КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ $Sn_2P_2Se_6$ В ОКРЕСТНОСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ИЗ ПАРАЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ В НЕСОРАЗМЕРНУЮ ФАЗУ

И. М. Ризак, В. М. Ризак, С. И. Перечинский, Ю. М. Высочанский, В. Ю. Сливка

По данным измерений температурной зависимости двупреломления исследовано критическое поведение собственного сегнетоэлектрика $Sn_2P_2Se_6$ в окрестности фазового перехода второго рода из параэлектрической в несоразмерную фазу ($T_i = 221$ K). Путем анализа температурной производной двупреломления установлено, что критический индекс для теплоемкости $\alpha' = 0.5$ при $\tau > 10^{-2} \approx G_i$ ($\tau = (T - T_i)/T_i$, G_i — число Гинзбурга) и удовлетворяет первой флуктуационной поправке. В интервале $10^{-3} < \tau < 10^{-2}$ аномалия описывается трехмерной двухкомпонентной моделью Гейзенберга $\alpha' \approx -0.07$. Влияние дефектов проявляется при $\tau < 10^{-3}$.

С понижением температуры кристаллы $Sn_2P_2Se_6$ при $T_i = 221$ K претерпевают фазовый переход (ФП) второго рода из параэлектрической ($2/m$) в несоразмерную (НС) фазу, а при $T_c = 193$ K ФП первого рода из НС в сегнетофазу (m). Близость ФП в кристаллах типа $Sn_2P_2Se_6$ к поликритическим точкам высшего порядка (точка Лифшица, трикритическая точка) [1, 2] определяет сложный характер критического поведения их физических свойств. В [3] показана необходимость учета сложной комбинации кроссоверов критического поведения в этих кристаллах, связанных с трикритичностью, характером пространственной анизотропии флуктуаций параметра порядка и изменением числа его компонент. Для $Sn_2P_2Se_6$, по данным анализа температурных зависимостей двупреломления в НС фазе в окрестности T_i, предпочтение отдавалось трехмерной двухкомпонентной модели Гейзенберга ($3DXY$). Однако в [3] отмечалось, что для однозначного ответа важно определить критический индекс теплоемкости α' в парафазе, где исчезает необходимость учета близости к трикритической точке. В этой связи актуально проведение прецезионных измерений температурной зависимости двулучепреломления $\delta (\Delta n)$ с целью получения информации о температурном поведении локального значения параметра порядка η_{loc} [4].

Исследования двупреломления $\delta (\Delta n)$ проводились методом Сенармона с использованием в качестве источника излучения перестраиваемого гелий-неонового лазера ($\lambda = 0.633$ и 1.15 мкм). При этом $\delta (\Delta n) = 2\varphi\lambda/360d$, где λ — длина волны света, d — толщина кристалла, φ — угол поворота анализатора (в градусах) относительно поляризации падающего на кристалл света. Исследования проводились в динамическом режиме со скоростью изменения температуры вдали от ФП 0.2 К/мин, а в окрестности ФП — 0.02 К/мин. Изучаемые образцы представляли собой однородные параллелепипеды размерами $3 \times 3 \times 2$ мм. Образцы помещались на медный держатель, который находился в парах азота. Свет распространялся в плоскости симметрии вдоль кристаллографической оси [001] (ось z), т. е. исследовалась температурная зависимость $\delta (\Delta n_{12})$. Температура образца контролировалась медь-константановой термопарой с помощью компаратора напряжений Р3003, обеспечивающего чувствительность примерно ~0.003 К. Точность измерения угла φ обеспечивалась не хуже 30″. С целью

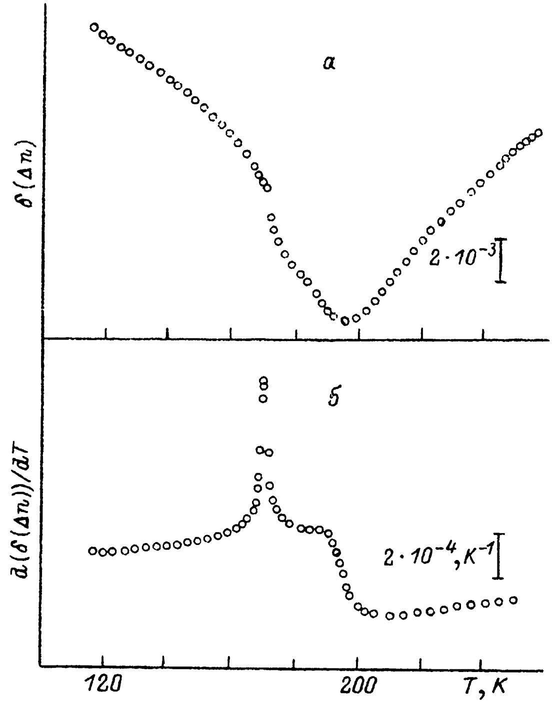

Рис. 1. Температурное поведение двупреломления (*а*) и его производной (*б*) кристаллов $Sn_2P_2Se_6$.

устранения влияния внутренних полей исследования проводились в режиме охлаждения с предварительным отжигом образца в парафазе при $T = 370$ К на протяжении 2 ч.

Полученная температурная зависимость $\delta\ (\Delta n)$ сегнетоэлектрика $Sn_2P_2Se_6$ приведена на рис. 1, *а*. На зависимости $\delta\ (\Delta n)\ (T)$ наблюдаются излом при T_i и скачок при T_c, соответствующие ФП второго и первого рода. Температуры аномалий хорошо согласуются с ранее установленными температурами ФП. Согласно [4], для интерпретации эксперимента более удобно анализировать не $\delta\ (\Delta n)$, а ее температурную производную $\xi = d\delta\ (\Delta n)/dT$. Для определения $\xi\ (T)$ (рис. 1, *б*) использовался следующий алгоритм: через каждые двадцать соседних точек методом наименьших квадратов проводился полином третьей степени, и на середине температурного участка этих точек вычислялась производная.

Аномалии при структурных ФП чаще всего описываются в рамках теории Ландау и малых поправок к ней. Условием применимости теории Ландау и первой флуктуационной поправки является критерий Гинзбурга—Леванюка, обеспечивающий достаточную малость флуктуаций, который имеет вид [5, 6]

$$\tau \gg \beta^2 T_0/\alpha_T \delta^3 = G_i, \tag{1}$$

где G_i — число Гинзбурга; α_T, β, δ — коэффициенты в разложении по параметру порядка плотности термодинамического потенциала

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{\alpha_T}{2}(T - T_0)\,\eta^2 + \frac{\beta}{4}\eta^4 + \frac{\delta}{2}\left(\frac{d\eta}{dz}\right)^2 + \frac{g}{2}\left(\frac{d^2\eta}{dz^2}\right)^2 + \dots$$

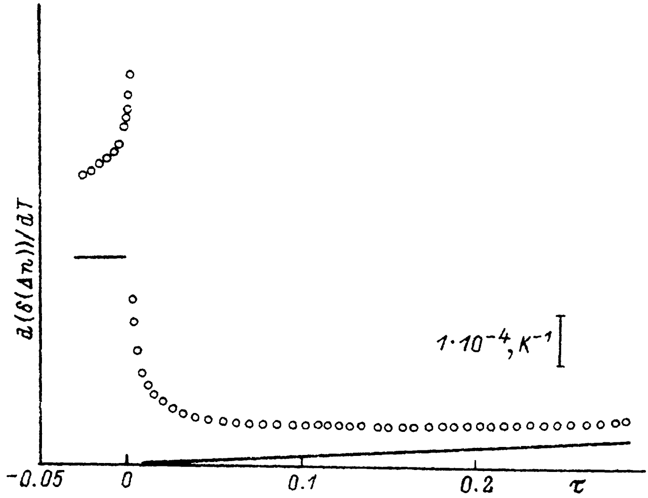

Рис. 2. Температурная зависимость ξ $Sn_2P_2Se_6$ в окрестности T_i.

Точки — эксперимент, сплошная линия — регулярный ход производной (ξ_B) в парафазе и $\xi_B + \xi_L$ в НС фазе.

Согласно [7], критерий Гинзбурга—Леванюка для ФП в несоразмерную фазу в одноосных сегнетоэлектриках с одномерной модуляцией принимает вид

$$G_i \approx \beta^2 T_i / \alpha_T \delta_a^2 \delta_0, \tag{2}$$

если считать, что по направлениям обратного пространства, ортогональным к вектору модуляции, компоненты тензора δ_{ij} имеют обычный «атомный» порядок δ_a. Пользуясь данными работы [2], для $Sn_2P_2Se_6$ находим число Гинзбурга $G_i \approx 10^{-2}$.

Таким образом, при $\tau = \dfrac{(T - T_i)}{T_i} \gg 10^{-2}$ критическое поведение кристалла $Sn_2P_2Se_6$ может описываться первой флуктуационной поправкой [4]

$$\xi^+ = \xi_B + \lambda^+ \tau^{-1/2} \text{ при } \tau > 0, \tag{3(а)}$$

$$\xi^- = \xi_B + \xi_L + \lambda^- \tau^{-1/2} \text{ при } \tau < 0, \tag{3(б)}$$

где ξ_B — регулярная часть термооптического коэффициента, ξ_L — его скачок при T_i в приближении среднего поля, $\lambda^- / \lambda^+ = \sqrt{2}$ [4].

Отсюда видно, что определение величины аномальной части ξ (T) существенно зависит от выбора регулярного хода ξ_B. Следует отметить, что выбор ξ_B является значительной проблемой экспериментального изучения ФП. На рис. 2 «background» ξ_B и $\xi_B + \xi_L$ выбран так, чтобы удовлетворять уравнение (3) и условие $\lambda^+ / \lambda^- = \sqrt{2}$. При этом ξ_L — постоянная величина, а зависимость ξ_B от температуры аппроксимируется полиномом второй степени. Здесь же отметим, что значение температуры ФП T_i определялось как середина температурного интервала с максимальной скоростью изменения ξ (T).

При $\tau < 10^{-2}$ начинается отклонение от названных выше условий. Это, очевидно, связано с тем фактом, что теория малых поправок к теории Ландау недействительна в области малых τ $(\tau < G_i)$. Для этого интервала температур в случае отрицательной и малой величины критического индекса α' (для $3DXY$ по разным данным значение α' находится в пределах от —0.02 до —0.07 [8]) ожидается наличие при T_i очень узкого пика ξ (T) с конечным значением $\xi_{пик}$

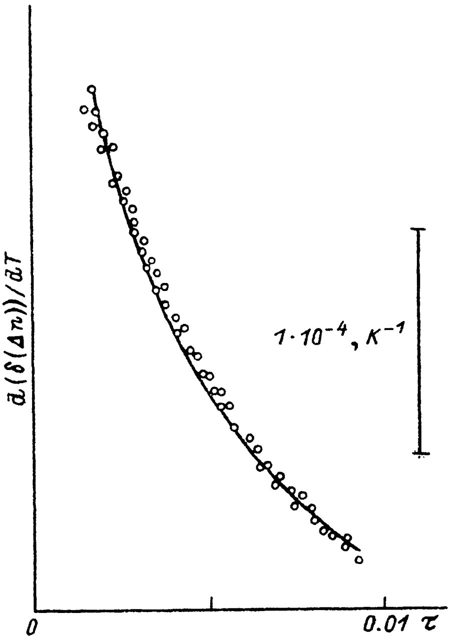

Рис. 3. Зависимость $d(\delta(\Delta n))\, dT$ в окрестности T_i.
Точки — эксперимент, сплошная линия — результат подгонки уравнением (4).

$$\xi^{\pm} = \xi_B + \xi_{\text{пик}} + \lambda^{\pm}\tau^{-\alpha}. \qquad (4)$$

Экспериментальные точки хорошо описываются уравнением (4) с $\alpha' = -0.07$ и $\xi_{\text{пик}} = 400$ (рис. 3). Увеличение $\xi_{\text{пик}}$ до 1000 уменьшает значение критического индекса α' до -0.02. В обоих случаях при $\tau < 10^{-3}$ наблюдается отклонение экспериментальной кривой от зависимости (4), связанное, по-видимому, с влиянием дефектов на аномалию ξ (T). Следует отметить, что при экстраполяции экспериментально наблюдаемой зависимости ξ (T) в эту область температур при $\tau = 0$ достигается нижнее значение подгоночного параметра $\xi_{\text{пик}}$.

Таким образом, температурное поведение двупреломления собственного сегнетоэлектрика вдали от ФП из параэлектрической в НС фазу ($\tau > 10^{-2}$) можно описать первой флуктуационной поправкой к теории Ландау; при $10^{-3} < \tau < 10^{-2}$ аномалия δ (Δn) (T) описывается в рамках $3DXY$ модели Гейзенберга, а в непосредственной окрестности ФП ($\tau < 10^{-3}$), вероятно, проявляется влияние дефектов.

Список литературы

[1] Высочанский Ю. М., Майор М. М., Ризак В. М. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 4. С. 1355—1365.
[2] Высочанский Ю. М., Майор М. М., Ризак В. М. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 4. С. 677—681.
[3] Высочанский Ю. М., Грабар А. А., Довка М. Д. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. № 5. С. 1027—1032.
[4] Ivanov N. R., Levanyuk A. P., Minyukow S. A. at al. // J. Phys.: Condens. Matter. 1990. V. 2. N 26. P. 5777—5786.
[5] Леванюк А. П. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. № 3. С. 810—818.
[6] Гинзбург В. Л. // ФТТ. 1960. Т. 2. № 9. С. 2031—2043.
[7] Сандлер Ю. М., Александров К. С. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 12. С. 3554--3558.
[8] Анисимов М. А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М.: Наука, 1987. С. 272.

Ужгородский государственный университет

Поступило в Редакцию
5 июня 1992 г.