

О. А. М и т ю г о в а, П. В. А л т у х о в а, В. И. А л т у х о в (Георгиевск, Георгиевский технологический институт (филиал) ГОУ, ВПО «Северо-Кавказский государственный технический университет»). **Значение критического динамического показателя в самосогласованной модели сегнетоэлектрика.**

Самосогласованное рассмотрение массового оператора $\Sigma(q)$ для фононной функции Грина $G^{-1}(q) = q^2 + \tau - \omega^2 M - \Sigma(q)$ и полученного ранее [1] уравнения типа Бете–Солпитера позволило авторам настоящего сообщения получить уравнения ренормгруппы типа Вильсона для движения системы по траекториям u и τ с гамильтонианом H . Были найдены координаты устойчивой неподвижной точки u^* и τ^* и вычислены шесть $(\alpha, \beta, \gamma, \delta, \nu, \eta)$ критических показателей статистического описания поведения системы при $T \rightarrow T_C$ [1].

При определении динамического индекса z критической динамики в ренормгрупповом подходе для исходной функции Грина G_0^{-1} следует сразу явно учесть мнимую часть массового оператора $2i\omega L$: $G_0^{-1}(q, \omega) = q^2 + \tau - \omega^2 M - 2i\omega L$, где L — постоянная затухания и M — размерный множитель. В области эффективного поля ($\tau > \kappa_0^2$, κ_0 — квазиимпульс исходного критического фонона) мягкие фононы являются хорошо определенными элементарными возбуждениями при $L^2 \ll M\kappa_0^2$. Тогда для сильных флуктуаций ($\kappa \ll \kappa_0$, $\kappa^2 = \tau_0 - \Sigma_0$) существует участок, где перенормированная функция Грина имеет вид G_0^{-1} с заменой τ на κ^2 и может выполняться условие $L^2 \ll M\kappa^2$, так что фононы останутся слабозатухающими. Прямой расчет в случае релаксационной динамики ($M = 0$) приводит к выражению

$$G^{-1}(q, \omega) = \kappa^2 + p^2 \left(1 + \ln \frac{\kappa_0}{\kappa} \right) - 2\omega L \left(1 + \frac{3}{2} \eta \ln \frac{\kappa_0}{\kappa} \right).$$

Тогда перенормированную константу затухания $\bar{L} = L(1 + 3 - 2\eta \ln(\kappa_0/\kappa))$, в соответствии с результатами динамической ренормгруппы, можно считать разложением степени $L(\kappa_0/\kappa)^{3\eta/2}$ и для релаксационного динамического индекса получаем $z = 2 + (1/2)\eta$. Подобное выражение с использованием тождества Уорда было получено в [2]. Это выражение дает результат, близкий к результату ε -разложения $z = 2 + c\eta$ ($c = 6 \ln(4/3) - 1 \approx 0,73$) [4] и $z = 2,017$ (см. [3]) для однородной системы. Полученное в [1] значение $\eta = 0,068$ дает, в нашем случае, $z = 2,034$, что близко к значению $z = 1,97 \pm 0,08$, найденному методом Монте–Карло в [4] для неупорядоченной спиновой системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алтухов В. И., Казаров Б. А., Баландина Н. В., Тимченко О. В. Модели особенностей теплового сопротивления кристаллов с фазовыми переходами и дефектами. — Известия Самарского научного центра РАН, 2007, с. 21–27.
2. Сахненко В. П., Тимонин В. Н. Критическая динамика изотропной фононной модели. — ЖЭТФ, т. 85, № 4 (10), с. 1286–1298.
3. Прудников В. В., Белим С. В., Осинцев Е. В., Федоренко А. А. Критическая динамика неупорядоченных магнетиков в трехпетлевом приближении. — ФТТ, 1998, т. 40, № 8, с. 1526–1531.
4. Стенли Г. Критические явления и фазовые переходы. М.: Мир, 1973, 464 с.