

И. ДОЛИНДО, И. СИЛЬДОС

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ

I. DOLINDO, I. SILDOS. MITTETASAKAALULISTE FOOONONITE LEVIKU ISEARASUSED TUGEVA RESONANTSE HAJUMISE TINGIMUSTES

I. DOLINDO, I. SILDOS. PECULIARITIES OF NONEQUILIBRIUM PHONON PROPAGATION UNDER THE CONDITIONS OF STRONG RESONANCE SCATTERING

(Представил К. К. Ребане)

Введение

Свет, проходящий через среду, как правило, вызывает возбуждение фононной системы: в области прозрачности имеют место релеевские процессы, а при поглощении часть световой энергии, благодаря безызлучательным переходам, преобразуется в тепловое движение частиц среды. Изучение этих процессов стало особенно актуальным в связи с применением в качестве источников света лазеров, в частности импульсных, так как в последних легко достигаются высокие пиковые мощности излучения. При конструировании современных лазерных оптических приборов, во избежание локальных механических и термических перегрузок, необходимо знать особенности их возникновения и развития в среде под действием лазерного света. Кроме того, вызванные фононные неравновесности могут быть использованы как основа работы оптических приборов (акустооптические модуляторы, пространственные решетки, оптические затворы).

В экспериментальных исследованиях фононные неравновесности обычно создаются пленочными омическими нагревателями, сверхпроводящими туннельными диодами или оптическим возбуждением среды. Детектироваться фононы могут болометрами, туннельными диодами, а также оптическими методами (люминесценция, поглощение, рассеяние) [1].

Режим распространения созданной фононной неравновесности зависит от соотношения процессов рассеяния фононов на дефектах и фонон-фононного взаимодействия. В фонон-фононном взаимодействии при малых числах заполнения неравновесных фононов учитывается только ангармонический распад, а при числах заполнения ~ 1 существен и процесс слияния фононов. Равновесие этих двух процессов ведет к установлению локальной температуры в горячей области кристалла.

При доминировании процессов упругого рассеяния на дефектах кристалла режим распространения неравновесных фононов всегда имеет диффузионный характер. Фонон-фононное взаимодействие усложняет диффузию: в зависимости от соотношения времен рассеяния и распада, от начального распределения фононов реализуются различные режимы диффузионного распространения фононов (простая диффузия, квазидиффузия, нелокальная теплопроводность [2, 3]).

Результаты эксперимента

Использованная в данной работе методика подробно описана в [4]. Пакет неравновесных фононов создавался в цилиндрическом объеме с диаметром $\sim 0,2$ мм в ходе безызлучательной релаксации после возбуждения NO_2^- -примесей лазерным импульсом света в полосе примесного поглощения. Количество поглощенной кристаллом энергии контролировалось как разность энергии светового импульса до и после прохождения им кристалла. Пробными импульсами другого лазера в стробоскопическом режиме измерялись кинетики пропускания кристалла на длине волны чисто электронной линии поглощения NO_2^- . Измерения проведены для четырех различных концентраций примесей, при этом количество поглощенной кристаллом энергии варьировалось в ~ 15 раз.

Обработка измеренных кинетик проведена по модели, предложенной в [4], в которой полагается, что относительное изменение интенсивности поглощения чисто электронной линии примеси $\Delta\kappa/\kappa \sim \int \Delta n(\omega) \rho(\omega) d\omega$, где $\Delta n(\omega)$ — изменение чисел заполнения фононов, $\rho(\omega)$ — плотность фононных состояний. Мы предполагаем, что в возбужденной области для основной части фононного распределения устанавливается равновесие (т. е. температура), и изменение поглощения описывается фактором Дебая—Валлера. Решая нестационарное уравнение диффузии из цилиндрического объема [4], подбираем коэффициент диффузии D , которым наилучшим способом аппроксимируется временной ход $\Delta\kappa(t)$ при данной энергии накачки $W_{\text{п}}$.

Обсуждение

Из результатов эксперимента (рис. 1) следует, что D^{-1} прямо пропорционален концентрации NO_2^- -примесей N_d во всем исследованном диапазоне энергии накачки. Это указывает на то, что пакет неравновесных фононов распространяется в режиме диффузии (при квазидиффузии должна наблюдаться зависимость $D^{-1} \sim N_d^{5/9}$ [5]). Таким образом, при интерпретации зависимости $D^{-1}(W_{\text{п}})$ следует исходить из модели нестационарной теплопроводности с сильным упругим рассеянием фононов на примесях.

Действительно, известно [6], что стационарная теплопроводность кристаллов $\text{KCl}-\text{NO}_2^-$ при гелиевых температурах определяется упругим рассеянием фононов на примесях, причем температурный ход коэффициента теплопроводности указывает на резонансный характер рассеяния с частотой $\omega_{\text{рез}} = 20 \text{ см}^{-1}$. Детальный механизм резонансного рассеяния пока точно не установлен, однако влияние одноосного сжатия кристалла на скорость диффузии позволяет предполагать, что существенным является рассеяние фононов на переориентационных движениях примеси между эквивалентными положениями в кристалле-матрице [7]. Из сказанного следует, что коэффициент диффузии D (по определению $D = \frac{1}{3} \bar{v}^2 / \tau_{\text{расс}}^{-1}$, где \bar{v} — средняя скорость фононов, $\tau_{\text{расс}}^{-1}$ — суммарная вероятность различных процессов рассеяния) определяется главным образом вероятностью рассеяния фононов на NO_2^- -примесях $\tau_d^{-1}(\omega)$, которое предполагаем состоящим из релеевской и резонансной частей

$$\tau_d^{-1}(\omega) = N_d \left[A\omega^4 + B \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_{\text{рез}}^2)^2 + \frac{\gamma^2 \omega_{\text{рез}}^2}{4}} \right], \quad (1)$$

где N_d — концентрация примесей, γ — ширина резонанса, A и B — константы релеевского и резонансного рассеяния соответственно. В предположении, что в нагретой области устанавливается локальная температура T , можем провести усреднение по распределению фононов $n(\omega)$, считая его планковским, и найти усредненную вероятность рассеяния $\overline{\tau_d^{-1}}$ как функцию от температуры

$$\overline{\tau_d^{-1}}(T) = \int_0^{\omega_D} \tau_d^{-1}(\omega) n_T(\omega) \varrho(\omega) d\omega / \int_0^{\omega_D} n_T(\omega) \varrho(\omega) d\omega, \quad (2)$$

где $n_T(\omega)$ — число заполнения при температуре T , ω_D — дебаевская частота акустических фононов. С учетом (1), усредненный таким образом обратный коэффициент диффузии будет состоять из релеевской и резонансной частей $D^{-1} = D_{\text{рел}}^{-1} + D_{\text{рез}}^{-1}$ (рис. 1). Наилучшее согласие с экспериментом получается при выборе соотношения констант (см. (1)) $B/A = 2,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-4}$, что в области низких температур, где обе части являются релеевскими, дает соотношение вероятностей $B'/A \sim 200$. Абсолютная величина константы $B \sim 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$, что согласуется с данными [4].

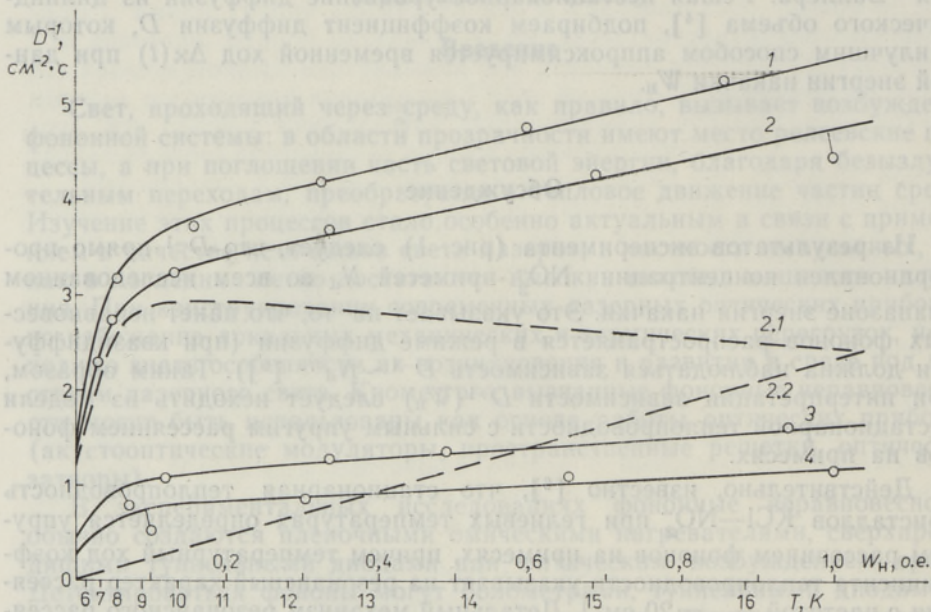


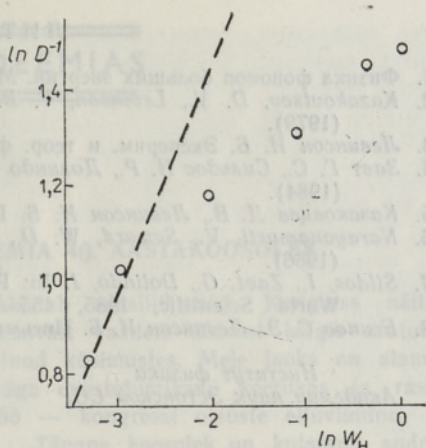
Рис. 1. Зависимость обратного коэффициента диффузии D^{-1} от энергии накачки W_H при различных концентрациях примесей:

$$1 - N_d \equiv N_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}, \quad 2 - N_d = 0,86 N_0, \quad 3 - N_d = 0,30 N_0, \quad 4 - N_d = 0,20 N_0.$$

Кружками отмечены экспериментальные значения, сплошными линиями — модельные зависимости. Пунктиром показаны резонансная (2.1) и релеевская (2.2) составляющие обратного коэффициента диффузии (кривая 2).

Обсудим наше предположение об установлении в возбужденном тракте локальной температуры. Критерием ее возникновения является условие $l_0 \gg l(\bar{\omega}) = [D(\bar{\omega}) \tau_A(\bar{\omega})]^{1/2}$, где l_0 — характерный размер возбужденной области, $\bar{\omega}$ — средняя частота фононного распределения, $\tau_A(\bar{\omega})$

Рис. 2. Зависимость $D^{-1}(W_H)$ для $N_d=0,86 N_0$ в двойном логарифмическом масштабе. Пунктиром отмечена зависимость $W^{1/2}$.



— время ангармонического распада «среднего» фонона, и следовательно, $l(\bar{\omega})$ — диффузионное смещение «среднего» фонона за время ангармонического взаимодействия. Данное условие означает, что «средний» фонон с частотой $\bar{\omega}$ не должен за время $\tau_A(\bar{\omega})$ выйти за пределы возбужденной области с линейными размерами l_0 . В нашем случае $l_0 \sim 0,1$ мм, и вычисления показывают, что $l(\bar{\omega}) < 0,1$ мм при $\bar{\omega} > 8$ см⁻¹. Это означает, что в тракте температура устанавливается для фононного пакета с $\bar{\omega} > 8$ см⁻¹, т. е. для значений $T > 4$ К. В наших экспериментах нагрев тракта, определенный по фактору Дебая—Валлера, составлял 8—16 К (см. рис. 1), и таким образом, использование понятия температуры можно считать оправданным.

В связи с диффузионным характером распространения термализованного пакета фононов, а также с тем, что низкочастотные подтепловые фононы покидают тракт быстрее, чем расплывается основной пакет [4], надо обсудить, не реализуется ли режим нелокальной фононной теплопроводности [3]. В этом режиме должна наблюдаться зависимость $D^{-1} \sim W_H^{1/2}$. В наших экспериментах эта зависимость значительно слабее (см. рис. 2). Нами также установлено, что в тракте после возбуждения температура падает по закону $T \sim t^{-1/4}$. Это полностью согласуется с решением нестационарного уравнения диффузии фононов из цилиндрического объема. Заметим, что в режиме нелокальной фононной теплопроводности остывание тракта должно быть более быстрым ($T \sim t^{-10/21}$) [8].

Таким образом, зависимость скорости пространственного расплывания возбужденной лазерным импульсом горячей области от поглощенной энергии в кристалле KCl—NO₂⁻ объясняется диффузионной моделью, в которой предполагается сильное резонансное рассеяние на примесях NO₂⁻.

Авторы выражают глубокую благодарность Г. Завту за внимание к работе и ценные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика фононов больших энергий. М., «Мир», 1976.
2. Kazakovisev, D. V., Levinson, Y. B. Phys. status solidi (b), **96**, № 1, 117—127 (1979).
3. Левинсон И. Б. Эксперим. и теор. физ., **79**, вып. 10, 1394—1407 (1980).
4. Завт Г. С., Сильдос И. Р., Долиндо И. И. Физ. твердого тела, **14**, № 5, 1424—1430 (1984).
5. Казаковцев Д. В., Левинсон И. Б. Письма в ЖЭТФ, **27**, № 3, 194—196 (1978).
6. Narayanamurti, V., Seward, W. D., Pohl, R. O. Phys. Rev., **148**, № 1, 481—494 (1966).
7. Sildos, I., Zavt, G., Dolindo, I. In: Phonon Physics (ed. J. Kollár et al.). Singapore, World Scientific, 1985, 455—457.
8. Есипов С. Э., Левинсон И. Б. Письма в ЖЭТФ, **34**, № 4, 220 (1981).

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
2/VI 1986