

## НЕУПРУГОЕ СТОЛКНОВЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В КРИСТАЛЛАХ РУБИНА

С.А.Басун, А.А.Каплянский, С.П.Феофилов

С помощью техники оптического детектирования неравновесных акустических фононов в рубине при  $T = 1,8$  К обнаружено неупругое взаимодействие сфокусированного пучка баллистических поперечных фононов  $0,87$  ТГц с более высокочастотными ( $\bar{\omega} \gtrsim 2$  ТГц) фононами.

Трехфононные ангармонические взаимодействия акустических колебаний играют важную роль во многих физических процессах в кристаллах (теплопроводность, затухание звука и др.). Прямые наблюдения этих взаимодействий осуществлены для ультразвуковых волн  $10^6 - 10^9$  Гц (см., например, [1]). Для акустических фононов терагерцового ( $10^{12}$  Гц) диапазона эксперимент ограничивается безрезультатной попыткой наблюдать взаимодействие тепловых импульсов в кристаллах [2]. В настоящей работе с помощью оптического детектирования акустических фононов [3], баллистически распространяющихся в рубине в условиях фононной фокусировки [4, 5], впервые обнаружено неупругое взаимодействие терагерцовых акустических фононов. Наблюдались процессы слипания поперечных фононов  $0,87$  ТГц ( $29 \text{ см}^{-1}$ ) с акустическими фононами существенно более высоких частот  $\bar{\omega} \gtrsim 70 \text{ см}^{-1}$ .

В опытах (рис. 1) прямоугольный монокристалл  $\text{Al}_2\text{O}_3 : 0,02\% \text{ Cr}^{3+}$   $14 \times 7,5 \times 6 \text{ мм}^3$  был помещен в жидкий гелий при  $T = 1,8 \text{ К}$ . На торец вблизи его края напылен тонкопленочный инжектор тепловых импульсов  $h_1$  размером  $3 \times 1 \text{ мм}$ , разогреваемый импульсами тока (длительность  $\Delta t = 200$  нсек, частота следования  $f = 50$  кГц). В противоположной стороне образца с помощью Аг-лазера (диаметр луча  $0,3 \text{ мм}$ , мощность  $50 \text{ мВт}$ ) создан стационарный возбужденный объем "d". Он служит люминесцентным резонансным детектором фононов с частотой  $0,87$  ТГц ( $29 \text{ см}^{-1}$ ) [3]. Длинное ребро образца, параллельное линии  $h_1 - d$ , ориентировано вдоль кристаллографического направления, расположенного в плоскости симметрии  $\sigma_v$  под углом  $38^\circ$  к тригональной оси  $C_3$ . Оно соответствует направлению острой угловой фокусировки ( $\approx 1^\circ$ ) быстрых поперечных (FTA) фононов [4, 5]. Поэтому инжектированные из  $h_1$  FTA-фононы  $29 \text{ см}^{-1}$  баллистически распространяющи-

еся вдоль  $h_1 - d$ , сфокусированы; они дают основной вклад в индуцируемый в " $d$ " узкий и интенсивный импульс  $R_2$ -люминесценции  $I(t)$  [4, 5] — см. рис. 1, а. На грани образца, прилежащей к  $h_1 - d$ , находится второй тонкопленочный инжектор тепловых импульсов  $h_2$  размером  $3 \times 1$  мм ( $\Delta t = 200$  нсек,  $f = 50$  кГц). Предполагалось, что неупругое взаимодействие инжектированных из  $h_2$  фононов со сфокусированными  $F\Gamma A$ -фононами  $29 \text{ см}^{-1}$  будет выводить последние из баллистического пучка, распространяющегося вдоль  $h_1 - d$ , и уменьшать интенсивность дошедшего до " $d$ " пучка. Эффект исследовался по амплитуде  $I$  импульса  $R_2$ -люминесценции  $I(t)$  с помощью дифференциальной методики цифрового синхронного детектирования с накоплением, позволяющей учесть попадание в " $d$ " фононов из  $h_2$ .

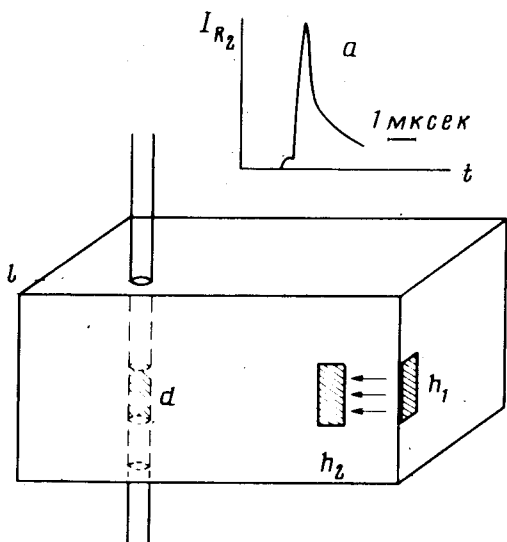


Рис. 1

В результате установлено, что тепловые импульсы из  $h_2$  уменьшают на несколько процентов амплитуду  $R_2$ -импульса люминесценции, индуцированного испущенными из  $h_1$   $F\Gamma A$ -фононами  $29 \text{ см}^{-1}$ . Это прямо указывает на рассеяние баллистических фононов  $29 \text{ см}^{-1}$  на фононах, инжектированных из  $h_2$ . Относительное ослабление  $\Delta I / I$  амплитуды  $R_2$ -импульса зависит от временной задержки  $t$  между моментами  $t_1, t_2$  подачи тепловых импульсов соответственно на  $h_1$  и  $h_2$  ( $t = t_2 - t_1$ ). На рис. 2 показана зависимость  $\Delta I / I(t)$ , где принято  $t_1 = 0$  и отмечен момент  $t_1^*$  пролета баллистических фононов  $29 \text{ см}^{-1}$  мимо нагревателя  $h_2$  ( $t_1^* = \frac{h_2 - h_1}{v_{F\Gamma A}}$ , где расстояние между нагревателями  $h_2 - h_1 = 3 \text{ мм}$ ). При задержках  $t > t_1^*$ , т. е. при инъекции тепловых импульсов из  $h_2$  после пролета мимо него баллистических  $F\Gamma A$ -фононов  $29 \text{ см}^{-1}$ , эффект ослабления пучка исчезает. Это показывает, что область взаимодействия фононов расположена на уровне  $h_2$ . Величина  $\Delta I / I$  очень медленно спадает с  $|t|$  при "отрицательных" задержках  $t < t_1 = 0$ , соответствующих инъекции тепловых импульсов из  $h_2$  задолго до момента испускания фононов  $29 \text{ см}^{-1}$  из  $h_1$ . Это показывает, что "облако"

инжектированных из  $h_2$  фононов, которые наиболее эффективны в рассеянии баллистических фононов  $29 \text{ см}^{-1}$ , затухает очень медленно (с  $\tau \approx 2$  мксек). Это фононное облако локализовано непосредственно около  $h_2$ , о чем свидетельствует наблюдаемое отсутствие влияния тепловой инжекции из  $h_2$  на баллистический пучок  $29 \text{ см}^{-1}$  фононов при удалении их траектории  $h_1 - d$  (путем сдвига положения  $d$ ) от  $h_2$  на расстояния  $l \approx 0,3 \text{ мм}$ .

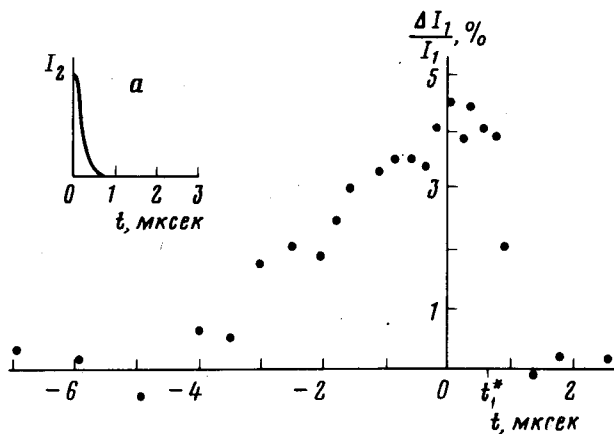


Рис. 2

Из кинетики затухания можно получить нижнюю оценку средней частоты  $\bar{\omega}$  инжектированных из  $h_2$  фононов, которые наиболее эффективно взаимодействуют с  $FTA$ -фононами  $29 \text{ см}^{-1}$ . Как показано в [6], благодаря сильной частотной зависимости ( $\sim \omega^4$ ) сечения упругого рассеяния фононов на примесях и дефектах, в кристалле происходит сегрегация инжектированных из нагревателя фононов разной частоты. Низкочастотные фононы быстро (баллистически) уходят вглубь кристалла, а высокочастотные фононы задерживаются около нагревателя в приповерхностном объеме, медленно покидая его путем диффузии (и ангармонического распада). По  $R_2$ -люминесценции был прямо измерен временной ход концентрации вблизи нагревателя  $h_2$  инжектированных из него фононов  $29 \text{ см}^{-1}$  (рис. 2, а). Он соответствует баллистическому уходу фононов от  $h_2$  за времена, много меньшие времени затухания  $\tau = 2$  мксек фононов  $\bar{\omega}$ . Таким образом, медленная кинетика затухания фононов  $\bar{\omega}$ , как и их локализация вблизи  $h_2$  позволяют утверждать, что эти фононы имеют высокую частоту, намного превышающую  $\omega_0 = 29 \text{ см}^{-1}$  ( $\bar{\omega} \gg 29 \text{ см}^{-1}$ ).

Взаимодействие фононов  $\omega_0 = 29 \text{ см}^{-1}$  с более высокочастотными фононами  $\bar{\omega} > \omega_0$  по-видимому имеет характер трехфононных процессов  $T + L \rightarrow L$  [7], а также  $T + T \rightarrow L$ : происходит слипание  $TA$ -фонона  $\omega_0$  с  $LA(TA)$  фононом  $\bar{\omega}$  с образованием  $LA$ -фонона частоты  $\bar{\omega} + \omega_0$ . Сечение этих процессов  $\sim \omega_0 \bar{\omega} (\bar{\omega} + \omega_0)^3 \sim \bar{\omega}^4$  [1, 2], что повышает роль высокочастотных фононов в рассеянии  $FTA$ -фононов  $29 \text{ см}^{-1}$ . При планковском спектре инжектированных фононов спектральная зависимость коэффициента экстинкции фононов  $29 \text{ см}^{-1}$  при пролете мимо

$h_2$  имеет вид  $K(\omega) \sim \omega^6 \left( \exp \frac{h\omega}{kT} - 1 \right)^{-1}$ . Максимум  $K(\omega)$  расположен при  $h\omega_{max} \approx 6 kT$ , что при нагреве  $h_2$  на  $T \approx 15$  К дает  $\omega_{max} \approx 65$  см<sup>-1</sup>. Видно, что  $\omega_{max}$  расположен при частотах  $> 29$  см<sup>-1</sup>. Число инжектированных высокочастотных фононов может быть выше и за счет непланковского вида спектра тепловых импульсов [8].

Используя известное время пролета  $FTA$ -фононов  $29$  см<sup>-1</sup> мимо нагревателя  $h_2$  и величину ( $\sim 5\%$ ) ослабления баллистического пучка, можно оценить время  $\tilde{\tau}$  слияния  $FTA$ -фононов с высокочастотными фононами, инжектированными из  $h_2$ :  $\tilde{\tau} \approx 3$  мксек. Следовательно, ангармоническое время жизни фононов  $29$  см<sup>-1</sup> вблизи теплового инжектора определяется не только распадом, но и слиянием, что может проявиться, в частности, в опытах с резонансным пленением фононов  $29$  см<sup>-1</sup> [3].

Наблюдаемое время затухания экранирующего фононного облака  $\tau \approx 2$  мксек является аномально большим, если сопоставить его непосредственно с временами диффузионного или распадного ухода высокочастотных фононов некоторой фиксированной частоты от нагревателя  $h_2$ . Учитывая сильную ( $\sim \omega^4$ ) частотную зависимость сечения слияния фононов, следует полагать, что на измеряемый ход  $\Delta I/I(t)$  и величину  $\tau$  сильное влияние оказывает спектральное перераспределение инжектированных из  $h_2$  фононов со временем.

Авторы благодарны В.Л.Гуревичу, И.Б.Левинсону, В.Л.Шехтману за полезные замечания.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 июня 1981 г.

## Литература

- [1] Taylor L.H., Rollins F.R. Phys. Rev., 1964, 136, 591.
- [2] Ribbands M.S., Osborne D.V. J. de Phys., 1972, C4-119.
- [3] Renk K.F., Deisenhofer J. Phys. Rev. Lett., 1971, 26, 764.
- [4] Акимов А.В., Басун С.А., Каплянский А.А., Рачин В.А., Тимофеев Р.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, 491.
- [5] Каплянский А.А., Рачин В.А., Акимов А.В., Басун С.А. ФТТ, 1981, 23, 488.
- [6] Bron W.E., Grill W. Phys. Rev., 1977, B16, 5303, 5315.
- [7] Landau L., Rumer G. Physik Z. Sowjetunion, 1937, 11, 18.
- [8] Murmann H., Heber J. Z. Phys., 1977, B26, 137.