Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 5, стр. 287 — 290 10 сентября 1991 г.

НЕЛИНЕЙНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ИЗИНГОВСКОГО СПИНОВОГО СТЕКЛА В ПОПЕРЕЧНОМ ПОЛЕ

С.И.Берим, Р.В.Сабурова

Казанский филиал Московского энергетического института
420066, Казань

Поступила в редакцию 24 июня 1991 г.
После переработки 25 июля 1991 г.

Рассчитаны нелинейные восприимчивости для модели спинового стекла Шеррингтона - Киркпатрика в поперечном поле со смещенным гауссовым распределением обменных связей. Найдены температуры фазовых переходов и критические значения поперечного поля.

В последнее время особый интерес вызывает изучение спиновых стекол (СС) в поперечном поле (ПП). Для изинговской модели СС в ПП с бесконечным радиусом взаимодействия (модель Шеррингтона - Киркпатрика) расссчитаны свободная энергия, температура "замораживания" спинов в фазу СС T_{sg} и критическое значение ПП $\Gamma_{\text{кр}}$, выше которого фазовый переход (ФП) в состояние СС срывается (см., например, [1-6]). Стимулировали теоретические исследования эксперименты по протонным стеклам (смесь сегнето- и антисегнетоэлектриков), некоторым твердым растворам, а также эксперименты по туннельным дипольным стеклам (щелочногалоидные кристаллы и виртуальные сегнетоэлектрики, активированные туннелирующими дипольными центрами) [7-10], в которых роль поперечного поля играет туннелирование псевдоспинов. В этих системах наблюдаются "спинстекольные" свойства, и вопрос о наличии четкого ФП или постепенного замораживания псевдоспинов остается открытым. Известно, что в СС расходимость нелинейной восприимчивости (НВ) характеризует ФП [11-13]. В данной работе впервые рассчитываются и анализируются для различных ФП нелинейные восприимчивости изинговской модели СС в ПП Γ, причем рассматривается обменное взаимодействие бесконечного радиуса J_{ij}, распределенное по нормальному закону с ненулевым средним значением J_0/N и дисперсией J^2/N (N - число спинов в системе) [14]. Гамильтониан задачи имеет вид

$$\mathcal{H} = -\sum_{i<j}^{N} J_{ij}\sigma_i^z\sigma_j^z - h\sum_{i=1}^{N}\sigma_i^z - \Gamma\sum_{i=1}^{N}\sigma_i^x, \tag{1}$$

где $\sigma_i^\alpha(\alpha = x, y, z)$ - матрицы Паули i-го спина, h - величина прикладываемого магнитного поля. Параметры порядка m (намагниченность на спин) и q (параметр порядка фазы СС) для данной модели имеют вид [3,6]

$$m = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} dz e^{-z^2/2} R W^{-1}\text{th}\beta W, \quad q = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} dz e^{-z^2/2} R^2 W^{-2}\text{th}^2\beta W, \tag{2}$$

где $R = J_0 m + Jz\sqrt{q} + h$, $W^2 = R^2 + \Gamma^2$, $\beta = (k_Б T)^{-1}$. Согласно [6] в зависимости от соотношений между величинами J_0, J и Γ различают три фазы: парамагнитную (П) - $m = 0$, $q = 0$; ферромагнитную (Ф) - $m \neq 0$, $q \neq 0$ и фазу СС - $m = 0$, $q \neq 0$. Для расчета восприимчивостей $\chi_n(\chi_n = \lim_{h\to 0}\partial^{n+1}m/\partial h^{n+1})$ в случае малого поля h разложим m и q в ряды Тейлора [15]

$$m = m_0 + \chi_0 h + \chi_1 h^2 + \chi_2 h^3 + \ldots, \quad q = q_0 + q_1 h + q_2 h^2 + q_3 h^3 + \ldots, \quad (n = 0, 1, 2, \ldots). \quad (3)$$

Используя (3) в уравнениях (2), можно последовательно найти m_0, q_0, χ_n и q_n и выразить восприимчивости через m_0 и q_0, которые в свою очередь определяются из самосогласованных уравнений вида

$$m_0 = < R_0 W_0^{-1} \mathrm{th} \beta W_0 >, \quad q_0 < R_0^2 W_0^{-2} \mathrm{th}^2 \beta W_0 >, \quad (4)$$

где $A(z) = (2\pi)^{-1/2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz e^{-z^2/2} A(z)$, $R_0 = J_0 m_0 + J z \sqrt{q_0}$, $W_0^2 = R_0^2 + \Gamma^2$.

Мы рассчитали общие выражения для восприимчивостей χ_0, χ_1 и χ_2, однако ввиду громоздкости не приводим здесь их вид. Проанализируем температурное поведение в окрестности каждой из фазовых границ. Для ФП П $\longleftrightarrow$ СС линейная восприимчивость равна

$$\chi_0(\Pi \to CC) = \Gamma^{-1} \mathrm{th} \beta \Gamma \{1 - J_0 \Gamma^{-1} \mathrm{th} \beta \Gamma\}^{-1}, \quad \tilde{W}_0^2 = J^2 z^2 q_0 + \Gamma^2, \quad (5)$$

$$\chi_0(CC \to \Pi) = \frac{\beta\{(1 - q_0) - \Gamma^2 < W_0^{-2} >\} + \Gamma^2 < \tilde{W}_0^{-3} \mathrm{th} \beta \tilde{W}_0 >}{1 - J_0[\beta\{(1 - q_0) - \Gamma^2 < \tilde{W}_0^{-2} >\} + \Gamma^2 < \tilde{W}_0^{-3} \mathrm{th} \beta \tilde{W}_0 >]}. \quad (6)$$

Нелинейная восприимчивость (НВ) χ_1 (П $\longleftrightarrow$ СС) $= 0$. НВ χ_2 имеет вид

$$\chi_2(\Pi \to CC) = -\chi_0^4(\Pi \to CC) \frac{A}{B} [\beta \Gamma (1 - \mathrm{th}^2 \beta \Gamma) - \mathrm{th} \beta \Gamma] 2^{-1} \Gamma^{-3} (\Gamma^{-1} \mathrm{th} \beta \Gamma)^{-4},$$

$$(7)$$

$\chi_2(CC \to \Pi) \approx \chi_0^4(CC \to \Pi) \beta^{-1} A B^{-1}$; $A = 1 + 2 J^2 \Gamma^{-2} \mathrm{th}^2 \beta \Gamma$, $B = 1 - \Gamma^{-2} J^2 \mathrm{th}^2 \beta \Gamma$.

Уравнение для T_{sg} (Г) получаем, полагая в (7) $B = 0$, в виде

$$\mathrm{th} \frac{\Gamma}{k_Б T_{sg}(\Gamma)} = \frac{\Gamma}{J}. \quad (8)$$

Такое же уравнение для $T_{sg}(\Gamma)$ получено в [3,5,6]. Из (5)-(8) следует, что при температуре $T_{sg}(\Gamma)$ χ_0(П $\longleftrightarrow$ СС) имеет излом, а НВ χ_2(П $\longleftrightarrow$ СС) отрицательно расходится с обеих сторон от точки ФП, причем $\chi_2 \sim |T - T_{sg}(\Gamma)|^{-1}$. Статические макроскопические восприимчивости (5)-(7) впервые нами рассчитаны для $J_0 \neq 0$. χ_0 и χ_2, найденные в [2] в случае $J_0 = 0$ (ФП П $\longleftrightarrow$ СС) и по теории возмущений относительно ПП Г, обнаруживают аналогичное поведение в окрестности температуры этого ФП $T_{sg}(\Gamma)$. Излом в χ_0 найден в [3,6] для $J_0 = 0$. Из (8) следует, что ПП уменьшает температуру ФП $T_{sg}(\Gamma)$ по сравнению с $T_{sg}(k_Б T_{sg} = J)$ в отсутствие ПП. Это уменьшение зависит от соотношения между Г и J. Критическое значение ПП $\Gamma_{кр}^{sg}$ выше которого ФП не происходит, согласно (8) имеет вид

$$\Gamma_{кр}^{sg}(T_{sg}(\Gamma) = 0) = J. \quad (9)$$

Это значение совпадает с $\Gamma_{кр}^{sg}$ в [3,5,6] и отличается примерно в полтора раза от $\Gamma_{кр}^{sg}$ в [2].

Анализ восприимчивостей для фазового перехода П $\longleftrightarrow$ Ф показывает, что χ_0 и χ_2 расходятся, причем температура ФП $T_c(\Gamma)$ и $\Gamma_{кр}^{c}$ определяются выражениями вида

$$\mathrm{th}\frac{\Gamma}{k_Б T_c(\Gamma)} = \frac{\Gamma}{J_0}, \quad \Gamma^c_{кр}(T_c(\Gamma) = 0) = J_0. \tag{10}$$

В случае ФП СС $\longleftrightarrow$ Ф также расходятся и линейная, и нелинейная восприимчивости. Температура этого ФП $T_f(\Gamma)$ равна

$$k_Б T_f(\Gamma) \approx J_0(1 - q_0). \tag{11}$$

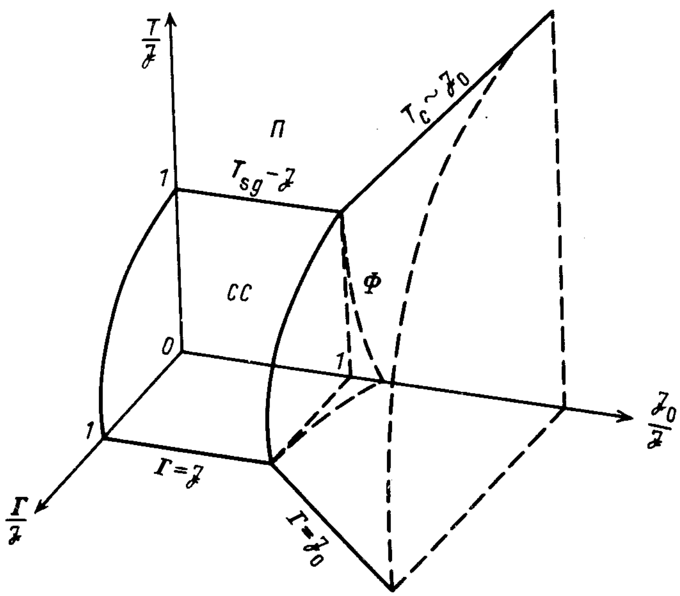

Рис. 1. Фазовая диаграмма (схематическое изображение) бесконечнодальнодействующей изинговской модели спинового стекла в поперечном поле. Обозначения величин приведены в тексте

На рис.1 приведена фазовая диаграмма (схематическое изображение) рассматриваемой нами модели спинового стекла в поперечном поле (в единицах J), описываемой формулой (1) и гауссовым распределением обменных связей с ненулевым средним значением. Из (8), (10) и (11) видно, что критические температуры уменьшаются под влиянием поперечного поля. В отсутствие ПП температуры ФП и выражения для восприимчивостей согласуются с результатами [15]. Под действием ПП излом линейной восприимчивости "сглаживается" и кривая $\chi_0(T)$ смещается в сторону низких температур. ПП препятствует расходимости χ_2. При значениях ПП, превышающих $\Gamma_{кр}$, ФП становятся невозможными.

1. Федоров Я.В., Шендер Е.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 526.
2. Yamamoto T., Ishii H. J.. Phys. C, 1987, 20, 6053.
3. Kopec T.K. J. Phys. C, 1988, 21, 6053.
4. Гинзбург С.Л. ЖЭТФ, 1989, 96, 270.
5. Walasek K., Lukerska-Walasek K. Phys. Rev. B, 1988, 38, 725.
6. Ma Yu-giang, Li Zhen-ya. Phys. Lett. A, 1990, 148, 134.
7. Pirc R., Tadic B., Blinc R. Zeit. Phys. B, 1985, 61, 69.

8. Höchli H.T., Weibel H.E., Boatner L.A. J. Phys. C, 1979, 12, L563.
9. Saint-Paul M., Cilchrist J.G. J. Phys. C, 1986, 19, 2091.
10. Foote M.C., Golding B. J. Phys Condens. Matter, 1989, 1, 7751.
11. Miyako S., Chikazawa, Saito T. J. Phys. Soc. Jap., 1979, 46, 1951.
12. Binder K., Xoung A.P. Rev. Mod. Phys., 1986, 58, 801.
13. Williams G. Canad. J. Phys., 1987, 65, 1251.
14. Kirkpatrick S., Sherrington D. Phys. Rev. B, 1978, 17, 4384.
15. Wada K., Takayama H. Prog. Theor. Phys., 1980, 64, 327.