

## НАБЛЮДЕНИЕ ВТОРОГО ЗВУКА В САПФИРЕ

*Б.А.Данильченко, В.Н.Порошин, О.Г.Сарбей*

Методом тепловых импульсов исследовано распространение акустических мод колебаний в сапфире. Наряду с баллистическим распространением фононов, впервые наблюдалось распространение тепла в режиме "второго звука". Сделаны оценки времен релаксации резистивных и нормальных процессов рассеяния фононов.

Несмотря на то, что существование второго звука в монокристаллах твердых диэлектриков было предсказано еще в 1947 году [1], впервые это явление наблюдалось только в 1966 г. [2] на монокристаллах твердого  $\text{He}^4$ , обладающего, как известно, высокой степенью изотопической чистоты, и, несколько позднее в монокристаллах  $\text{NaF}$ , выращенных и очищенных в специальных условиях [3]. Монокристаллы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  наиболее подходят по изотопическому составу после твердого  $\text{He}^4$  для наблюдения в них второго звука, однако до сих пор в сапфире это явление обнаружить не удалось [4 – 6]. Как предполагается, эти неудачи обусловлены несовершенством исследовавшихся кристаллов.

Мы решили вновь вернуться к этому вопросу, используя для исследования распространения тепловых импульсов в сапфире монокристаллы, изготовленные для целей лазерной техники, где предъявляются высокие требования к их чистоте и совершенству структуры.

Исследовались цилиндрические образцы диаметром 15 мм и длиной 10,4 мм с углом между осью  $S$  и образующей цилиндра равным  $6^\circ$ . Торцы образцов механически полировались до оптической чистоты. Затем образцы отжигались при температуре  $800^\circ\text{C}$  в течение 4 часов. Нагреватель и детектор, одинаковых размеров  $0,3 \times 1 \text{ мм}^2$  напылялись на противоположные торцы образцов методом термического распыления в вакууме. Нагреватель, пленка из золота или меди, имел сопротивление  $\approx 50 \text{ Ом}$  при  $4,2 \text{ К}$ . Детектором служила пленка индия, которая в районе  $3,4 \text{ К}$  переходила в сверхпроводящее состояние с шириной перехода  $0,1^\circ$ . Температура детектора поддерживалась в районе, где чувствительность детектора составляла  $\approx 3 \cdot 10^2 \text{ Ом/град}$ . Образец, нагреватель и детектор находились в непосредственном контакте с жидким гелием. Импульсы тока, длительностью  $10 - 100 \text{ нсек}$  и напряжением до  $40 \text{ В}$  подавались на нагреватель с частотой  $100 \text{ Гц}$ . При должном выборе тока смещения ( $1 - 5 \text{ мА}$ ) болометры работали в почти линейной переходной области без насыщения во всем интервале мощностей подаваемых на генератор. Напряжение, возникающее как отклик детектора на падающий поток фононов, усиливалось широкополосным усилителем и подавалось на осциллограф. Помимо визуального наблюдения сигналов, осуществлялась их запись на двухкоординатном самописце.

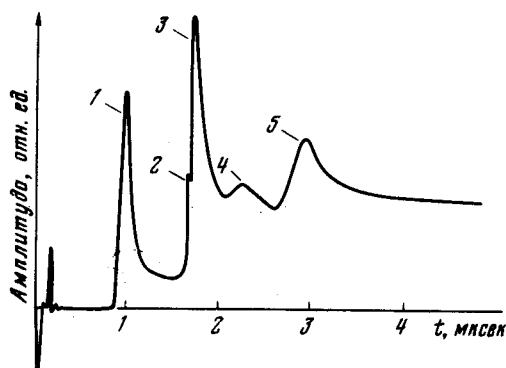


Рис. 1. Тепловые импульсы в сапфире при  $T = 3,4 \text{ К}$ . Мощность входных импульсов  $12 \text{ Вт/мм}^2$

На рис. 1 приведен типичный вид теплового импульса в сапфире. Время задержки в появлении первого пика (по началу прихода) соответствует времени прохождения фононов продольной поляризации ( $L$ -моды) в баллистическом режиме, со скоростью распространения  $11,35 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ . Второй и третий пики связаны с приходом фононов поперечной поляризации  $T_1$ - и  $T_2$ -мод в баллистическом режиме. Их скорости распространения оказались равными соответственно  $6,35 \cdot 10^5$  и  $6,05 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ . Появление четвертого импульса мы связываем с приходом фононов, однократно отраженных от боковой поверхности цилиндрического образца. Положение максимума этого импульса соответствует зеркальному отражению падающего баллистического фонона с изменением его поляризации при отражении ( $L$ -моды в  $T$ -моду или  $T$ -моды в  $L$ -моду) и распространением отраженного фонона в баллистическом режиме. Размытие этого пика обусловлено шероховатостью поверхности отражения. Положение максимума пятого импульса соответствует приходу группы фононов со скоростью распространения равной  $3,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ . Акустические моды колебаний не могут распространяться в сапфире со

столь малыми скоростями [7]. Мы предположили, что этот пик обусловлен распространением тепла в виде второго звука. Действительно, скорость распространения тепла в режиме второго звука равна [8]:

$$v_{II}^2 = \frac{1}{3} \frac{\sum_i c_i^{-3}}{(\sum_i c_i^{-5})}, \quad (1)$$

где  $c_i$  — скорость звука  $i$ -й поляризации.

Подставляя измеренные в работе скорости распространения продольных и поперечных фононов в выражение (1), получаем, что скорость второго звука в сапфире для данного кристаллографического направления должна быть равной  $3,67 \cdot 10^5$  см/сек. Как видно, полученная величина близка к измеренному значению скорости распространения тепла, приводящего к появлению пятого пика.

Согласно [8], выражение для временной зависимости температуры в тепловой волне на расстоянии  $L$  от нагревателя равно:

$$T(L, t) = \frac{\delta T_0 \Delta t_{II}}{6\pi} \left( \frac{10\pi}{\tau_N t} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_R}\right) \exp\left\{-\frac{(L - v_{II} t)^2}{6/5 c^2 \tau_N t}\right\}, \quad (2)$$

где  $\delta T_0$  — начальное превышение температуры нагревателя над температурой кристалла;  $\Delta t_{II}$  — длительность импульса тока нагревателя;  $t$  — время;  $\tau_R$  — время резистивных процессов рассеяния;  $\tau_N$  — время нормальных процессов рассеяния;  $v_{II}$  — скорость второго звука;  $c$  — средняя скорость звука в приближении Дебая. Как следует из [2], амплитуда температурной волны должна быть линейной функцией длительности импульса тока нагревателя. Измеренная зависимость амплитуды импульса второго звука от длительности импульса тока приведена на рис. 2 и ее ход соответствует выражению (2). Построение этой зависимости потребовало восстановления истинной формы сигнала второго звука, который, как видно из рис. 1, наблюдается на фоне диффузионного потока тепла. С целью выделения фона записывался сигнал теплового импульса на больших временных развертках.

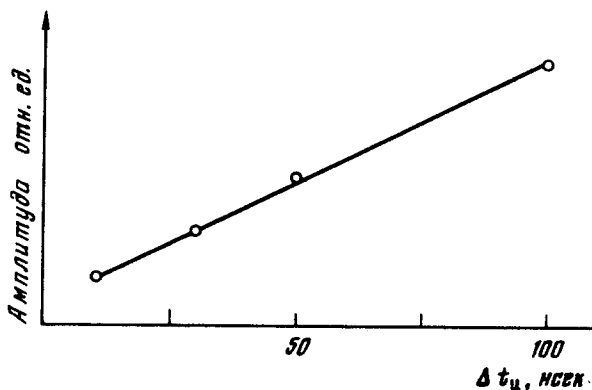


Рис. 2. Зависимость амплитуды импульса второго звука от длительности импульсов тока нагревателя

Затем используя решение уравнения диффузионного потока тепла:

$$T(L, t) \sim t^{-3/2} \exp\left(-\frac{L^2}{1/3 \tau_R c^2 t}\right) \quad (3)$$

и варьируя в нем величину  $\tau_R$ , можно добиться совпадения рассчитанной кривой с наблюдаемой на опыте формой теплового импульса. Наилучшее совпадение достигается при  $\tau_R$ , равном  $3 \cdot 10^{-7}$  сек.

Как следует из [2], полуширина импульса второго звука зависит от времени нормальных процессов рассеяния. Проведенное при заданном  $\tau_R = 3 \cdot 10^{-7}$  сек и различных значений  $\tau_N$  сравнение профилей температурной волны с наблюдаемой формой сигнала второго звука показывает, что хорошая аппроксимация наблюдаемой формы импульса выражением (2) достигается при значении  $\tau_N$  равном  $4 \cdot 10^{-9}$  сек.

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
27 июня 1979 г.

### Литература

- [1] V.P.Pechkov. Report of the Cambridge Low Temperature Conference, London, 1947, p.19.
  - [2] C.C.Ackerman, B.Bertman, H.A.Fairbank, R.A.Guyer. Phys. Rev. Lett., 22, 764, 1966.
  - [3] T.K.McNelly, S.J.Rogers, D.J.Channin, R.J.Rollefson, W.M.Gouban, G.E.Schmidt, J.A.Krumhansl, R.O.Pohl. Phys. Rev. Lett., 24, 100, 1970.
  - [4] R.J.Gutfeld, A.H.Nethercot. Phys. Rev. Lett., 12, 641, 1964.
  - [5] R.J.Gutfeld, A.H.Nethercot. Phys. Rev. Lett., 17, 868, 1966.
  - [6] P.Herth, O.Weis. Acustica, 21, 162, 1969.
  - [7] G.M.Farnell. Canad. J. Phys., 39, 65, 1961.
  - [8] C.C.Ackerman, R.A.Guyer. Ann. Phys., 50, 128, 1968.
-