохраняя простой кубический тип решетки, изменить форму образца. Для решетки из точечных гранул та-

кая возможность проанализирована в работе [4], где указано, что энергия любого антиферромагнитного состояния при этом не меняется, а энергия ферромагнитного состояния простым образом зависит от формы образца:  $w_F \propto 4\pi/3 - N$ , где  $N$  — фактор размгничивания в направлении магнитного момента. С ростом  $N$  (что соответствует вытягиванию образца в этом направлении) энергия  $w_F$  уменьшается и ферромагнитное состояние может стать выгодным. Однако для простой кубической решетки точечных диполей даже в очень вытянутых образцах этого уменьшения недостаточно и основное состояние таких образцов остается антиферромагнитным [4].

Несферичность магнитных гранул и в этом случае принципиально меняет дело: расчет показывает, что достаточно вытянутые образцы могут стать ферромагнитными (например, при  $e = 0.99$ ,  $l/a = 2.1$  это произойдет, когда длина образца превысит его толщину более чем в восемь раз). Здесь мы снова (хотя и по другой причине) сталкиваемся с ситуацией, когда энергетическая выгодность ферромагнитной структуры оказывается связанной с дальним окружением гранул. И в этом случае принципиально возможный дипольный ферромагнетизм может быть практически получен лишь после снятия поля, предварительно приложенного для намагничивания

образца до насыщения.

Аналогичным образом могут быть исследованы и более сложные трехмерные структуры, в частности, грани- и объемно-центрированные кубические решетки, энергия которых для случая точечных магнитных моментов была найдена в работе [4, 5].

### 5. ИНДУЦИРОВАННЫЙ ПОЛЕМ МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В РЕШЕТКАХ ИЗ НЕСФЕРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ГРАНУЛ

Выше мы интересовались тем, как меняется магнитное состояние решетки гранул при изменении их эксцентриситета или в результате деформации решетки. Однако существует и другой способ «помочь» системе перейти из антиферромагнитного состояния в ферромагнитное, который связан с наложением внешнего магнитного поля  $H_{ext}$ . Если это поле параллельно магнитным моментам гранул, то к энергии каждой гранулы добавляется зеемановская энергия [5]

$$w_H = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{ext}.$$

Ферромагнитное состояние становится выгодным в полях

$$H_e > H_c = (w_{FM} - w_{AFM})/M.$$

Для того чтобы понять, как зависит поле  $H_c$  фазового перехода от эксцентриситета гранул (при их неизменном магнитном моменте), достаточно рассчитать разность  $w_{FM} - w_{AFM}$  энергий ферро- и антиферромагнитного состояний системы при различных значениях  $e$ . Результат таких расчетов в виде зависимости отношения  $H_c/H_{c0}$  ( $H_{c0}$  — поле фазового перехода системы точечных диполей с тем же моментом) от эксцентриситета гранул представлен на рис. 8 для линейной цепочки и квадратной решетки эллипсоидальных гранул. В первом случае большие оси, а значит, и магнитные моменты гранул перпендикулярны направлению цепочки, во втором они направлены вдоль одной из сторон элементарной ячейки. Видно, что в тех случаях, когда размер гранулы (длина  $2a$  ее большой оси) сравним с периодом  $\ell$  структуры, увеличение эксцентриситета  $e$  приводит к значительному снижению поля перехода.

В силу отмеченного выше особого характера дипольного ферромагнетизма практически невозможно наблюдать резкий фазовый переход из антиферромагнитного состояния в ферромагнитное при увеличении магнитного поля. Однако можно наблюдать обратный переход из ферромагнитного состоя-

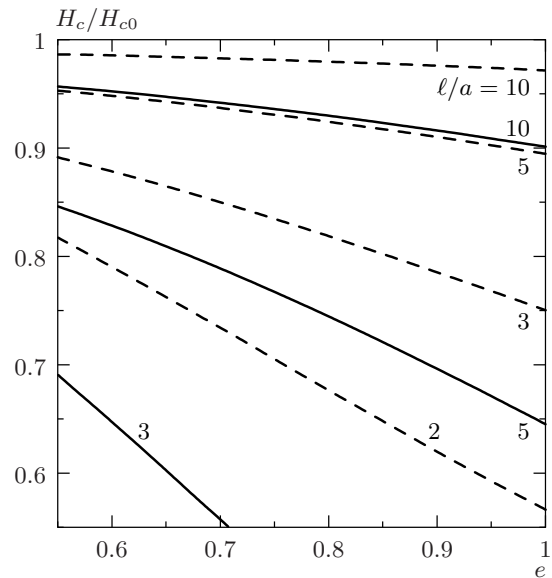


Рис. 8. Зависимость поля магнитного фазового перехода линейной цепочки эллипсоидальных гранул с постоянным магнитным моментом от их эксцентриситета при различных периодах  $\ell$  цепочки: сплошные кривые — одномерные цепочки; штриховые — двумерные решетки

ния (получаемого наложением существенно большего поля  $H \gg H_c$ ) в антиферромагнитное при уменьшении поля.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что свойства систем с магнитным диполь-дипольным взаимодействием существенно модифицируются (по сравнению со свойствами систем, состоящих из точечных или сферических магнитных диполей) в случае, когда магнитные диполи представляют собой однородно намагниченные эллипсоидальные гранулы с заметным эксцентриситетом.

Важным примером подобных двумерных систем служат широко исследуемые в настоящее время плоские регулярные структуры несферических магнитных гранул, рассматриваемые как среды, перспективные с точки зрения резкого повышения плотности магнитной записи (patterned media) [8]. Типичные структуры такого рода представляют собой плоские прямоугольные решетки однодоменных (т. е. практически однородно намагниченных) магнитных гранул продолговатой формы с одноосной геометрической анизотропией. Форма этих гранул напоминает эллипсоид вращения с отношением осей



3–5 ( $e = 0.95$ – $0.98$ ), а период таких решеток сравним с размерами гранул. Один бит информации записывается на отдельной грануле как направление ее магнитного момента. Поэтому параметры самих гранул и состоящей из них решетки должны выбираться таким образом, чтобы этот магнитный момент не мог самопроизвольно (под действием тепловых флуктуаций и магнитного поля окружающих гранул) менять свою ориентацию.

Исходное (после записи информации) состояние системы является метастабильным, и рано или поздно она должна перейти в основное состояние. В обычных условиях скорость такого перехода мала (информация должна сохраняться в течение нескольких лет!), однако при повышении температуры система будет достаточно быстро релаксировать в основное состояние. Результаты работы предсказывают природу этого конечного состояния.

Другой пример, имеющий отношение к рассмотренной проблеме, это — магнитные диэлектрические наноконпозиты. Электропроводность такой (уже трехмерной) системы связана с туннельными электронными переходами между гранулами [9], вероятность которых определяется взаимной ориентацией магнитных моментов соседних гранул. Поэтому ясно, что сопротивление этой среды непосредственно зависит от ее магнитного состояния. То же можно сказать и о (гигантском) магнитосопротивлении такой системы.

Следует, однако, заметить, что наноконпозит отличается от «рукотворной» системы магнитной записи типа «patterned media» наличием определенного разброса параметров магнитных гранул (размер, эксцентриситет, направление осей и др.). В связи с этим возникает вопрос об устойчивости рассчитанного выше основного состояния решеток ферромагнитных гранул относительно такого разброса. Отметим следующие результаты, полученные в ходе модельных расчетов для плоских прямоугольных решеток эллипсоидальных гранул. Основное состояние прямоугольной решетки с большим периодом  $\ell_{\parallel} = 2.5a$ , состоящей из гранул с эксцентриситетом  $e = 0.95$ , остается ферромагнитным, несмотря на 1) равномерный разброс направлений осей гранул в пределах  $\pm 15^\circ$  при отношении периодов решетки  $\ell_{\perp}/\ell_{\parallel} = 0.5$  или 2) равномерный разброс размеров

гранул в пределах  $\pm 10\%$  при отношении периодов решетки  $\ell_{\perp}/\ell_{\parallel} = 0.3$ . В то же время основное состояние квадратной решетки с периодом  $\ell = 3a$  остается антиферромагнитным, несмотря на 1) равномерный разброс направлений осей гранул с эксцентриситетом  $e = 0.95$  в пределах  $\pm 7^\circ$  или 2) равномерный разброс эксцентриситетов одинаково ориентированных гранул в пределах  $e = 0.90$ – $0.99$ . Эти результаты свидетельствуют об определенной устойчивости основного состояния рассматриваемых систем

Наконец, в работе дан ответ на вопрос, может ли существовать ферромагнетизм в системе, отдельные части которой связаны друг с другом лишь дипольным взаимодействием. Показано, что такие системы, в принципе, существуют, и определены конкретные параметры некоторых из этих систем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 00-02-17191, 99-02-16955, 01-02-16420), а также программы PICS-РФФИ (проект 01-02-22004).

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Brout, in *Magnetism*, ed. by G. T. Rado and H. Suhl, Academic Press, New York–London (1965), Vol. II, Pt. A.
2. П. И. Белобров, Р. С. Гехт, В. А. Игнатченко, ЖЭТФ **84**, 1097 (1983); П. И. Белобров, В. А. Воеводин, В. А. Игнатченко, ЖЭТФ **88**, 889 (1985);
3. M. D. Costa and Yu. G. Pogorelov, Seeheim Conf. on Magnetism, Seeheim, Germany, Sept. 9–13, 2001 (to be published in Phys. Stat. Sol. (b)).
4. J. A. Sauer, Phys. Rev. **57**, 142 (1940).
5. J. M. Luttinger and L. Tisza, Phys. Rev. **70**, 954 (1946).
6. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York (1999).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматгиз, Москва (1959).
8. R. L. White, J. Magn. Magn. Mat. **209**, 1 (2000).
9. J. S. Moodera and G. Mathon, J. Magn. Magn. Mat. **209**, 248 (2000).