Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 2, с. 118 – 122 © 2002 г. 25 июля

Влияние упругих деформаций на мультикритическое поведение неупорядоченных систем

С. В. Белим[1)]

Омский государственный университет, 644077 Омск, Россия

Поступила в редакцию 23 мая 2002 г.

После переработки 13 июня 2002 г.

Осуществлено теоретико-полевое описание поведения неупорядоченных упруго-изотропных сжимаемых систем, задаваемых двумя параметрами порядка в бикритической и тетракритической точках в двухпетлевом приближении непосредственно в трехмерном пространстве с применением техники суммирования Паде-Бореля. Проведен анализ ренормгрупповых уравнений и выделены фиксированные точки, соответствующие различным типам мультикритического поведения. Показано, что влияние упругих деформаций приводит к смене режима тетракритического поведения неупорядоченных систем, обусловленной взаимодействием параметров порядка через поле деформаций.

PACS: 64.60.–i

Как было показано в работе [1] присутствие замороженных точечных дефектов структуры приводит к изменению режима поведения системы как в бикритической, так и в тетракритической области. В указанной работе показано, что влияние δ-кореллированных примесей существенно только для изинговских систем и приводит для них к развязыванию параметров порядка в мультикритических точках. В работе [2] показано, что упругие деформации приводят к перенормировке эффективных зарядов взаимодействия критических флуктуаций, приводящих к увеличению взаимодействия параметров порядка и смене типа мультикритического поведения. Поэтому большой интерес представляет исследование совместного влияния упругих деформаций и точечных дефектов структуры в мультикритической области.

Предметом данной статьи является исследование влияния стрикционных эффектов на неупорядоченные системы, фазовые диаграммы которых уже содержат мультикритические точки, носящие бикритический или тетракритический характер. В первом случае в мультикритической точке пересекаются две линии фазовых переходов второго рода и одна линия фазовых переходов первого рода, во втором – четыре линии фазовых переходов второго рода. В непосредственной окрестности мультикритической точки система демонстрирует специфическое критическое поведение, характеризующееся конкуренцией типов упорядочения. При этом в бикритической точке происходит вытеснение одного критического параметра другим, тетракритическая же точка допускает существование смешанной фазы с сосуществующими типами упорядочения. Такие системы [1] могут быть описаны путем введения двух параметров порядка преобразующимся по различным неприводимым представлениям.

При структурных фазовых переходах с отсутствием пьезоэффекта в парафазе упругие деформации играют роль вторичного параметра порядка, флуктуации которого в большинстве случаев не являются критическими [3, 4]. В связи с тем, что в критической области основной вклад в стрикционные эффекты дает зависимость обменного интеграла от расстояния, рассматриваются лишь упруго-изотропные системы.

Модельный гамильтониан системы имеет вид

$$H_0 = \int d^D x \Bigg[\frac{1}{2}(\tau_1 + \nabla^2) \sum_{a=1}^{m} \Phi^a(x)^2 + \frac{1}{2}(\tau_1 + \nabla^2) \sum_{a=1}^{m} \Psi^a(x)^2 + \frac{u_{01}}{4!} \sum_{a,b=1}^{m} \Phi^a(x)^2 \Phi^b(x)^2 + \frac{u_{02}}{4!} \sum_{a,b=1}^{m} \Psi^a(x)^2 \Psi^b(x)^2 + \frac{2u_{03}}{4!} \sum_{a,b=1}^{m} (\Phi^a(x)\Psi^b(x))^2 - \frac{\delta_{01}}{2} \sum_{a=1}^{m} \Phi^a(x)^4 - \frac{\delta_{02}}{2} \sum_{a=1}^{m} \Psi^a(x)^4 - \delta_{03} \sum_{a=1}^{m} \Phi^a(x)^2 \Psi^a(x)^2 + g_1 y(x) \sum_{a=1}^{m} \Phi^a(x)^2 + g_2 y(x) \sum_{a=1}^{m} \Psi^a(x)^2 + \beta y(x)^2 \Bigg], \quad (1)$$

[1)] e-mail: belim@univer.omsk.su

где $\Phi(x)$ и $\Psi(x)$ – флуктуирующие параметры порядка, u_{01} и u_{02} – положительные константы, $\tau_1 \sim |T-T_{c1}|/T_{c1}$, $\tau_2 \sim |T-T_{c2}|/T_{c2}$, T_{c1} и T_{c2} – температуры фазового перехода для первого и второго параметров порядка, соответственно, $y(x) = \sum_{\alpha=1}^{3} u_{\alpha\alpha}(x)$, где $u_{\alpha\beta}$ – тензор деформаций, g_1 и g_2 – параметры квадратичной стрикции, β – постоянная, характеризующая упругие свойства кристалла, D – размерность пространства. В данном гамильтониане уже проведено интегрирование по слагаемым, зависящим от нефлуктуирующих переменных, не взаимодействующих с параметром порядка, а также проведена репличная процедура усреднения по примесям. Свойства исходной системы могут быть получены в пределе $m \to 0$. Неотрицательные константы δ_{01}, δ_{02}, δ_{03} описывают взаимодействие критических флуктуаций через поле примесей. Взаимодействие примесей с упругими деформациями носит линейный характер и при усреднении по примесям приводит к переопределению констант δ_{01}, δ_{02}, δ_{03} [5].

Переходя в (1) к фурье-образам переменных, получим гамильтониан системы в следущем виде:

$$H_0 = \frac{1}{2}\int d^D q(\tau_1+q^2)\sum_{a=1}^{m}\Phi_q^a\Phi_{-q}^a + \frac{1}{2}\int d^D q(\tau_2+q^2)\sum_{a=1}^{m}\Psi_q^a\Psi_{-q}^a + \frac{u_{01}}{4!}\int d^D q_i\sum_{a,b=1}^{m}(\Phi_{q1}^a\Phi_{q2}^a)(\Phi_{q3}^b\Phi_{-q1-q2-q3}^b) + \frac{u_{02}}{4!}\int d^D q_i\sum_{a,b=1}^{m}(\Psi_{q1}^a\Psi_{q2}^a)(\Psi_{q3}^b\Psi_{-q1-q2-q3}^b) + \frac{2u_{03}}{4!}\int d^D q_i\sum_{a,b=1}^{m}(\Phi_{q1}^a\Phi_{q2}^a)(\Psi_{q3}^b\Psi_{-q1-q2-q3}^b) - \frac{\delta_{01}}{2}\int d^D q_i\sum_{a=1}^{m}(\Phi_{q1}^a\Phi_{q2}^a)(\Phi_{q3}^a\Phi_{-q1-q2-q3}^a) - \frac{\delta_{02}}{2}\int d^D q_i\sum_{a=1}^{m}(\Psi_{q1}^a\Psi_{q2}^a)(\Psi_{q3}^a\Psi_{-q1-q2-q3}^a) - \delta_{03}\int d^D q_i\sum_{a=1}^{m}(\Phi_{q1}^a\Phi_{q2}^a)(\Psi_{q3}^a\Psi_{-q1-q2-q3}^a) + g_1\int d^D q y_{q1}\sum_{a=1}^{m}\Phi_{q2}^a\Phi_{-q1-q2}^a + g_2\int d^D q y_{q1}\sum_{a=1}^{m}\Psi_{q2}^a\Psi_{-q1-q2}^a + \frac{g_1^0}{\Omega}y_0\int d^D q\sum_{a=1}^{m}\Phi_q^a\Phi_{-q}^a + \frac{g_2^0}{\Omega}y_0\int d^D q\sum_{a=1}^{m}\Psi_q^a\Psi_{-q}^a + 2\beta\int d^D q y_q y_{-q} + 2\frac{\beta_0}{\Omega}y_0^2. \quad (2)$$

Здесь выделены слагаемые y_0, описывающие однородные деформации. Как показано в работе [3], такое разделение необходимо, так как неоднородные деформации y_q отвечают за обмен акустическими фононами и приводят к эффектам дальнодействия, которые отсутствуют при однородных деформациях.

Определим эффективный гамильтониан системы, зависящий только от сильно флуктуирующих параметров порядка Φ и Ψ, следующим образом:

$$\exp\{-H[\Phi,\Psi]\} = B\int \exp\{-H_0[\Phi,\Psi,y]\}\prod dy_q. \quad (3)$$

Если эксперимент осуществляется при постоянном объеме, то y_0 является константой, интегрирование в (3) проводится только по неоднородным деформациям и однородные деформации вклада в эффективный гамильтониан не вносят. При постоянном давлении в гамильтониан добавляется слагаемое $P\Omega$, объем представляется в терминах компонент тензора деформации в виде

$$\Omega = \Omega_0[1 + \sum_{\alpha=1} u_{\alpha\alpha} + \sum_{\alpha\neq\beta} u_{\alpha\alpha}u_{\beta\beta} + O(u^3)] \quad (4)$$

и интегрирование в (3) осуществляется также и по однородным деформациям. Как отмечено в [6], учет в (4) квадратичных слагаемых может оказаться важным в случае высоких давлений и кристаллов с большими стрикционными эффектами. В результате

$$H = \frac{1}{2}\int d^D q(\tau_1+q^2)\sum_{a=1}^{m}\Phi_q^a\Phi_{-q}^a + \frac{1}{2}\int d^D q(\tau_2+q^2)\sum_{a=1}^{m}\Psi_q^a\Psi_{-q}^a + \frac{v_{01}}{4!}\int d^D q_i\sum_{a,b=1}^{m}(\Phi_{q1}^a\Phi_{q2}^a)(\Phi_{q3}^b\Phi_{-q1-q2-q3}^b) + \frac{v_{02}}{4!}\int d^D q_i\sum_{a,b=1}^{m}(\Psi_{q1}^a\Psi_{q2}^a)(\Psi_{q3}^b\Psi_{-q1-q2-q3}^b) + \frac{2v_{03}}{4!}\int d^D q_i\sum_{a,b=1}^{m}(\Phi_{q1}^a\Phi_{q2}^a)(\Psi_{q3}^b\Psi_{-q1-q2-q3}^b) - \frac{\delta_{01}}{2}\int d^D q_i\sum_{a=1}^{m}(\Phi_{q1}^a\Phi_{q2}^a)(\Phi_{q3}^a\Phi_{-q1-q2-q3}^a) - \frac{\delta_{02}}{2}\int d^D q_i\sum_{a=1}^{m}(\Psi_{q1}^a\Psi_{q2}^a)(\Psi_{q3}^a\Psi_{-q1-q2-q3}^a) -$$

$$- \delta_{03} \int d^D q_i \sum_{a=1}^{m} (\Phi^a_{q1} \Phi^a_{q2})(\Psi^a_{q3} \Psi^a_{-q1-q2-q3}) +$$
$$+ \frac{z_1^2 - w_1^2}{2} \int d^D q_i \sum_{a,b=1}^{m} (\Phi^a_{q1} \Phi^a_{-q1})(\Phi^b_{q2} \Phi^b_{-q2}) +$$
$$+ \frac{z_2^2 - w_2^2}{2} \int d^D q_i \sum_{a=1}^{m} (\Psi^a_{q1} \Psi^a_{-q1})(\Psi^a_{q2} \Psi^a_{-q2}) +$$
$$+ (z_1 z_2 - w_1 w_2) \int d^D q_i \sum_{a,b=1}^{m} (\Phi^a_{q1} \Phi^a_{-q1})(\Psi^b_{q2} \Psi^b_{-q2}),$$
$$v_{01} = u_{01} - 12 z_1^2, \quad v_{02} = u_{02} - 12 z_2^2,$$
$$v_{03} = u_{03} - 12 z_1 z_2,$$
$$z_1 = \frac{g_1}{\sqrt{\beta}}, \; z_2 = \frac{g_2}{\sqrt{\beta}}, \; w_1 = \frac{g_1^0}{\sqrt{\beta_0}}, \; w_2 = \frac{g_2^0}{\sqrt{\beta_0}}. \qquad (5)$$

Данный гамильтониан приводит к широкому разнообразию мультикритических точек. Как и для несжимаемых систем, возможно тетракритическое

$$(v_3 + 12(z_1 z_2 - w_1 w_2 - \delta_3))^2 <$$
$$< (v_1 + 12(z_1^2 - w_1^2 - \delta_1))(v_2 + 12(z_2^2 - w_2^2 - \delta_2))$$

и бикритическое

$$(v_3 + 12(z_1 z_2 - w_1 w_2 - \delta_3))^2 >$$
$$> (v_1 + 12(z_1^2 - w_1^2 - \delta_1))(v_2 + 12(z_2^2 - w_2^2 - \delta_2))$$

поведение. Кроме того, стрикционные эффекты могут приводить к мультикритическим точкам более высокого порядка.

В рамках теоретико-полевого подхода [7] асимптотическое критическое поведение и структура фазовых диаграмм во флуктуационной области определяются ренорм-групповым уравнением Каллана-Симанчика для вершинных частей неприводимых функций Грина. Для вычисления β- и γ-функций как функций, входящих в уравнение Каллана-Симанчика перенормированных вершин взаимодействия u_1, u_2, u_3, δ_1, δ_2, δ_2, g_1, g_2, $g_1^{(0)}$, $g_2^{(0)}$ или более удобных для определения мультикритического поведения модели комплексных вершин z_1, z_2, w_1, w_2, v_1, v_2, v_3, δ_1, δ_2, δ_3, был применен стандартный метод, основанный на диаграммной технике Фейнмана и процедуре перенормировки [8]. В результате, в рамках двухпетлевого приближения были получены следующие выражения для β-функций:

$$\beta_{v1} = -v_1 + \frac{3}{2}v_1^2 + \frac{1}{6}v_3^2 - 24 v_1 \delta_1 - \frac{77}{81}v_1^3 -$$
$$- \frac{23}{243}v_1 v_3^2 - \frac{2}{27}v_3^3 + \frac{184}{81}v_1 v_3 \delta_3 + \frac{16}{9}v_3^2 \delta_3 +$$
$$+ \frac{832}{27}v_1^2 \delta_1 - \frac{5920}{27}v_1 \delta_1^2 + \frac{8}{9}v_3^2 \delta_1,$$

$$\beta_{v2} = -v_2 + \frac{3}{2}v_2^2 + \frac{1}{6}v_3^2 - 24 v_2 \delta_1 - \frac{77}{81}v_2^3 -$$
$$- \frac{23}{243}v_2 v_3^2 - \frac{2}{27}v_3^3 + \frac{184}{81}v_2 v_3 \delta_3 + \frac{16}{9}v_3^2 \delta_3 +$$
$$+ \frac{832}{27}v_2^2 \delta_2 - \frac{5920}{27}v_2 \delta_2^2 + \frac{8}{9}v_3^2 \delta_2,$$

$$\beta_{v3} = -v_3 + \frac{2}{3}v_3^2 + \frac{1}{2}v_1 v_3 + \frac{1}{2}v_2 v_3 - 4 v_3 \delta_1 -$$
$$- 4 v_3 \delta_2 - 16 v_3 \delta_3 - \frac{41}{243}v_3^3 - \frac{23}{162}v_1^2 v_3 -$$
$$- \frac{23}{162}v_2^2 v_3 - \frac{1}{3}v_1 v_3^2 - \frac{1}{3}v_2 v_3^2 + \frac{472}{81}v_3^2 \delta_3 +$$
$$+ \frac{8}{3}v_3^2 \delta_1 + \frac{8}{3}v_3^2 \delta_2 - \frac{368}{27}v_3 \delta_1^2 - \frac{368}{27}v_3 \delta_2^2 +$$
$$+ \frac{92}{27}v_1 v_3 \delta_1 + \frac{92}{27}v_2 v_3 \delta_2 + 8 v_1 v_3 \delta_3 + 8 v_2 v_3 \delta_3 -$$
$$- 64 v_3 \delta_3^2 - 64 v_3 \delta_1 \delta_3 - 64 v_3 \delta_2 \delta_3,$$

$$\beta_{\delta 1} = -\delta_1 + 16 \delta_1^2 - v_1 \delta_1 - \frac{1}{3}v_3 \delta_3 - \frac{3040}{27}\delta_1^3 +$$
$$+ \frac{2}{27}v_3^2 \delta_3 - \frac{8}{3}v_3 \delta_3^2 - \frac{400}{27}v_1 \delta_1^2 + \frac{23}{81}v_1^2 \delta_1 +$$
$$+ \frac{5}{243}v_3^2 \delta_1 - \frac{184}{81}v_3 \delta_1 \delta_3,$$

$$\beta_{\delta 2} = -\delta_2 + 16 \delta_2^2 - v_1 \delta_2 - \frac{1}{3}v_3 \delta_3 - \frac{3040}{27}\delta_2^3 +$$
$$+ \frac{2}{27}v_3^2 \delta_3 - \frac{8}{3}v_3 \delta_3^2 - \frac{400}{27}v_2 \delta_2^2 + \frac{23}{81}v_2^2 \delta_2 +$$
$$+ \frac{5}{243}v_3^2 \delta_2 - \frac{184}{81}v_3 \delta_2 \delta_3, \qquad (6)$$

$$\beta_{\delta 3} = -\delta_3 + 8 \delta_3^2 + \frac{1}{2}v_1 \delta_3 + \frac{1}{2}v_2 \delta_3 + \frac{1}{6}v_3 \delta_1 +$$
$$+ \frac{1}{6}v_3 \delta_2 + 4 \delta_1 \delta_3 + 4 \delta_2 \delta_3 - \frac{64}{3}\delta_3^3 + 4 v_1 \delta_3^2 +$$
$$+ 4 v_2 \delta_3^2 + \frac{23}{162}v_1^2 \delta_3 + \frac{23}{162}v_2^2 \delta_3 + \frac{368}{27}\delta_1^2 \delta_3 +$$
$$+ \frac{368}{27}\delta_2^2 \delta_3 + 32 \delta_1 \delta_3^2 + 32 \delta_2 \delta_3^2 + \frac{1}{27}v_3^2 \delta_1 +$$
$$+ \frac{1}{27}v_3^2 \delta_2 - \frac{4}{9}v_3 \delta_1^2 - \frac{4}{9}v_3 \delta_2^2 + \frac{5}{243}v_3^2 \delta_3 -$$
$$- \frac{40}{81}v_3 \delta_3^2 - \frac{92}{27}v_1 \delta_1 \delta_3 - \frac{92}{27}v_2 \delta_2 \delta_3 -$$
$$- \frac{16}{9}v_3 \delta_1 \delta_3 - \frac{16}{9}v_3 \delta_2 \delta_3,$$

$$\beta_{z1} = -z_1 + v_1 z_1 + 2z_1^3 - 16\delta_1 z_1 - 4\delta_3 z_2 + $$
$$+ 2z_1 z_2^2 + \frac{1}{3} v_3 z_2 - \frac{23}{81} v_1^2 z_1 - \frac{7}{243} v_3^2 z_1 - \frac{2}{27} v_3^2 z_2 + $$
$$+ \frac{29}{27} v_1 z_1 \delta_1 - \frac{736}{27} z_1 \delta_1^2 - \frac{16}{3} z_1 \delta_3^2 - \frac{32}{3} z_2 \delta_3^2 + $$
$$+ \frac{512}{27} v_3 z_1 \delta_3 + \frac{512}{27} v_3 z_2 \delta_3,$$

$$\beta_{z2} = -z_2 + v_2 z_2 + 2z_2^3 - 16\delta_2 z_2 - 4\delta_3 z_1 + $$
$$+ 2z_2 z_1^2 + \frac{1}{3} v_3 z_1 - \frac{23}{81} v_2^2 z_2 - \frac{7}{243} v_3^2 z_2 - \frac{2}{27} v_3^2 z_1 + $$
$$+ \frac{29}{27} v_2 z_2 \delta_2 - \frac{736}{27} z_2 \delta_2^2 - \frac{16}{3} z_2 \delta_3^2 - $$
$$- \frac{32}{3} z_1 \delta_3^2 + \frac{512}{27} v_3 z_2 \delta_3 + \frac{512}{27} v_3 z_1 \delta_3,$$

$$\beta_{w1} = -w_1 + v_1 w_1 + 2z_1^2 w_1 - 2w_1^3 - 16\delta_1 w_1 - $$
$$- 4\delta_3 w_2 + 2w_1 z_2^2 + \frac{1}{3} v_3 w_2 - \frac{23}{81} v_1^2 w_1 - $$
$$- \frac{7}{243} v_3^2 w_1 - \frac{2}{27} v_3^2 w_2 + \frac{29}{27} v_1 w_1 \delta_1 - \frac{736}{27} w_1 \delta_1^2 - $$
$$- \frac{16}{3} w_1 \delta_3^2 - \frac{32}{3} w_2 \delta_3^2 + \frac{512}{27} v_3 w_1 \delta_3 + \frac{512}{27} v_3 w_2 \delta_3,$$

$$\beta_{w2} = -w_2 + v_2 w_2 + 2z_2^2 w_2 - 2w_2^3 - 16\delta_2 w_2 - $$
$$- 4\delta_3 w_1 + 2w_2 z_1^2 + \frac{1}{3} v_3 w_1 - \frac{23}{81} v_2^2 w_2 - $$
$$- \frac{7}{243} v_3^2 w_2 - \frac{2}{27} v_3^2 w_1 + \frac{29}{27} v_2 w_2 \delta_2 - \frac{736}{27} w_2 \delta_2^2 - $$
$$- \frac{16}{3} w_2 \delta_3^2 - \frac{32}{3} w_1 \delta_3^2 + \frac{512}{27} v_3 w_2 \delta_3 + \frac{512}{27} v_3 w_2 \delta_3.$$

Известно, что ряды теории возмущений являются асимптотическими, а вершины взаимодействия флуктуаций параметров порядка во флуктуационной области достаточно велики, чтобы можно было непосредственно применять выражения (6). Поэтому с целью извлечения из полученных выражений нужной физической информации был применен обобщенный на многопараметрический случай метод Паде-Бореля. При этом прямое и обратное преобразования Бореля имеют вид

$$f(v_1, v_2, v_3, \delta_1, \delta_2, \delta_3, z_1, z_2, w_1, w_2) = \qquad (7)$$

$$= \sum_{i_1,\ldots,i_{10}} c_{i_1\ldots i_10} v_1^{i_1} v_2^{i_2} v_3^{i_3} \delta_1^{i_4} \delta_2^{i_5} \delta_3^{i_6} z_1^{i_7} z_2^{i_8} w_1^{i_9} w_2^{i_{10}} =$$

$$= \int_0^\infty e^{-t} F(v_1 t, v_2 t, v_3 t, \delta_1 t, \delta_2 t, \delta_3 t, z_1 t, z_2 t, w_1 t, w_2 t) dt,$$

$$F(v_1, v_2, v_3, \delta_1, \delta_2, \delta_3, z_1, z_2, w_1, w_2) = \qquad (8)$$

$$= \sum_{i_1,\ldots,i_{10}} \frac{c_{i_1,\ldots,i_7}}{(i_1 + \ldots + i_{10})!} v_1^{i_1} v_2^{i_2} v_3^{i_3} \delta_1^{i_4} \delta_2^{i_5} \delta_3^{i_6} z_1^{i_7} z_2^{i_8} w_1^{i_9} w_2^{i_{10}}.$$

Для аналитического продолжения борелевского образа функции вводится ряд по вспомогательной переменной θ

$$\tilde{F}(v_1, v_2, v_3, \delta_1, \delta_2, \delta_3, z_1, z_2, w_1, w_2, \theta) = \sum_{k=0}^{\infty} \theta^k \times \qquad (9)$$

$$\sum_{i_1,\ldots,i_{10}} \frac{c_{i_1\ldots i_10}}{k!} v_1^{i_1} v_2^{i_2} v_3^{i_3} \delta_1^{i_4} \delta_2^{i_5} \delta_3^{i_6} z_1^{i_7} z_2^{i_8} w_1^{i_9} w_2^{i_{10}} \delta_{i_1+\ldots+i_{10},k},$$

к которому применяется аппроксимация Паде [L/M] в точке $\theta = 1$. Данная методика была предложена и апробирована в работах [9] для описания критического поведения ряда систем, характеризующихся несколькими вершинами взаимодействия флуктуаций параметра порядка. Выявленное в [9] свойство сохранения симметрии системы в процессе применения паде-аппроксимант по переменной θ становится существенным при описании многовершинных моделей.

В двухпетлевом приближении для вычисления β-функций был использован аппроксимант [2/1]. Природа критического поведения определяется существованием устойчивой фиксированной точки, удовлетворяющей системе уравнений:

$$\beta_i(v_1^*, v_2^*, v_3^*, \delta_1^*, \delta_2^*, \delta_3^*, z_1^*, z_2^*, w_1^*, w_2^*) = 0 \ (i = 1, ..., 10). \qquad (10)$$

Требование устойчивости фиксированной точки сводится к условию, чтобы собственные значения b_i матрицы

$$B_{i,j} = \frac{\partial \beta_i(v_1^*, v_2^*, v_3^*, \delta_1^*, \delta_2^*, \delta_3^*, z_1^*, z_2^*, w_1^*, w_2^*)}{\partial v_j}$$
$$(v_i, v_j \equiv v_1^*, v_2^*, v_3^*, \delta_1^*, \delta_2^*, \delta_3^*, z_1^*, z_2^*, w_1^*, w_2^*) \qquad (11)$$

лежали в правой комплексной полуплоскости.

Полученная система просуммированных β-функций содержит широкое разнообразие фиксированных точек, лежащих в физической области значений вершин с $v_i \geq 0$.

Полный анализ фиксированных точек, соответствующих критическому поведению только одного параметра порядка, приведен в работе [5]. Рассмотрим совместное критическое поведение обоих параметров порядка.

Анализ значений фиксированных точек и их устойчивости позволяет сделать ряд выводов. Тетракритическая фиксированная точка неупорядоченных

несжимаемых систем ($v_1 = v_2 = 1.58892$, $v_3 = 0$, $\delta_1 = \delta_2 = 0.03448$, $\delta_3 = 0$, $z_1 = 0$, $z_2 = 0$, $w_1 = 0$, $w_2 = 0$) неустойчива относительно влияния однородных деформаций ($b_1 = b_2 = 0.461$, $b_3 = 0.036$, $b_4 = = b_5 = 0.461$, $b_6 = 0.036$, $b_7 = b_8 = b_9 = b_{10} = -0.236$). Стрикционные эффекты приводят к стабилизации тетракритической фиксированной точки сжимаемых неупорядоченных систем ($v_1 = v_2 = 1.58892$, $v_3 = 0$, $\delta_1 = \delta_2 = 0.03448$, $\delta_3 = 0$, $z_1 = 0.04599$, $z_2 = 0.568836$, $w_1 = 0.017759$, $w_2 = 00.551849$, $b_1 = b_2 = 0.461$, $b_3 = 0.036$, $b_4 = b_5 = 0.461$, $b_6 = 0.036$, $b_7 = 1.189$, $b_8 = 0.003$, $b_9 = 5.391$, $b_{10} = 0.999$).

Вопрос устойчивости существования других мультикритических точек не может быть разрешен в рамках описанной модели в силу того, что вычисления приводят к вырожденной системе уравнений. Вырождение снимается при учете в гамильтониане слагаемых более высокого порядка по компонентам тензора деформаций и флуктуирующим параметрам порядка.

Таким образом, стрикционное взаимодействие флуктуирующих параметров порядка с упругими деформациямия приводит, как и введение в систему замороженных точечных примесей, к смене бикритического поведения на тетракритическое. Упругие деформации приводят к смене режима тетракритического поведения для неупорядоченных систем, обусловленной взаимодействием параметров порядка путем обмена акустическими фононами.

1. В. В. Прудников, П. В. Прудников, А. А. Федоренко, ФТТ **42**, 158 (2000).
2. С. В. Белим, Письма в ЖЭТФ **75**, 547 (2002).
3. А. И. Ларкин, С. А. Пикин, ЖЭТФ **56**, 1664 (1969).
4. Y. Imry, Phys. Rev. Lett. **33**, 1304 (1974).
5. С. В. Белим, В. В. Прудников, ФТТ **45**, 1299 (2001).
6. D. J. Bergman, B. I. Halperin, Phys. Rev. **B13**, 2145 (1976).
7. D. Amit, *Field theory the renormalization group and critical phenomena*, New York, McGraw-Hill, 1976.
8. J. Zinn-Justin, *Quantum field theory and critical phenomena*, Clarendon Press, Oxford, 1989.
9. S. A. Antonenko and A. I. Sokolov, Phys. Rev. **B49**, 15901 (1994); К. Б. Варнашев, А. И. Соколов, ФТТ **38**, 3665 (1996); A. I. Sokolov, K. B. Varnashev, and A. I. Mudrov, Int. J. Mod. Phys. **B12**, 1365 (1998); A. I. Sokolov and K. B. Varnashev, Phys. Rev. **B59**, 8363 (1999).