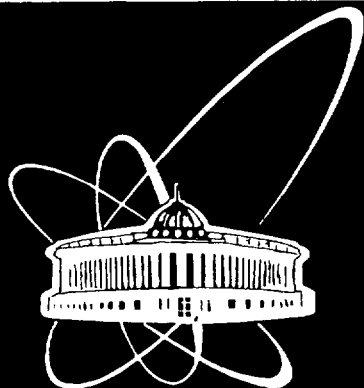




XJ9900016



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Дубна

P17-98-128

Б.Р.Гаджиев, Н.А.Джавадов

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ФОНОНЫ
В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КРИСТАЛЛАХ
С ПЕРЕМЕННЫМ СОСТАВОМ**

Направлено в «Журнал экспериментальной и теоретической физики»

2

30 - 07

1998

Введение

Обсуждение теоретических аспектов проблемы механизма сверхпроводимости металлооксидных соединений содержит убедительные аргументы в пользу электрон-фононного взаимодействия. Однако фононный механизм сверхпроводимости не позволяет получить высокие значения критической температуры. В этом контексте исследования влияния электронного и структурного фазового перехода на температуру сверхпроводящего фазового перехода являются весьма актуальными. Дело в том, что высокотемпературные сверхпроводящие соединения имеют структурные (в том числе и несоизмеримые) и электронные фазовые переходы выше сверхпроводящего перехода. Наличие мягкой моды и эффективной константы взаимодействия электронов с этой модой, обратно пропорциональной среднему значению фононной частоты, должно при этом возрастать. С другой стороны, выражение для температуры сверхпроводящего перехода содержит среднее значение фононной частоты в предэкспоненциальном множителе. Поэтому температура перехода в сверхпроводящее состояние должна иметь максимум, как функция среднего квадрата частоты. Однако изучения изменения фононных характеристик при структурном превращении, а особенно в солитонном режиме несоизмеримой фазы, связаны с учетом нелинейных взаимодействий высших порядков, учет которых в микроскопическом подходе затруднен.

В данной работе в рамках обобщения формализма Ландау-Гинзбурга приведены исследования нелинейных фононных характеристик в высокотемпературных сверхпроводящих кристаллах с переменным составом [1]. Феноменологическая теория фазовых переходов с несоизмеримой фазой в идеальных кристаллах с данной пространственной группой симметрии в высокосимметричной фазе базируется на знании разложения функционала термодинамического потенциала Φ по степеням параметра порядка [2]. Характеризующий физические свойства кристалла вблизи фазовых переходов функционал Φ конструируется из инвариантов матричных групп, являющихся неприводимыми представлениями про-

странственной группы высокосимметричной фазы, соответствующей данным векторам зоны Бриллюэна, которые определяют трансформационные свойства главного и второстепенных параметров порядка в соответствии с их физической природой [3]. В точке потери устойчивости неустойчивым становится главный параметр порядка, который определяет изменения симметрии при фазовом переходе [3, 4].

В неидеальных кристаллах присутствие в структуре дефектов описывается, в соответствии с общим принципом подчинения [5], введением в Φ дополнительных степеней свободы. Второстепенные параметры порядка и дополнительные степени свободы определяют поведения микроскопических частей подсистемы. Однако присутствие в Φ главного параметра порядка и дополнительных степеней свободы позволяет системе находить свою структуру [6].

При описании кинетических процессов важно иметь в виду, что структурные дефекты могут создавать иерархически соподчиненные ансамбли, что может существенно влиять на релаксацию параметра порядка. Кроме этого, так как среднее по объему кристалла значение параметра порядка представляет собой линейную комбинацию координат частиц системы, т. е. является одной из механических степеней свободы кристалла, то в любой реальной системе движение, отвечающее одной степени свободы, связано с движениями, отвечающими всем остальным степеням свободы [5, 7]. Поэтому, естественно предположить, что даже если система в процессе эволюции проходит через все состояние непрерывным образом без каких-либо потерь, релаксационные уравнения для параметров порядка будут достаточно сложными [2]. Если ограничиться малыми отклонениями параметра порядка от его равновесного значения, можно записать уравнения движения как линейные, но содержащие временные производные сколь угодно высокого порядка [2, 6]. Необходимо подчеркнуть, что введение параметра порядка позволяет описать кристалл моделью сплошной среды. При таком рассмотрении дискретность кристаллической структуры может быть проявлена как дефект [8]. Трансформа-

ционные свойства параметра порядка вместе с условием инвариантности Φ с точностью до параметров однозначно определяет функционал термодинамического потенциала системы [3]. Однако в системе с заданной геометрией распределения дефектов, в процессе эволюции параметра порядка может выживать только часть состояний, а другая часть состояний от их общего числа необратимо теряется (причем потеря части состояний понимается в том смысле, что они необратимо теряются и становятся недоступными для системы). Эволюция параметра порядка, учитывающая нелокальные процессы в таких системах, описывается интегро-дифференциальными уравнениями [9].

Динамические уравнения в формализме Ландау-Гинзбурга

Рассмотрим ситуацию, когда решения обобщенного кинетического уравнения при независимых от времени параметрах порядка совпадает с решением статической задачи для идеального кристалла. Введем нелокальную функцию $K(\tau)$, характеризующую временную дисперсию, связанную с присутствием в структуре беспорядка, и обобщенное кинетическое уравнение для главного параметра порядка представим в виде

$$m \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} + \gamma \varphi(x, t) = - \int_0^t K(t - \tau) \frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta \varphi} d\tau. \quad (1)$$

В случае, если $K(\tau) = 1$, то простым дифференцированием можно показать, что уравнение (1) совпадает с уравнением затухающего гармонического осциллятора, описывающего динамику параметра порядка при переходах с механизмом типа смещения:

$$m \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} = - \frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta \varphi}. \quad (2)$$

Если $K(\tau) = \delta(\tau)$ - дельта-функция Дирака, кинетическое уравнение (1) принимает вид

$$m \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} + \gamma \varphi(x, t) = - \frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta \varphi}. \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает релаксацию параметра порядка при фазовых переходах с механизмом типа порядок-беспорядок [4].

Решение кинетического уравнения (1) позволяет определить пространственную и частотную зависимости динамической восприимчивости. Корреляционную функцию смещения можно связать с мнимой частью динамической восприимчивости, и рассеяние, характеризуемое спектральной плотностью, в классическом приближении представляется выражением [8]

$$\mathcal{J}(\mathbf{q}, \omega) = (k_B T / \pi \omega) \text{Im} \chi(\mathbf{q}, \omega).$$

Таким образом, введение функции $K(\tau)$ характеризует влияние беспорядка, внося изменение на обобщенную силу $\delta \Phi[\varphi, P, \dots] / \delta \varphi$, под действием которого происходит динамика параметра порядка. Следовательно, вблизи критической точки присутствие в структуре дефектов может существенно влиять на релаксацию параметра порядка к состоянию равновесия. Физически нелокальная функция $K(\tau)$ описывает влияние неоднородностей потенциальной энергии, вызванных присутствием в структуре дефектов, на процесс релаксации параметра порядка к состоянию равновесия.

При определенных распределениях структурных дефектов потенциальная энергия может содержать множество мелких минимумов, соответствующих метастабильным фазам. Поэтому, если система в начальном состоянии находится в определенном состоянии, то прежде чем попасть в конечное состояние совершает последовательную цепочку переходов между соседними минимумами. Множество мелких минимумов потенциальной энергии индуцируется геометрией фрактального распределения дефектов, что тесно связано с присутствием в структуре сложного взаимодействия. Таким образом, геометрия распределения дефектов и ее влияние

на релаксацию параметра порядка к состоянию равновесия характеризуется нелокальной функцией $K(\tau)$. Классификацию кривых $K(\tau)$ можно производить размерностью Хаусдорфа - Безиковича d_c [9]. Далее рассмотрим влияние $K(\tau)$ с $d_c < 1$, $d_c = 1$ и $d_c > 1$ на процесс релаксации параметра порядка к состоянию равновесия в солитонном режиме несоизмеримых сверхструктур.

Динамика параметра порядка в системах с распределением дефектов, характеризуемых множеством Кантора

Рассмотрим интегродифференциальное уравнение (1), которое описывает эволюцию несоизмеримой сверхструктуры, переведенное скачком в неравновесное состояние, и определим нелокальную функцию $K(\tau)$ на фрактальном множестве Кантора [7]:

$$K(t - \tau) = \frac{1}{(2\xi)^N t} \sum_{m=1}^{2^N} \eta(t_m^{(N)} < t < t_{m+1}^{(N)}). \quad (4)$$

Здесь ξ ($\xi < 1/2$) - параметр подобия, $t_m^{(N)}$ - координаты точек, величина $1/((2\xi)^N t)$ является плотностью оставшихся состояний на N -м этапе построения множества Кантора, $\eta(t)$ - ступенчатая функция.

Вводя обозначения $f(t) = \delta\Phi/\delta\varphi$ для изображения функции

$$J(t) = \int_0^t K(t - \tau) f(\tau) d\tau,$$

можно получить

$$J(t) \bullet = \bullet \Phi(p) = \frac{F(p)}{\xi^N p t} [1 - \exp^{-pt\xi^N}] Q_N(z), \quad (5)$$

где введены обозначения

$$Q_N(z) = \frac{1}{2^N} \prod_{n=0}^{N-1} (1 + \exp^{-z\xi^n}), \quad z = pt(1 - \xi). \quad (6)$$

Последнее выражение позволяет получить для $Q_N(z)$ рекуррентное соотношение

$$Q_N\left(\frac{z}{\xi}\right) = \frac{1}{2}(1 + \exp^{-\frac{z}{\xi}})Q_{N-1}(z). \quad (7)$$

В неподвижной точке

$$\Phi^*\left(\frac{z}{\xi}\right) = \frac{1}{2}\Phi^*(z), \quad (8)$$

решение которого имеет вид

$$\Phi^*(z) = A_\nu z^{-\nu}, \quad (9)$$

где $\nu = \ln 2 / \ln(1/\xi)$ - размерность фрактального множества Кантора.

Следовательно,

$$\Phi(p) = A_\nu (pt)^{-\nu} (1 - \xi)^{-\nu} F(p). \quad (10)$$

Изображение функции $K(p)$ имеет вид

$$K(p) = A_\nu (pt)^{-\nu} (1 - \xi)^{-\nu}. \quad (11)$$

С помощью преобразования Меллина находим

$$K(t - \tau) = \frac{A_\nu}{\Gamma(\nu)} (1 - \xi)^{-\nu} t^{-\nu}, \quad (12)$$

где $\Gamma(\nu)$ - гамма-функция Эйлера. Таким образом, функция $J(t)$ определяется в следующем виде:

$$J(t) = A_\nu (1 - \xi)^{-\nu} t^{-\nu} \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^t (t - \tau)^{\nu-1} f(\tau) d\tau = A_\nu (1 - \xi)^{-\nu} t^{-\nu} D^{-\nu} f. \quad (13)$$

Вводя безразмерную переменную $u = \tau/t$, с помощью коммутативных свойств дробной производной, уравнение (1) может быть представлено в виде

$$\frac{m}{t^2} \frac{\partial^{1+\nu}}{\partial u^{1+\nu}} \varphi(x, t) + \frac{\gamma}{t} \frac{\partial^\nu}{\partial u^\nu} \varphi(x, t) = -A_\nu (1 - \xi)^{-\nu} \frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta \varphi}. \quad (14)$$

Отметим, что отличительная особенность монофрактального множества Кантора состоит в том, что отрезки, полученные на каждом этапе деления исходного фрагмента, имеют одинаковые длины и реализуются с одинаковой вероятностью [6]. Если предположить, что длины отрезков становятся разными, то канторовское множество приобретает двухмасштабный характер, и при заданных длинах отрезков оно определяет единственное значение фрактальной размерности (например, значение $\nu = 0,611$ меньше чем $0,631$ для одномасштабного множества). Неоднородность в распределении масштабов лишь уменьшает фрактальную размерность, оставляя ее единственной и не приводя к трансформации монофрактала в мультифрактал [6]. Необходимо также подчеркнуть, что различные определения операции дробного дифференцирования приводят к различным результатам. То обстоятельство, что имеются различные определения дробного дифференцирования, обычно позволяет удовлетворить начальным условиям задачи за счет выбора одного из определений [7].

Распределение вторичного параметра порядка P в несоразмерной фазе определяется из уравнения

$$\frac{\delta \Phi[\varphi, P \dots]}{\delta P} = 0. \quad (15)$$

В наиболее общем случае функционал термодинамического потенциала, описывающий кристаллы с несоразмеримой сверхструктурой, представляется [9]

$$\Phi = \frac{1}{d} \int_0^d \Phi(x) dx,$$

$$\Phi(x) = \frac{\alpha}{2} \rho^2 + \frac{\beta}{4} \rho^4 + \gamma \rho^p \cos p\varphi - \delta \rho^2 \varphi' + \frac{k}{2} \rho^2 (\varphi')^2 +$$

$$+ 2\xi P \rho^{p/2} \sin \frac{p}{2} \varphi - P^2 / (2\chi_0) - PE. \quad (16)$$

Здесь ρ и φ - амплитуда и фаза главного параметра порядка соответственно, P - однокомпонентный второстепенный параметр порядка (поляризация), E - сопряженное с ним внешнее поле, p - индекс анизотропии, d - период $\Phi(x)$. После подстановки (16) в уравнения (14) и (15), соответственно, получаем

$$\begin{aligned} m_0 \frac{\partial^{1+\nu}}{\partial u^{1+\nu}} \varphi(x, t) + \gamma_0 \frac{\partial^\nu}{\partial u^\nu} \varphi(x, t) = \\ = p\rho^p \sin p\varphi(x, t) - p\xi P \rho^{p/2} \cos \frac{p}{2} \varphi(x, t) + k\rho^2 \varphi'', \\ 2\xi \rho^{p/2} \sin \frac{p}{2} \varphi(x, t) - \frac{P}{\chi_0} - E = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

При малых $E = E_0 \exp(i\nu t)$, произведя линеаризацию системы уравнений (17) вблизи статических решений

$$\begin{aligned} \varphi_0(x) = am\left(\frac{p}{2}qx, \kappa\right), \\ P_0(x) = -2\chi_0 \xi \rho^{p-2} \sin \frac{p}{2} \varphi_0, \end{aligned} \quad (18)$$

где $am(u)$ - функция Якоби, для возмущений фазы $\Phi(x)$ и поляризации $P(x)$, соответственно, получаем уравнения

$$\begin{aligned} \left[\frac{m_0}{k\rho^2} (i\omega t)^{1+\nu} + \frac{\gamma}{k\rho^2} (i\omega t)^\nu - \frac{p^2}{k} \bar{\gamma} \rho^{p-2} \cos p\varphi_0 \right] \Phi(x) - \Phi''(x) = \\ = -\frac{p\chi_0}{k} \xi \rho^2 E_0 \cos \frac{p}{2} \varphi_0, \\ P(x) = -\chi_0 E_0 - p\chi_0 \xi \rho^{p/2} \Phi(x) \cos \frac{p}{2} \varphi_0. \end{aligned} \quad (19)$$

Нетрудно показать, что решение уравнений (19) для $\Phi(x)$ представляется в виде

$$\Phi(x) = \frac{p\chi_0 \xi \rho^2 E_0}{k} \frac{\cos \frac{p}{2} \varphi_0(x)}{\frac{m_0}{k\rho^2} (i\omega t)^{1+\nu} + \frac{\gamma_0}{k\rho^2} (i\omega t)^\nu + \frac{(\kappa')^2}{\kappa^2} \bar{\gamma} \rho^{p-2} \frac{p^2}{k^2}}. \quad (20)$$

Средняя спонтанная поляризация в несоизмеренной фазе определяется выражением

$$\bar{P} = \frac{1}{2d} \int_0^{2d} P(x) dx, \quad (21)$$

где

$$d = \frac{1}{p} \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{\sqrt{c - g(\psi)}} \quad (22)$$

является периодом статического решения для фазы при постоянном внешнем электрическом поле. Здесь

$$\psi = \frac{p}{2}\varphi, \quad (23)$$

$$g(\psi) = -\frac{2\xi\chi_0 E_0 \rho^2}{k} \sin \psi + \frac{4\bar{\gamma}\rho^{p-2}}{k} \sin^2 \psi,$$

c - постоянная интегрирования. Нетрудно показать, что спонтанная поляризация при нулевом внешнем поле равна нулю.

Динамическая восприимчивость $\chi(\omega, T) = \lim_{E_0 \rightarrow 0} \partial \bar{P} / \partial E_0$ определяется выражением

$$\chi(\omega, T) = \chi_0 + \frac{\chi_{st} - \chi_0}{1 + \frac{\Gamma}{\omega_1^2 i} (i\omega t)^\nu + \frac{(i\omega t)^{1+\nu}}{\omega_1^2 t^2}}, \quad (24)$$

где

$$\omega_1^2 = \frac{p^2 \bar{\gamma} \rho^p (\kappa')^2}{A_\nu m \kappa^2} (1 - \xi)^\nu, \Gamma = \frac{\gamma}{m}, \chi_{st} = \chi_0 + \frac{\chi_0^2 \xi^2}{\bar{\gamma}} \left(\frac{E(\kappa)}{(1 - \kappa^2) K(\kappa)} - 1 \right). \quad (25)$$

Температурная зависимость параметра κ и ρ определяется из выражений

$$\rho^2 = \alpha(T - T_I), \quad \frac{E(\kappa)}{\kappa} = \frac{1}{a(1+c)} \frac{1}{\left(1 - \frac{T}{T_I}\right)^{\frac{p-2}{2}}}. \quad (26)$$

$E(\kappa)$ и $K(\kappa)$ - полные эллиптические интегралы первого и второго родов соответственно, a , c и $\bar{\gamma}$ - некоторые комбинации параметров

функционала термодинамического потенциала, T_I - температура перехода из исходной в несоизмерную фазу, которой соответствует значение параметра $\kappa = 0$. Значение $\kappa = 1$ соответствует T_c - переходу из несоизмерной в соизмерную фазу. Следовательно, задание иерархии локальных минимумов термодинамического потенциала фрактальным множеством Кантора приводит к тому, что временные корреляции убывают, как $\exp(-t/\tau)^\nu$. Изменение масштаба образования множества Кантора, обусловленное, например, понижением температуры, может приводить к температурной зависимости ν . Необходимо подчеркнуть, что при выводе (24) предположено, что дробная производная постоянной равна нулю (действительно, например, производная Маршо от постоянной равна нулю, однако дробная производная Римана-Лиувилля от постоянной не существует [7]). В наиболее общем виде действие оператора $m_0 \partial^{1+\nu} / \partial u^{1+\nu} + \gamma_0 \partial^\nu / \partial u^\nu$ на функцию $\varphi(x, t)$ приводит к функции $g(x, t)$, связанной с геометрией распределением дефектов в структуре. Функция $g(x, t)$, в зависимости от конкретного вида термодинамического потенциала, может видоизменять как солитонную структуру несоизмеримой фазы, так и временную зависимость динамической восприимчивости.

Релаксация параметра порядка в системах с распределением дефектов, характеризующихся экспоненциальной функцией

Рассмотрим случай, когда происходит размытие $K(t) = \delta(t)$ -функции в колоколообразную зависимость, определяемую экспоненциальной функцией, ширина которой задается интервалом времени τ_0 . Таким образом, $K(t - \tau) = \exp(-b(t - \tau)/\tau_0)$. Предположим, что характерный интервал времени $\tau_0 = 1$.

В этом случае кинетическое уравнения (1) записывается в виде

$$m \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} + \gamma \varphi(x, t) = - \int_0^t \exp^{-b(t-\tau)} \frac{\delta \Phi[\varphi, P...]}{\delta \varphi} d\tau. \quad (27)$$

По определению дробной производной [10, 11]

$$D^\nu f(t) = \frac{1}{\Gamma(-\nu)} \int_0^t (t-\tau)^{1-\nu} f(\tau) d\tau, \quad (28)$$

где $-\infty < \nu < 0$. Воспользуемся разложением экспоненциальной функции в ряд Тейлора:

$$\exp(-b(t-\tau)) = 1 - b(t-\tau) + \frac{1}{2!} b^2(t-\tau)^2 + \dots$$

Следовательно, можем написать

$$\begin{aligned} \int_0^t \exp^{-b(t-\tau)} \frac{\delta\Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta\varphi} d\tau &= \{D^{-1} + bD^{-2} + b^2D^{-3} - \dots\} \frac{\delta\Phi}{\delta p} = \\ &= \frac{D^{-1}}{1 + bD^{-1}} \frac{\delta\Phi}{\delta p} = \frac{1}{b + D} \frac{\delta\Phi}{\delta p}. \end{aligned} \quad (29)$$

С учетом последнего соотношения кинетическое уравнение (27) записывается в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + b\right) \left(m \frac{\partial}{\partial t} + \gamma\right) \varphi(x, t) = -\frac{\delta\Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta\varphi}. \quad (30)$$

Следовательно, расплывание δ -образной $K(\tau)$ в уравнении (1) экспоненциальной функцией трансформирует уравнение типа Маркова, описывающее кинетику фазового перехода с механизмом типа порядок-беспорядок, в уравнение затухающего гармонического осциллятора, определяющее релаксацию параметра порядка при переходах с механизмом типа смещения. Необходимо подчеркнуть, что введение $K(\tau)$ предполагает наличие в структуре дефектов или примесей. Однако, неоднородность структуры, индуцируемой присутствием в структуре дефектов, является слабым беспорядком. Последнее означает, что независящее от времени решение уравнения (1) совпадает с решением уравнения для идеального кристалла.

Для исследования отклика системы на внешнее поле вблизи фазовых переходов с механизмом смещения достаточно решить систему кинетических уравнений

$$m \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varphi(x, t) + \gamma \frac{\partial}{\partial t} \varphi(x, t) = - \frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta \varphi},$$

$$0 = - \frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta P}. \quad (31)$$

Решение системы уравнений (31) будем искать в виде

$$\begin{aligned} \varphi(x, t) &= \varphi_0(x) + \Phi(x) \exp^{i\omega t}, \\ P(x, t) &= P_0(x) + P(x) \exp^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (32)$$

Статические решения (31) определяются из уравнений

$$k\rho^2 \varphi_0'' + p\gamma\rho^p \sin p\varphi_0 - p\xi\rho^{p/2} P_0 \cos \frac{p}{2}\varphi_0 = 0,$$

$$P_0 = -2\chi_0 \xi \rho^{p/2} \sin \frac{p}{2}\varphi_0 \quad (33)$$

и нетрудно показать, что

$$qx = \frac{1}{2} \int_0^{(p/2)\varphi_0} \frac{du}{\sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 u}}, \quad (34)$$

где

$$q^2 = \frac{p\bar{\gamma}\rho^{p-2}}{k} \frac{1}{\kappa^2}, \quad q^2 \kappa^2 = \frac{p\bar{\gamma}\rho^{p-2}}{k}.$$

Следовательно, $(p/2)\varphi_0 = am((p/2)qx, \kappa)$.

После линеаризации уравнения (31) вблизи статических решений (34) и введения обозначений

$$m\omega^2/(k\rho^2) = \Omega^2, \quad \bar{\tau} = \gamma\omega/(k\rho^2), \quad \bar{\alpha} = p^2\bar{\gamma}\rho^6/k, \quad \epsilon = \frac{p\xi\chi_0^2\rho E_0}{k}$$

для полей $\Phi(x)$ и $P(x)$, соответственно, получаем

$$(\Omega^2 + i\gamma\bar{\tau} - \bar{\alpha} \cos p\varphi_0(x))\Phi(x) - \Phi'' = -\bar{\epsilon} \cos \frac{p}{2}\varphi_0,$$

$$P(x) = \chi_0(E_0 - p\xi\rho^{p/2}\Phi(x) \cos \frac{p}{2}\varphi_0). \quad (35)$$

Нетрудно показать, что

$$\Phi(x) = \frac{\bar{\epsilon} \cos \frac{p}{2}\varphi_0(x)}{\Omega^2 - i\bar{\tau} - \bar{\alpha} \frac{\kappa^2}{(\kappa')^2}}. \quad (36)$$

При ненулевом внешнем электрическом поле, минимизация Φ по отношению полей $P(x)$ и $\varphi(x)$ приводит к уравнениям, соответственно,

$$P = \frac{1}{2\chi_0}(E - 2\xi\rho^{p/2} \sin \frac{p}{2}\varphi(x)),$$

$$\frac{k}{2}\varphi'' + 2p\bar{\gamma}\rho^p \cos \frac{p}{2}\varphi \sin \frac{p}{2}\varphi - \frac{p\xi\rho^{p/2}E}{\chi_0} \cos \frac{p}{2}\varphi = 0, \quad (37)$$

где $\bar{\gamma} = \gamma + \xi^2/\chi_0^2$. Нетрудно показать, что

$$\frac{p}{2}x = \left(\frac{k}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\frac{p}{2}\varphi} \frac{d\frac{p}{2}\varphi}{\sqrt{\eta - g(\frac{p}{2}\varphi)}}, \quad (38)$$

где функция $g(u) = \Delta \sin^2 u - \lambda \sin u$, $\Delta = 2\bar{\gamma}\rho^{p-2}$, $\lambda = 2\xi\rho^2 E/\chi_0$.

Период модуляций определяется выражением

$$x_0 = \frac{1}{p} \left(\frac{k}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{du}{\sqrt{\eta - g(u)}}. \quad (39)$$

Следовательно, средняя поляризация определяется выражением

$$\bar{P} = \frac{1}{2x_0} \int_0^{2x_0} P(x) dx. \quad (40)$$

С учетом соотношения (37) находим

$$\bar{P} = \chi_0 E - \frac{p^2 \chi_0^2}{k} E_0 \frac{1}{\Omega^2 - i\bar{\tau} - \bar{\alpha} \frac{\kappa^2}{(\kappa')^2}} \frac{1}{2x_0} \int_0^{2x_0} \cos^2 4\varphi_0 dx. \quad (41)$$

Динамическая восприимчивость, определяющая отклик системы на внешнее электрическое поле, представляется выражением

$$\chi(\omega, T) = \chi_0 + \frac{\chi_{st} - \chi_0}{1 + i \frac{\gamma_1 \kappa^2 \omega}{p^2 (\kappa')^2} - \frac{m_1 \kappa^2 \omega^2}{\rho^2 \gamma}}. \quad (42)$$

Температурные зависимости параметра κ и амплитуды параметра порядка ρ определяются соотношениями (26).

Необходимо учесть, что в несоразмерной фазе $m = m_0 \rho^2$ и $\gamma = \gamma_0 \rho^2$. В знаменателе выражения (42) коэффициент линейной частоты имеет смысл времени релаксации τ и в солитонном режиме ($\kappa \rightarrow 1, T \rightarrow T_c$), время релаксации параметра порядка к равновесному состоянию $\tau \sim (T - T_c)^{-1}$ расходится. Статическая диэлектрическая проницаемость χ_{st} при $T \rightarrow T_c$ ведет себя как $(T - T_c)^{-1}$. Однако при конечных частотах, согласно (42), $\chi(\omega, T_c)$ конечно.

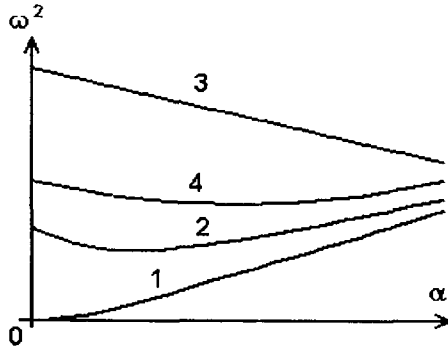
Отметим, что частотная зависимость мнимой части динамической восприимчивости имеет единственный максимум. Так как коэффициент поглощения $K_0(\omega)$ пропорционален $Im \chi(\omega, T)$, то из условия максимума $K_0(\omega)$ определяется температурная зависимость частот мод, сопровождающих фазовый переход. Анализ показывает, что максимум $K_0(\omega)$ определяется выражением

$$\omega_{max,s}^2 = \frac{1}{3} \left(\alpha - \frac{\gamma^2}{2} \right) + \sqrt{\frac{1}{9} \left(\alpha - \frac{\gamma^2}{2} \right)^2 + \alpha^2}. \quad (43)$$

Температурная зависимость $\omega_{max,s}^2$ представлена на рис. кривой 1.

При $\alpha \rightarrow 0$, тогда $\omega_{max,s}^2 = 0$, что соответствует обычной линейной сегнетоэлектрической мягкой моде (при $\gamma = 0$, $\omega_{max,s}^2 \sim \alpha \sim (T - T_c)$). Поэтому определенная посредством кинетических уравнений (31) динамическая проницаемость (42) является низкочастотной.

Релаксационные уравнения (31) предполагают приближение, что величины m и γ , соответствующие поляризации P , равны нулю. Последнее означает, что второстепенный параметр порядка



Температурные зависимости квадрата частоты мод, сопровождающих фазовый переход, в несоразмерной фазе (1 - $\omega_{max,s}$, 2 - $\omega_{max,p}$, 3 - ω_{sc} , 4 - ω_t)

P адиабатически следует за главным параметром порядка (ρ, φ) . Это приближение целесообразно тогда, когда частоты, соответствующие поляризации P , экстремально выше, чем частоты, соответствующие главному параметру порядка. Так как в солитонном режиме несоразмерная фаза представляется в виде чередующихся доменов, разделенных областями соразмерности, то адиабатическое приближение означает, что при релаксации параметра порядка к состоянию равновесия домены адиабатически следуют за областями соразмерности. Присутствие в структуре дефектов нарушает указанный режим. Поэтому рассмотрим частный случай кинетических уравнений (1), а именно [13]:

$$\begin{aligned}
 m_1 \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} + \gamma_1 \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} &= - \frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta \varphi}, \\
 m_1^0 \frac{\partial^2 P(x, t)}{\partial t^2} + \gamma_1^0 \frac{\partial P(x, t)}{\partial t} &= - \frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta P}.
 \end{aligned} \quad (44)$$

Уравнения (44) после подстановки (32) принимают вид

$$\begin{aligned}
 m_1 \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} + \gamma_1 \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} &= -p\xi P(x, t) \rho^{p/2} \cos \frac{p}{2} \varphi(x, t) + \\
 &+ p\gamma \rho^p \sin p\varphi(x, t) + k\rho^2 \varphi''(x, t),
 \end{aligned}$$

$$m_1^0 \frac{\partial^2 P(x, t)}{\partial t^2} + \gamma_1^0 \frac{\partial P(x, t)}{\partial t} = -2\xi \rho^{p/2} \sin \frac{p}{2} \varphi(x, t) - \frac{P(x, t)}{\chi_0} + E. \quad (45)$$

Производя линеаризацию системы (45) вблизи решений (33), для полей $\Phi(x)$ и $P(x)$ получаем соответственно

$$\begin{aligned} \left(-\frac{m_1 \omega^2}{k \rho^2} + \frac{i \gamma_1 \omega}{k \rho^2} - \frac{p^2}{k} (\gamma + \chi_0 \xi^2) \cos p \varphi_0 - \beta \cos^2 \frac{p}{2} \varphi_0\right) \Phi(x) = \\ = -\Phi''(x) - \frac{p \rho^2 \chi_0 \xi E_0}{h} \cos \frac{p}{2} \varphi_0, \end{aligned}$$

$$P(x) = \frac{1}{h} (E - p \xi \rho^{p/2} \Phi(x) \cos \frac{p}{2} \varphi_0(x)), \quad (46)$$

где

$$h = \frac{-m_1^0 \omega^2 + i \gamma_1^0 \omega + 1}{\chi_0}, \quad \beta = \frac{p^2 \rho^{p-2} \xi^2}{k h} - \frac{\xi^2}{\chi_0}.$$

Уравнения (46) для функции $\Phi(x)$ точно не решаются. Учитывая, что $\lim_{m_1^0, \gamma_1^0 \rightarrow 0} \beta \rightarrow 0$, с помощью метода Боголюбова-Митрапольского [13] в первом порядке теории возмущений находим

$$\Phi(x) = \frac{p \rho^2 E_0 \xi \cos \frac{p}{2} \varphi_0(x)}{\left(\frac{m_1 \omega^2}{k \rho^2} - \frac{i \gamma_1 \omega}{k \rho^2} - \frac{p^2 \rho^{p-2}}{k} (\gamma + \xi^2 \chi_0) \frac{(\kappa')^2}{\kappa^2}\right) h k}. \quad (47)$$

Учитывая, что в несоизмерной фазе

$$\begin{aligned} m_1 = m_0 \rho^2, \quad \gamma_1 = \gamma_0 \rho^2, \\ (\kappa')^2 = \frac{p-2}{2} \left(\frac{T - T_c}{T_l - T_c} \right), \quad \kappa^2 = \frac{\gamma}{\alpha^0} \rho^{p-2}, \end{aligned}$$

после некоторых вычислений можно показать, что динамическая восприимчивость определяется выражением

$$\chi(\omega, T) = \frac{1}{h} + \frac{p^2 \left(\frac{p-2}{2}\right) \alpha^0 (T - T_c) \xi^2}{h^2 m_0 \gamma_0 (T_l - T_c)} \frac{\frac{E(\kappa)}{K(\kappa)} - 1}{\alpha - \omega^2 + i \frac{\gamma_0}{m_0} \omega}. \quad (48)$$

Для определения температурных зависимостей квадрата частот мод, сопровождающих фазовый переход, рассмотрим пре-

дельный случай, когда $(m_1^0/m_0) \ll 1$ и $(\gamma_1^0/\gamma_0) \ll 1$. В этом случае коэффициент поглощения $K_0(\omega)$ пропорционален величине

$$K_0(\omega) \sim a \frac{\omega}{(\alpha - \omega^2)^2 + (\frac{\gamma_0}{m_0})^2 \omega^2} + b \frac{\omega^3}{(\alpha - \omega^2)^2 + (\frac{\gamma_0}{m_0})^2 \omega^2}. \quad (49)$$

После определения максимумов $K_0(\omega)$ можно показать, что фазовый переход сопровождается, наряду с мягкой модой (43), модой, квадрат частоты которой нелинейно зависит от температуры

$$\omega_{\max,p}^2 = -(\alpha - \frac{\gamma^2}{2}) + \sqrt{(\alpha - \frac{\gamma^2}{2})^2 + 3\alpha^2}. \quad (50)$$

Температурная зависимость $\omega_{\max,p}^2$ представлена на рис. кривой 2.

При этом при понижении температуры пик поглощения $K_0(\omega)$ вначале смещается в область малых частот, а затем при $\alpha < (\gamma^2/2)$ начинает двигаться в противоположном направлении. Следовательно, в данном случае система ведет себя как два гармонических осциллятора с обычной

$$Im\chi(\omega) \sim \frac{\omega}{(\alpha - \omega^2)^2 + (\frac{\gamma_0}{m_0})^2 \omega^2} \quad (51)$$

и необычной

$$Im\chi(\omega) \sim \frac{\omega^3}{(\alpha - \omega^2)^2 + (\frac{\gamma_0}{m_0})^2 \omega^2} \quad (52)$$

зависимостями числителей от частоты. Следовательно, частотная зависимость $Im\chi(\omega)$ содержит два максимума, положения которых зависят от температуры. Отметим, что наличие функции $h = h(T)$ в (48) приводит к возникновению моды, квадрат частоты которой с понижением температуры линейно растет

$$\omega_{sec}^2 = \omega_0^2 + \alpha_0(T - T_I). \quad (53)$$

Температурная зависимость ω_{sec}^2 представлена на рис. кривой 3.

**Релаксация параметра порядка в системах с
распределением дефектов, характеризующихся
непрерывными, но нигде не дифференцируемыми
кривыми**

Рассмотрим интегродифференциальное уравнение (1), в котором нелокальная функция $K(\tau)$ определена как фрактальная кривая размерностью $1 < d_c < 2$. Примером непрерывной, но нигде не дифференцируемой кривой размерностью $d_c > 1$ является функция Веерштрасса [15]. Однако далее рассмотрим кривую $\Psi(t)$, тесно связанную с функцией Веерштрасса, в виде

$$K(t - \tau) = \Psi(t - \tau) = \frac{1 - a}{a} \sum_{n=0}^{\infty} a^n b^n \exp^{-b^n(t-\tau)}. \quad (54)$$

Нетрудно показать, что функция $\Psi(t)$ при больших t является однородной функцией. В самом деле

$$ab\Psi(bt) = \Psi(t) - (1 - a)b \exp^{-bt},$$

откуда следует, что

$$\Psi(t) = ab\Psi(bt).$$

После подстановки (54) в уравнение (1), используя разложение экспоненциальной функции в ряд Тейлора, и определения дробной производной (28) получаем

$$m \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} + \gamma \varphi(x, t) = \frac{1 - a}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a^n}{1 + \frac{1}{b^n} D} \frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta \varphi}. \quad (55)$$

Так как $a < 1$ и $b > a^{-1}$, следовательно b^{-n} является малым параметром. Например, во втором порядке теории возмущения по b^{-n} уравнение (55) записывается в следующей форме:

$$-\frac{\delta \Phi[\varphi, P, \dots]}{\delta \varphi} = [1 + f_0(a, b) \frac{\partial}{\partial t} + f_0^2(a, b) \frac{\partial^2}{\partial t^2} + f_2(a, b) \frac{\partial}{\partial t} - f_1(a, b) \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \dots][m \frac{\partial}{\partial t} + \gamma] \varphi(x, t).$$

Здесь $f_0(a, b) = (1 - a)/b \sim \varepsilon$, $f_1(a, b) = a^2(1 - a)/b^2 \sim \varepsilon^2$ где $\varepsilon \ll 1$. Следовательно, в нулевом порядке теории возмущения фракталь-

ное свойство системы не проявляется и релаксационное уравнение (55) имеет форму уравнения Маркова, характерную для переходов с механизмом типа порядок–беспорядок. В первом порядке теории возмущения кинетическое уравнение (55) трансформируется в уравнение затухающего осциллятора, характерное для переходов с механизмом типа смещения. В общем случае уравнение (55) содержит временные производные произвольного порядка с малыми коэффициентами. Рассмотрим уравнение движения для фазы и поляризации в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dots + g \frac{\partial^3 \varphi(x, t)}{\partial t^3} + m \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} &= - \frac{\delta \Phi[\varphi, P]}{\delta \varphi}, \\ 0 &= - \frac{\delta \Phi[\varphi, P]}{\delta P}. \end{aligned} \quad (56)$$

В принципе, уравнение (56) в соответствии с (1) позволяет получить динамическую восприимчивость в области больших частот. После подстановки (16) в уравнение (56) получаем

$$\begin{aligned} \dots + g \frac{\partial^3 \varphi(x, t)}{\partial t^3} + m \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} &= \\ &= p\gamma\rho^p \sin p\varphi - p\xi^P \rho^{p/2} \cos \frac{p}{2}\varphi + k\rho^2 \varphi'', \\ 0 &= -2\xi \rho^{p/2} \sin \frac{p}{2}\varphi - \frac{P}{\chi_0} + E. \end{aligned} \quad (57)$$

Статические решения определяются выражением (18). После линеаризации уравнения (57) вблизи статических решений для полей $\Phi(x)$ и $P(x)$ получаем

$$\begin{aligned} \left(\dots + \frac{g}{k\rho^2} i\omega^3 - \frac{m}{k\rho^2} \omega^2 + i\gamma \frac{\omega}{k\rho^2} \right) \Phi(x) - \Phi''(x) &= - \frac{p\xi \chi_0 E_0}{k\rho^2} \cos \frac{p}{2}\varphi_0, \\ P(x) &= \chi_0 (E_0 - p\xi \rho^{p/2} \Phi(x) \cos \frac{p}{2}\varphi_0). \end{aligned} \quad (58)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться в том, что решение уравнения (58) имеет вид

$$\Phi(x) = \frac{\frac{p\chi_0}{k\rho^2} E_0 \xi \cos 4\varphi_0}{\dots - i\frac{g\omega^2}{k\rho^2} - \frac{m\omega^2}{k\rho^2} - \frac{p^2\bar{\gamma}\rho^{p-2}(\kappa')^2}{k^2\kappa^2} + i\gamma\frac{\omega}{k\rho^2}}. \quad (59)$$

Средняя поляризация $P(x)$ определяется выражением

$$\begin{aligned} \bar{P} = \chi_0 E_0 - \frac{p^2\chi_0^2}{k} E_0 \xi^2 \rho^p [\dots - i\frac{g\omega^3}{k\rho^2} - \frac{m\omega^2}{k\rho^2} + \\ + i\frac{\gamma\omega}{k\rho^2} - \frac{p^2\bar{\gamma}\rho^{p-2}(\kappa')^2}{k^2\kappa^2}]^{-1} \frac{1}{2x_0} \int_0^{2x_0} \cos^2 \frac{p}{2} \varphi_0 dx. \end{aligned} \quad (60)$$

Динамическая восприимчивость $\chi = \chi(\omega, T)$ имеет вид

$$\chi(\omega, T) = \chi_0 + (\chi_{st} - \chi_0) [\dots - ig\frac{\kappa^2\omega^3}{k\rho^2(\kappa')^2\bar{\alpha}} - \frac{\Omega^2\kappa^2\omega^3}{(\kappa')^2\bar{\alpha}} + \frac{i\bar{\tau}\kappa^2\omega}{(\kappa')^2\bar{\alpha}}]^{-1}. \quad (61)$$

С учетом, что

$$(\kappa')^2 = \left(\frac{p-2}{2}\right) \frac{(T - T_c)}{(T_l - T_c)}, \quad \kappa^2 = \frac{\gamma}{\alpha^0} \rho^{p-2},$$

можно показать, что

$$\begin{aligned} \frac{\Omega^2\kappa^2}{(\kappa')^2\bar{\alpha}} &= \frac{a}{(T - T_c)}, & \frac{\tau\kappa^2}{(\kappa')^2\bar{\alpha}} &= \frac{b}{(T - T_c)}, \\ \frac{g\kappa^2}{k\rho^2(\kappa')^2\bar{\alpha}} &= \frac{c}{(T - T_c)}, & \chi_{st} &= \frac{\nu}{(T - T_c)}, \end{aligned}$$

где a, b, c, ν - некоторые комбинации параметров термодинамического потенциала. Если в кинетических уравнениях (56) коэффициенты всех временных производных выше третьего порядка равны нулю, то динамическая восприимчивость (54) представляется выражением [14]

$$\chi(\omega, T) = \frac{\nu}{-i\omega^3 + i\omega - a\omega + (T - T_c)}. \quad (62)$$

Нетрудно показать, что при $g < 0$

$$Im\chi(\omega) \sim K(\omega) \sim \frac{b\omega + c\omega^3}{(b - c\omega^2)^2 + ((T - T_c) - a\omega^2)^2}. \quad (63)$$

Следовательно, учет временного производного третьего порядка приводит к тому, что система ведет себя как два независимых осциллятора. Таким образом, фазовый переход, наряду с мягкой модой, сопровождается модой с нетривиальной температурной зависимостью. При произвольных вещественных значениях g можно показать, что температурные зависимости квадрата частоты мод, сопровождающие фазовый переход, определяются выражением

$$\begin{aligned}\omega_1^2 &= l, \\ \omega_t^2 &= \omega_0^2 + x_0 l + x_1 l^2,\end{aligned}\tag{64}$$

где l -пропорциональна $(T - T_c)$, ω_0^2 , x_0 , x_1 - являются некоторыми комбинациями параметров термодинамического потенциала и $\omega_0^2 > 0$, $x_0 < 0$, $x_1 > 0$. Температурная зависимость ω_t^2 представлена на рис. кривой 4. Учет всех временных производных показывает, что в солитонном режиме несоразмерной фазы система ведет себя как m -гармонических осцилляторов, $Jm\chi(\omega)$ для которых задаются как

$$Jm\chi(\omega) \sim \frac{\omega^n}{[b - c\omega^2 + \dots] + [(T - T_c) - a\omega^2 + a\dots]^2},\tag{65}$$

где n - нечетное целое число. При этом фазовый переход в системе сопровождается, наряду с мягкой модой, $m - 1$ модами, квадрат частоты которых нелинейно зависит от температуры. Тот факт, что при низких частотах уравнение динамики для параметра порядка для переходов типа смещения является уравнением затухающего гармонического осциллятора, предполагает, что параметром порядка является сдвиг некоторой подрешетки, способной совершать целое колебание около положения равновесия. При этом очевидно, что частотная зависимость мнимой части динамической восприимчивости имеет единственный максимум и фазовый переход сопровождается мягкой модой. Наличие зависящей от температуры $m - 1$ максимумов в частотной зависимости мнимой части динамической восприимчивости означает, что параметр порядка расщепляется и происходит релаксация $m - 1$ состояний равновесия. Последнее характерно для фазового перехода со смешан-

ным механизмом (порядок-беспорядок и смещения) в неоднородных системах, вызванное фрактальным распределением дефектов.

Заключение

Влияние слабого беспорядка на релаксацию параметра порядка характеризуется геометрией распределения дефектов в системе. При этом нелокальная функция $K(\tau)$ является количественной мерой временной дисперсии и характеризует изменение обобщенной силы, под действием которой происходит движение параметра порядка. Критерием слабости беспорядка, является то, что симметричный анализ по определению пространственной группы симметрии соразмерной фазы, основанной на функционале термодинамического потенциала (16), приводит к результату, соответствующему идеальному кристаллу. Решение кинетического уравнения (1) с $d_c < 1$, $d_c = 1$ и $d_c > 1$ показывает, что релаксация несоизмеримых сверхструктур существенно зависит от геометрии распределения дефектов и характеризуется различными функциями отклика. Функция $K(\tau)$ в случае $d_c = 1$ характеризует распределение дефектов, которые создают усредненное поле и изменяют рельеф потенциальной энергии системы, что индуцирует изменение механизма фазового перехода. При этом мнимая часть динамической восприимчивости содержит единственный максимум, и фазовый переход сопровождается смягчением мягкой моды. Функция $K(\tau)$ в случаях $d_c < 1$ и $d_c > 1$ характеризует структуры с переменным составом, в которых, наряду с периодичностью кристаллической структуры, присутствует дополнительная периодичность, связанная допируемым веществом. При релаксации параметр порядка расщепляется и стремится к множеству равновесных состояний потенциальной энергии, индуцированных фрактальным распределением дефектов. При этом фазовый переход в системе сопровождается модами, квадрат частот которых нелинейно зависит от температуры, и частотная зависимость мнимой части динамической восприимчивости проявляет множество максимумов, положения которых зависят от температуры. Необходимо подчеркнуть, что, наряду с мягкой и нелинейными мо-

дами, возникающими при релаксации главного параметра порядка при переходе в несоизмерную фазу, происходит расщепление колебательных мод, соответствующих вторичным модам, квадраты частот которых при понижении температуры проявляют линейный рост.

Пространственное распределение диэлектрической проницаемости определяется пространственным распределением фазы параметра порядка. Так, областям соразмерности (где фаза почти постоянна) соответствует постоянное значение диэлектрической проницаемости, равное ее значению в высокосимметричной фазе. Областям резкого изменения фазы соответствует дельтообразное изменение диэлектрической проницаемости. С понижением температуры (с приближением к точке T_c) в областях соразмерности значение диэлектрической проницаемости не меняется, тогда как в областях резкого изменения фазы амплитуда дельтообразных пиков растет и при точке T_c стремится к бесконечности. Таким образом, в солитонном режиме несоизмерной фазы пространственное распределение диэлектрической проницаемости достаточно точно аппроксимируется скачкообразной функцией. Следовательно, в солитонном режиме несоизмерная фаза представляет собой слоистую структуру, которая формируется из двух слоев, различающихся значением диэлектрической проницаемости. Толщины слоев являются функциями температуры. В идеальных кристаллах при приближении к точке T_c усредненная диэлектрическая проницаемость стремится к бесконечности. Последнее связано с тем, что с понижением температуры в солитонном режиме несоизмерной фазы, амплитуды дельтообразных пиков в локальном распределении диэлектрической проницаемости стремятся к бесконечности.

Области дельтообразного изменения диэлектрической проницаемости аналогичны аморфным металлам и возрастание роли низких частот приводит к увеличению электрон-фононной связи в этих структурах. Очевидно, что электронные свойства таких слоев значительно отличаются от поведения упорядоченных металлов. Поведение соразмерных слоев аналогично поведению

слов периодической структуры. В солитонном режиме несозмерной фазы значение диэлектрической проницаемости выше, чем в исходной фазе, и с понижением температуры ведет себя, как $(T - T_c)^{-1}$.

В [16] показано, что в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ существует два типа носителя заряда, а именно, сильно коррелированные электроны в плоскостях CuO_2 и заряды, проявляющие особенности локализованных поляронов малого радиуса.

Нейтроннографические эксперименты по квазиупругим рассеяниям [17] показывают наличие нелинейных фононных мод в структурах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Bi_2Sn_2CaCu_2O_8$.

Эксперименты по рамановскому рассеянию в сверхпроводящих кристаллах с переменным составом [18] выявили наличие фононов, частоты мод которых с понижением температуры линейно растут.

Электрон-фононное взаимодействие не может объяснить всех свойств металлооксидных сверхпроводящих соединений. Фононные представления недостаточны для описания температурной зависимости магнитной восприимчивости, в особенности перехода в антиферромагнитное диэлектрическое состояние [19]. Однако, обобщение вышеизложенного формализма легко позволяет описать эти особенности.

Таким образом, наличие несоизмеримых фаз в ВТСП-оксидах с переменным составом, индуцированных неоднородным распределением кислорода в этих структурах, является определяющим для понимания особенностей физических свойств этих структур.

Авторы выражают глубокую признательность за обсуждение и содействие в выполнении работы профессору В.Л.Аксенову, профессору Н.М.Плакиде и Ю.М.Гуфану за ценные замечания.

Литература

1. B.R.Gadjiev, Thesis in *The First Pomporovo International Winter Workshop, Cooperative Phenomena in Condensed Matter*, Pomporovo (1998), p. 16-17.

2. В.Л.Гинзбург, УФН **38**, 490, (1949).
3. Ю.М.Гуфан, *Структурные фазовые переходы*, Наука, Москва (1982), с. 304.
4. Р.Блинц, Б.Жекш, *Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики*, Мир, Москва (1975), с. 398.
5. Вик.С.Доценко, УФН **165**, N 5, 481 (1995).
6. В.А.Струков, А.П.Леванюк, *Физические основы сегнетоэлектрических явлений*, Наука, Москва (1983), с. 240.
7. Р.Р.Нигматуллин, ТМФ **90**, вып. 3, 345, (1992).
8. А.Брус, Р.Каули, *Структурные фазовые переходы*, Мир, Москва (1984), с. 407.
9. А.И.Олемской, А.Е.Флат, УФН **163**, N 12, 1 (1993).
10. T.Janssen and A.Janner, *Advances in Physics*, Vol. 36, N 5, 519 (1987)
11. С.Г.Самко, А.А.Килбас, О.И.Маричев, *Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их применение*, Наука и техника, Минск (1987), с. 736.
12. W.Selke, in *Phase Transitions and Critical Phenomena*, ed. by C. Domb and J. L. Lebowitz, Academic press Harcourt Brace Javnovich, Publishers London, San Diego, New York, Boston, Sydney, Tokyo, Toronto, Vol. 15, **19** (1992), с. 245.
13. Б.Р.Гаджиев, ФТТ **32**, N 3 3694 (1990).
14. Б.Р.Гаджиев, А.А.Бабинова, ФНТ **16**, N. 3, 362 (1990).
15. Г.М.Фихтенгольц, *Курс дифференциального и интегрального исчисления*, т. 2, Физматгиз, Москва (1959) с. 807.
16. D.Mihailovic, C. Stevens, J.Demsar, B.Podobnik, D.C.Smith, J.F.Ryan, *Jornal of Superconductivity*, Vol. 10, N 4, 337 (1997).
17. H.A.Mook, B.C.Chkoumakos, *Jornal of Superconductivity*, Vol. 10, N 4, 389 (1997).
18. H.J.Kaufmann, E.K.H.Salje, Y.Yagil, O.V.Dolgov, *Jornal of Superconductivity*, Vol. 10, N 4, 299 (1997).
19. В.М.Свистунов, М.А.Белоголовский, А.И.Хачатуров, УФН **163**, N 2, 61 (1993).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 мая 1998 года.

Гаджиев Б.Р., Джавадов Н.А.

P17-98-128

Нелинейные фононы в высокотемпературных сверхпроводящих кристаллах с переменным составом

Исследованы особенности релаксации параметра порядка в несоизмеримых структурах кристаллов с переменным составом. Определены пространственная и временная дисперсии динамической восприимчивости в солитонном режиме несоизмеримой фазы. Показано, что в структурах с переменным составом фазовый переход, наряду с мягкой модой, сопровождается модами, квадрат частоты которых нелинейно зависит от температуры. Приведены сравнения полученных результатов с экспериментальными данными по высокотемпературным сверхпроводящим кристаллам с переменным составом.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998 .

Перевод авторов

Gadjiev B.R., Javadov N.A.

P17-98-128

Nonlinear Phonons in High- T_c Superconductors Mixed Crystals

The integrodifferential kinetic equation which is a generalization of the Landau—Ginzburg formalism is introduced. The peculiarities of nonlinear kinetics are investigated by entering the nonlocal function, which is a quantitative measure of time dispersion. The classification nonlocal function is made by its Hausdorf dimensionality d_c . It is shown that in the case $d_c < 1$ the relaxation equation is a differential equation of fractional order. In the case $d_c = 1$, the relaxation equation is the equation of damping harmonic oscillator. In the case $d_c > 1$, the relaxation equation contains the time derivation arbitrary high order. After linearization of the corresponding dynamic equations near the corresponding nonlinear static equations the dispersion and then after spatial averaging, temperature and frequency dependency of corresponding dynamic susceptibility have been determined. It is shown that in the cases $d_c < 1$ and $d_c > 1$ the temperature evolution system alongside with the soft mode is accompanied by the modes which depend nonlinearly on the temperature. The physical nature of quasiscattering in the incommensurate phases of layered crystals are studied. The obtained theoretical results are applied to the layered HTSC crystals.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 25.05.98

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,24

Тираж 310. Заказ 50680. Цена 1 р. 49 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области