Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 6, стр. 339 – 341 20 марта 1975 г.

ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ДИПОЛЬНОЙ КРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

Г.Б.Тейтельбаум

Методом Вильсона исследована роль дипольных сил в критической динамике намагниченности ферромагнетика.

Недавно ренорм-групповой подход Вильсона к критическим явлениям [1] был обобщен для исследования динамики модели Гинзбурга – Ландау с обменным взаимодействием [2]. Однако в магнетиках всегда присутствует и дипольное взаимодействие. В наиболее важной для фазовых переходов области температур T чуть выше критической – T_c, когда разность $T - T_c$ сравнима с энергией дипольного взаимодействия, оно может стать существенным в критическом поведении системы. Статические свойства критического поведения в этой дипольной области были изучены методом ϵ-разложения Фишером и Аарони [3], динамические – будут разобраны ниже.

Характерной чертой дипольных сил является их дальнодействие и расходимость, делающие необходимым введение размагничивающих множителей. Немаловажным при использовании ϵ-разложения является и то, что из вида изотропного дипольного гамильтониана следует равенство числа компонент параметра порядка n и размерности системы d. Наконец дипольное взаимодействие приводит к несохранению параметра порядка, что позволяет считать константой декремент затухания Γ в уравнении Гинзбурга – Ландау, моделирующем низкочастотную динамику:

$$\frac{\partial \sigma_{\mathbf{k}}^{a}}{\partial t} = -\Gamma \frac{\delta \bar{\mathcal{H}}}{\delta \sigma_{-\mathbf{k}}^{a}} + \eta_{\mathbf{k}}^{a} \tag{1}$$

Здесь $\sigma_{\mathbf{k}}^{a}$ – фурье-образ компоненты параметра порядка ($a = 1,2,\ldots,n$), $\mathbf{k}$ – волновой вектор, ограниченный сверху, $\eta_{\mathbf{k}}^{a}$ – компонента случайной силы, характеризующей флуктуации бесконечного теплового резервуара. В такой модели пренебрегается эффектами, связанными с сохранением плотности энергии. Однако для систем с конечной при $T = T_c$ теплоемкостью, к которым относится наша $(a_s = -\frac{1}{34}\epsilon < 0$ [3]), это не скажется на результатах, касающихся динамики параметра порядка [2]. Подстановка в (1) модифицированного гамильтониана $\bar{\mathcal{H}}$ работы [3] с учетом зеемановой энергии в слабом магнитном поле $\mathbf{h}_{\mathbf{k}}(t)$ приводит к системе нелинейных дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial \sigma_{\mathbf{k}}^{a}}{\partial t} + \Gamma(r_0 + k^2)\sigma_{\mathbf{k}}^{a} + \Gamma \sum_{a'} (g_0 - h_0 k^2)\frac{k^a k^{a'}}{k^2}\sigma_{\mathbf{k}}^{a'} = \Gamma h_{\mathbf{k}}^{a} + \eta_{\mathbf{k}}^{a} -$$

$$- 4u_0 \Gamma \sum_{a'} \iint d^d k_1 d^d k_2 \sigma_{\mathbf{k}_1}^{a'} \sigma_{\mathbf{k}_2}^{a'} \sigma_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2}^{a}. \tag{2}$$

Здесь $r_0 \sim T$; g_0 и h_0 – параметры, пропорциональные константам дипольного взаимодействия, u_0 – параметр нелинейной связи флуктуаций. Требование того, чтобы в равновесном состоянии решения (2) приводили к статическим бинарным корреляторам работы [3], налагает на средние от $\eta^a_{\mathbf{k}}$ Гауссовы условия: $\langle \eta^a_{\mathbf{k}}(t) \rangle = 0$, $\langle \eta^a_{\mathbf{k}} \eta^a_{\mathbf{k}'} \rangle = 2\Gamma\delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}')\times \times \delta(t-t')\delta_{aa'}$.

Перейдя к непрерывным значениям размерности системы d и учтя, что по Вильсону в окрестности фазового перехода существенно фиксированное значение гамильтониана, где при наличии дипольных сил и $\epsilon = 4 - d > 0$ параметр $8\pi^2 u_0 \approx \epsilon/34$ [3], итерациями по u_0 получим из системы (2) выражение для динамической магнитной восприимчивости

$$\chi^{-1}_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) = G^{-1}_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) + \Sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) . \tag{3}$$

Собственно-энергетическая часть $\Sigma_{\alpha\beta}$ соответствует графическому разложению по степеням u_0, а затравочный коррелятор

$$G_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\delta_{\alpha\beta} - k^\alpha k^\beta/k^2}{r_0 + k^2 - i\omega/\Gamma} + \frac{k^\alpha k^\beta/k^2}{g_0 + r_0 + (1-h_0)k^2 - i\omega/\Gamma}, \quad k \neq 0;$$

$$G_{\alpha\beta}(0, \omega) = \delta_{\alpha\beta}(r_0 + g_0 D_a - i\omega/\Gamma)^{-1} \tag{4}$$

Последняя формула, где D_a – главное значение тензора размагничивающих коэффициентов [3], записана для эллипсоидального образца.

Для анализа однородной восприимчивости $\chi_{\alpha\beta}(0, \omega)$ при $T = T_c$ и при малых значениях частоты ω удобно использовать перенормированное разложение, где из величины $r_0(T)$ в (3) и (4) вычтено $r_0(T_c)$, тогда из собственно-энергетической части следует вычесть $\Sigma_{\alpha\beta}(0, 0)$. Не вдаваясь в подробности графического разложения, заметим, что первая неисчезающая поправка к затравочному коррелятору в (3) появится во втором порядке по u_0. При малых ϵ ограничимся такой точностью. Поперечные части $G_{\alpha\beta}$ в логарифмическом приближении дадут поправки $\sim \ln\omega$, а продольные $- \sim \ln g_0$. В асимптотике по $\omega \to 0$ можно пренебречь вкладом от продольных флуктуаций в $\Sigma_{\alpha\beta}$. Вычисления, а также справедливое при $\lambda \ll 1$ соотношение $\omega(1 - \lambda\ln\omega) \approx \omega^{1-\lambda}$, приводят к

$$\chi^{-1}_{\alpha\beta}(0, \omega) \approx \delta_{\alpha\beta}(g_0 D_a - i\Gamma^{-1}\omega^{1-\lambda}), \qquad \lambda = \frac{90}{(34)^2}\epsilon^2 \ln\frac{4}{3} . \tag{5}$$

Зависящее от ω слагаемое $\chi^{-1}_{\alpha\beta}$ представимо во взятой при $k = 0$ традиционной для динамического подобия форме[1)] $k^{2-\eta} f(\omega/\Gamma k^z)$ (статический индекс $\eta = \frac{80}{3(34)^2}\epsilon^2$ [3]), причем динамический критический индекс

$$z = 2 + c\eta, \qquad c = \frac{27}{4}\ln\frac{4}{3} - 1 . \tag{6}$$

---

1) Можно показать справедливость этого и при конечных k и ω.

Отличие (5) и (6) от результатов [2] говорит об изменении критической динамики, присущей моделям с короткодействующими обменными силами, дальнодействующими дипольными. По аналогии со статикой это изменение, связанное с наличием параметра g_0 в гамильтониане, можно характеризовать экспонентой динамического перехода (crossover) $\bar{\psi}$, вводимой соотношением

$$\chi_{T=T_c}(\omega,\ g_0) \sim \omega^{-(1-\lambda)}\Phi(g_0/\omega^{\bar{\psi}}) = g_0^{-(1-\lambda)/\bar{\psi}}\tilde{\Phi}(g_0/\omega^{\bar{\psi}}). \qquad (7)$$

Из выражения (5) следует, что в нашем случае $\bar{\psi} \approx 1 - \lambda$.

Рассмотрим температурную ($T > T_c$) зависимость времени релаксации параметра порядка T_σ. Вычислив мнимую часть $\chi^{-1}_{\alpha\beta}(0,\omega)$ при $\omega \to 0$ и подставив $r_0(T) - r_0(T_c) \approx B\tau^\gamma$, где $\tau = (T - T_c)/T_c$, а γ — индекс статической восприимчивости [3], получим:

$$T_\sigma \sim \Gamma^{-1}(B\tau^\gamma + g_0 D_a)^{-1}\tau^{-\Delta} \sim \tau^{-\Delta_a}, \qquad \Delta = \frac{1}{2}(c+1)\eta. \qquad (8)$$

Из сравнения (8) с результатами [4] следует, что при $D_a \neq 0$ критический индекс времени релаксации параметра порядка $\Delta_a (= \Delta)$ почти на единицу меньше, чем в обменной области. Этот факт вероятно наиболее доступен для экспериментального наблюдения. Подчеркнем, что "дипольное" поведение имеет место в узкой ($\tau \sim 10^{-2} - 10^{-3}$) области температур вблизи T_c (подробнее см. [3]). Если параметр $D_a = 0$, то $\Delta_a = \Delta + \gamma$ и лишь немного отличается от обменного значения, причем в этом случае выполняется соотношение динамического подобия $\Delta_a = \nu z$ (ν — критический индекс радиуса корреляции [3]).

Наши результаты, которые при $\epsilon = 1$ соответствуют обычной трехмерной ситуации, получены без использования формул динамического подобия и несколько уточняют их. Следует упомянуть о недавних итогах ($z \approx 1$, $\Delta_a \approx 2/3$) иного подхода к рассмотренной задаче [5]. Не исключено, что расхождение их с (6) и (8) связано с неучетом в [5] эффектов размагничивания.

Пользуюсь случаем поблагодарить за полезные обсуждения С.В.Малеева, А.З.Паташинского, В.Л.Покровского и В.В.Прудникова.

Казанский
физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 января 1875 г.

Литература

[1] K.G.Wilson, J.Kogut. Phys. Reports, **12**, 75, 1974.

[2] B.I.Halperin, P.C.Hohenberg, S.Ma. Phys. Rev. Lett., **29**, 1548, 1972; Phys. Rev. **10B**, 139, 1974.

[3] M.E.Fisher, A.Aharony. Phys. Rev. Lett., **30**, 559, 1973; Phys. Rev., **8B**, 3323, 1973; A.Aharony. Phys. Rev., **8B**, 3342, 1973 ,

[4] M.Suzuki, G.Igarashi. Progr. Theor. Phys., **49**, 1070, 1973.

[5] С.В.Малеев. ЖЭТФ, **66**, 1809, 1974.