

О ЗАТУХАНИИ УЛЬТРАЗВУКА В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

В.Л.Аксенов, А.Ю.Дидык, Н.М.Плакида

Показано, что наблюдаемые в недавних экспериментах аномалии в распространении ультразвука при фазовом переходе в квазиодномерном сегнетоэлектрике CsH_2PO_4 объясняются сильной анизотропией спектра критических флуктуаций параметра порядка.

В последнее время значительный интерес вызывает исследование фазового перехода в одноосном сегнетоэлектрике (СЭ) CsH_2PO_4 (CDP) и его дейтерированном аналоге CsD_2PO_4 (DCDP), которые обладают рядом особенностей, обусловленных квазиодномерным характером упорядочения протонов (дейтронов) на водородных связях¹. В частности, в работе² наблюдались критические аномалии скорости и затухания ультразвука в CDP, которые заметно отличаются от предсказаний теории для одноосных сегнетоэлектриков с трехмерным упорядочением³.

Для определения перенормировки скорости звука и его затухания необходимо вычислить массовый оператор акустических фононов, взаимодействующих с флуктуациями параметра порядка. Используя приближение взаимодействующих мод, которое дает достаточно точное описание в случае одноосных СЭ, для массового оператора получаем:

$$\Sigma_{\mu}(\mathbf{q}, \omega) \approx |V'_{\mu}(\mathbf{q})|^2 \{ 4P_0^2 \chi(\mathbf{q}, \omega) + \frac{2}{\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_1 d\omega_2}{\omega_1 - \omega_2 - \omega} \frac{1}{2} (\text{cth} \frac{\omega_1}{2T} - \text{cth} \frac{\omega_2}{2T}) \sum_{\mathbf{k}} \text{Im} \chi(\mathbf{k} - \mathbf{q}, \omega_1) \text{Im} \chi(\mathbf{k}, \omega_2) \}, \quad (1)$$

где матричный элемент взаимодействия $V'_{\mu}(\mathbf{q})$ фононов ветви μ с частотой $\omega = \omega_{\mu}(\mathbf{q})$ и волновым вектором \mathbf{q} пропорционален тензору электрострикции $g_{\alpha\beta, \gamma\gamma} = \{ g_{\alpha\alpha, \gamma\gamma}, g_{xz, \gamma\gamma} \}$, $\alpha = x, y, z$; y – СЭ ось. Флуктуации параметра порядка описываются релаксационной функцией в приближении Ландау – Халатникова:

$$\chi(\mathbf{k}, \omega) = \chi(\mathbf{k}) [1 + i\omega\tau(\mathbf{k})]^{-1} \quad (2)$$

с временем релаксации $\tau(\mathbf{k}) = \tau_0 \chi(\mathbf{k})$. Здесь критическое замедление описывается статической восприимчивостью $\chi(\mathbf{k})$, которую согласно¹ в длинноволновом приближении ($k \rightarrow 0$) можно записать в виде: $\chi(\mathbf{k}) = (a(t) + \lambda^2 k_{\parallel}^2 / k^2 + s_{\parallel}^2 k_{\parallel}^2 + s_{\perp}^2 k_{\perp}^2)^{-1}$. Отношение кон-

стант, определяющих дисперсию флуктуаций поперек и вдоль СЭ оси равно: $\eta = s_{\perp}^2 / s_{\parallel}^2 \approx \approx 10^{-2}$ (CDP) $\div 10^{-3}$ (DCDP), $a(t) \sim t^{\gamma}$ при $t = (T/T_c - 1) \rightarrow 0$, λ^2 – константа дипольно-го взаимодействия, $k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2$.

Первый член в (1), пропорциональный квадрату равновесного значения параметра порядка P_0 , описывает релаксационный вклад Ландау – Халатникова в сегнетофазе и имеет обычное для одноосных СЭ поведение (см. ³). Второй, флуктуационный член, не зависящий в пределе длинных волн от направления q , отличен от нуля как ниже, так и выше T_c . Стандартная оценка интегралов по частоте в (1) с учетом (2) дает для перенормировки скорости звука и его коэффициента затухания выражения:

$$\frac{\Delta c_{\mu}}{c_{\mu}} \approx -T \frac{|V_{\mu}(q)|^2}{\omega_{\mu}^2(q)} \sum_k \chi^2(k), \quad (3)$$

$$\alpha_{\mu}(q) \approx \frac{T}{c_{\mu}} |V_{\mu}(q)|^2 \sum_k \chi^2(k) \tau(k). \quad (4)$$

Ввиду сильной анизотропии спектра флуктуаций в (2) при оценке температурной зависимости (3), (4) следует различать область квазиодномерных (1D) флуктуаций (где $\eta \omega_D^2 \ll \ll a^2(T_{1D}) \ll \omega_D^2$, $\omega_D^2 = s_{\parallel}^2 k_0^2$, k_0 – импульс обрезания) и область трехмерного (3D) упорядочения ($a^2(T_{3D}) \ll \eta \omega_D^2$). В последней (очень узкой) области получаем обычные для одноосных СЭ оценки ³:

$$\Delta c_{\mu}/c_{\mu} \sim (\ln \lambda/a(T))/\lambda s_{\perp}^3, \quad \alpha_{\mu} \sim 1/s_{\perp}^3 a^2(T), \quad (5)$$

где в приближении среднего поля $a^2(T) \sim t$. В области же 1D флуктуаций, которая может быть достаточно широкой при малых η , асимптотическая оценка интегралов в (3), (4) оказывается иной:

$$\Delta c_{\mu}/c_{\mu} \sim [s_{\parallel}^2 s_{\perp} a^2(t)]^{-1} \quad \alpha_{\mu} \sim [s_{\parallel}^2 s_{\perp} a^4(t)]^{-1}, \quad (6)$$

что приводит к более сильной аномалии по t , чем в (6). В целом же флуктуационный вклад для квазиодномерных СЭ оказывается большим по параметру анизотропии:

$$\frac{(\Delta c_{\mu})_{1D}}{(\Delta c_{\mu})_{3D}} \sim \frac{(\alpha_{\mu})_{1D}}{(\alpha_{\mu})_{3D}} \sim \frac{s_{\parallel}^3}{s_{\perp}^3} \sim 10^3 \quad (7)$$

и при $t \rightarrow 0$ (в области $a^2(t) \ll \omega_D^2$) имеет смену асимптотики по t . Подобное значительное усиление акустических аномалий и наблюдается в эксперименте ², причем значения полученных там критических индексов качественно согласуется с асимптотикой (6).

Для количественного сопоставления формул (1) – (4) с экспериментом ² нами были проведены также численные расчеты на ЭВМ с более точным выражением для статической восприимчивости $\chi(k)$, полученным при самосогласованном решении системы уравнений для квазиодномерной модели Изинга в пара- и сегнетофазе (см., например ⁴). Результаты этого расчета для CDP представлены на рис. 1 и рис.2. В сегнетофазе пунктирными кривыми показаны отдельно релаксационный (1) и флуктуационный (2) вклады в перенормировку скорости звука. При выборе параметров модели были использованы результаты диэлектрических ⁴ и нейтронных ¹ измерений: $\eta = 2,9 \cdot 10^{-2}$, $\lambda^2/J_{\parallel} = 4,93$. Абсолютные значения $(\Delta c/c)$ и $\alpha(T)$ для продольного звука приведены в единицах $g_{yy}^2, yy \mu^4 / c_y^2 M J_{\parallel}$ и $g_{yy}^2, yy \omega_y^2 \tau_0 \mu^2 / c_y^3 M J_{\parallel}$ соответственно, где μ – дипольный момент и M – масса на примитивную ячейку. Для DCDP (где $\eta = 2,4 \cdot 10^{-3}$, $\lambda^2/J_{\parallel} = 0,42$) получены

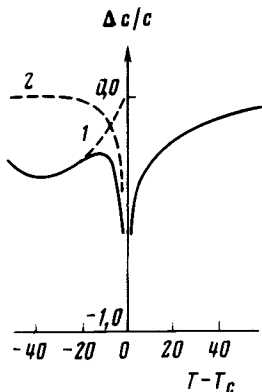


Рис.1.

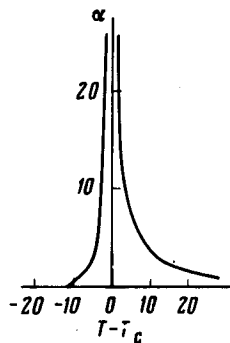


Рис.2

Рис.1. Температурная зависимость перенормировки скорости продольного звука в CDP, распространяющегося вдоль сегнетоэлектрической оси

Рис.2. Температурная зависимость коэффициента затухания продольного звука в CDP, распространяющегося вдоль сегнетоэлектрической оси

аналогичные кривые, но абсолютные значения величин (в тех же единицах) оказываются в 10 – 20 раз больше за счет еще большей величины анизотропии. Слабая поперечная связь между цепочками обуславливает также значительно более сильное подавление критических аномалий во внешнем электрическом поле (вдоль СЭ оси): оно должно наблюдаться в полях примерно в η -раз более слабых, чем в изотропных СЭ.

В заключение авторы хотели бы поблагодарить В.Л.Покровского и Л.А.Шувалова за полезные обсуждения.

Литература

1. Youngblood R., Frazer B.C., Eckert J. Phys. Rev., 1980, В22, 228.
2. Якушкин Е.А., Баранов А.И., Шувалов Л.А. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 27.
3. Леванюк А.П., Минаева К.А., Струков Б.А. ФТТ, 1968, 10, 2443.
4. Kanda E., Tamaki A., Fujimura T. J. Phys. C, 1982, 15, 3401.