1996 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 38, № 6
1996 SOLID STATE PHYSICS Vol. 38, N 6

# ДИМЕРИЗАЦИЯ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ЦЕПОЧКИ С ЧЕТЫРЕХСПИНОВЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

© *С.С.Аплеснин*

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения
Российской академии наук,
660036 Красноярск, Россия
(Поступила в Редакцию 23 июня 1995 г.
В окончательной редакции 15 января 1996 г.)

Квантовым методом Монте-Карло в анизотропном антиферромагнетике с четырехспиновым обменом и спином $S = 1/2$ вычислены внутренняя энергия, теплоемкость, восприимчивость, парные и четырехспиновые корреляционные функции, радиус корреляции. Определена фазовая диаграмма основного состояния антиферромагнетика, димерного состояния на плоскости «анизотропия обмена–константа четырехспинового обмена». Вычислены энергия щели, зависимость фазового перехода димерное состояние–парамагнетик от величины константы четырехспинового обмена, кривые намагничивания магнетика с анизотропией обмена $J_{x,y} J_z = 0.8$.

Магнитные свойства одномерной антиферромагнитной цепочки представляют интерес как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения [1,2]. В зависимости от величины спина антиферромагнетик (AFM) имеет различное поведение: так, для полуцелого спина существуют бесщелевые возбуждения [3], а для целых спинов существует щель в спектре возбуждений [4,5], позднее обнаруженная экспериментально [6]. Переход от бесщелевой фазы к фазе с конечной щелью определен также в антиферромагнитной цепочке с конкурирующими взаимодействиями во второй координационной сфере при некоторой их критической величине [7–9]. Это состояние Холдейн назвал димерным [4]; в нем спинам энергетически выгодно образовывать пары, находящиеся по отношению друг к другу в синглетном состоянии, и центры их масс упорядоченны. К димеризации AFM-цепочки также приводит чередование величины обмена на четных и нечетных узлах [10].

В данной работе предлагается новый механизм, приводящий к димерному состоянию, — черырехспиновое взаимодействие. Ранее исследовались AFM с четырехспиновым обменом, которые имеют квадрупольное упорядочение для $S > 1/2$ [11,12]. Для спина $S = 1/2$ различные приближения, используемые в аналитических расчетах, дают либо AFM-упорядочение, либо его отсутствие [13,14]. К неисследованным проблемам относится влияние примесей или неоднородных деформаций, связанных с локальным изменением обмена, на димерное состояние. Четырехспиновое взаимодействие является результатом зависимости обменного взаимодействия от расстояния между атомами или взаимодействия электронов проводимости с локализованными спинами [15]. Такие магнетики относятся к нелинейным системам, и при вычислении их термодинамики весьма существенны корреляционные эффекты. Эффективным методом исследования магнетиков с четырехспиновым взаимодействием может использоваться квантовый метод Монте-Карло (МК) [16]. МК-метод основан на преобразовании Троттера от одномерной квантовой системы к двумерной изинговской системе со сложными взаимодействиями.

## 1. Модель и метод

Рассмотрим гейзенберговский анизотропный AFM с анизотропией типа «легкая ось» с четырехспиновым взаимодействием вдоль цепочки и со спином $S = 1/2$, направленным вдоль оси $Z$. Неоднородные напряжения или примеси, приводящие к локальным флуктуациям билинейного и четырехспинового обмена, моделируем дельтообразным законом распределения обменных взаимодействий. Гамильтониан имеет вид

$$H = -2\sum_{i=1}^{L}\left(J^{z}_{i,i+1}S^{z}_{i}S^{z}_{i+1} + J^{x,y}_{i,i+1}S^{x}_{i}S^{x}_{i+1} + J^{x,y}_{i,i+1}S^{y}_{i}S^{y}_{i+1}\right) - \sum_{i=1}^{L}K_{i,i+1,i+2,i+3},$$

$$\mathbf{S}_i\mathbf{S}_{i+1}\mathbf{S}_{i+2}\mathbf{S}_{i+3} - \sum_{i=1}^{L}h\left(S^{z}_{i} + S^{z}_{i+1}\right), \tag{1}$$

где $J^{z,y,x} < 0$, $\Delta = 1 - J^{x,y}/J^{z}$ — анизотропия обмена $(0 < \Delta < 1)$, $K$ — константа четырехспинового обмена, $H = h/2|J|$ — внешнее магнитное поле. Неоднородность билинейного обмена в цепочке задается следующим законом распределения:

$$P\left(J^{\alpha}_{i,i+1}\right) = (1-c)\delta\left(J^{\alpha}_{i,i+1} - J^{\alpha}\right) + c\delta\left(J^{\alpha}_{i,i+1} - I^{\alpha}\right), \quad J^{\alpha}, I^{\alpha} < 0 \tag{2}$$

$(\alpha = x, y, z)$. С помощью датчика случайных чисел реализуется закон распределения (2). Затем выполняется распределение констант четырехспинового обмена. Если в окрестности спина радиусом меньше трех постоянных решетки существует связь $I^{\alpha}$, то константа четырехспинового обмена меняется с $K$ на $K_B$.

Основная идея квантового метода МК состоит в преобразовании $d$-мерной квантовой системы в $(d+1)$-мерную классическую с помощью разбиения гамильтониана на слагаемые в различным типом связей и использования формулы Троттера для разложения экспоненциального оператора [17]

$$e^{A1+A2+A3+\dots Ap} = \lim_{m\to\infty}\left[e^{A1/m}\cdot e^{A2/m}\cdot e^{A3/m}\ \cdot\dots\ e^{Ap/m}\right]^{m}, \tag{3}$$

где $m$ — целое положительное число, называемое числом Троттера. В работе Судзуки [18] была доказана теорема эквивалентности о соответствии статистической суммы $d$-мерной квантовой системы и $(d+1)$-мерной классической системы. Разбиение гамильтониана на слагаемые является произвольным. В одномерном случае выбираются четные и нечетные слагаемые. Для фиксированного числа $m$ соотношение (3) выполняется приближенно, и увеличение размера кластера, как показано в [19], уменьшает погрешность. Разбиваем гамильтониан (1) на четырехспиновые кластеры с перекрывающимися крайними обменами $J$, которые входят в кластеры $A$ и $B$ с весом 1/2,

$$H = H^A + H^B = \sum_{i=0}^{L/4} H_{4i+1}^A + \sum_{i=1}^{L/4} H_{4i-1}^B. \tag{4}$$

При этом $m$-е приближение статсуммы $Z(m)$ имеет вид

$$Z(m) = \mathrm{Tr}\left[\left\{\exp(-\beta H^A/m)\exp(-\beta H^B/m)\right\}^m\right], \tag{5}$$

где $\beta = 1/(k_B T)$. Когда $m$ стремится к бесконечности, то $Z(m)$ стремится к точному значению статистической суммы в термодинамическом пределе. Поскольку все четырехспиновые кластеры коммутируют друг с другом в каждой части гамильтониана $H^A$ или $H^B$, то $Z(m)$ можно представить в виде

$$Z(m) = \mathrm{Tr}\left[(L_A L_B)^m\right] =$$

$$= \mathrm{Tr}\left[\left\{\left(\prod_{i=0}^{L/4}\exp(-\beta H_{4i+1}/m)\right)\left(\prod_{i=1}^{L/4}\exp(-\beta H_{4i-1}/m)\right)\right\}\right]. \tag{6}$$

Образуем полный ортогональный набор векторов состояний $\sigma_r = \left\{S_{n,r},\, n = 1, 2\ldots L\right\}$, $r = 1, 2, \ldots 2m$. Тогда

$$Z(m) = \sum_{\sigma_v}\langle\sigma_1|L_A|\sigma_2\rangle\langle\sigma_2|L_B|\sigma_3\rangle\cdot\ldots\langle\sigma_{2m}|L_A|\sigma_1\rangle \tag{7}$$

и (6) имеет выражение для классической статистической суммы $2d$-решетки размером $N \times 2m$

$$Z(m) = \sum_{\{\sigma_r\}}\prod_{\langle i,r\rangle}\exp\left[-\beta E(i,r)\right]. \tag{8}$$

Здесь $E(i,r)$ — энергия блока из восьми спинов, определяемая матричным элементом,

$$\exp\left[-\beta E(i,r)\right] = \Big\langle S_{i,r}S_{i+1,r}S_{i+2,r}S_{i+3,r}\Big|\exp\left(-\beta H^{A,B}(i)\right)\Big|\times$$

$$\times S_{i,r+1}S_{i+1,r+1}S_{i+2,r+1}S_{i+3,r+1}\Big\rangle. \tag{9}$$

Эта матрица размером $16\times16$ разбивается на три независимые матрицы $T_1=(2\times2)$, $T_2=(4\times4)$ и $T_3=(6\times6)$. Матричные элементы $T_1$, $T_2$ вычисляются аналитически, а $T_3$ — численно.

В МК-процедуре используются три типа переворота спинов: замкнутые (loop), локальные (local) и глобальные (global). Все спины на выделенных линиях поворачиваются согласно вероятности перехода, определяемой из изменения локальной энергии. Нулевые матричные элементы (9) соответствуют бесконечной энергии и из процедуры исключаются. Повороты спинов на горизонтальных линиях имеют бесконечно малую вероятность и в процедуре также не участвуют. В МК-вычислениях используются периодические граничные условия по Троттеровскому направлению и вдоль цепочки. Число спинов в цепочке варьировалось от $L=64$, 80, 120 до 200, $m=4$, 8, 12, 16, 24. Количество МК-шагов на один спин изменялось от $M=8000$ до 30000. Один МК-шаг определяется поворотом всех спинов на решетке размером $L\times 2m$. Энергия $E$ и теплоемкость $C$ вычислялись по формулам

$$E=\Big\langle\sum_i F_i^r\Big\rangle,\quad F_i^r=-\partial\beta(\ln\rho_i^r),\quad C=dE/dT. \tag{10}$$

Здесь $\rho_i^r$ — матричные элементы локальной матрицы плотности (9). Сумма берется по $L\cdot m/2$ восьмиспиновым кластерам, и скобки обозначают термодинамическое среднее. Намагниченность $M$ и продольная восприимчивость $\chi$ определяются как

$$M=\left\langle\sum_i M_i^r\right\rangle,\quad M_i^r=\frac{1}{4m}\sum_{j=1}^{8}S_i,\quad (S_i=\pm1/2),\quad \chi=M/h. \tag{11}$$

Вычислены продольная $R(r)=\langle S_0^zS_r^z\rangle$ спин-спиновая и четырехспиновая $\langle S_0^zS_1^zS_r^zS_{r+1}^z\rangle$ корреляционные функции и их фурье-образ

$$\langle S_qS_{-q}\rangle=1/L\sum_{r=1}^{L}\exp(-iqr)\langle S_0^zS_r^z\rangle,$$

$$\langle t_qt_{-q}\rangle=1/L\sum_{r=1}^{L}\exp(-iqr)\langle S_0^zS_1^zS_r^zS_{r+1}^z\rangle, \tag{12}$$

корреляционный радиус взаимодействия спинов $\xi$ определяется соотношением [20]

$$\xi^2=\sum_{r=1}r^2\langle S_0^zS_r^z\rangle\Big/\sum_{r=1}\langle S_0^zS_r^z\rangle. \tag{13}$$

Согласно работе Холдейна [21], неелевский параметр порядка $M$ связан с двухспиновой корреляционной функцией, так как при $r\gg\xi$ выполняется равенство $\langle S_0^zS_r^z\rangle=\langle S^z\rangle^2$, а димерный параметр порядка $\tau$, характеризующий упорядочение синглетно связанных пар, связан с четырехспиновой корреляционной функцией

$$M_S^-=\lim_{r\to\infty}\mathrm{SQRT}(abs\langle S_0^zS_r^z\rangle),\quad \tau=\langle t(q=\pi)\,t(q=-\pi)\rangle. \tag{14}$$

## 2. Результаты и обсуждение

В области низких температур сильно проявляются квантовые эффекты, характеризуемые числом Троттера. Зависимость энергии от обратного числа Троттера имеет нелинейный вид, аппроксимируемый квадратичным законом

$$E(m) = E(\infty) + a/m^2 + b/m^4. \tag{15}$$

Энергия изотропного AFM с $K = 0$, вычисленная с использованием этой аппроксимации, хорошо согласуется с результатом работы [22] и с точной величиной энергии основного состояния $E = -2\ln 2 + 1/2$ [23]. Статистическая ошибка энергии растет при увеличении температуры от 0.5 до 2 %. При $T/J > 0.4$ вычисляемые термодинамические характеристики слабо зависят от $m$, и соотношение (15) не выполняется. Значения восприимчивости при $T/J = 0.15$ хорошо согласуются с точной величиной $\chi(T = 0) = 2/\pi^2$ [24] и удовлетворительно с результатами работ [22,25] при промежуточных температурах $T \approx J$ из-за большой статистической ошибки. Значения спин-спиновой корреляционной функции для $r = 1, 2$, вычисленные из асимптотического продолжения до $T = 0$, $R(1) = -0.148 \pm 0.003$, $R(2) = 0.062 \pm 0.003$ хорошо согласуются с аналитическими результатами основного состояния AFM $R(1) = -0.147716$, $R(2) = 0.060680$ [26]. Из спин-спиновой корреляционной функции, используя соотношение (13), определим радиус корреляции $\xi$. Изменение димерного параметра порядка и радиуса корреляции от $1/m^2$ составляет 20–30 % в области низких температур. Радиус корреляции изменяется по степенному закону $\xi = A/T^\nu$, критический индекс $\nu$ не зависит от величины анизотропии обмена и константы четырехспинового обмена и равен $\nu = 1$.

Асимптотическое продолжение обратной величины корреляционного радиуса от температуры до $T = 0$ в изотропном AFM с четырехспиновым обменом дает конечное значение $1/\xi(T = 0)$. Для анизотропного AFM существует критическое значение константы четырехспинового обмена $K_c$, зависящее от анизотропии обмена, когда дальний AFM-порядок в основном состоянии разрушается.

Обратная величина корреляционного радиуса $1/\xi_0(T = 0)$ димерного состояния (DS) меняется линейно в зависимости от константы четырехспинового обмена с отрицательным знаком и нелинейно для положительных $K$. На рис. 1 изображены эти зависимости для разных параметров анизотропий обмена. Полученные данные могут служить критерием применимости результатов, полученных методом точной диагонализации для конечных цепочек, к бесконечной системе, так как радиус корреляции должен быть меньше линейного размера системы. Спины в димерном состоянии спарены, т. е. каждый спин участвует в одной связи. Чтобы разорвать эту связь или перевести систему в возбужденное состояние, необходимо нагреть ее до некоторой температуры $T_c$, являющейся критической температурой перехода из димерного состояния в парамагнитное. Температуру $T_c$ определим из температурной зависимости димерного параметра $\tau(T)$, изображенного на рис. 2 для разных величин констант четырехспинового обмена. Точка перегиба определяет фазовый переход второго рода DS–PM.

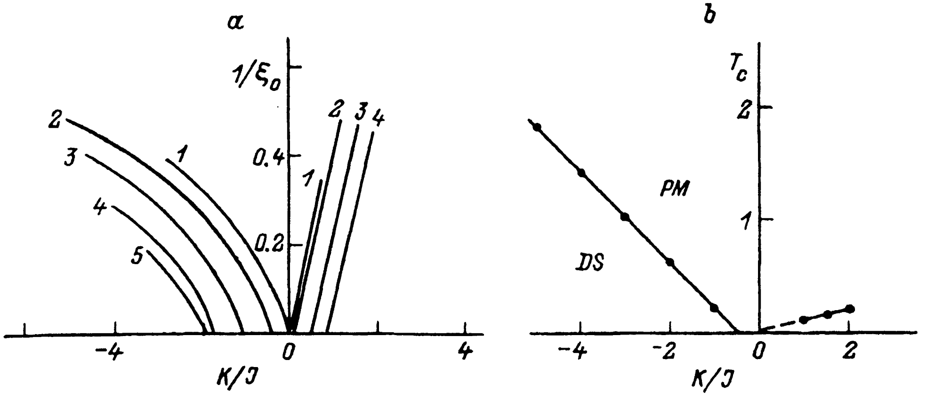



**Рис. 1.** Зависимости обратной величины корреляционного радиуса $1/\xi_0$ в основном димерном состоянии от величины четырехспинового обмена для $J^{x,y}/J = 1$ (*1*), 0.8 (*2*), 0.5 (*3*), 0.2 (*4*), 0.1 (*5*) (*a*) и температуры перехода димерное состояние–парамагнетик с анизотропией обмена $J^{x,y}/J = 0.8$ от нормированной константы четырехспинового обмена (*b*).

Хвосты в $\tau(T)$ на рис. 2 обусловлены конечными размерами образца. Асимптотическая зависимость этих величин от размеров цепочки при $T > T_c$ дает нулевые значения (рис. 2, *b*). Вычисленные значения температуры перехода парамагнетик–димерное состояние с анизотропным обменом $J^{x,y}/J = 0.8$ изображены на рис. 1, *b*. DS с конкурирующим четырехспиновым обменом имеет малые $T_c$, так как конкуренция приводит к образованию дополнительных флуктуаций в магнетике. Для $K/J < 1$ величина $T_c$ меньше 0.1, и вычисление ее точного значения требует больших размеров цепочки, числа Троттера и МК-шагов. Поэтому для этих значений $K$ сделано асимптотическое продолжение, изображенное на рис. 1, *b* штриховой линией.

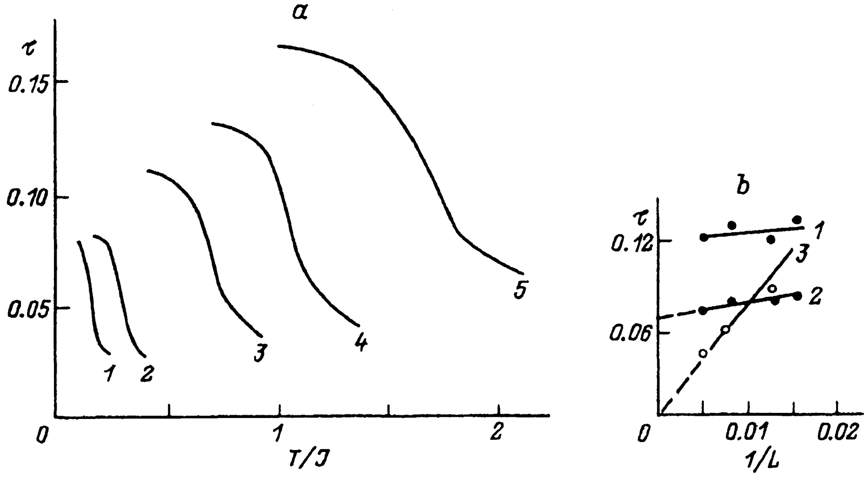



**Рис. 2.** Зависимость параметра порядка димерного состояния $\tau$ от температуры для $J^{x,y}/J = 0.8$, $K/J = 1.5$ (*1*), $-1$ (*2*), $-2$ (*3*), $-3$ (*4*), $-5$ (*5*) (*a*) и обратной величины размера решетки $1/L$ для $K/J = -3$, $T/J = 0.95$ (*1*), 1.05 (*2*), 1.2 (*3*) (*b*).

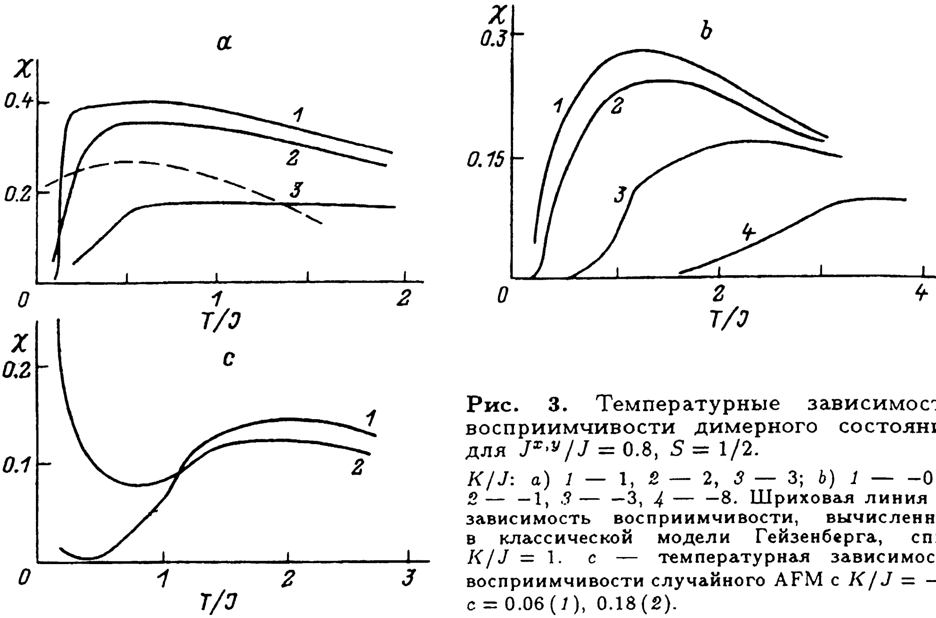



**Рис. 3.** Температурные зависимости восприимчивости димерного состояния для $J^{x,y}/J = 0.8$, $S = 1/2$.

$K/J$: *a*) *1* — 1, *2* — 2, *3* — 3; *b*) *1* — $-0.6$, *2* — $-1$, *3* — $-3$, *4* — $-8$. Шриховая линия — зависимость восприимчивости, вычисленная в классической модели Гейзенберга, спин $K/J = 1$. *c* — температурная зависимость восприимчивости случайного AFM с $K/J = -3$, $c = 0.06$ (*1*), $0.18$ (*2*).

Магнитная восприимчивость димерного состояния равна нулю при $T \to 0$ и экспоненциально растет при приближении к температуре перехода $T_c$. На рис. 3 приведены температурные зависимости восприимчивости димерного состояния. Максимум восприимчивости уменьшается с ростом четырехспинового обмена ($K > 0$) и возрастает для конкурирующих $K < 0$, когда ближний порядок AFM сохраняется. Это связано с уменьшением эффективного обменного взаимодействия в магнетике для $K < 0$ и его увеличением для $K > 0$. Критическая температура фазового перехода парамагнетик–димерное состояние связана с максимумом производной восприимчивости $d\chi/dT$. Штриховой линией изображена температурная зависимость восприимчивости анизотропного AFM с четырехспиновым обменом ($K < 0$), вычисленная в классической модели Гейзенберга. Значение восприимчивости при $T \to 0$ отлично от нуля и растет с увеличением константы четырехспинового обмена.

Температурное поведение теплоемкости AFM с четырехспиновым обменом, изображенное на рис. 4, в области температур $0 < T < T_c$ (димерное состояние) описывается соотношением $C(T) \cong A\exp(\Delta E/T)$, где $\Delta E$ — величина щели между основным и возбужденным состоянием. Энергия щели линейно растет с ростом константы четырехспинового обмена. Отношение $\Delta E/T_c$ не зависит от $K$ и лежит в интервале $\Delta E/T_c = 1.65$–$1.8$. Максимум теплоемкости AFM с четырехспиновым обменом (независимо от константы $K$) растет и смещается в сторону высоких температур.

Введение в цепочку малой концентрации примесей (изменение одной константы из $L = 200$), согласно закону распределения (2), при изменении знака константы четырехспинового взаимодействия либо при условии $K_i = 0$ приводит к разрушению дальнего димерного порядка при неизменном билинейном обмене. Изменение величины билинейно-

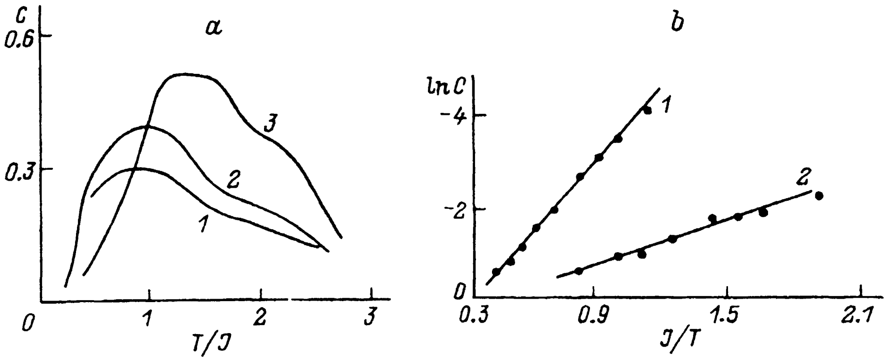



**Рис. 4.** Зависимости теплоемкости димерного состояния с $K/J = -0.6$ (*1*), $-1$ (*2*), $-3$ (*3*) от температуры (*a*) и логарифма теплоемкости от обратной величины температуры, $K/J = -8$ (*1*), $-3$ (*2*) (*b*).

го обмена, например в соответствии с равенствами $J_i = 0.1I$ и $K_i = 0$, приводит к увеличению восприимчивости при $T \to 0$ (рис. 3, *c*).

По двум параметрам ($1/\xi_0 \neq 0$ и параметру димерного состояния $\tau$, вычисленному из (14)) определена область существования димерной фазы в основном состоянии на плоскости «анизотропия обмена–константа четырехспинового обмена», приведенная на рис. 5. Сплошные линии отделяют область дальнего AFM-порядка от димерного состояния. Когда четырехспиновый обмен конкурирует с билинейным ($K < 0$), то разрушение дальнего AFM-порядка от $K$ при $T = 0$ описывается линейной зависимостью $K_c = 1 - J^{x,y}$. При $K/J > 2$ изменяется ближний порядок в DS от неелевского типа $q = \pi$ к несоразмерному типу с $q = 2.67\pi$. Для $K/J < -2$ граница перехода AFM–DS изменяется логарифмически $K_c/J \sim \ln(1/J^{x,y})$.

Аналогичные вычисления проделаны в классической модели Гейзенберга (1), где компоненты спина непрерывные величины. Если константа $K$ положительна, это приводит к увеличению анизотропии типа «легкая ось», при этом неелевский тип упорядочения спинов в основном состоянии сохраняется. В случае конкуренции обменов ($K < 0$) также существует критическое значение $|K| > |K_c|$, когда асимптотика имеет вид $1/\xi(T = 0) \neq 0$ и в основном состоянии реализуется неупорядоченный AFM. На рис. 5 граница, разделяющая AFM и неупорядоченный AFM, изображена штриховой линией. Димерное состояние в классической модели Гейзенберга отсутствует.

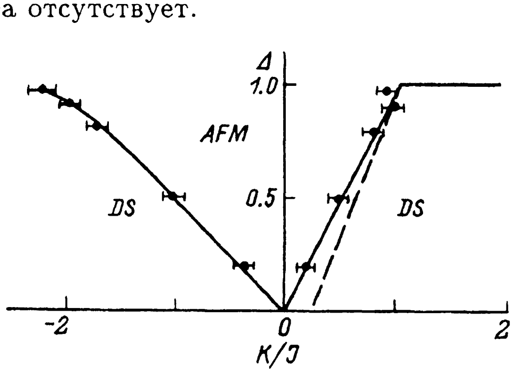
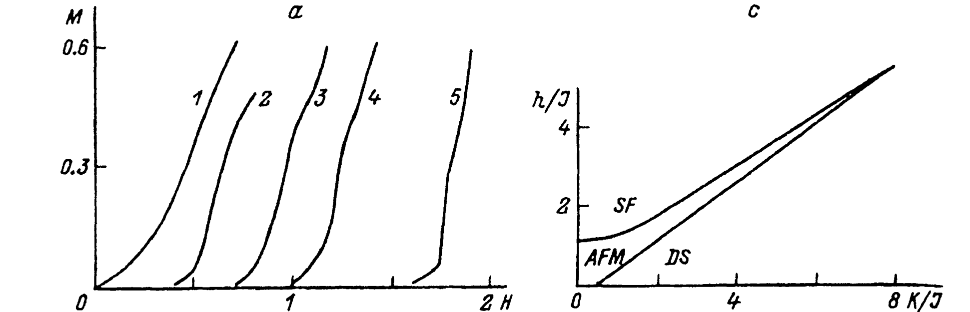



**Рис. 5.** Фазовая диаграмма основного состояния системы антиферромагнетик (AFM)–димерное состояние (DS) на плоскости «анизотропия обмена ($\Delta = 1 - J^{x,y}$), — константа четырехспинового обмена» для $S = 1/2$.

Штриховая линия — граница, разделяющая упорядоченный AFM и случайный AFM для классического спина.



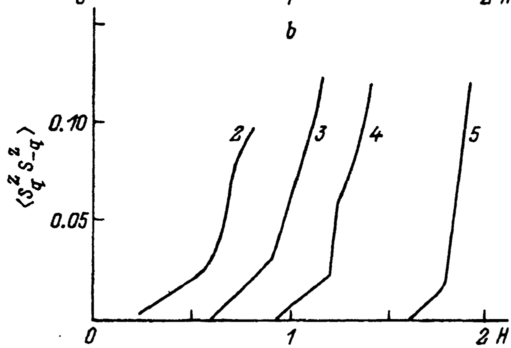




**Рис. 6.** Зависимости намагниченности $M\,(a)$ и спин-спиновой корреляционной функции $\langle S_q S_{-q} \rangle$ при $q = \pi$, $0\,(b)$ от магнитного поля $H = h/2J$ для $J^{x,y}/J = 0.8$, $T/J = 0.1$, $K/J = 0\,(1)$, $-1\,(2)$, $T/J = 0.2$, $K/J = -2\,(3)$, $-3\,(4)$ и $T/J = 0.3$, $K/J = -5\,(5)$.
*c* — фазовая диаграмма системы спин–флоп (SF) — антиферромагнетик (AFM) — димерное состояние (DS) на плоскости «поле–константа четырехспинового обмена».

Величину щели можно определить из кривых намагничивания $M(H)$ и фурье-спектра спиновых корреляционных функций. Когда величина внешнего поля $H_{c1}$ равна энергии щели, димерный порядок исчезает. Эти критические поля соответствуют точке перегиба димерного параметра порядка от поля $\tau(H)$. При $H > H_{c1}$ образуется слабая намагниченность из-за температурных флуктуаций, и магнитное состояние соответствует антиферромагнетику с малой величиной параметра порядка $\langle S(q = \pi) S(q = -\pi) \rangle$, величина которого увеличивается с ростом внешнего поля до некоторого критического значения $H_{c2}$ (рис. 6). При этом значении магнитного поля $H = H_{c2}$, соответствующего точке перегиба $M(H)$ (рис. 6, *a*), и смене величины волнового вектора с $q = \pi$ на $q = 0$, при котором $\langle S_q S_{-q} \rangle$ максимальна, образуется спин–флоп-фазы. При $H = H_{c3}$ зависимость намагниченности от поля $M(H)$ выходит на насыщение. Все эти критические поля увеличиваются с ростом константы четырехспинового обмена, как изображено на рис. 6, *c*. Поскольку эти зависимости вычислены при конечных температурах $T/J = 0.1-0.3$, то температурные флуктуации размывают фазовый переход спин–флоп-фазу. Возможно, в основном состоянии переход является фазовым переходом первого рода. Для $K < 0$ трудно определить щель из кривых намагничивания $M(H)$, так как вычисления проведены при высоких температурах порядка $T_c/2$.

По-видимому, образование димерного состояния в $CuGeO_3$ [27–30] возможно за счет четырехспинового взаимодействия. Так, в области низких температур исчезают сигнал ЭПР [27], статическая и динамическая магнитные восприимчивости [28], а также отсутствуют магнитные рефлексы в нейтронных измерениях [29]. Магнитный момент индуцируется в сильном магнитном поле $H = 120\,\mathrm{T}$ [30]. Эти результаты можно качественно интерпретировать, заменив слабое межцепочечное взаимодействие внешним магнитным полем. Если межцепочечное обменное поле меньше энергии щели, то магнитный порядок и отклик на внешнее поле отсутствуют. Более детальные вычисления будут проведены с учетом симметрии и обменных взаимодействий в кристалле.

Итак, четырехспиновое взаимодействие независимо от знака приводит к образованию димерного состояния, в котором магнитная восприимчивость равна нулю, существует конечный радиус корреляции спинов и характерная величина энергетической щели между основным и возбужденным состоянием, увеличивающаяся с ростом константы четырехспинового обмена. Фазовый переход димерное состояние–парамагнетик является фазовым переходом второго рода. Бесконечно малая примесь, приводящая к разрыву четырехспинового взаимодействия, разрушает димерное состояние.

Эта работа выполнена при поддержке Международного научного фонда и правительства Российской Федерации (JDQ 100).

### Список литературы


[1] Achiva N. J.Phys. Soc. Jap. **27**, *3*, 561 (1969).
[2] Bonner J.C., Fisher M.E. Phys. Rev. **135**, *3A*, 640 (1964).
[3] Anderson P.W. Mat.Res. Bull. **8**, *1*, 153 (1973).
[4] Haldane F.D.M. Phys. Rev. Lett. **50**, *11*, 1153 (1983).
[5] Yamamoto S., Miyashita S. Phys. Rev. **B48**, *13*, 9528 (1993).
[6] Katsumata K., Hori H., Takeuchi T., Date m., Yamagishi A., Renard J.P. Phys. Rev. Lett. **63**, *1*, 86 (1989).
[7] Nomura K., Okamoto K. J.Phys. Soc. Jap. **62**, *4*, 1123 (1993).
[8] Harada I., Kimura T., Tonegava T. J. Phys. Soc. Jap. **57**, *8*, 2779 (1988).
[9] Tonegava T., Harada I. J. Phys. Soc. Jap. **56**, *6*, 2153 (1987).
[10] Hida K. J. Phys. Soc. Jap. **62**, *2*, 439 (1993).
[11] Chen H., Levy P. Phys. Rev. Lett. **24**, *23*, 2611 (1971).
[12] Матвеев В.М. ЖЭТФ **63**, *11*, 1626 (1973).
[13] Нагаев Э.Л., Подельщиков А.И. ФТТ **24**, *11*, 3434 (1982).
[14] Roessli B., Fischer P., Furrer A., Petrakovskii G., Sablina K., Valkov V., Fedoseev B. J. Appl. Phys. **73**, *10*, 6448 (1993).
[15] Нагаев Э.Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М. (1988). С. 17–19.
[16] Raedt H., Lagendijk A. Phys. Rep. **127**, *4*, 233 (1985).
[17] Suzuki M.J. Stat. Phys. **43**, *5*, 883 (1986).
[18] Suzuki M. Prog. Theor. Phys. **56**, *5*, 1454 (1976).
[19] Tsuzuki T. Prog. Theor. Phys. **73**, *4*, 1352 (1985).
[20] Займан Дж. Модели беспорядка М. (1982). С. 41.
[21] Haldane F.D.M. Phys. Rev. **B25**, *11*, 4925 (1982).
[22] Okabe Y., Kikuchi M. J. Phys. Soc. Jap. **56**, *6*, 1963 (1987).
[23] Bethe H.A. Z. Phys. **71**, *2*, 205 (1931).
[24] Griffiths R.B. Phys. Rev. **133**, *3*, A768 (1964).
[25] Imada M., Takahashi M. J. Phys. Soc. Jap. **55**, *10*, 3354 (1986).
[26] Takahashi M. J. Phys. **C10**, *5*, 1289 (1977).
[27] Brill T.M., Boucher J.P., Voiron J., Palme W., Luthi B., Dhalenne G., Revcolevschi A. J. Magn. Magn. Mater. **140–144**, 1238 (1985).
[28] Петраковский Г.А., Саблина К.А., Воротынов А.М., Круглик А.И., Клименко А.Г., Валиев А.Д., Аплеснин С.С. ЖЭТФ **98**, *10*, 1382 (1990).
[29] Roessli B., Fischer P., Schefer J., Buhrer W., Furrer A., Vogt T., Petrakovskii G., Sublina K. J. Phys. Cond. Mat. **6**, *41*, 8469 (1994).
[30] Hase M., Terasaki I., Uchinokura K. Phys. Rev. Lett. **70**, *28*, 3651 (1993).