Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 6, стр. 229 – 231 25 марта 1985 г.

ОБ АНОМАЛИЯХ ДИСПЕРСИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ СОБСТВЕННЫХ ТОРОИКОВ

Д.Г.Санников

Показано, что для собственного тороидного фазового перехода (параметр порядка такого перехода преобразуется так же как тороидный момент) мягкая мода проявляется в инфракрасном спектре, при этом частота максимума диэлектрических потерь в окрестности перехода имеет необычную температурную зависимость.

Тороиками будем называть кристаллы, испытывающие фазовый переход с возникновением спонтанного тороидного момента. Фазовые переходы, для которых параметр порядка преобразуется также как тороидный момент, сопровождаются интересными аномалиями физических величин [1,2] (см. также цитируемую там литературу). В данной работе будет рассмотрена аномалия частотной зависимости диэлектрической восприимчивости в окрестности собственного тороидного фазового перехода. Эта аномалия обусловлена инвариантами $\dot{P}_i T_i$ и $P_i \dot{T}_i$ в термодинамическом потенциале исходной фазы кристалла, линейно связывающими колебания вектора электрического P_i и тороидного T_i момента (точка означает производную по времени).

Ради простоты ограничимся рассмотрением простейшего случая однокомпонентного параметра порядка T. Термодинамический потенциал Ф, кинетическую энергию K и диссипативную функцию R представим в виде

$$\Phi = \frac{\alpha}{2} T^2 + \beta T^4 + \frac{\kappa}{2} P^2 + \frac{a}{2} (T\dot{P} - P\dot{T}) - PE,$$

$$K = \frac{\mu}{2} \dot{T}^2 + \frac{m}{2} \dot{P}^2 , \quad R = \frac{\nu}{2} \dot{T}^2 + \frac{r}{2} \dot{P}^2 . \tag{1}$$

Заметим, что симметричная комбинация $T\dot{P} + P\dot{T}$ является полной производной по времени и вклада в уравнения Эйлера не дает. Из выражений (1) для гармонических колебаний $P, T \sim \exp i\omega t$ следует закон дисперсии диэлектрической восприимчивости $\chi = dP / dE$

$$\chi(\omega) = \frac{\omega_P^2 / \kappa}{\omega_P^2 - \omega^2 + i\omega\omega_r - \dfrac{\omega^2 \delta^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\,\omega\,\omega_\nu}} . \tag{2}$$

Здесь введены обозначения, имеющие размерность частоты

$$\omega_P^2 = \frac{\kappa}{m}, \quad \omega_T^2 = \frac{\alpha}{\mu}, \quad \omega_r = \frac{r}{m}, \quad \omega_\nu = \frac{\nu}{\mu}, \quad \delta^2 = \frac{a^2}{m\mu} . \tag{3}$$

Заметим, что ограничиваясь лишь приведенными в (1) инвариантами, мы фактически пренебрегаем более высокими, чем ω^2, степенями ω в выражении для $\chi(\omega)$ (2). В низкосимметричной – "тороидной" фазе характер дисперсии $\chi(\omega)$ будет таким же как в исходной фазе (2), изменится лишь частота мягкой моды: $\omega^2{}_T = -2\alpha/\mu$.

Исследуем зависимость $\chi(\omega)$, предполагая, что $\alpha = \alpha_T\ (T-\theta)$, а остальные коэффициенты в (1) от температуры не зависят, причем $\beta > 0$, т.е. фазовый переход – второго рода. Примем, что собственная частота ω_P колебаний поляризации P велика по сравнению со всеми остальными частотами ω_T, ω_r, ω_ν, δ (3). Неравенство $\omega_T^2 \ll \omega_P^2$ выполняется в окрестности точки перехода, поскольку $\omega_T^2 \sim |\alpha| \sim |T-\theta|$. Неравенства ω_r, $\omega_\nu \ll \omega_P$ означают сравнительно слабое затухание, а $\delta^2 \ll \omega_P^2$ – слабую связь колебаний P и T. От последнего неравенства можно и отказаться, поскольку оно лишь несколько упрощает нижеприведенные формулы, качественно не меняя результатов.

Анализ формулы (2) показывает, что мнимая часть $\chi''(\omega)$, характеризующая диэлектрические потери, имеет два максимума на частотах ω_1 и ω_2. Частота верхнего максимума ω_2 приближенно равна ω_P и слабо меняется с температурой:

$$\omega_2^2 = \omega_P^2 + \delta^2 + \frac{\delta^2}{\omega_P^2}\ \omega_T^2 - \frac{1}{4}\ \omega_r^2 . \qquad (4)$$

Значение $\chi''(\omega_2) = \omega_P / \omega_r \kappa \gg 1$ и, следовательно, зависимость $\chi(\omega)$ имеет резонансный характер (при условии $\omega_r \ll \omega_P$).

Сложнее ведет себя нижний максимум. Достаточно далеко от точки перехода, когда выполняется условие $\omega_\nu \ll \omega_T$

$$\omega_1^2 = \omega_T^2 - \frac{\delta^2}{\omega_P^2}\ \omega_T^2 + \frac{1}{4}\ \omega_\nu^2 . \qquad (5)$$

Значение $\chi''(\omega_1) = \omega_T \delta^2 / \omega_\nu \omega_P^2 \kappa$ и зависимость $\chi(\omega)$ при достаточно слабом затухании имеет резонансный характер.

По мере приближения по температуре к точке фазового перехода ω_1^2 уменьшается, как следует из (5), сначала по линейному закону, а затем все более медленно. При значении $\omega_T \sim \omega_\nu$ частота ω_1 достигает минимального значения, а сама зависимость $\chi(\omega)$ принимает релаксационный характер. При дальнейшем приближении к точке перехода максимум вообще исчезает, если $\delta^2/8 < \omega_r\omega_\nu$. Если выполняется условие $\omega_r\omega_\nu \ll \delta^2$, то максимум χ'' сохраняется, а частота его растет, принимая значения (при $\omega_T \ll \omega_\nu$)

$$\omega_1^2 = \omega_\nu^2 - 2\omega_T^2 . \qquad (6)$$

В самой точке перехода, при $\omega_T = 0$, как следует из (6), $\omega_1 = \omega_\nu$, т.е. в ноль не обращается. Значение $\chi''(\omega_1) = \delta^2/\ \omega_P^2\kappa$. Заметим, что это значение не зависит от степени выполнения неравенства $\omega_r\omega_\nu \ll \delta^2$ и справедливо, в частности, при $\omega_r = 0$. Значение частоты ω_r вообще слабо влияет на нижний максимум, а значение частоты ω_ν – соответственно на верхний максимум.

Подчеркнем в заключение, что мягкая мода в исходной фазе активна в инфракрасном спектре поглощения для собственного сегнетоэлектрического фазового перехода. Выше было показано, что это справедливо и для собственного тороидного фазового перехода, причем температурная зависимость частоты максимума поглощения необычная – она немонотонная (проходит через минимум) и в точке перехода второго рода в ноль не обращается. Напомним, что для собственного сегнетоэлектрического фазового перехода $\omega_1^2 = \omega_P^2 \sim T - \theta$ при $\omega_r \ll \omega_P$ и $\omega_1 = \omega_P^2 / \omega_r \sim T - \theta$ при $\omega_P \ll \omega_r$. Было бы интересно экспериментально наблюдать полученные здесь закономерности. Возможными представителями тороиков являются борациты никеля, в частности, никель-иодистый борацит (см. [3,4]).

Литература

1. *Ginzburg V.L., Gorbatsevich A.A., Kopaev Yu.V., Volkov B.A.* Solid State Comm., 1984, 50, 339.
2. *Волков Б.А., Горбацевич А.А., Копаев Ю.В.* ЖЭТФ, 1984, 86, 1870.
3. *Желудев И.С., Перекалина Т.М., Смирновская Е.М., Фонтон С.С., Ярмухамедов Ю.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, 289.
4. *Артамонов Ю.А., Горбацевич А.А., Копаев Ю.В.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 290.

Институт кристаллографии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 января 1985 г.