Письма в ЖЭТФ, том 93, вып. 2, с. 105 – 110 © 2011 г. 25 января

Неравновесная критическая динамика структурно неупорядоченных систем с дальнодействующей корреляцией дефектов

П. В. Прудников[1], *Д. Н. Куликов*

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, 644077 Омск, Россия

Поступила в редакцию 8 ноября 2010 г.

Осуществлено исследование одновременного влияния неравновесных начальных состояний и эффектов корреляции дефектов структуры на эволюцию анизотропных неупорядоченных систем в критической точке. Реализовано теоретико-полевое описание неравновесного критического поведения непосредственно трехмерных неупорядоченных систем с дальнодействующей корреляцией дефектов и проведен расчет динамического критического индекса коротко-временной эволюции в двухпетлевом приближении без использования ε-разложения. Численные значения динамического критического индекса, полученные с применением различных методов суммирования асимптотических рядов, были сопоставлены с результатами компьютерного моделирования неравновесного критического поведения трехмерной неупорядоченной модели Изинга в коротко-временном режиме.

Определяющими особенностями неравновесного критического поведения систем при фазовых переходах второго рода и фазовых переходах первого рода, близких ко второму, являются критическое замедление времени релаксации и аномально большие времена корреляции различных состояний системы [1 – 3]. Данные особенности приводят к реализации динамического скейлингового поведения, даже когда системы находятся в состояниях, далеких от состояния равновесия.

В работе [1] на основе ренормгруппового анализа было показано, что если начальное состояние ферромагнитной системы характеризуется достаточно высокой степенью хаотизации спиновых переменных со значением относительной намагниченности, далеким от состояния насыщения ($m_0 \ll 1$), то в критической точке процесс релаксации системы из данного начального неравновесного состояния на макроскопически малых временах будет характеризоваться не уменьшением, а увеличением намагниченности со временем по степенному закону с показателем, характеризуемым новым независимым динамическим критическим индексом θ':

$$m(t) \sim t^{\theta'}. \tag{1}$$

При этом с увеличением времени коротковременная динамика увеличения параметра порядка сменяется на привычную долговременную динамику уменьшения параметра порядка со временем по степенному закону $m(t) \sim t^{-\beta/z\nu}$ с показателем, определяемым отношением $\beta/z\nu$ со статическими критическими индексами β и ν и динамическим критическим индексом z. Наряду с этим в [1] предсказывалась двухвременная зависимость для функции отклика $\chi(t,t_w)$ и корреляционной функции $C(t,t_w)$, которая в коротко-временном режиме принимает вид степенной зависимости от отношения переменных t/t_w (t_w – время ожидания), характеризуемой показателем θ:

$$\chi(t,t_w) \sim (t/t_w)^{\theta}, \quad C(t,t_w) \sim (t/t_w)^{\theta-1}. \tag{2}$$

В [1] для показателей θ и θ' было получено связывающее их скейлинговое соотношение $\theta' = \theta + (2-z-\eta)/z$, поэтому независимым критическим индексом является лишь один из них.

Исследование влияния замороженных дефектов структуры на критическое поведение твердых тел представляет большой теоретический и практический интерес [4]. В настоящий момент хорошо установлено, что наличие даже малой концентрации дефектов структуры может радикально изменить критическое поведение системы. В большинстве работ исследование ограничивается рассмотрением влияния точечных и пространственно некоррелированных дефектов на статические свойства систем. В то же время вопрос о влиянии на неравновесное критическое поведение эффектов корреляции дефектов значительно менее исследован. В рамках этой же проблемы можно поставить вопрос о влиянии на критическое поведение протяженных дефектов, таких как дислокации или плоские дефекты структуры, возникающие, например, на границе зерен. Можно ожидать,

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

что дальнодействующая корреляция в пространственном распределении дефектов может модифицировать критические свойства неупорядоченных систем. В силу этого к моделям систем с дальнодействующей корреляцией дефектов существует несомненный интерес как с общетеоретической точки зрения выявления новых типов критического поведения, так и с точки зрения реальной возможности проявления дальнодействующей корреляции дефектов в полимерах [5], при переходе ^{4}He в сверхтекучее состояние в пористой среде – аэрогеле [6] и в неупорядоченных твердых телах с дефектами фракталоподобного типа [7]. При исследовании неравновесных свойств наличие дальнодействующей корреляции дефектов может привести к более яркому проявлению эффектов старения и нарушению флуктуационно-диссипативного отношения [3].

Для описания влияния таких сложных протяженных дефектов на критическое поведение систем вводятся различные модели структурного беспорядка. В данной работе исследуется модель Вейнриба-Гальперина с так называемой дальнодействующей изотропной корреляцией дефектов [8], когда парная корреляционная функция $g(x-y)$ спадает с расстоянием по степенному закону

$$g(x-y) \sim |x-y|^{-a}, \tag{3}$$

где a – параметр корреляции дефектов структуры. При наличии в системе протяженных дефектов – дислокаций или плоскостей, ориентированных случайным образом, ее критическое поведение может быть также описано в рамках модели Вейнриба-Гальперина при значениях параметра корреляции $a = d-1$ или $a = d-2$, соответственно, где d – размерность системы. В работе [8] с применением метода ε-разложения было показано, что дальнодействующая изотропная корреляция в пространственном распределении дефектов может модифицировать критические свойства неупорядоченных систем, а проведенное в нашей работе [9] теоретико-полевое описание непосредственно трехмерных систем с дальнодействующей корреляцией дефектов в двухпетлевом приближении позволило получить более достоверные значения индексов статического и динамического критического поведения для систем с различными значениями параметра корреляции a. В [9] показано, что дефекты, обладающие свойством дальней пространственной корреляции, изменяют критическое поведение не только систем с однокомпонентным параметром порядка, как в случае точечных некоррелированных дефектов, но и систем с многокомпонентными параметрами порядка.

В данной работе ставится задача осуществления исследования неравновесного критического поведения неупорядоченной изинговской системы с учетом эффектов влияния дальнодействующей корреляцией дефектов и определения динамического критического индекса θ' в рамках теоретико-полевого подхода с фиксированной размерностью системы $d=3$ в двухпетлевом приближении с последующим применением к рядам различных методов суммирования.

Для описания критического поведения структурно неупорядоченных изинговских систем в состоянии равновесия используется модельный гамильтониан Гинзбурга-Ландау-Вильсона

$$H[s,V] = \int \mathrm{d}^{\mathrm{d}} x \left\{ \frac{1}{2!} \left[\tau s^2(\mathbf{x}) + (\nabla s(\mathbf{x}))^2 + \right.\right. \\ \left.\left. + V(x) s^2(\mathbf{x}) \right] + \frac{u}{4!} s^4(\mathbf{x}) \right\}, \tag{4}$$

где $s(x)$ – поле параметра порядка (спиновой плотности), $\tau = (T - T_c)/T_c$ – приведенная температура фазового перехода второго рода, $u > 0$ – амплитуда взаимодействия флуктуаций параметра порядка, $V(x)$ – потенциал случайного поля дефектов. Среднее значение для $V(x)$ по распределению структурного беспорядка в системе равно нулю, а второй момент распределения при дальнодействующей корреляции дефектов в рамках модели Вейнриба-Гальперина определяется корреляционной функцией $g(x)$ (3). Фурье-образ корреляционной функции $g(x) \sim x^{-a}$ равен $g(k) = v + wk^{a-d}$ для малых значений волнового вектора k, где v и w – положительные константы, характеризующие взаимодействие флуктуаций дефектов структуры, соответственно. Для значений параметра корреляции $a > d$ вклад второго слагаемого в $g(k)$ несущественен, и гамильтониан в (4) соответствует модели с некоррелированными дефектами. Для $a < d$ слагаемое с w становится доминирующим для малых k и определяет эффекты влияния дальнодействующей корреляции дефектов на критическое поведение систем.

В данной работе для исследования влияния дальнодействующей корреляции дефектов был использован формализм описания критической релаксации системы из начальных неравновесных состояний с $m_0 \ll 1$, разработанный в работе [10] для систем с некоррелированными дефектами при их фиксированной размерности $d=3$ без применения метода ε-разложения.

Будем рассматривать эволюцию неупорядоченной системы при $T = T_c$ из начального состояния с намагниченностью m_0, характеризуемого функцией распределения $P[s_0] \sim \exp\big(-H_0[s_0]\big)$ для поля параметра порядка $s(\mathbf{x}, t=0) = s_0(\mathbf{x})$ с

$$H_0[s_0] = \int \mathrm{d}^{\mathrm{d}} x \; \frac{\tau_0}{2} \big[s_0(\mathbf{x}) - m_0(\mathbf{x})\big]^2, \qquad (5)$$

где τ_0^{-1} – ширина начального распределения намагниченности. Данное гауссовское распределение для поля параметра порядка может быть реализовано для температур $T \gg T_c$, при которых еще не возникает дальнодействующих корреляций для флуктуаций параметра порядка.

Релаксационная динамика параметра порядка задается уравнением Ланжевена

$$\frac{\partial s(x,t)}{\partial t} = -\lambda \frac{\delta H[s]}{\delta s(x,t)} + \zeta(x,t), \qquad (6)$$

где λ – кинетический коэффициент, $\zeta(x,t)$ – гауссовая случайная сила, моделирующая короткоживущие возбуждения и задаваемая соотношениями

$$\langle \zeta(x,t) \rangle = 0, \quad \langle \zeta(x,t)\zeta(x',t') \rangle = 2\lambda\, \delta(x-x')\delta(t-t').$$

В рамках теоретико-полевого описания динамики критических явлений вводится вспомогательное поле $\tilde{s}(\mathbf{x})$, позволяющее провести усреднение по случайным силам $\zeta(x,t)$ и осуществить эквивалентное ланжевеновской динамике описание критической динамики с помощью производящего функционала

$$W = \ln\left\{ \int \mathcal{D}(s, i\tilde{s}) P[V] \exp\left(-\mathcal{L}_V[s,\tilde{s},V] - H_0[s_0]\right) \times \right. \\ \left. \times \exp\left(\left(\int \mathrm{d}^{\mathrm{d}} x \int_0^\infty \mathrm{d}t (\tilde{h}\tilde{s} + hs) \right) \right) \right\} \qquad (7)$$

для динамических корреляционных функций $C(x_1,t_1,x_2,t_2)$ и функций отклика $G(x_1,t_1,x_2,t_2)$:

$$C(x_1,t_1,x_2,t_2) = \left. \frac{\delta^2 W[h,\tilde{h}]}{\delta h(x_1,t_1)\delta h(x_2,t_2)} \right|_{h,\tilde{h}=0}, \qquad (8)$$

$$G(x_1,t_1,x_2,t_2) = \left. \frac{\delta^2 W[h,\tilde{h}]}{\delta h(x_1,t_1)\delta \tilde{h}(x_2,t_2)} \right|_{h,\tilde{h}=0}. \qquad (9)$$

В (7) функционал действия $\mathcal{L}_V[s,\tilde{s},V]$ системы характеризуется выражением

$$\mathcal{L}_V[s,\tilde{s},V] = \int_0^\infty \mathrm{d}t \int \mathrm{d}^{\mathrm{d}} x \; \tilde{s} \left[\frac{\partial s(x,t)}{\partial t} + \lambda \frac{\delta H[s,V]}{\delta s(x,t)} - \lambda \tilde{s} \right]. \qquad (10)$$

В производящем функционале (7) можно осуществить усреднение по случайным полям $V(x)$, задаваемым дефектами структуры,

$$\int P[V] \exp\left(-\mathcal{L}_V[s,\tilde{s},V]\right) = \exp\left(-\mathcal{L}[s,\tilde{s}]\right) \qquad (11)$$

и получить функционал действия $\mathcal{L}[s,\tilde{s}]$, не зависящий от случайных полей $V(x)$ и являющийся трансляционно инвариантным, в виде

$$\mathcal{L}[s,\tilde{s}] = \\ = \int_0^\infty \mathrm{d}t \int \mathrm{d}^{\mathrm{d}} x \; \tilde{s} \left[\frac{\partial s}{\partial t} + \lambda(\tau - \nabla^2)s + \frac{\lambda u}{6} s^3 - \lambda \tilde{s} \right] - \\ - \frac{\lambda^2}{2} \int_0^\infty \mathrm{d}t \mathrm{d}t' \times \\ \times \int \mathrm{d}^{\mathrm{d}} x \, \mathrm{d}^{\mathrm{d}} y \, g(x-y) \tilde{s}(x,t) s(x,t) \tilde{s}(y,t') s(y,t'). \qquad (12)$$

Рассмотрение гауссовой составляющей функционала (12) при $u = 0$, $g(x) = 0$ позволяет при граничном условии Дирихле ($\tau_0 = \infty$) получить выражения для затравочной функции отклика $G_0(k, t-t')$ и затравочной корреляционной функции $C_0^{(D)}(k,t,t')$ [1]:

$$G_0(k,t-t') = \exp[-\lambda(k^2+\tau)|t-t'|], \qquad (13)$$

$$C_0^{(D)}(k,t,t') = C_0^{(e)}(k,t-t') + C_0^{(i)}(k,t+t'), \qquad (14)$$

где

$$C_0^{(e)}(k,t-t') = \frac{1}{k^2+\tau} \, e^{-\lambda(k^2+\tau)|t-t'|}, \qquad (15)$$

$$C_0^{(i)}(k,t+t') = -\frac{1}{k^2+\tau} \, e^{-\lambda(k^2+\tau)(t+t')}. \qquad (16)$$

При учете взаимодействия критических флуктуаций параметра порядка в пределе $\tau \to 0$ возникают расходимости в динамических корреляционных функциях и функциях отклика. Для их устранения нами была применена ренормгрупповая процедура переопределения параметров гамильтониана и мультипликативной перенормировки полей функционала (12):

$$\begin{aligned} & s \to Z_s^{1/2} s, \;\; \tilde{s} \to Z_{\tilde{s}}^{1/2} \tilde{s}, && \tilde{s}_0 \to (Z_{\tilde{s}} Z_0)^{1/2} \, \tilde{s}_0, \\ & \lambda \to (Z_s / Z_{\tilde{s}})^{1/2} \lambda, && \tau \to Z_s^{-1} Z_\tau \mu^2 \tau, \\ & u \to Z_u Z_s^{-2} \mu^{4-d} u, && v \to Z_v Z_s^{-2} \mu^{4-d} v, \\ & w \to Z_w Z_s^{-2} \mu^{4-d} w, \end{aligned} \qquad (17)$$

где μ – размерный параметр. Вычисление констант перенормировки Z_i при фиксированной размерности системы $d = 3$, кроме Z_0, было осуществлено в работе [9]. В настоящей работе проведен расчет Z_0 и критического индекса θ'.

За счет введения в теорию начальных условий вида (5) возникает необходимость в перенормировке функции отклика $\langle s(k,t)\tilde{s}_0(-k,0)\rangle$, задающей влияние начальных состояний системы. Поправочные слагаемые в собственно-энергетической части функции отклика, возникающие за счет эффектов взаимодействия флуктуаций параметра порядка, характеризуются приводимыми динамическими диаграммами Фейнмана, поскольку их вычисление осуществляется с использованием коррелятора (14), не обладающего свойством трансляционной инвариантности во времени. В работе [1] было введено следующее представление для данной функции отклика:

$$G^{(i)}_{1,1}(k,t) = \langle s(k,t)\tilde{s}_0(-k,0)\rangle = \\ = \int\limits_0^t \mathrm{d}t'\, \bar{G}_{1,1}(k,t,t')\,\Gamma^{(i)}_{1,0}(k,t')_{[\tilde{s}_0]}. \quad (18)$$

Одночастичная вершинная функция $\Gamma^{(i)}_{1,0}(k,t)_{[\tilde{s}_0]}$ с одной вставкой поля $\tilde{s}_0$ в двухпетлевом приближении описывается диаграммами, представленными на рис.1 и характеризуемыми требованием, чтобы они

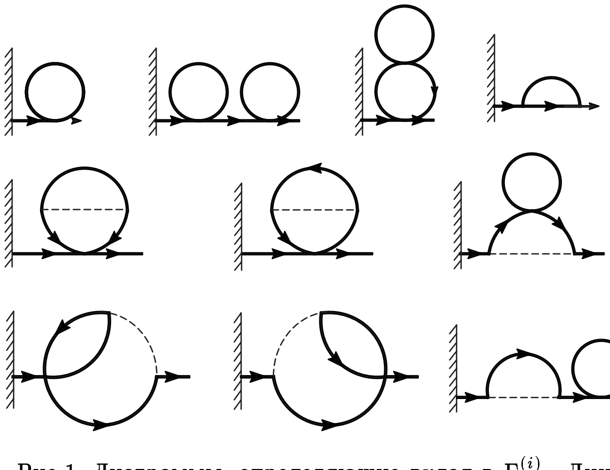

Рис.1. Диаграммы, определяющие вклад в $\Gamma^{(i)}_{1,0}$. Линиям соответствуют затравочные корреляторы $C^{(i)}_0$, линиям со стрелкой – затравочные функции отклика G_0, штриховой линии соответствует взаимодействие флуктуаций параметра порядка через поле дефектов

содержали хотя бы один коррелятор $C^{(i)}_0$. За счет усреднения по начальным полям возникает дополнительная вершинная функция $\Gamma^{(eq)}_{1,0}$, локализованная на "поверхности" $t = 0$. За счет влияния структурных дефектов флуктуационные поправки в $\Gamma^{(eq)}_{1,0}$ возникают уже в двухпетлевом приближении (рис.2).

Последовательная реализация изложенной процедуры и расчет диаграмм при $d = 3$ позволили вычислить константу перенормировки Z_0 из нормировочного соотношения для фурье-образа перенормированной одночастичной вершинной функции

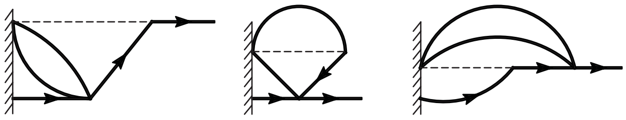

Рис.2. Диаграммы, определяющие флуктуационные поправки в вершинную функцию $\Gamma^{(eq)}_{1,0}$ за счет влияния структурных дефектов, возникающие уже в двухпетлевом приближении

$$Z_0^{-1/2}\Gamma^R_{1,0}(k=0, i\omega/2\lambda = \mu^2) = 1. \quad (19)$$

Так, в двухпетлевом приближении

$$Z_0 = 1 + \frac{2}{3}u_R - 0.6783 u_R v_R - a_1 u_R w_R + 0.3270 {u_R}^2, \quad (20)$$

где u_R, v_R и w_R – перенормированные константы связи, a_1 – коэффициент ряда, характеризующийся зависимостью от параметра корреляции a. Численные значения $a_1(a)$ приведены в табл.1.

Инвариантность по отношению к ренормгрупповым преобразованиям обобщенной связной функции Грина $G^{\tilde{M}}_{N,\tilde{N}} \equiv \langle [s]^N[\tilde{s}]^{\tilde{N}}[\tilde{s}_0]^{\tilde{M}}\rangle$ можно выразить дифференциальным ренормгрупповым уравнением Каллана-Симанчика:

$$\Big\{\mu\partial_\mu + \zeta\lambda\partial_\lambda + \kappa\tau\partial_\tau + \beta_u\partial_u + \beta_v\partial_v + \beta_w\partial_w + \frac{N}{2}\gamma + \\ + \frac{\tilde{N}}{2}\tilde{\gamma} + \frac{\tilde{M}}{2}(\tilde{\gamma}+\gamma_0) + \zeta\tau_0^{-1}\partial_{\tau_0^{-1}}\Big\} G^{\tilde{M}}_{N,\tilde{N}} = 0. \quad (21)$$

Таблица 1

Значения коэффициентов рядов (20),(23) и (27) для различных значений параметра корреляции a

a	a_1	b_1	c_1	c_2	c_3	c_4
3.00	0.6783	0.3566	0.1250	−0.0822	0.0313	−0.0156
2.90	0.6177	0.2952	0.1253	−0.0671	0.0261	−0.0106
2.80	0.5691	0.2436	0.1262	−0.0544	0.0215	−0.0064
2.70	0.5299	0.1987	0.1277	−0.0433	0.0174	−0.0026
2.60	0.4978	0.1583	0.1298	−0.0334	0.0136	0.0009
2.50	0.4715	0.1205	0.1326	−0.0240	0.0101	0.0044
2.40	0.4499	0.0838	0.1361	−0.0149	0.0068	0.0081
2.30	0.4319	0.0463	0.1404	−0.0056	0.0036	0.0124
2.20	0.4168	0.0063	0.1456	0.0043	0.0005	0.0177
2.10	0.4040	−0.0380	0.1518	0.0154	0.0026	0.0247
2.00	0.3926	−0.0899	0.1592	0.0283	0.0057	0.0348

Для коротковременого режима неравновесной критической релаксации принципиально новой является лишь ренормгрупповая функция γ_0, которая характеризуется выражением

$$\gamma_0 \equiv \left(\frac{\partial}{\partial\mu}\right) \ln Z_0 \Big|_{u,v,w,\lambda,\tau}. \tag{22}$$

В двухпетлевом приближении, как показали наши расчеты, функция γ_0 принимает для $d = 3$ следующее выражение:

$$\gamma_0 = -\frac{2}{3}u_R + 0.3566 u_R v_R + b_1 u_R w_R + 0.4571 {u_R}^2. \tag{23}$$

Численные значения $b_1(a)$ представлены в табл.1.

Неподвижная точка ренормгрупповых преобразований (u^*, v^*, w^*) определяется из уравнений [9]

$$\beta_i(u^*, v^*, w^*) = 0, \quad i = u, v, w. \tag{24}$$

Общее решение дифференциального уравнения (21) методом характеристик в неподвижной точке характеризуется следующей скейлинговой формой [1]

$$G^{\tilde{M}}_{N,\tilde{N}}(\{x,t\}, \tau, \tau_0^{-1}, \lambda, u^*, v^*, w^*, \mu) =$$
$$= l^{(d-2+\eta_s)\frac{N}{2}+(d+2+\eta_{\tilde{s}})\frac{\tilde{N}}{2}+(d+2+\eta_{\tilde{s}}+\eta_0)\frac{\tilde{M}}{2}} \times \tag{25}$$
$$\times G^{\tilde{M}}_{N,\tilde{N}}(\{lx, l^{2+\zeta^*}t\}, \tau l^{-2+\kappa^*}, \tau_0^{-1} l^{2+\zeta^*}, \lambda, u^*, v^*, w^*, \mu),$$

где $\eta_s = \gamma^*$, $\eta_{\tilde{s}} = \tilde{\gamma^*}$ и $\eta_0 = \gamma_0^*$ – показатели аномальных размерностей. Критические индексы θ и θ' определяются соотношениями

$$\theta = -\frac{\eta_0}{2z}, \quad \theta' \equiv \theta + (2 - z - \eta)/z. \tag{26}$$

Для их расчета применялись ряды для индексов η и z из статьи [9]. В результате в данной работе для неупорядоченной модели Изинга с дальнодействующей корреляцией дефектов было получено следующее выражение для динамического критического индекса θ':

$$\theta' = \frac{1}{6}u^* - 0.125v^* - 0.1240(u^*)^2 - 0.1468u^*v^* -$$
$$- 0.0156(v^*)^2 - c_1 w^* + c_2 u^* w^* - c_3 v^* w^* + c_4 w^*. \tag{27}$$

Значения коэффициентов c_1, c_2, c_3, c_4, зависящие от параметра корреляции a, представлены в табл.1.

Для дальнейших вычислений нами были использованы значения констант связи в неподвижной точке $(u^*(a), v^*(a), w^*(a))$, вычисленные в работе [9].

Необходимо отметить, что возникающие в теории критических явлений ряды по константам связи как для $\beta_u, \beta_v, \beta_w$-функций, так и для критических индексов в (27) являются факториально расходящимися, но могут рассматриваться в их асимптотическом контексте. Для получения физически разумных значений критических индексов для трехмерных систем применяются специально разработанные методы суммирования асимптотических рядов [11 – 13], из которых к полученному ряду для индекса θ' в (27) применялись методы Паде-Бореля, Паде-Бореля-Лероя и автомодельного приближения.

Однако все перечисленные методы суммирования были разработаны для однопараметрических рядов, и требуется их модификация для суммирования трехпараметрического ряда $f(u, v, w) = \sum_{i,j,k} C_{i,j,k} u^i v^j w^k$. Для такой модификации вводится обобщенный ряд по новой переменной δ:

$$\tilde{f}(\delta) = \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{C}_n(u, v, w)\delta^n,$$
$$\tilde{C}_n(u, v, w) = \sum_{i=0}^{n}\sum_{j=0}^{n-i} \frac{C_{i,j,n-i-j} u^i v^j w^{n-i-j}}{n!}, \tag{28}$$

который при $\delta = 1$ сводится к исходному многопараметрическому ряду. Такой ряд можно считать зависящим от одной переменной δ, коэффициенты разложения в котором являются функциями u, v, w.

Таблица 2

Результаты расчета значений динамического критического индекса θ', полученные при применении методов суммирования Паде-Бореля (ПБ), Паде-Бореля-Лероя (ПБЛ), автомодельного приближения (АМП) для различных значений параметра корреляции a, и их сравнение с результатами компьютерного моделирования (КМ)

a	ПБЛ	ПБ	АМП	итоговые	КМ
3.00	0.1482	0.1174	0.1207	**0.129(10)**	0.127(16) [10]
2.90	0.1495	0.1163	0.1200	**0.129(11)**	
2.80	0.1513	0.1160	0.1201	**0.129(11)**	
2.70	0.1531	0.1161	0.1206	**0.130(12)**	
2.60	0.1550	0.1164	0.1212	**0.131(12)**	
2.50	0.1570	0.1168	0.1220	**0.132(13)**	
2.40	0.1588	0.1174	0.1229	**0.133(13)**	
2.30	0.1607	0.1181	0.1238	**0.134(13)**	
2.20	0.1624	0.1189	0.1248	**0.135(14)**	
2.10	0.1640	0.1197	0.1259	**0.137(14)**	
2.00	0.1654	0.1206	0.1269	**0.138(14)**	0.149(11) [14]

К обобщенному ряду для θ' (27) нами были применены наиболее используемые в теории критических явлений методы Паде-Бореля и Паде-Бореля-Лероя. Метод Паде-Бореля-Лероя является обобщением метода Паде-Бореля с использованием дополнительного параметра асимптотики b. В данной работе было использовано значение параметра $b = 2.221426$, подобранное в [12] на основе анализа сходимости тестового ряда для точно решаемой задачи об энергии ангармонического осциллятора с асимптотической сходимостью ряда, аналогичной рядам теории критических явлений. Кроме того, для суммирования ряда для θ' нами был применен метод автомодельного приближения [13]. Этот метод является значительно более прямым и простым, чем метод Паде-Бореля, и имеет ряд преимуществ при суммировании коротких рядов.

В результате применения данных методов суммирования были вычислены значения критического индекса θ' неравновесной эволюции системы в зависимости от значений параметра a, характеризующего дальнодействующую корреляцию дефектов (табл.2.). Проведенное в табл.2 сопоставление значений индекса θ' с результатами компьютерного моделирования модели Изинга для случая некоррелированных дефектов структуры ($a = 3.0$) [10] и изотропно распределенных линейных дефектов ($a = 2.0$) [14] демонстрирует хорошее согласие в пределах статистической погрешности уже в двухпетлевом порядке приближения. Применение же метода ε-разложения к описанию изинговских систем с некоррелированными дефектами структуры ($a = 3.0$) дает в двухпетлевом приближении $\theta' = 0.087\varepsilon$ [15] и, следовательно, предсказываемое им значение для трехмерных систем $\theta' = 0.087$ находится в худшем соответствии с результатами моделирования. Для систем с дальнодействующей корреляцией дефектов описание неравновесного критического поведения с применением двойного ε, δ-разложения не проводилось. Из-за случайного вырождения ренормгрупповых уравнений для изинговских систем применение метода ε, δ-разложения особенно затруднено [7, 8].

Разработанная методика и результаты данной работы непосредственно будут применены для расчета флуктуационно-диссипативного отношения для неупорядоченных систем при $d = 3$ без использования метода ε-разложения.

Работа выполнена при поддержке грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 10-02-00507, # 10-02-00787 и грантом Президента РФ # МК-3815.2010.2.

1. H. K. Janssen, B. Schaub, and B. Schmittmann, Z. Phys. **73**, 539 (1989).
2. A. Jaster, J. Mainville, L. Schulke, and B. Zheng, J. Phys. A: Math. Gen. **32**, 1395 (1999).
3. P. Calabrese and A. Gambassi, J. Phys. A **38**, R133 (2005); G. Schehr and R. Paul, Phys. Rev. E **72**, 016105 (2005); J. Q. Yin, B. Zheng, V. V. Prudnikov, and S. Trimper, Eur. Phys. J. B **49**, 195 (2006).
4. Р. Фольк, Ю. Головач, Т. Яворский, УФН **173**, 175 (2003); Б. Н. Шалаев, ФТТ **52**, 83 (2010).
5. V. Blavats'ka, C. Ferber, and Yu. Holovatch, Phys. Rev. E **64**, 041102 (2001).
6. C. R. Vásquez, R. V. Paredes, A. Hasmy, and R. Jullien, Phys. Rev. Lett. **90**, 170602 (2003).
7. A. L. Korzhenevskii, A. A. Luzhkov, and W. Schirmacher, Phys.Rev. B **50**, 3661 (1998).
8. A. Weinrib and B.I. Halperin, Phys.Rev. B **27**, 413 (1983).
9. V.V. Prudnikov, P.V. Prudnikov, and A.A. Fedorenko, Phys. Rev. B **62**, 8777 (2000).
10. В. В. Прудников, П. В. Прудников, И. А. Калашников и др., ЖЭТФ **137**, 287 (2010); **133**, 1251 (2008).
11. И. М. Суслов, А. А. Погорелов, ЖЭТФ **133**, 1277 (2008); И. М. Суслов, ЖЭТФ **120**, 5 (2001).
12. А. С. Криницын, В. В. Прудников, П. В. Прудников, ТМФ **147**, 137 (2006).
13. S. Gluzman and V. I. Yukalov, Phys. Rev. Letters **79**, 4 (1997); Phys. Rev. E **55**, 17 (1997); V. I. Yukalov and E. P. Yukalova, Eur. Phys. J. B **55**, 93 (2007).
14. V. V. Prudnikov, P. V. Prudnikov, B. Zheng et al., Prog. Theor. Phys. **117**, 973 (2007).
15. K. Oerding and H.K. Janssen, J. Phys. A: Math. Gen. **28**, 4271 (1995).