

- [1] Мотт Н.Ф. Переход металл-изолятор. М.: Наука, 1979. 340 с.
 [2] Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. Фазовый переход металл-изолятор и его применение. Л., 1979. 183 с.
 [3] Копаев Ю.В., Мокеров В.Г. // ДАН СССР. 1982. Т. 264. № 6. С. 1370-1374.
 [4] Повзнер А.А., Волков А.Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 3. С. 657-661.

Уральский государственный
 технический университет
 Екатеринбург

Поступило в Редакцию
 24 марта 1994 г.

© Физика твердого тела, том 36, № 11, 1994
 Solid State Physics, vol. 36, N 11, 1994

К ВОПРОСУ О МОДЕЛИ ИЗИНГА В ПОПЕРЕЧНОМ СЛУЧАЙНОМ ПОЛЕ

Л.А.Серков, В.О.Швалёв

В последнее время значительное внимание уделяется изучению модели Изинга в поперечном случайном поле (TRFIM). При этом, однако, нет полной ясности в вопросе о том, может ли введение случайности в направлении поперечного поля изменить термодинамические свойства этой модели. В частности, в работе [1] TRFIM ($s = 1/2$) исследовалась методом ренормгруппы среднего поля. В результате этого исследования было установлено существование разрыва на фазовой диаграмме при $T = 0$ при переходе от тримодального к бимодальному распределению случайного поля. В работе [2] недавно доказано на качественном уровне, что существование этого разрыва является артефактом из-за использования приближения среднего поля, т.е. термодинамические свойства модели не должны изменяться при переходе от одного к другому распределению.

В данном сообщении будет доказана справедливость утверждений работы [2] и показано, что артефакт возникает из-за отсутствия учета близкодействующих спиновых корреляций в методе ренормгруппы среднего поля. Для этого TRFIM рассмотрим в рамках приближения эффективного поля с учетом близкодействующих корреляций [3,4]. Гамильтониан этой модели определяется следующим образом:

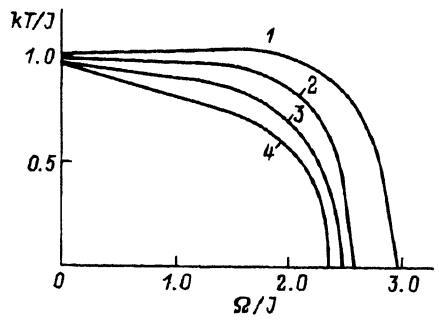
$$H = -\frac{1}{2} \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} S_i^z S_j^z - \sum_{\langle i \rangle} \Omega_i S_i^x, \quad (1)$$

где S_i^x и S_i^z — спиновые 1/2 операторы (матрицы Паули); J_{ij} — обменное взаимодействие между ближайшими соседями; Ω_i — поперечное случайное поле, распределенное по тримодальному закону

$$P(\Omega_i) = p\delta(\Omega_i) + \frac{1}{2}(1-p)[\delta(\Omega_i + \Omega) + \delta(\Omega_i - \Omega)]. \quad (2)$$

Зависимость критической температуры от величины поперечного поля при различных значениях p . Простая кубическая решетка ($Z = 6$).

$p = 0.05$ (1), 0.02 (2), 0.01 (3), 0 (4).



Заметим, что при $p = 0$ распределение случайного поля Ω_i из тримодального превращается в бимодальное. В рамках приближения эффективного поля намагниченность (продольная) определяется следующим образом (более детально в [3]):

$$\langle \sigma_i^z \rangle = \left\langle \left(\sum_j J_{ij} \sigma_j^z / H_i \right) \text{th} (\beta H_i / 4,) \right\rangle \quad (3)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает каноническое усреднение, $\langle \sigma_i^z \rangle = 2 \langle S_i^z \rangle$, $\beta = 1/kT$ и

$$H_i = \left[(2\Omega_i)^2 + \left(\sum_j J_{ij} \sigma_j^z \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Для более удобного исследования уравнения (3) перепишем его с использованием техники дифференциальных операторов [3]

$$\langle \sigma_i^z \rangle = \left\langle \exp \left(\sum_j J_{ij} \sigma_j^z \right) D \right\rangle f_i(x) |_{x=0}, \quad (5)$$

$$\langle \sigma_i^z \rangle = \left\langle \prod_{j=1}^z [\text{ch}(D J_{ij}) + \sigma_j^z \text{sh}(D J_{ij})] \right\rangle f_i(x) |_{x=0}, \quad (6)$$

где $D = d/dx$ — дифференциальный оператор, определяемый как

$$\exp(\alpha D) f(x) = f(x + \alpha), \quad J_{ij} = J.$$

Функция $f_i(x)$ определяется так:

$$f_i(x) = \left\{ \frac{x}{[(2\Omega_i)^2 + x^2]^{1/2}} \right\} \text{th} \left\{ (\beta/4) [(2\Omega_i)^2 + x^2]^{1/2} \right\}. \quad (7)$$

Используя простейшее расщепление многоспиновой корреляционной функции

$$\langle \sigma_i^z \sigma_j^z \dots \sigma_l^z \rangle \approx \langle \sigma_i^z \rangle \langle \sigma_j^z \rangle \dots \langle \sigma_l^z \rangle,$$

уравнение (6) для модели с простой кубической решеткой ($Z = 6$) в окончательной форме примет вид

$$m = \langle \sigma_i^z \rangle = [\text{ch}(DJ) + m \text{sh}(DJ)]^6 \bar{f}(x)|_{x=0}, \quad (8)$$

где

$$f(x) = \int P(\Omega_i) f(x) d\Omega_i.$$

Используя тот факт, что m стремится к нулю вблизи точки фазового перехода второго рода, линеаризуем уравнение (8) и в окрестности критической точки получим:

$$m = 6m \text{sh}(DJ) \text{ch}^5(DJ) \bar{f}x|_{x=0}, \quad (9)$$

которое при решении принимает окончательный вид

$$10p + (1 - p)f(6J) + 4(1 - p)f(4J) + 5(1 - p)f(2J) = \frac{16}{3}. \quad (10)$$

На рисунке представлена фазовая диаграмма зависимости критической температуры от величины поперечного поля для простой кубической решетки ($Z = 6$). Видно, что при переходе от тримодального ($p \ll 1$) к бимодальному ($p = 0$) распределению случайного поперечного поля никакого разрыва на фазовой диаграмме не происходит, т.е. кроссовер отсутствует. Это находится в полном согласии с результатами работы [2].

Таким образом, учет близкодействующих спиновых корреляций в рамках теории эффективного поля позволяет правильно описать термодинамические свойства TRFIM. Отсутствие учета этих корреляций в методе ренормгруппы среднего поля [1] с использованием кластеров малых размеров приводит к ошибочным результатам. В заключение следует отметить, что наилучшие результаты можно получить, комбинируя оба этих метода, как сделано в работе [4].

Список литературы

- [1] Cassol T.F., Figueiredo W., Plascak J.A. // Phys. Lett. A. 1991. V. 160. P. 518–522.
- [2] Yokota T. // Phys. Lett. A. 1992. V. 171. P. 134–136.
- [3] Honmura R., Kaneyoshi T. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1979. V. 12. P. 3979–3985.
- [4] Серков Л.А. // Теоретическая и математическая физика. 1992. Т. 92. № 1. С. 92–97.

Курганский государственный
педагогический институт

Поступило в Редакцию
6 апреля 1994 г.