

ДИФфуЗИОННОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ
НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ В КТaO₃

А. В. Сулов

В настоящей работе изучалось распространение высокочастотных неравновесных фононов в зависимости от температуры (2.6—3.8 К) в номинально чистом КТaO₃ для образцов различной длины (0.7—3.0 мм), вырезанных вдоль направлений (100) и (110). (Спектральный анализ показал наличие примесей Si, Mg, Al, Be, Ag $\approx 1 \cdot 10^{-6}$).

Генерация фононов осуществлялась методом тепловых импульсов [1]. Генератором являлась золотая пленка прямоугольной формы ($\approx 4 \times 5$ мм), термически напыленная на одну из граней образца. Нагрев пленки производился импульсом тока длительностью 3 мкс. Детектором служил индиевый или оловянный сверхпроводящий болометр, который напылялся на противоположную грань образца и имел форму меандра, вписанного в прямоугольник размером 2×4 мм. Для улучшения соотношения сигнал/шум использовалась система сбора и накопления информации на основе ЭВМ «Электроника МС 1201.02» и аппаратуры в стандарте КАМАК.

Температурный интервал, в котором проводились измерения, сверху был ограничен температурой сверхпроводящего перехода олова, а снизу — чувствительностью аппаратуры. Изменение температуры осуществлялось откачкой гелия, а величина температуры определялась по давлению его паров.

Регистрируемый болометром сигнал имел колоколообразный вид, характерный для диффузионного распространения. В эксперименте измерялось время прихода максимума фоновой неравновесности t_{\max} . Следует подчеркнуть, что t_{\max} в данном материале необычайно велико: для образцов длиной ≈ 1.5 мм при 3.8 К $t_{\max} \approx 200$ мкс (для сравнения можно привести пример алюмоиттриевого граната, в котором $t_{\max} \approx 10$ мкс для образцов ≈ 10 мм [2]).

Как и в работах [2, 3], величина t_{\max} уменьшалась при достижении мощности генератора $P_{\text{крит}} \approx 0.2$ Вт/мм², а дальнейшее увеличение мощности приводило к увеличению t_{\max} . (В указанных работах такое поведение t_{\max} объясняется изменением свойств нагревателя из-за вскипания гелия на его поверхности и, следовательно, изменением тепловода в среду, окружающую образец). В связи с этим все рассматриваемые ниже результаты получены при $P_{\text{ген}} \approx 0.01$ Вт/мм², что много меньше $P_{\text{крит}}$. При такой мощности температура генератора незначительно отличается от температуры гелиевого термостата, а t_{\max} слабо зависит от мощности генератора.

На рис. 1 представлена зависимость t_{\max} от длины образца L при температуре 3.4 К (кривая 1). Обращает на себя внимание тот факт, что эта зависимость линейная, хотя хорошо развитая теория диффузии [1, 4] предсказывает $t_{\max} \sim L^2$. Но при теоретическом рассмотрении такой вывод делается, если генератор и детектор точечные (трехмерная диффузия) либо если они бесконечно протяженные (одномерная диффузия). Однако, как показывают оценки [5], использование генератора и болометра, размеры которых сравнимы с L , приводит к распространению неравновесных фононов в режиме, переходном между одномерной и трехмерной диффузией. При этом величина t_{\max} зависит не только от длины образца, но и от размеров генератора и детектора. Именно такой случай реализуется при указанных выше размерах, что приводит к необычной с точки зрения теории диффузии линейной зависимости t_{\max} от L .

Чтобы исключить влияние этих геометрических факторов, величина t_{\max} получена непосредственно из эксперимента, пересчитывалась в t_{\max}^{3D} — время

прихода максимума фононной неравновесности при распространении фононов в режиме трехмерной диффузии (кривая 2 на рис. 1). Методика такого расчета обоснована в [5]. Регрессионный анализ показывает, что t_{\max}^{3D} пропорционально $L^{(1.7 \pm 0.2)}$. Этот результат хорошо согласуется с характерной для диффузионного распространения зависимостью [1, 4]

$$t_{\max}^{3D} = \frac{C_v}{K^2} L^2, \quad (1)$$

где K , C_v — теплопроводность и теплоемкость фононной системы материала соответственно.

На рис. 2 представлена зависимость t_{\max}^{3D} от температуры генератора для образцов разной длины. Наилучшую степенную аппроксимацию эксперимен-

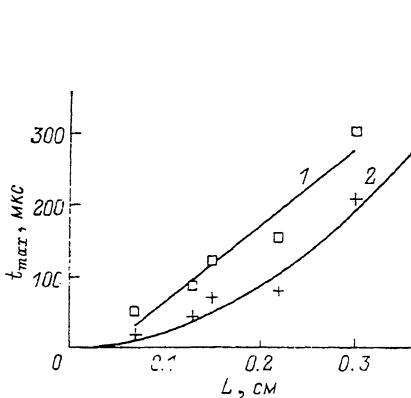


Рис. 1. Зависимость от длины образца времени прихода максимума фононной неравновесности в KTaO_3 : t_{\max} , полученного непосредственно из эксперимента (линейная) (1); t_{\max}^{3D} , рассчитанного для случая трехмерной диффузии (квадратичная) (2).

0.7, 1.5, 3.0 мм — направление (100), 1.3, 2.2 мм — направление (110).

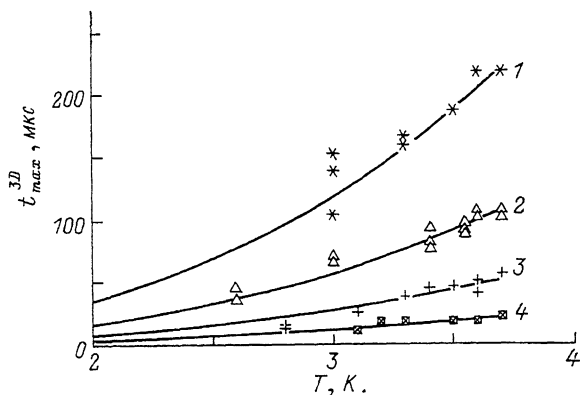


Рис. 2. Зависимость от температуры времени прихода максимума фононной неравновесности в KTaO_3 (пересчитано к случаю трехмерной диффузии) для образцов длиной 3.0 (1), 2.2 (2), 1.3 (3), 0.7 мм (4).

тальных данных обеспечивает приближение $t_{\max}^{3D} \sim T^{(2.8 \pm 0.4)}$. Для объяснения наблюдаемой температурной зависимости использовались данные работ [6-8], которые в изучаемом интервале температур можно аппроксимировать следующим образом: $C_v = A \rho T^3$ (где ρ — плотность материала, A — численный коэффициент), а $K \approx \text{const} = 2.4 \cdot 10^{-2}$ Вт/см·К. Подставляя эти зависимости в (1), получим $t_{\max}^{3D} \sim T^3$, что хорошо согласуется с данными эксперимента.

Пользуясь методом наименьших квадратов и формулой (1), из экспериментальных данных можно определить тепловые характеристики KTaO_3 . Из температурной зависимости t_{\max}^{3D} вычисляется коэффициент $A = (1.2 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ Дж/г·К⁴, а из зависимости t_{\max}^{3D} от длины образца — величина теплопроводности $\kappa = K/C_v$ (≈ 79 см²/с при $T = 3.4$ К). Эти результаты отличаются от данных [7], что связано, по всей вероятности, с неравновесностью фононной системы (неустановившейся температурой). Совпадение с данными [6] объяснить не удается.

Таким образом, в работе показано, что распространение неравновесных фононов в KTaO_3 в интервале температур 2.6—3.8 К происходит по диффузионному закону. Большое время прихода максимума фононной неравновесности по порядку величины согласуется с известными из литературы тепловыми характеристиками материала.

Автор благодарен И. Л. Дричко и А. М. Дьяконову за постоянную поддержку и всестороннюю помощь в работе, А. К. Таганцеву и В. И. Козубу за плодотворные обсуждения результатов.

Список литературы

- [1] Гутфельд Р. // Физическая акустика. Т. V / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1973. С. 267—329.
- [2] Иванов С. Н., Хазанов Е. Н., Таранов А. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 3. С. 672—677.
- [3] Иванов С. Н., Хазанов Е. Н., Таранов А. В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 5 (11). С. 1824—1829.
- [4] Levinson Y. B. // Nonequilibrium phonons in nonmetallic crystals / Ed. W. Eisenmenger, Karlyanskii. 1986. P. 91—143.
- [5] Сулов А. В., Таганцев А. К. // ФТТ. Наст. вып. С.
- [6] Lawless W. N. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 1. P. 433—439.
- [7] Salce B. et al. // Proc. II Int. Conf. Phonon Physics / Ed. J. Kollar. 1985. P. 979—981.
- [8] Salce B., De Goer A. M., Boatner L. A. // J. de Phys. 1981. Coll. C6. Supp. N 12. P. 424—426.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
1 сентября 1991 г.

УД 537.226

© Физика твердого тела, том 34, № 1, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 1, 1992

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ТЕЛЛУРИТА ВИСМУТА

О. Ф. Дубинская, А. Ю. Кудзин, Л. Я. Садовская,
Г. Х. Соколянский

Теллурид висмута Bi_2TeO_5 привлекает внимание как сегнетоэлектрический материал с высокой температурой Кюри. Сравнительно большое значение ширины запрещенной зоны $E_g \geq 3.5$ эВ и наличие плеча оптического поглощения вблизи края поглощения, простирающегося до $h\nu \approx 1.5$ эВ [1], могут служить основанием для предположения о существовании в Bi_2TeO_5 примесной фотопроводимости, как это имеет место в силикате и германате висмута. Пирроэлектрические фотопроводящие кристаллы представляют особый интерес. В данной работе были проведены исследования фотопроводимости кристаллов Bi_2TeO_5 .

Исследования выполнены на оптически однородных образцах желтоватой окраски, выращенных методом Чохральского. Использовались плоскопараллельные пластины толщиной 1 мм, ориентированные по главным кристаллографическим осям, и In—Ga электроды. Измерения проводимости осуществлялись в диапазоне температур 20—200 °С, напряжений 0—1000 В. Величина фототока J_ϕ определялась как разность между стационарными значениями «светового» тока J_c (тока в присутствии освещения) и «темнового» J_0 . Напряжение, подаваемое на образец, соответствовало омическому участку ВАХ J_τ . Спектр пропускания Bi_2TeO_5 получен на спектрофотометре Spexord M40 на образце толщиной 5 мм. Используя данные работы [1] по показателю преломления и учитывая отражение, мы определили коэффициент поглощения α в зависимости от энергии фотонов.

Спектральная зависимость фототока J_ϕ кристалла Bi_2TeO_5 приведена на рис. 1. После предварительного прогрева образца до 300 °С в длинноволновой области J_ϕ обнаруживается с $h\nu \geq 2.6$ эВ (рис. 1, 1). Обратный ход $J_\phi(h\nu)$