

## НЕУПРУГАЯ НИЗКОЧАСТОТНАЯ ОПАЛЕСЦЕНЦИЯ В МОНОДОМЕНИЗИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ КРИСТАЛЛАХ ТАНТАЛАТА ЛИТИЯ

В.С. Горелик, С.Д. Точилин

*В монокристаллах танталата лития обнаружено резкое возрастание интенсивности рассеянного света (в  $10^3$  раз), обусловленное динамическими флуктуациями параметра порядка вблизи точки фазового перехода.*

Проведено исследование температурной зависимости интенсивности неупругого и рэлеевского рассеяния света вблизи точки фазового перехода в кристаллах танталата лития ( $T_c = 898$  К). Интерес к такого рода экспериментам обусловлен обнаружением аномалий [1,2] интенсивности неупругого рассеяния света в области фазового перехода в кристаллах подобного типа, связываемых с возрастанием динамических флуктуаций параметра порядка и размягчением кристаллической решетки [3]. До настоящего времени такие аномалии изучались в полидоменных кристаллах танталата лития, что не позволяло осуществить однозначное разделение сигналов динамического типа и чисто статического рассеяния, обусловленного вкладом доменных стенок.

В настоящей работе проведены аналогичные исследования для монокристаллов танталата лития, монокристаллизованных небольшим по величине ( $E = 10$  В/см) электрическим полем, приложенным вдоль полярной оси образца. Другая особенность методики состояла в использовании очень узких щелей двойного монохроматора ( $0,3$  см $^{-1}$ ), что обеспечивало высокую степень монохроматизации и возможность получения надежных сигналов неупругого рассеяния в области достаточно низких частот ( $\sim 1$  см $^{-1}$ ). Регистрация неупругого рассеяния света проводилась с помощью обычной техники [1,2] на спектрометре ДФС-24 с использованием в качестве источника возбуждения аргонового лазера ИЛА-120 с мощностью линии генерации ( $\lambda = 488,0$  нм) 1 Вт. Электрическое поле оставалось приложенным к образцу в процессе температурных измерений, которые выполнялись с точностью 0,1 градуса. Кристаллы нагревались со скоростью 0,5 град/мин. Запись температурной зависимости спектральной интенсивности рассеянного света осуществлялась на двухкоординатном потенциометре при фиксированных частотах спектрометра  $\Omega = \omega_0 - \omega'$  (изочастотная методика). Здесь  $\omega_0$  и  $\omega'$  — частоты возбуждающего и рассеянного света. Геометрия рассеяния X(ZZ)Y выбиралась таким образом, чтобы основной вклад в неупругое рассеяние света был связан с поперечной оптической модой  $A_1$ -типа симметрии, "размягчающейся" вблизи точки сегнетоэлектрического перехода. Неупругое рассеяние изучалось для частот  $\Omega \leq 40$  см $^{-1}$ . Для сравнения были проделаны исследования температурной зависимости интенсивности рэлеевского ( $\omega' \cong \omega_0$ ) рассеяния в полидоменных образцах для девятистоградусного рассеяния.

На рис. 1 и 2 показаны полученные изочастотные зависимости соответственно для несмещенного по частоте (рэлеевского) и неупругого рассеяния света. Как видно из рис. 1, в области фазового перехода обнаруживается отчетливый максимум интенсивности. Для монокристаллического образца он хорошо выражен в точке перехода; для полидоменного кристалла этот максимум наблюдается на фоне довольно сильного сигнала рассеяния, постепенно спадающего по мере приближения к критической температуре. Наличие пика интенсивности в точке перехода в монокристаллическом образце (кривая 2, рис. 1) позволяет утверждать, что он не связан со статическим рассеянием на доменных стенках.

Рис. 2 показывает каким образом этот максимум "трансформируется" по мере изменения частоты  $\Omega$  при переходе к существенно неупругому рассеянию. С увеличением частоты  $\Omega$  его интенсивность быстро уменьшается (вставка на рис. 2), а положение на температурной шкале постепенно смещается от точки перехода.

Таким образом, выполненные эксперименты с монокристаллизованным электрическим полем кристаллом танталата лития подтверждают сделанный ранее [2] вывод о динамическом характере возрастания

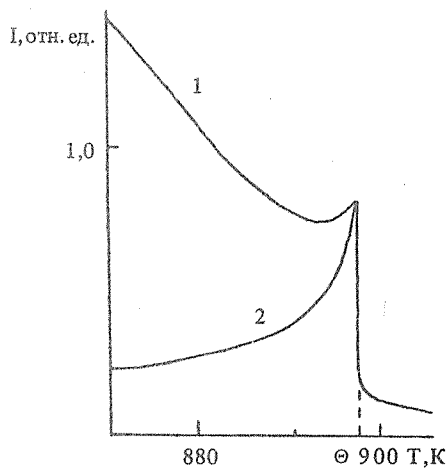


Рис. 1. Температурная зависимость интенсивности квазиупругого ( $\Omega = 0 \pm 0,15 \text{ см}^{-1}$ ) рассеяния света в  $\text{LiTaO}_3$  в нулевом поле (1) и в поле, достаточно сильном для монодоменизации низкотемпературной фазы (2).

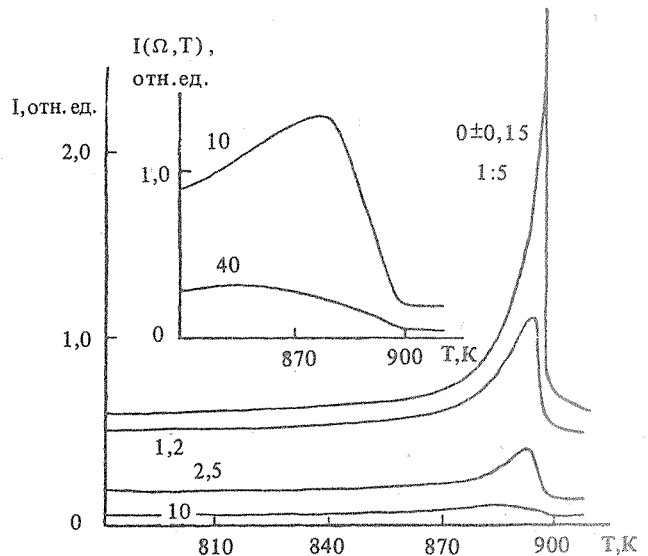


Рис. 2. Наблюдаемые изохронные зависимости  $I(\Omega, T)$  для танталата лития. Цифры у кривых – частоты в  $\text{см}^{-1}$ .

интенсивности рассеяния света вблизи сегнетоэлектрического фазового перехода в этом кристалле и свидетельствуют о проявлении в области наиболее низких частот в окрестности критической температуры эффекта неупругой низкочастотной опалесценции (ННО).

Для количественного описания этого эффекта при  $T < T_c$  может быть использовано соотношение /3/:

$$i(\Omega, x) = \frac{\eta_0^2(x)}{(\Omega_R + s^2 K^2 / \Gamma)^2 + \Omega^2} \quad (1)$$

Здесь  $i(\Omega, x)$  – приведенная спектральная интенсивность неупругого рассеяния /4/;  $K$  – волновой вектор колебания, рассеивающего свет;  $x = T - T_c$ ;  $\Omega_R$  – частота релаксации параметра порядка  $\eta_0$  без учета пространственно-неоднородных флуктуаций;  $s$  – скорость соответствующих звуковых волн;  $\Gamma$  – коэффициент затухания мягкой моды. Соотношение (1) соответствует релаксационному приближению для мягкого колебания, хорошо описывающему реальную ситуацию при достаточно низких частотах  $\Omega$  в окрестности фазового перехода. Для частот  $\Omega \gtrsim 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  величиной  $s^2 k^2 / \Gamma \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$  в (1) можно пренебречь. При учете линейных зависимостей от  $x$  для величин  $\eta_0^2$  и  $\Omega_R$ , соответствующих приближению среднего поля для фазовых переходов второго рода, из (1) легко получить (см. также /3/) координаты максимума ННО:

$$i_0 \sim 1/\Omega, \quad x_0 = \Omega/B, \quad (2)$$

где коэффициент  $B$  определяется из соотношения  $\Omega_R = Bx$  (температурная зависимость частоты релаксации параметра порядка).

В табл. 1 приводятся теоретические (согласно соотношению (2)) и экспериментальные значения величин  $i_0$  и  $x_0$ . Коэффициент  $B$  принимался  $0,53 \text{ см}^{-2} \text{ град}^{-1}$ , а его значение вычислялось для  $\Omega = 10 \text{ см}^{-1}$  с использованием экспериментальной величины  $x_0 = 18,7 \text{ град}$ . Теоретические и экспериментальные значения  $x_0$  и  $i_0$  были совмещены при  $\Omega = 10 \text{ см}^{-1}$ .

Т а б л и ц а 1

П а р а м е т р ы з а в и с и м о с т и  $i(\Omega, x)$  в кристаллах танталата лития

$\Omega, \text{см}^{-1}$	$0 \pm 0,15$	1,2	2,5	5	10	25	40	
$x_0, \text{град}$	эксп.	0	2,5	4,9	9,7	18,7	38,5	51,2
	теор.	0	2,2	4,7	9,3	18,7	46,7	74,8
$i_0, \text{отн.ед.}$	эксп.	$1,4 \cdot 10^4$	845	407	204	100	37	22
	теор.	$\infty$	833	400	200	100	40	25

Как видно из табл. 1, экспериментальные и теоретические значения  $i_0$  хорошо согласуются между собой во всей исследованной области частот. Экспериментальные значения  $x_0$  близки к теоретическим при малых частотах и заметно отличаются при больших частотах  $\Omega$ . Этот факт свидетельствует о необходимости учета частотной дисперсии параметров мягкой моды, которая появляется за счет ее взаимодействия с другими модами кристаллической решетки.

Таким образом, из анализа особенностей рассеяния света в монокристаллах танталата лития следует, что аномалии интенсивности рассеяния в обсуждаемых условиях носят динамический характер и удовлетворительно описываются на основе известной теории неупругого рассеяния с учетом одной эффективной мягкой моды в релаксационном приближении. Представляет интерес анализ еще более низких частот  $\Omega < 10^{10} \text{с}^{-1}$  с целью выявления эффектов пространственной дисперсии (учет конечности значения волнового вектора  $k$  мягкой моды) и особенностей поведения параметра порядка в непосредственной близости от точки перехода.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Горелик В. С. Труды ФИАН, 132, 16, (1982).
2. Горелик В. С., Григорьев А. П., Сушинский М. М. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 14, 35 (1982).
3. Горелик В. С. Изв. АН СССР, 49, 282 (1985).

Поступила в редакцию 10 марта 1986 г.