

УДК 539.143 : 537.635

ТЕРМОДИНАМИКА КВАЗИРАВНОВЕСНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
МАГНИТОРАЗБАВЛЕННОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ

Е. К. Хеннер

Построено концентрационное разложение термодинамических величин, характеризующих квазиравновесную магниторазбавленную систему дипольно-взаимодействующих спинов. Результаты позволяют продвинуться в анализе термодинамики магниторазбавленных спиновых систем до температур, гораздо более низких, чем при использовании метода температурных разложений.

1. Гипотеза спиновой температуры для системы спинов, имеющей несколько квазиинтегралов движения, состоит в том, что после выведения ее из равновесия на первом этапе устанавливается квазиравновесие с различными температурами в подсистемах [1]. Справедливость этой гипотезы многократно проверена в случае пространственно-регулярных дипольных магнетиков как при высоких [2], так и при низких температурах [3], вплоть до упорядочения. При сильном магнитном разведении это утверждение также верно [4], хотя пространственная неэквивалентность в положениях спинов качественно меняет кинетику установления квазиравновесия [5]. Случай низкотемпературной разбавленной системы требует особого изучения. Поскольку наиболее эффективным способом охлаждения подсистемы спин-спиновых взаимодействий является насыщение крыла линии магнитного резонанса, актуален вопрос о построении низкотемпературной теории насыщения, развивающей высокотемпературную теорию Провоторова [1]. Одной из нерешенных пока задач, связанных с этой проблемой, является анализ термодинамических свойств магниторазбавленной спиновой системы при низких температурах.

Для пространственно-регулярного дипольного магнетика температурная область выше температуры упорядочения (ферро- или антиферромагнитного [3]) перекрывается методом температурных разложений [3, 6]. Параметр малости метода $\hbar\omega_L/kT_d$, где ω_L — частота локального поля (по порядку величины — это энергия взаимодействия ближайших соседей), T_d — температура подсистемы взаимодействий. Это разложение формально применимо и для разбавленных систем, но анализ показывает, что в этом случае ограничение по температуре T_d задают малые кластеры — пары ближайших спинов, существующие при сколь угодно малой концентрации. Многие термодинамические величины, однако, определяются именно спинами, расположенными на средних расстояниях относительно друг друга. Представляет поэтому интерес теория, параметр разложения в которой есть \bar{E}/kT_d , где \bar{E} — энергия взаимодействия спинов на средних расстояниях, $\bar{E} \approx f\gamma^2\hbar/\rho^3$, f — концентрация занятых спинами узлов, $f = N/N_{\gamma}$, N — число спинов, ρ — расстояние между ближайшими узлами решетки. Путь к построению такой теории дает метод концентрационного разложения, в основу которого положен разработанный в [7] прием разложения по числам заполнения узлов решетки.

Для системы спинов, связанных РККИ взаимодействием, концентрационное разложение свободной энергии и некоторых других величин для

состояния полного термодинамического равновесия было выполнено в работах [8, 9]. Энергия РККИ взаимодействия, как и диполь-дипольного, спадает как r^{-3} , и естественно ожидать определенного сходства результатов. Однако термодинамика двухтемпературной системы должна быть объектом самостоятельного изучения. Во-первых, представляют интерес зависимости величин от температур отдельных подсистем, которые могут принимать независимые друг от друга значения, различающиеся на несколько порядков. Во-вторых, представляют интерес величины, которые в «обычной» термодинамике не рассматриваются (например, парциальные теплоемкости подсистем).

Подчеркнем, что значения температур подсистем после динамического охлаждения подсистемы взаимодействий могут быть найдены лишь решением уравнений теории насыщения. В данной работе эти температуры считаются заданными параметрами, через которые выражаются термодинамические величины.

2. Рассмотрим систему случайным образом распределенных по узлам кристаллической решетки дипольно-взаимодействующих спинов в сильном магнитном поле. Ее гамильтониан

$$H = H_Z + H_{\text{вв}} = \omega_0 \sum_j n_j S_z^j + \frac{1}{2} \sum_{j, k} n_j n_k \hat{A}_{jk}, \quad (1)$$

где H_Z — зеемановское взаимодействие спинов с внешним магнитным полем; \hat{A}_{jk} — парное спин-спиновое взаимодействие; n_j — число заполнения узла j ; $n_j = 0$ или 1 в зависимости от того, занят ли узел j спином. В сильном поле от диполь-дипольного взаимодействия достаточно оставить секулярную часть

$$A_{jk} = A_{jk} \left(S_x^j S_x^k - \frac{1}{4} S_+^j S_-^k - \frac{1}{4} S_-^j S_+^k \right), \quad A_{jk} = \frac{\gamma^2 \hbar}{r_{jk}^3} (1 - 3 \cos^2 \theta_{jk}). \quad (2)$$

В условиях квазиравновесия матрица плотности системы

$$\sigma = \exp(-\beta_Z H_Z - \beta H_{\text{вв}}) / \text{Sp} \exp(-\beta_Z H_Z - \beta H_{\text{вв}}), \quad (3)$$

где β_Z, β — обратные температуры подсистем. В данной работе ограничимся анализом величин, непосредственно наблюдаемых методом магнитного резонанса [3]: спиновой поляризации $P = \langle \langle S_x \rangle \rangle_c / SN$, дипольной энергии $W = \langle \langle H_{\text{вв}} \rangle \rangle_c$, продольной восприимчивости $\chi_{||}$. Кроме того, получим выражение для энтропии, с помощью которого можно найти любые другие термодинамические величины. Здесь и далее угловые скобки означают усреднение по матрице плотности (3). Все указанные величины должны быть также подвергнуты конфигурационному усреднению, которое при необходимости явного указания будет обозначаться $\langle \dots \rangle_c$. В последующих конкретных вычислениях $S=1/2$, форма образца эллипсоидальная, распределение спинов по узлам считается некоррелированным.

3. Разлагая поляризацию по числам заполнения (детали такого разложения см. в [7, 10]), получаем вплоть до членов порядка n^2

$$P = \frac{2}{N} \left[\sum_j \langle n_j \langle S_x^j \rangle_0 \rangle_c + \sum_{j \neq k} \langle n_j n_k (\langle S_x^j \exp(-\beta A_{jk}) \rangle_0 - \langle S_x^j \rangle_0) \rangle_c \right], \quad (4)$$

где $\langle \dots \rangle_0$ — среднее по «зеемановской» матрице плотности $\sigma_0 = \exp(-\beta_Z H_Z) / \text{Sp} \exp(-\beta_Z H_Z)$. В случае некоррелированного распределения спинов по узлам $\langle n_j \rangle = f, \langle n_j n_k \rangle = f^2 (j \neq k)$, и после конфигурационного усреднения и вычисления термодинамических средних получаем

$$P = p - p(1-p^2) \frac{f^2}{N} \sum_{j \neq k} \frac{(1 + \tau_{jk})^{1/2} - (1 - \tau_{jk})^{3/2}}{(1-p^2)(1 + \tau_{jk})^{1/2} + (1+p^2)(1 - \tau_{jk})^{3/2}}, \quad (5)$$

где $\tau_{jk} = \text{th} \frac{\beta A_{jk}}{4}$, $p = -\text{th} \frac{\beta_Z \omega_0}{2}$ — поляризация при $\beta = 0$.

Первые два члена концентрационного разложения дипольной энергии имеют вид

$$W = \frac{f^2}{2} \sum_{j \neq k} \frac{\langle \hat{A}_{jk} \exp(-\beta \hat{A}_{jk}) \rangle_0}{\langle \exp(-\beta \hat{A}_{jk}) \rangle_0} + \frac{f^3}{2} \sum_{j \neq k \neq m} \left[\frac{\langle \hat{A}_{jk} \exp[-\beta(\hat{A}_{jk} + \hat{A}_{jm} + \hat{A}_{km})] \rangle_0}{\langle \exp[-\beta(\hat{A}_{jk} + \hat{A}_{jm} + \hat{A}_{km})] \rangle_0} - \frac{\langle \hat{A}_{jk} \exp(-\beta \hat{A}_{jk}) \rangle_0}{\langle \exp(-\beta \hat{A}_{jk}) \rangle_0} \right]. \quad (6)$$

Поскольку спектр тройки спинов, связанных взаимодействием (2), может быть найден аналитически при произвольном их расположении, трехчастичные средние в последней формуле вычисляются, но результат слишком громоздок и в формуле (7) не выписан

$$W = \frac{1}{8} f^2 \sum_{j \neq k} A_{jk} \frac{(1+p^2)(1-\tau_{jk})^{3/2} - (1-p^2)(1+\tau_{jk})^{3/2}}{(1+p^2)(1-\tau_{jk})^{3/2} + (1-p^2)(1+\tau_{jk})^{3/2}}. \quad (7)$$

Одной из непосредственно измеримых величин является также продольная восприимчивость. Если система адиабатически размагничена в сильном поле до очень малого значения эффективной частоты $\Delta = \omega_0 - \omega$, где ω — частота переменного поля, то матрица плотности в системе координат, вращающейся с частотой ω вокруг оси z , имеет вид

$$\sigma = \exp[-\beta(\Delta S_z + H_{zz})] / \text{Sp} \exp[-\beta(\Delta S_z + H_{zz})]. \quad (8)$$

Продольная восприимчивость при этом определяется как $\chi_{||} = dP/d\Delta|_{\Delta=0}$ [3]. Это определение, относящееся не к намагниченности, как обычно принято, а к поляризации, используется здесь для удобства сопоставления с результатами температурного разложения [3]. Первые два члена концентрационного разложения после конфигурационного усреднения и вычисления термодинамических средних имеют вид

$$\chi_{||} = -\frac{\beta}{2} + \frac{\beta}{2N} f^2 \sum_{j \neq k} \frac{(1+\tau_{jk})^{1/2} - (1-\tau_{jk})^{3/2}}{(1+\tau_{jk})^{1/2} + (1-\tau_{jk})^{3/2}}. \quad (9)$$

Если рассматривать поляризацию и энергию дипольной подсистемы как функции температур, т. е. $P(\beta_z, \beta)$, $W(\beta_z, \beta)$, то энтропию $S = -k \text{Sp}(\sigma \ln \sigma)$ можно выразить как функцию β_z и β [3]

$$S/kN = \ln 2 - \frac{1}{2} \ln(1-p^2) + \frac{1}{2} \omega_0 \beta_z p + \frac{1}{N} \beta W - \frac{1}{N} \int_0^{\beta} W(\beta_z, \lambda) d\lambda. \quad (10)$$

В главном порядке концентрационного разложения

$$\int_0^{\beta} W(\beta_z, \lambda) d\lambda = \frac{1}{8} \beta f^2 \sum_{j \neq k} A_{jk} + \frac{1}{2} \beta f^2 \sum_{j \neq k} \ln \frac{(1-\tau)^{3/2}(1+\alpha)(a^2 - a^2 + 2\alpha)}{[(1+\tau)^{1/2} + a(1-\tau)^{1/2}][a(1+\tau) - a^2(1-\tau^2)^{1/2} + 2\alpha(1-\tau)]}, \quad (11)$$

где $\alpha = (1+p^2)/(1-p^2)$ — действительный корень уравнения $a^3 + a - 2\alpha = 0$.

Формулы (5), (7), (9)–(11) формально решают поставленную задачу. Однако из них не ясен истинный параметр разложения. Вычисление решеточных сумм, входящих в эти формулы, возможно лишь численно и представляется невыполнимым для сколько-нибудь «большого» образца. Отметим, что для образца эллипсоидальной формы решеточные суммы вида $f \sum_{j,k} \psi(A_{jk})$ можно заменить на $N \sum_k \psi(A_{jk})$ для произвольной достаточно гладкой функции ψ . Действительно, разлагая $\psi(A_{jk})$ в степенной

ряд, получим $\sum_{j,k} \psi(A_{jk}) = \sum_{j,k} \sum_{n=0}^{\infty} c_n A_{jk}^n = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \sum_{j,k} A_{jk}^n$. Хорошо известно, что для эллипсоида $\sum_k A_{jk}^n$ от индекса « j » не зависит при любом n . При $n \geq 2$ такие суммы быстро сходятся и от формы образца практически не зависят.

4. Для получения количественных результатов и выяснения истинного параметра разложения используем приближение сплошной среды (ПСС). Пренебрежем деталями структуры решетки и перейдем в (10)–(13) от суммирования к интегрированию. Имеем из (5)

$$P = p - p(1-p^2) C \int dr \frac{(1+\tau(r))^{1/2} - (1-\tau(r))^{3/2}}{(1-p^2)(1+\tau(r))^{1/2} + (1+p^2)(1-\tau(r))^{3/2}}, \quad (12)$$

где $\tau(r) = \text{th} [\beta/4 \cdot A(r)]$, C — объемная концентрация спинов, $A(r) = \gamma^2 \hbar (1 - 3 \cos^2 \theta) / r^3$. Разделим область интегрирования на две части —

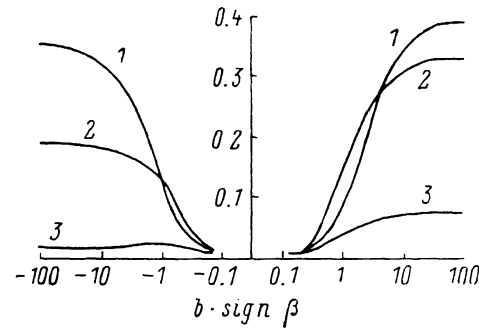


Рис. 1. Температурная зависимость величины $p(1-p^2)I(b, p, \text{sign } \beta)$. $p = 0.95$ (1), 0.6 (2), 0.2 (3).

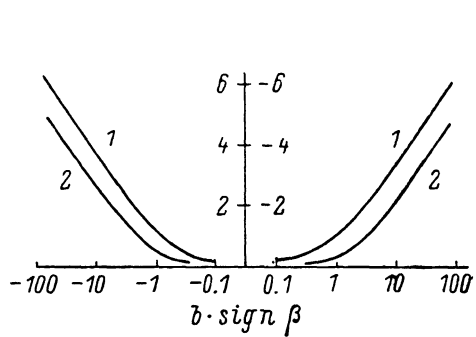


Рис. 2. Температурная зависимость величины $J(b, p, \text{sign } \beta)$. $p = 0$ (1), 0.95 (2).

низко- и высокотемпературную. Первая — шаровой слой $\rho \leq r \leq R$, где ρ — кратчайшее расстояние между спинами, а R выбираем из условия

$$|\beta| \gamma^2 \hbar \max |1 - 3 \cos^2 \theta| / 4R^3 = |\beta| \gamma^2 \hbar / 2R^3 = \epsilon,$$

где ϵ — малый безразмерный параметр, определяющий «спивку» областей. Вторая часть соответствует $r > R$, в ней полагаем $\tau(r) = \beta/4 \cdot A(r)$. Делая в низкотемпературной части интеграла замену переменных $x = |\beta| \gamma^2 \hbar / 4r^3$, $y = \cos \theta$ и вычисляя низкотемпературный вклад, приведем (12) к виду

$$P = p - \zeta p (1-p^2) \left[I(b, p, \text{sign } \beta) + \frac{1}{2} \xi \text{sign } \beta \right]. \quad (13)$$

Здесь обозначено $\zeta = \pi/3 \cdot |\beta| C \gamma^2 \hbar$ — величина порядка $|\beta| E$,

$$I(b, p, \text{sign } \beta) = \int_0^1 dy \int_0^b \frac{dx}{x^2} \frac{(1+\tau(x, y))^{1/2} - (1-\tau(x, y))^{3/2}}{(1-p^2)(1+\tau(x, y))^{1/2} + (1+p^2)(1-\tau(x, y))^{3/2}}, \quad (14)$$

$b = |\beta| \gamma^2 \hbar / 4\rho^3$ — величина порядка $|\beta| E_{\max}$, $\tau(x, y) = \text{sign } \beta \text{ th} [x \times \times (1 - 3y^2)]$. Величина ξ возникает при вычислении $\int A(r) dr$ в высокотемпературной области и принимает значения от -1 до 2 в зависимости от отношения длин осей эллипсоида и ориентации поля [3]; для сферы $\xi = 0$.

В общем случае интеграл I берется лишь численно. Однако в предельном случае $b \ll 1$ можно получить простое выражение

$$P = p - \zeta p (1-p^2) \left[\frac{1}{5} (1 + 4p^2) b + \frac{1}{2} \xi \text{sign } \beta \right]. \quad (15)$$

Оно соответствует случаю высокотемпературной дипольной подсистемы. Можно убедиться, что к выражению (15) приводит и метод температурного разложения [3, 6], если его дополнить конфигурационным усреднением. При $b \rightarrow \infty$ интеграл I остается конечным, т. е. в ПСС можно положить $\rho=0$. После этого становится очевидным, что параметром малости концентрационного разложения поляризации является величина ζ . Рис. 1 позволяет представить зависимости поляризации от дипольной температуры при $b \geq 0.1$. Отметим, что при $\epsilon \leq 0.1$ сшивка двух областей при вычислении (14) и аналогичных обсуждаемых ниже интегралов практически не зависит от ϵ .

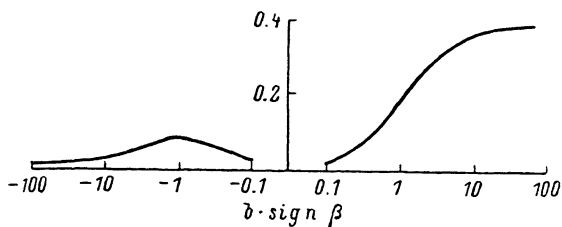


Рис. 3. Температурная зависимость величины I ($b, \rho=0, \text{sign } \beta$).

Такое же рассмотрение дает для дипольной энергии

$$W = \frac{\pi}{6} NC\gamma^2\hbar [J(b, p, \text{sign } \beta) + p^2\zeta], \quad (16)$$

где

$$J = \int_0^1 dy (1 - 3y^2) \int_0^b \frac{dx}{x} \frac{(1 + p^2)(1 - \tau(x, y))^{3/2} - (1 - p^2)(1 + \tau(x, y))^{3/2}}{(1 + p^2)(1 - \tau(x, y))^{3/2} + (1 - p^2)(1 + \tau(x, y))^{3/2}}. \quad (17)$$

При $b \ll 1$

$$W = -\frac{\pi}{60} NC\gamma^2\hbar [(1 - p^2)(3 + 2p^2) \cdot 4b \text{sign } \beta - 5p^2\zeta] \quad (18)$$

— выражение, сопоставимое с результатом температурного разложения. При $b \gg 1$ интеграл J логарифмически растет с ростом b . Соответствующая его часть не зависит от p и равна $-2/\sqrt{3} \cdot \text{sign } \beta \ln b$. Зависимость W от b в промежуточной области может быть прослежена на рис. 2.

Наличие логарифмического роста при $b \rightarrow \infty$ не означает, что концентрационное разложение W невозможно. Этот рост тянется из высокотемпературной области и является общим для всех членов ряда — концентрационного разложения W . Член следующего порядка разложения, который был получен, но не выписан в (7), после перехода к ПСС имеет вид $NC\gamma^2\hbar\zeta\Phi(b, p, \text{sign } \beta)$, где Φ — достаточно сложный шестикратный интеграл, логарифмически растущий при $b \rightarrow \infty$. Таким образом, (16) верно передает главный вклад в разложение W с параметром малости ζ .

Продольная восприимчивость

$$\chi_{||} = -\frac{\beta}{2} + \frac{\beta}{2} \zeta \left[I(b, p=0, \text{sign } \beta) + \frac{1}{2} \zeta \text{sign } \beta \right], \quad (19)$$

при $b \ll 1$

$$\chi_{||} = -\frac{\beta}{2} + \frac{\beta}{4} \zeta \left(\frac{2}{5} b + \zeta \text{sign } \beta \right). \quad (20)$$

Таким образом, и для $\chi_{||}$ параметром разложения является ζ . Зависимость $\chi_{||}$ от b можно представить из рис. 3.

В первом порядке по ζ концентрационное разложение энтропии (10) имеет вид

$$S/kN = \ln 2 - \frac{1}{2} [(1+p) \ln(1+p) + (1-p) \ln(1-p)] + \\ + \frac{\zeta}{2} [2p(1-p^2) \operatorname{arth} pI(b, p, \operatorname{sign} \beta) + \operatorname{sign} \beta J(b, p, \operatorname{sign} \beta) - \\ - K(b, p, \operatorname{sign} \beta)] + \zeta \xi \operatorname{sign} \beta (1-p^2) (2p \operatorname{arth} p - 1), \quad (21)$$

где интегралы I , J определяются формулами (14), (17), а

$$K = \int_0^1 dy \int_0^b \frac{dx}{x^2} \ln \frac{(1-\tau)^{3/2} (1+a)(a-a^2+2a)}{[(1+\tau)^{1/2} + a(1-\tau)^{1/2}][a(1+\tau) - a^2(1-\tau^2)^{1/2} + 2a(1-\tau)]}. \quad (22)$$

При $b \ll 1$ $K = -(1-p^2)(3+2p^2)b/5$, при $b \gg 1$ K логарифмически растет с ростом b ; соответствующий вклад есть $-2/\sqrt{3} \cdot \ln b$.

5. Полученные в данной работе результаты позволяют продвинуться в анализе термодинамических свойств магниторазбавленных спиновых систем до температур, в f^{-1} раз более низких, чем в методе температурных разложений. Это весьма существенно, так как обычно для разбавленных парамагнетиков динамическое охлаждение подсистемы взаимодействий проводится при $f=10^{-2} \div 10^{-4}$. При $b \gg 1$ полученные выше формулы предсказывают совершенно иные температурные зависимости, чем при $b \ll 1$, — области применимости метода температурных разложений. Эти изменения обусловлены тем, что при $\zeta < 1$ — основном условии применимости развиваемой теории — спины, входящие в кластеры, при $b \gg 1$ уже практически «заморожены», а реакция спинов, расположенных на средних расстояниях, еще мала.

Еще один пример качественно разного поведения разбавленной системы при $b \ll 1$ и $b \gg 1$, допускающий непосредственную экспериментальную проверку, дает зависимость дипольной энергии от поляризации в сильном поле при наличии равновесия во вращающейся системе координат (см. выше). Формулы (12)—(18) позволяют получить при $b \ll 1$

$$W = \frac{\pi}{20} NC \frac{(\gamma^2 \hbar)^2}{\rho^3 \Delta} \ln \left(\frac{1+P}{1-P} \right) (1-P^2) \left(1 + \frac{2}{3} P^2 \right) + \frac{\pi}{12} NC \gamma^2 \hbar P^2 \xi \quad (23)$$

— выражение, схожее с полученным в [3] для пространственно-регулярной системы. Дипольная энергия (при $\xi=0$) с ростом P вначале линейно возрастает, затем проходит через максимум при $P \approx 0.5$ и уменьшается до нуля при $P \approx 1$. При $b \gg 1$, однако, (23) заменяется на

$$W = -\frac{\pi}{3\sqrt{3}} NC \gamma^2 \hbar \operatorname{sign} \beta \ln \left[\frac{\gamma^2 \hbar}{4\rho^3 |\Delta|} \left| \ln \frac{1+P}{1-P} \right| \right] \quad (24)$$

— совершенно иную зависимость, связанную с медленным ростом дипольной энергии с ростом P во всем диапазоне, допускаемом формулой (24).

Формальная расходимость W при $\rho \rightarrow 0$ как при низких ($b \gg 1$), так и при высоких ($b \ll 1$) температурах означает, что, несмотря на сильное разведение, значительный вклад в W дает ничтожно малое количество близкорасположенных спинов (кластеров). Это утверждение соответствует экспериментальным данным, полученным в [11]. Следует, однако, заметить, что при очень малых ρ взаимодействие $E_{\max} = \gamma^2 \hbar / \rho^3$ становится сравнимым и даже превышает зеemanовскую энергию E_Z . Это принципиально ставит под вопрос применимость двухтемпературного описания. В действительности для многих веществ $E_{\max} \geq E_Z$, но соответствующие пары спинов не связаны с резервуаром спин-спиновых взаимодействий, и реально в качестве ρ надо брать не параметр решетки, а некоторую значительно большую величину, соответствующую краю спектра указанного резервуара [5, 11].

В выражении для энтропии логарифмически расходящиеся слагаемые компенсируются. Это означает, что в отличие от дипольной энергии энтропия при понижении дипольной температуры определяется в основном

спинами, находящимися на средних расстояниях, тогда как в высокотемпературном приближении она в основном определяется кластерами. Аналогичный результат был получен для теплоемкости дипольной подсистемы $C_d = -\partial W / \partial \beta$: если при $b \ll 1$ она определяется в основном взаимодействиями на малых расстояниях, то при $b \gg 1$ — взаимодействиями на средних расстояниях. Это обстоятельство имеет далеко идущие следствия в теории насыщения, а также в теории релаксации ядер через парамагнитные примеси.

Для магниторазбавленных систем существует, по-видимому, глубокая аналогия между поведением многих термодинамических величин с понижением температуры и поведением некоторых временных корреляционных функций в высокотемпературном приближении с возрастанием времени. Так, корреляционная функция поперечной намагниченности $\langle\langle S_+(t) S_- \rangle\rangle_c$, определяемая при малых временах взаимодействиями спинов на кратчайших расстояниях, при больших временах «выходит» на средние расстояния (как следует из статистической теории Андерсона формы линии магнитного резонанса).

Восприимчивость (19) при $b \gg 1$ и $\xi = 0$ имеет вид $\chi_1 = -\beta / \sqrt{2} \cdot (1 - \kappa \beta)$, причем $\kappa > 0$. Это отклонение от закона Кюри качественно согласуется с результатами численного моделирования, предпринятого в работах [12, 13] (сравнение законно лишь при $\zeta \ll 1$, т. е. в области температур, много больших температуры возможного перехода в состояние дипольного стекла).

Отметим также то существенное обстоятельство, что концентрационное разложение в каждом порядке свободно от объемных расхождений, наличие которых сильно усложняет работу с температурными разложениями [3, 6].

Использованный в данной работе вариант метода концентрационного разложения неприменим к величинам динамической природы. Для вычисления некоторых временных корреляционных функций был развит более сложный метод [10], также основанный на разложении по числам заполнения.

Автор благодарен В. А. Ацаркину и Ф. С. Джепарову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Провоторов В. Н. ЖЭТФ, 1961, т. 41, № 5, с. 1582—1587.
- [2] Гольдман М. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. М.: Мир, 1972. 342 с.
- [3] Абрагам А., Гольдман М. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. М.: Мир, 1984, т. 2. 360 с.
- [4] Ацаркин В. А., Родак М. И. УФН, 1972, т. 107, № 1, с. 3—27.
- [5] Ацаркин В. А., Васнева Г. А., Демидов В. В. ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 4, с. 1523—1535.
- [6] Goldman M., Jacquinet J. F., Chapellier M., Vu Hoang Chau. J. Magn. Reson., 1975, vol. 18, N 1, p. 22—40.
- [7] Джепаров Ф. С., Смелов В. С., Шестопал В. Е. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, № 2, с. 51—56.
- [8] Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 5, с. 1789—1793.
- [9] Ларкин А. И., Мельников В. И., Хмельницкий Д. Е. ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 2, с. 846—858.
- [10] Джепаров Ф. С., Хеннер Е. К. Препринт ИТЭФ, № 10, М., 1987, с. 1—24.
- [11] Авагян Э. В., Ацаркин В. А., Васнева Г. А. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 5, с. 1790—1800.
- [12] Белозерова Т. С., Хеннер Е. К. ФТТ, 1984, т. 26, № 1, с. 83—88.
- [13] Хеннер Е. К. ФТТ, 1984, т. 26, № 9, с. 2779—2784.

Пермский государственный
педагогический институт
Пермь

Поступило в Редакцию
29 мая 1987 г.
В окончательной редакции
24 ноября 1987 г.