Трикритическое поведение сжимаемых систем с замороженными дефектами структуры

© С.В. Белим, В.В. Прудников

Омский государственный университет,
644077 Омск, Россия

(Поступила в Редакцию 10 октября 2000 г.
В окончательной редакции 20 декабря 2000 г.)

Осуществлено теоретико-полевое описание фазовых превращений в слабо неупорядоченных упруго-изотропных сжимаемых системах. Для трехмерных изингоподобных систем в двухпетлевом приближении с применением техники суммирования Паде–Бореля проведен анализ ренормгрупповых уравнений и выделены фиксированные точки, соответствующие различным типам критического и трикритического поведения при различных макроскопических условиях, наложенных на систему. Показана существенность влияния дефектов структуры на критическое и трикритическое поведение сжимаемых систем, проявляющееся как в изменении значений критических индексов, так и в сокращении типов различного мультикритического поведения по сравнению с однородными сжимаемыми системами.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-16455).

Трикритическое поведение, возникающее в конденсированных средах при смене рода фазового перехода под воздействием изменения величины внешнего поля, термодинамически сопряженного параметру порядка, а также давления, состава растворов и т.д., выявлено при изучении фазовых превращений в различных типах твердых тел: ферромагнетиках, сегнетоэлектриках, кристаллах, испытывающих структурные фазовые переходы [1]. Из всего многообразия систем, демонстрирующих трикритическое поведение, нас в данной работе будут интересовать сжимаемые магнетики и твердые тела, испытывающие структурные фазовые переходы, в которых внешнее давление обусловливает смену фазового перехода второго рода на фазовый переход первого рода. Наиболее подробные экспериментальные исследования трикритических аномалий и измерения трикритических индексов проведены на изингоподобных кристаллах NH_4Cl, ND_4Cl и монокристаллических твердых растворах на их основе [2,3].

В сжимаемых системах связь параметра порядка с упругими деформациями играет важную роль. Как впервые было показано в [4], для упруго-изотропного тела критическое поведение сжимаемых систем с квадратичной стрикцией неустойчиво относительно связи параметра порядка с акустическими модами и реализуется фазовый переход первого рода, близкий ко второму. Однако выводы работы [4] справедливы только в области низких давлений. В [5] было показано, что в области высоких давлений, начиная с некоторого трикритического значения P_t, деформационные эффекты, индуцируемые внешним давлением, оказывают на систему более радикальное влияние, приводя к смене знака эффективной константы взаимодействия флуктуаций параметра порядка и, как следствие, к смене рода фазового перехода. При этом в [5] для однородных сжимаемых систем предсказываются два типа трикритического поведения и существование критической точки четвертого порядка, в которой пересекаются две трикритические кривые. Учет упругой анизотропии кристаллов [6–9] хотя и усложняет задачу, но не приводит к качественно новым результатам.

Твердые тела неизбежно содержат примеси и другие дефекты структуры. В соответствии с критерием Харриса присутствие случайно распределенных замороженных точечных дефектов структуры может особенно сильно проявиться в термодинамике систем в трикритической точке, поскольку критический индекс теплоемкости для однородных систем при этом положителен и не мал ($\alpha_t^{(0)} = 1/2$). В то же время вдоль кривой фазовых переходов второго рода, оканчивающейся в трикритической точке, влияние дефектов структуры в силу малости величины индекса $\alpha_c^{(0)}$ должно быть выражено значительно слабее при $\alpha_c^{(0)} > 0$ или отсутствовать совсем при $\alpha_c^{(0)} < 0$. Ренормгрупповое исследование влияния слабого беспорядка на трикритическое поведение систем без учета деформационных эффектов проводилось в ряде работ [10–12]. Наиболее последовательный анализ решений уравнений ренорм-группы для пятивершинной модели неупорядоченного кристалла в окрестности трикритической точки, осуществленный в [12], выявил эффект убегания фазовых траекторий из трикритической области затравочных значений вершин в область больших по модулю значений вершин, где перестает работать теория возмущений. Данный эффект был интерпретирован как признак размытия фазовых переходов и неустойчивости трикритического поведения относительно конфигурационного беспорядка. Проведенное в [13] исследование окрестности трикритической точки при использовании модели сильного беспорядка позволил предсказать, что трикритической точке неупорядоченной системы предшествует фазовый переход перколяционного типа, связанный с образованием локализованных капель и их взаимодействием, хотя при этом картина флуктуационного поведения в трикритической точке осталась невыясненной.

При структурных фазовых переходах с отсутствием пьезоэффекта в парафазе упругие деформации играют роль вторичного параметра порядка, флуктуации которого в большинстве случаев не являются критическими. В [14,15] на основе общих представлений о фазовых переходах в системах, в которых параметр порядка связан с дополнительными нефлуктуирующими перемещениями, рассмотрено в низшем порядке по ε влияние замороженных примесей на возможные типы фазовых превращений в зависимости от макроскопических условий, накладываемых на систему. Выявлено, что при условии постоянного напряжения фазовые траектории, выходя из окрестности трикритической примесной точки, покидают область устойчивости фазовых переходов второго рода с реализацией размытого фазового перехода, в то же время при отсутствии постоянного напряжения в системе отсутствует трикритическое поведение, а фазовые превращения носят характер переходов второго рода с типичными для низшего порядка по ε результатами относительно существенности влияния примесей на критическое поведение систем с числом компонент параметров порядка $n < 4$ и отсутствия эффектов неупорядоченности для систем с $n > 4$. Однако хорошо известно, что в низшем порядке теории возмущений ренормгрупповые уравнения для перенормированных вершин модели, описывающих самодействие флуктуаций параметра порядка и их взаимодействие через поле примесей, характеризуются случайным вырождением и не могут быть использованы для анализа наиболее интересного случая — неупорядоченной модели Изинга.

В настоящей работе осуществлено развитие модели фазовых превращений в неупорядоченной системе со связью с нефлуктуирующими переменными [14,15] на физически важный для структурных фазовых переходов случай сжимаемой трехмерной модели Изинга с замороженными дефектами структуры, рассматриваемой методами ренорм-группы в двухпетлевом приближении. Основное внимание уделено исследованию условий реализации трикритического поведения за счет эффектов дальнодействующего взаимодействия флуктуаций параметра порядка, обусловленного длинноволновыми акустическими модами. Для упрощения анализа полагается, что рассматриваемые системы упруго-изотропны.

Гамильтониан неупорядоченной модели Изинга с учетом упругих деформаций может быть записан в виде

$$\begin{aligned}H_0 = \int d^dx\left[\frac{\tau_0}{2}S(x)^2 + \frac{1}{2}\big(\nabla S(x)\big)^2 + u_0\big(S(x)^2\big)^2\right] \\ + \int d^dx\big[\Delta\tau(x)S(x)^2\big] + \int d^dx\left[\frac{a_1}{2}\sum_{\alpha=1}^{d}u_{\alpha\alpha}^2(x)\right. \\ \left. + a_2\sum_{\alpha,\beta=1}^{d}u_{\alpha\beta}^2(x)\right] + a_3\int d^dxS(x)^2\sum_{\alpha=1}^{d}u_{\alpha\alpha}(x) \\ + \int d^dx\sum_{\alpha,\beta=1}^{d}h_{\alpha\beta}(x)u_{\alpha\beta}(x),\end{aligned} \tag{1}$$

где $S(x)$ — параметр порядка, u_0 — положительная константа, $\tau_0 \sim |T-T_c|/T_c$, T_c — температура фазового перехода, $\Delta\tau(x)$ — случайное поле примесей типа случайной температуры, $u_{\alpha\beta}$ — тензор деформаций, $a_1 = K - 2\mu/d$, $a_2 = \mu$ — упругие постоянные кристалла (K, μ — модули сжатия и сдвига соответственно), a_3 — параметр квадратичной стрикции. Взаимодействие примесей с нефлуктуирующим параметром порядка — тензором деформации $u_{\alpha\beta}(x)$ — задается величиной $h_{\alpha\beta}(x)$ — случайным полем, термодинамически сопряженным $u_{\alpha\beta}(x)$. Переходя в (1) к Фурье-образам переменных и вводя

$$u_{\alpha\beta}(x) = u_{\alpha\beta}^{(0)} + \Omega^{-1/2}\sum_{q\neq 0}u_{\alpha\beta}(q)\exp(iqx)$$

с $u_{\alpha\beta}(q) = i/2[q_\alpha u_\beta + q_\beta u_\alpha]$, после интегрирования в статистической сумме по недиагональным компонентам однородной части тензора деформации $u_{\alpha\beta}^{(0)}$, не существенным для критического поведения системы в упругоизотропной среде, получим гамильтониан системы в следующем виде:

$$\begin{aligned}H_0 = \frac{1}{2}\int d^dq(\tau_0 + q^2)S_qS_{-q} + \frac{1}{2}\int d^dq\Delta\tau_qS_qS_{-q} \\ + u_0\int d^dqS_{q1}S_{q2}S_{q3}S_{-q1-q2-q3} \\ + a_3\int d^dqu_{\alpha\alpha}(q_1)S_{q2}S_{-q1-q2} + \frac{a_3^{(0)}}{\Omega}u_{\alpha\alpha}^{(0)}\int d^dqS_qS_{-q} \\ + \frac{\tilde{a}_1}{2}\int d^dqu_{\alpha\beta}(q)u_{\alpha\beta}(-q) + \frac{\tilde{a}_1^{(0)}}{2\Omega}(u_{\alpha\alpha}^{(0)})^2 \\ + \int d^dqh_{\alpha\beta}(q)u_{\alpha\beta}(-q) + \frac{h_{\alpha\alpha}^{(0)}}{\Omega}u_{\alpha\alpha}^{(0)},\end{aligned} \tag{2}$$

где $\tilde{a}_1 = K + 2(d-1)\mu/d$, $\tilde{a}_1^{(0)} = K$. В (2) разделены слагаемые, описывающие влияние однородных и неоднородных деформаций. Как показано в [4], такое разделение необходимо, так как неоднородные деформации $u_{\alpha\beta}(q)$ отвечают за обмен акустическими фононами и приводят к эффектам дальнодействия, которые отсутствуют при однородных деформациях.

При малой концентрации примесей распределение случайных полей $\Delta\tau_q$, $h_{\alpha\beta}(q)$, $h_{\alpha\alpha}^{(0)}$ можно считать гауссовым и задать функцией

$$\begin{aligned}P[\Delta\tau, h, h^{(0)}] = A\exp\left[-\frac{1}{8b_1}\int\Delta\tau_q^2d^dq - \frac{1}{8b_2}\int h_{\alpha\beta}^2(q)d^dq\right. \\ \left. - \frac{(h_{\alpha\alpha}^{(0)})^2}{8b_3} - \frac{1}{4b_4}\int\Delta\tau_qh_{\alpha\alpha}(-q)d^dq - \frac{1}{4b_5}\int\Delta\tau_qh_{\alpha\alpha}^{(0)}d^dq\right],\end{aligned} \tag{3}$$

где A — нормировочная константа, а b_i — положительные константы, пропорциональные концентрации замороженных дефектов структуры.

Применяя репличную процедуру для усреднения по случайным полям, задаваемым замороженными дефектами структуры, получим эффективный гамильтониан системы

$$H_R = \frac{1}{2}\int d^d q(\tau_0 + q^2)\sum_{a=1}^{m} S_q^a S_{-q}^a$$

$$-\frac{\delta_0}{2}\sum_{a,b=1}^{m}\int d^d q(S_{q1}^a S_{q2}^a)(S_{q3}^b S_{-q1-q2-q3}^b)$$

$$+u_0\sum_{a=1}^{m}\int d^c q S_{q1}^a S_{q2}^a S_{q3}^a S_{-q1-q2-q3}^a$$

$$+g_0\sum_{a=1}^{m}\int d^d q u_{\alpha\alpha}^a(q_1) S_{q2}^a S_{-q1-q2}^a$$

$$+\frac{g_0^{(0)}}{\Omega}\sum_{a=1}^{m} u_{\alpha\alpha}^{(0)^a}\int d^d q S_q^a S_{-q}^a$$

$$+\frac{\lambda}{2}\sum_{a=1}^{m}\int d^d q u_{\alpha\beta}^a(q) u_{\alpha\beta}^a(-q) + \frac{\lambda_0}{2\Omega}\sum_{q=1}^{m}(u_{\alpha\alpha}^{(0)^a})^2. \quad (4)$$

Здесь введены положительные константы δ_0, g_0, $g_0^{(0)}$, $\lambda = \tilde{K} + 2\tilde{\mu}(d-1)/d$, $\lambda_0 = \tilde{K}$, выражаемые через константы a_i, b_i; δ_0 имеет полностью примесную природу, а величины g_0, $g_0^{(0)}$, $\tilde{K}$ и $\tilde{\mu}$ характеризуют переопределенные дефектами структуры параметр стрикционного взаимодействия и упругие модули кристалла. Свойства исходной системы могут быть получены в пределе числа реплик (образов) $m \to 0$, поэтому возникающая в гамильтониане (4) за счет влияния дефектов кубическая анизотропия является фиктивной.

Определим гамильтониан системы, зависящей только от сильно флуктуирующего параметра порядка S, следующим образом:

$$\exp\{-H[S]\} = B\int \exp\{-H_R[S, u_{\alpha\beta}]\}\Pi du_{\alpha\beta}. \quad (5)$$

Если эксперимент осуществляется при постоянном объеме, то $u_{\alpha\alpha}^{(0)}$ является константой, интегрирование в (5) проводится только по неоднородным деформациям $u_{\alpha\beta}(q)$, а однородные деформации вклада в эффективный гамильтониан не вносят. При постоянном давлении в гамильтониан добавляется слагаемое $P\Omega$, объем выражается через компоненты тензора деформации в виде

$$\Omega = \Omega_0\left[1 + \sum_{\alpha=1} u_{\alpha\alpha}^{(0)} + \sum_{\alpha\neq\beta} u_{\alpha\alpha}^{(0)} u_{\beta\beta}^{(0)} + O(u^3)\right] \quad (6)$$

и интегрирование в (5) осуществляется как по неоднородным, так и однородным деформациям. Как отмечено в [5], учет в (6) квадратичных слагаемых может оказаться важным в случае высоких давлений и кристаллов с большими стрикционными эффектами. Пренебрежение в [4] данными квадратичными слагаемыми ограничивает применение результатов работы Ларкина и Пикина только к области низких давлений. В результате имеем

$$H = \frac{1}{2}\int d^d q(\tau_0 + q^2)\sum_{a=1}^{m} S_q^a S_{-q}^a$$

$$+\left(u_0 - \frac{z_0}{2}\right)\sum_{a=1}^{m}\int d^d\{q_i\} S_{q1}^a S_{q2}^a S_{q3}^a S_{-q1-q2-q3}^a$$

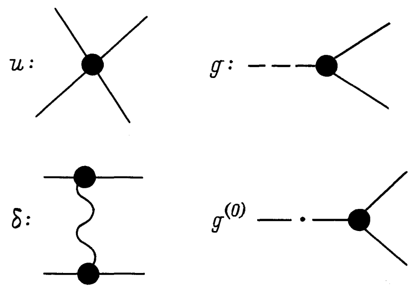
$$+\frac{(z_0 - w_0)}{2\Omega}\sum_{a=1}^{m}\int d^d\{q_i\}(S_{q1}^a S_{-q1}^a)(S_{q2}^a S_{-q2}^a)$$

$$-\frac{\delta}{2}\sum_{a,b=1}^{m}\int d^d\{q_i\}(S_{q1}^a S_{q2}^a)(S_{q3}^b S_{-q1-q2-q3}^b),$$

$$z_0 = g_0^2/\lambda, \quad w_0 = g_0^{(0)2}/\lambda_0, \quad \lambda = \tilde{K} + 2\tilde{\mu}(d-1)/d,$$
$$\lambda_0 = \tilde{K} + 2P(d-1)/d. \quad (7)$$

Возникающий в гамильтониане эффективный параметр взаимодействия $v_0 = u_0 - g_0^2/(2\lambda)$ за счет влияния стрикционных эффектов, определяемых параметром g_0 и зависящих в общем случае от внешнего давления, может принимать не только положительные, но и отрицательные значения. В результате данный гамильтониан описывает фазовые переходы как первого, так и второго рода. При $v_0 = 0$ в системе реализуется трикритическое поведение. В свою очередь эффективное взаимодействие в (7), определяемое разностью параметров $z_0 - w_0$, при давлениях $P > P_t = \tilde{\mu}$ может вызывать в системе фазовый переход второго рода, а при давлениях ниже P_t — фазовый переход первого рода. Предсказываемое моделью довольно высокое значение трикритического давления P_t, задаваемое модулем сдвига $\tilde{\mu}$, есть результат пренебрежения вкладом ангармонических слагаемых и слагаемых более высокого порядка по флуктуациям параметра порядка и стрикционному взаимодействию, которые хотя и несущественны в ренормгрупповом смысле для описания критических свойств, но могут вызывать существенное изменение величины трикритического давления [7]. Из данного вида эффективного гамильтониана следует возможность осуществления критической точки более высокого порядка, в которой пересекаются трикритические кривые, при одновременном выполнении условий $v_0 = 0$, $z_0 = w_0$ [5]. Следует отметить, что при трикритическом условии $z_0 = w_0$ гамильтониан модели (7) изоморфен гамильтониану неупорядоченной модели Изинга.

В рамках теоретико-полевого подхода [16] асимптотическое критическое поведение и структура фазовых диаграмм во флуктуационной области определяется ренормгрупповым 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, δ, g, $g^{(0)}$ (графическое представление для вводимых вершин дано на рисунке) или более удобных для определения критического и трикритического поведения модели комплексных вершин $z = g^2/\lambda$,



Графическое представление для вершин взаимодействия u, δ, g, $g^{(0)}$: δ характеризует взаимодействие флуктуаций параметра порядка через поле точечных замороженных дефектов, g — взаимодействие флуктуаций параметра порядка с неоднородными, а $g^{(0)}$ — с однородными деформациями кристалла.

$w = g^{(0)2}/\lambda_0$, $v = (v - z/2)$, мы применили стандартный метод, основанный на диаграммной технике Фейнмана и процедуре перенормировки [17]. В результате в рамках двухпетлевого приближения были получены следующие выражения для β-функций:

$$\begin{aligned}\beta_v &= -v\big(1 - 36v + 24\delta + 547.555556v^2\\ &\quad - 739.555556v\delta + 219.259259\delta^2\big),\\ \beta_\delta &= -\delta\big(1 + 16\delta - 24v + 163.555556v^2\\ &\quad - 355.555556v\delta + 112.592593\delta^2\big),\\ \beta_z &= -z\big(1 - 24v + 8\delta - 2z + 163.555556v^2\\ &\quad - 99.555556v\delta + 27.259259\delta^2\big),\\ \beta_w &= -w\big(1 - 24v + 8\delta - 4z + 2w + 163.555556v^2\\ &\quad - 99.555556v\delta + 27.259259\delta^2\big). \qquad (8)\end{aligned}$$

Известно, что ряды теорий возмущений являются асимптотическими, а вершины взаимодействия флуктуаций параметров порядка во флуктуационной области достаточно велики, чтобы можно было непосредственно применять выражения (8). Поэтому с целью извлечения из полученных выражений нужной физической информации мы применили обобщенный на четырехпараметрический случай метод Паде–Бореля. При этом прямое и обратное преобразования Бореля имеют вид

$$f(v,\delta,z,w) = \sum_{i_1,\dots,i_4} c_{i_1,\dots,i_4} v^{i_1}\delta^{i_2}z^{i_3}w^{i_4} = \int_0^\infty e^{-t}F(vt,\delta t,zt,wt)\,dt,$$

$$F(v,\delta,z,w) = \sum_{i_1,\dots,i_4} \frac{c_{i_1,\dots,i_4}}{(i_1+\dots+i_4)!} v^{i_1}\delta^{i_2}z^{i_3}w^{i_4}. \qquad (9)$$

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

$$\tilde F(v,\delta,z,w,\theta) = \sum_{k=0}^\infty \theta^k \sum_{i_1,\dots,i_4} \frac{c_{i_1,\dots,i_4}}{k!} v^{i_1}\delta^{i_2}z^{i_3}w^{i_4}\delta_{i_1+\dots+i_4,k}, \qquad (10)$$

к которому применяется аппроксимация Паде $[L/M]$ в точке $\theta = 1$. Данная методика была предложена и апробирована в работах [18] для описания критического поведения ряда систем, характеризующихся несколькими вершинами взаимодействия флуктуаций параметра порядка. Выявленное в [18] 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 использовали аппроксимант [2/1]. Природа критического поведения определяется существованием устойчивой фиксированной точки, удовлетворяющей системе уравнений

$$\beta_i(v^*,\delta^*,z^*,w^*) = 0 \qquad (i = 1,\dots,4). \qquad (11)$$

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

$$B_{i,j} = \frac{\partial\beta_i(u_1^*,u_2^*,u_3^*,u_4^*)}{\partial u_j} \quad (u_i, u_j \equiv v,\delta,z,w) \qquad (12)$$

лежали в правой комплексной полуплоскости. Фиксированная точка с $v^* = 0$, соответствующая трикритическому поведению, является седловой точкой и должна быть устойчивой в направлениях, задаваемых переменными δ, z, w, и неустойчивой в направлении, определяемом переменной v. Стабилизация трикритической фиксированной точки в направлении, задаваемом переменной v, осуществляется в результате учета в эффективном гамильтониане модели членов шестого порядка по флуктуациям параметра порядка. Фиксированная точка с $z^* = w^*$, соответствующая трикритическому поведению второго типа, является также седловой точкой и должна быть устойчивой в направлениях, задаваемых переменными v, δ, z, и неустойчивой в направлении, определяемом переменной w. Ее стабилизация может осуществляться за счет влияния ангармонических эффектов.

Полученная система просуммированных β-функций содержит широкое разнообразие фиксированных точек. В таблице приведены наиболее интересные для описания критического и трикритического поведения фиксированные точки модели, лежащие в физической области значений вершин с $v,\delta,z,w \geqslant 0$. Исключение составляют фиксированные точки № 10 и 11 с $\delta^* < 0$, которые приведены для более детального анализа влияния дефектов структуры на некоторые типы мультикритического поведения. В таблице приведены также собственные значения матрицы устойчивости для соответствующих фиксированных точек.

Значения фиксированных точек неупорядоченной системы и собственных значений матрицы устойчивости (* — комплексные собственные значения с приводимой в таблице только их действительной частью)

№	v^*	δ^*	z^*	w^*	λ_1	λ_2	λ_3	λ_4
1	0	0	0	0	–1	–1	–1	–1
2	0.044353	0	0	0	0.65355	–0.16923	–0.16923	–0.16923
3	0.044353	0	0.089187	0	0.65355	–0.16923	0.17020	0.17098
4	0.044353	0	0.089187	0.089187	0.65355	–1.16923	–0.17098	–0.17098
5	0	0	0.5	0	–1	–1	1	1
6	0	0	0.5	0.5	–1	–1	1	–1
7	0.066205	0.034478	0	0	0.43130*	0.43130*	–0.03754	–0.03754
8	0.066205	0.034478	0.020432	0	0.43130*	0.43130*	0.03760	0.03767
9	0.066205	0.034478	0.020432	0.020432	0.43130*	0.43130*	0.03760	0.03760
10	0	–0.102000	0.201672	0	0.35678	0.64147	0.38753	0.39067
11	0	–0.102000	0.201672	0.201672	0.35678	0.64147	0.38753	–0.38753

Анализ значений фиксированных точек и их устойчивости позволяет сделать следующие выводы: фиксированные точки для однородных систем № 1–6 с $\delta^* = 0$ являются неустойчивыми по отношению к влиянию неупорядоченности, создаваемой точечными дефектами структуры. При этом гауссова фиксированная точка № 1, являясь трикритической для однородных несжимаемых систем, становится неустойчивой к влиянию деформационных эффектов. Фиксированная точка № 2, соответствующая критическому поведению однородных несжимаемых систем, также оказывается неустойчивой к влиянию упругих деформаций. Фиксированная точка № 3 определяет критическое поведение в однородных сжимаемых системах, исследуемых при постоянной деформации ($z^* \neq 0$, $w^* = 0$) или при высоких постоянных давлениях $P > P_t = \mu$. Точка № 3 хотя и неустойчива к введению беспорядка, но устойчива к влиянию деформационных эффектов, и в соответствии с теорией Фишера о воздействии дополнительных термодинамических переменных [19] критическое поведение в ней характеризуется перенормировкой критических индексов. Точка № 4 является трикритической точкой для однородных сжимаемых систем, исследуемых при постоянном давлении. В ней эффективный гамильтониан (7) изоморфен гамильтониану однородной несжимаемой модели, поэтому и трикритические индексы должны определяться значениями соответствующих критических индексов несжимаемой модели Изинга. Точка № 5 является трикритической точкой для однородных сжимаемых систем, исследуемых при постоянном объеме или при $P > P_t$. Она соответствует фиксированной точке сферической модели, и трикритическое поведение определяется критическими индексами данной модели. Точка № 6 является критической точкой четвертого порядка для однородных сжимаемых систем, в ней пересекаются две трикритические линии. Данная фиксированная точка соответствует гауссовой фиксированной точке для несжимаемых систем, поэтому в ней система характеризуется среднеполевыми значениями критических индексов.

В таблице фиксированные точки № 7–11 соответствуют критическому и трикритическому поведению неупорядоченной модели Изинга с учетом эффектов сжимаемости. № 7 является стандартной примесной фиксированной точкой несжимаемой модели Изинга, но она, как показали исследования, оказывается неустойчивой относительно флуктуационных эффектов, индуцируемых упругими деформациями. Для неупорядоченной сжимаемой модели Изинга критическое поведение при постоянном объеме или при $P > P_t^{(\mathrm{imp})}$ определяется устойчивой фиксированной точкой № 8. Точка № 9 является трикритической точкой для неупорядоченных сжимаемых систем. В ней при давлении $P = P_t^{(\mathrm{imp})} = \tilde{\mu}$ гамильтониан неупорядоченной сжимаемой модели (7) изоморфен гамильтониану неупорядоченной "жесткой" модели Изинга, значения критических индексов которой приобретают в данном случае статус трикритических. Для неупорядоченных систем давление в трикритической точке $P_t^{(\mathrm{imp})}$ переопределяется за счет влияния примесей на упругие модули кристалла. Фиксированные точки № 10 и 11, которые могли бы задавать поведение неупорядоченных сжимаемых систем соответственно в трикритической точке и критической точке четвертого порядка, характеризуются, однако, нефизическими отрицательными значениями примесной вершины δ^*. Это свидетельствует о неустойчивости данных типов поведения сжимаемых систем относительно возмущения, вносимого дефектами структуры.

Полученные в двухпетлевом приближении значения вершин в фиксированных точках, соответствующих критическому и трикритическому поведению сжимаемой модели Изинга, позволяют вычислить критические индексы для данных систем на основе просуммированных методом Паде–Бореля выражений для индексов ν и η

$$\nu = \frac{1}{2}\big(1 + 6v^* + z^* - 2\delta^* - w^* - 4.888889v^{*2} + 16.888889v^*\delta^* - 2.814814\delta^{*2}\big),$$

$$\eta = \frac{128}{27}\left(3v^{*2} - 3v^*\delta^* + 0.5\delta^{*2}\right). \quad (13)$$

Значения остальных критических индексов могут быть получены из скейлинговых соотношений, связывающих их с индексами ν, η. В результате были получены значения трикритических индексов для однородных сжимаемых систем в трикритической точке первого типа (фиксированная точка № 5, $v^* = 0$)

$$\nu_t = 1, \quad \eta_t = 0, \quad \alpha_t = -1, \quad \beta_t = 0.5, \quad \gamma_t = 2,$$

и в трикритической точке второго типа (фиксированная точка № 4, $z^* = w^*$)

$$\nu_t = 0.63,\ \eta_t = 0.03,\ \alpha_t = 0.10,\ \beta_t = 0.32,\ \gamma_t = 1.25.$$

Интересным представляется, что в трикритической точке первого типа для однородных сжимаемых систем находит свою физическую реализацию сферическая модель. Однако, как показали наши исследования, поведение сжимаемых систем в данной трикритической точке является неустойчивым относительно влияния дефектов структуры. Поэтому в окрестности трикритической точки, где начинают проявляться неизбежно присутствующие в кристаллах примеси и другие дефекты структуры, их наличие приводит к размытию трикритического поведения.

Критическое поведение неупорядоченных сжимаемых систем, определяемое фиксированной точкой № 8, характеризуется значениями критических индексов

$$\nu^{(\mathrm{imp})} = 0.70, \quad \eta^{(\mathrm{imp})} = 0.03, \quad \alpha^{(\mathrm{imp})} = -0.08,$$

$$\beta^{(\mathrm{imp})} = 0.36, \quad \gamma^{(\mathrm{imp})} = 1.37.$$

В свою очередь трикритические индексы для неупорядоченных сжимаемых систем в трикритической точке второго типа (фиксированная точка № 9) определяется значениями

$$\nu_t^{(\mathrm{imp})} = 0.68, \quad \eta_t^{(\mathrm{imp})} = 0.03, \quad \alpha_t^{(\mathrm{imp})} = -0.03,$$

$$\beta_t^{(\mathrm{imp})} = 0.35, \quad \gamma_t^{(\mathrm{imp})} = 1.33,$$

соответствующими критическими индексами неупорядоченной "жесткой" модели Изинга.

Проведенные исследования показали существенность влияния дефектов структуры на критическое и трикритическое поведение сжимаемых изингоподобных систем, проявляющееся как в изменении значений критических индексов, так и в сокращении типов различного мультикритического поведения по сравнению с однородными сжимаемыми системами. В результате критическое поведение характеризуется перенормированными за счет деформации эффектов значениями критических индексов неупорядоченной сжимаемой модели Изинга, а трикритическое — критическими индексами несжимаемой неупорядоченной модели Изинга. Надеемся, что выявленные эффекты и определенные значения индексов найдут подтверждение в экспериментальных исследованиях.

Список литературы

[1] М.А. Анисимов, Е.Е. Городецкий, В.М. Запрудский. УФН **133**, *3*, 103 (1981).
[2] E.B. Amitin, O.A. Nabutovskaya, I.E. Paukov, K.S. Sukhovey. J. Chem. Thermodynamics **16**, *3*, 719 (1984).
[3] Е.Б. Амитин, О.А. Набутовская. ФТТ **26**, *4*, 1159 (1984).
[4] А.И. Ларкин, С.А. Пикин. ЖЭТФ **56**, 1664 (1969).
[5] Y. Imry. Phys. Rev. Lett. **33**, *21*, 1304 (1974).
[6] D.J. Bergman, B.I. Halperin. Phys. Rev. **B13**, *4*, 2145 (1976).
[7] M.A. de Maura, T.C. Lubensky, Y. Imry, A. Aharony. Phys. Rev. **B13**, *4*, 2177 (1976).
[8] Д.Е. Хмельницкий, В.Л. Шнеерсон. ЖЭТФ **69**, 1100 (1975).
[9] И.Ф. Люксютов. ЖЭТФ **73**, 734 (1977).
[10] M.J. Stephen. Phys. Rev. **B13**, *5*, 2007 (1976).
[11] G. Busiello, L. De Cesare, D.I. Usunov. J. Phys. **A17**, *8*, L441 (1984).
[12] А.И. Соколов, ФТТ **29**, *9*, 2787 (1987).
[13] В.И. Пентегов, М.В. Фейгельман. ЖЭТФ **94**, *10*, 345 (1988).
[14] V.M. Laptev, Yu.N. Skryabin. Phys. Stat. Sol. **B91**, K143 (1979).
[15] Y.N. Skryabin, A.V. Shchanov. Phys. Lett. **A234**, *1*, 147 (1997).
[16] D. Amit. Field theory the renormalization group and critical phenomena. McGraw-Hill, N 4 (1976).
[17] J. Zinn-Justin. Quantum field theory and critical phenomena. Clarendon Press, Oxford (1989).
[18] S.A. Antonenko, A.I. Sokolov. Phys. Rev. **B49**, 15 901 (1994); К.Б. Варнашев, А.И. Соколов. ФТТ **38**, 3665 (1996); A.I. Sokolov, K.B. Varnashev, A.I. Mudrov. Int. J. Mod. Phys. **B12**, *12/13*, 1365 (1998); A.I. Sokolov, K.B. Varnashev. Phys. Rev. **B59**, *13*, 8363 (1999).
[19] M.E. Fisher. Phys. Rev. **176**, *1*, 257 (1976).