

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛИИ ПОПЕРЕЧНОГО МОДУЛЯ УПРУГОСТИ $TlInS_2$ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ МЕТОДОМ МБР

А. И. Ритус

Кристаллы $TlInS_2$ являются интересным объектом с точки зрения физики фазовых переходов. Методом диэлектрической субмиллиметровой спектроскопии в них обнаружены структурные фазовые переходы при $T \sim 213$ и $T \sim 189$ К [1], причем последний является сегнетоэлектрическим (подробнее см. [2]). Кроме того, вблизи 213 К наблюдается переход в несоразмерную фазу [3]. Благодаря слоистому строению эти кристаллы оптически и акустически сильно анизотропны, а вследствие слабой связи слоев скорость поперечного звука в них необычно мала.

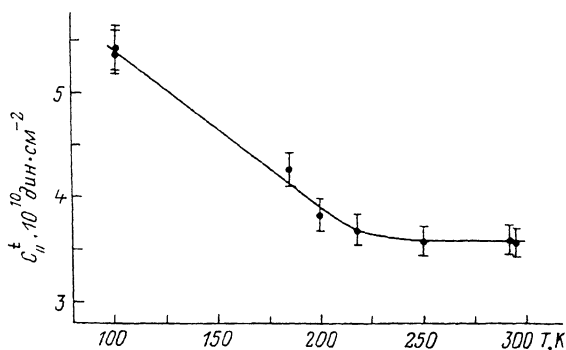
В работе [4] методом МБР уже были исследованы акустические аномалии при фазовых переходах в $TlInS_2$. Однако авторы [4] проводили измерения в геометрии рассеяния назад, что не позволяло наблюдать поперечные компоненты МБР. В данном сообщении мы опишем результаты предварительных измерений температурной зависимости поперечного модуля упругости $TlInS_2$ методом МБР.

В экспериментах свет He—Ne лазера с $\lambda = 632.8$ нм, рассеянный под углом 90° , анализировался с помощью трехпроходного интерферометра Фабри—Перо с системой стабилизации и накопления данных фирмы Burleigh. Образец $TlInS_2$ размером $3 \times 3 \times 1$ мм помещался в прокачной криостат фирмы «Oxford Instruments». Из-за низкого оптического качества образца интенсивность упругого рассеяния на три порядка превышала интенсивность поперечных компонент МБР. Сдвиг частоты света при МБР $\Delta \nu_i = \nu_i (n_i + n_s^2)^{1/2} / \lambda$ (ν_i — скорость поперечного звука, n_i и n_s — показатели преломления для падающего и рассеянного света) из-за малой скорости ν_i был всего ~ 4 ГГц, в то же время ширина линии He—Ne лазера ~ 1 ГГц. Эти факторы снижали точность измерения ($\Delta \nu_i / \nu_i \sim 2\%$) и не позволяли измерять собственную ширину компонент МБР.

Большинство измерений проводилось в HV -геометрии, когда поляризация E_i падающего света горизонтальна, а рассеянного E_s — вертикальна (волновые векторы падающего k_i и рассеянного k_s света — в горизонтальной плоскости). Было обнаружено, что поглощение возбуждающего излучения много меньше, когда поляризация параллельна слоям кристалла; в таком случае нагрев образца и соответствующее искажение луча на выходе были много меньше.

На рисунке показаны результаты наших измерений поперечного модуля упругости $C_{ii}^t(T) = \rho \nu_i^2$ в предположении, что плотность $\rho = 5.71$ г/см³ и показатели преломления $n_0 = 2.54$, $n_c = 2.37$ не зависят от температуры случая, когда волновой вектор поперечного звука q_i лежит в плоскости слоев кристалла ($k_i \parallel [100]$, $k_s \parallel [010]$, $E_i \parallel [010]$, $E_s \parallel [001]$).

Как и в работе [4], ниже температуры перехода наблюдается линейное увеличение эффективного модуля упругости с охлаждением, которое можно связать с членом $-\eta^2 e^2$ выражения для свободной энергии теории Ландау (η — параметр порядка, e — упругое напряжение) с соответствующей зависимостью параметра порядка от температуры $\eta \sim (T_0 - T)^{1/2}$. Однако в [4] для $q_i \parallel (001)$ изменение продольного модуля упругости составляет при 100 К лишь 5%, в то время как у нас для поперечного



Температурная зависимость поперечного модуля упругости C_{II}^t кристалла $TlInS_2$ для фонона, распространяющегося в плоскости спайности кристалла ($g_t \parallel [100]$).

модуля эта величина $\approx 50\%$. Таким образом, хотя частота поперечного фонона на порядок ниже частоты продольного (30 ГГц), мягкая мода, ответственная за переход, взаимодействует с поперечным акустическим фононом гораздо эффективнее. Отметим, что если считать, что поляризация этого фонона такая же, как в изотропном теле (при одинаковой геометрии рассеяния), то направление смещения частиц перпендикулярно спонтанной поляризации (перпендикулярно слоям). У продольного же фонона частицы смещаются вдоль слоев. Следует, однако, отметить, что излом на нашей температурной зависимости, скорее, соответствует несоизмерному переходу, чем сегнетоэлектрическому.

При наблюдении рассеяния в той же геометрии, но с регистрацией обеих поляризаций рассеянного света ($H\Sigma$ -спектр) для продольных компонент МБР мы получили максимальное значение c_{II}^t , равное 6%, что близко к значению (5%), полученному в [4] для $q_t \parallel (001)$, хотя это направление распространения отличается от нашего на $\sim 45^\circ$.

Для случая поперечного звука, распространяющегося не в плоскости слоев ($\sim 45^\circ$ к ним), в пределах точности эксперимента изменения поперечного модуля упругости с температурой нами не обнаружено ($k_t \parallel [100]$, $k_s \parallel [001]$).

В заключение приведем значение скорости поперечного гиперзвука (см. рисунок) при $T=295$ К и соответствующий модуль упругости: $v_t = 793$ м/с, $c_{II}^t = 3.59 \cdot 10^{10}$ дин/см² (частота гиперзвука 4.35 ГГц).

Список литературы

- [1] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В., Аллахвердиев К. Р., Сардарлы Р. М. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 12. С. 3583—3585.
- [2] Гончаров Ю. Г. // Автореф. канд. дис. М., 1990.
- [3] Вахрушев С. Б., Жданова В. В., Квятковский Б. Е., Окунева Н. М., Аллахвердиев К. Р., Алиев Р. А., Сардарлы Р. М. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 36. № 6. С. 245—247.
- [4] Laiho R., Levda T., Sardarly R. M., Alakhverdiev K. R., Sadikov I. Sh., Tagiev M. M. // Solid State Comm. 1987. V. 63. N 12. P. 1189—1192.