

УДК 535.37

НАБЛЮДЕНИЕ ДИСЛОКАЦИОННОГО ФЛАТТЕР-РЕЗОНАНСА В ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАССЕЯНИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ В КРИСТАЛЛАХ LiF

В. И. Альшиц, С. Н. Иванов, Я. М. Соيفер,
А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов

Исследовалось рассеяние неравновесных фононов дислокациями в кристаллах LiF методом «тепловых» импульсов. Измерения температурной зависимости рассеяния фононов показали ее резонансный характер. Длина дислокационных сегментов менялась с помощью γ -облучения.

В последние годы расширились исследования распространения и рассеяния неравновесных фононов (НФ) в кристаллах — метод «тепловых» импульсов [1]. Он оказался плодотворным, в частности, при исследовании режимов распространения и температурных зависимостей релаксации НФ в условиях рэлеевского рассеяния фононов на точечных дефектах [2, 3].

Представляет интерес использовать метод тепловых импульсов для исследования рассеяния фононов дислокациями. Существуют два основных механизма рассеяния фононов на дислокациях.

Первый обусловлен дополнительным ангармонизмом, связанным с деформациями, возникающими в кристалле вокруг дислокаций, и доступен для наблюдения в опытах по динамике дислокаций или дислокационному внутреннему трению [4]. Сечение рассеяния для этого механизма $\sigma \propto \sim b^2/\lambda$, где λ — длина волны фонона, b — вектор Бюргерса дислокации (порядка параметра решетки — a), и он превалирует при высоких температурах, когда средняя длина фонона $\lambda \sim a$ [4].

Второй механизм рассеяния — так называемый флаттер-эффект [5] — обусловлен раскачиванием дислокационных сегментов в поле упругой плоской волны (фонона) и последующим переизлучением фонона. Он практически экспериментально не исследован. Сечение рассеяния для флаттер-механизма $\sigma_d \propto \lambda$.

В низкотемпературной области $T \sim 10^{-2} \Theta$ (Θ — температура Дебая) рассеяние фононов должно полностью определяться флаттер-эффектом, для которого скорость релаксации фононов $\tau^{-1} \propto T^{-1}$. Однако такая зависимость справедлива при длине волны фонона λ , много меньшей средней длины дислокационных сегментов l_d . При более низких температурах, когда реализуется обратное неравенство $\lambda \gg l_d$, фононы должны воспринимать дислокацию как жесткую нить и рассеиваться по первому механизму, для которого $\tau^{-1} \propto T$. Таким образом, должен существовать низкотемпературный резонанс затухания фононов, соответствующий температуре, при которой $\lambda \sim l_d$. Этот резонанс был предсказан в теории дислокационного затухания ультразвука [5], однако никогда не наблюдался в опытах по внутреннему трению, поскольку резонансная длина волны $\lambda \sim l_d \sim 10^{-6}$ см [5] характерна для тепловых фононов при гелиевых температурах. Естественно поэтому попытаться наблюдать флаттер-

резонанс в этой температурной области по рассеянию на дислокациях неравновесных фононов.

Первые указания на проявления флаттера получены в опытах по теплопроводности [6] и фокусировке фононов [7] в кристаллах LiF. Однако в указанных экспериментах не удавалось наблюдать зависимость параметров рассеяния от температуры (энергии) фононов. В частности, эксперименты по теплопроводности [6] не позволили выделить температурную зависимость рассеяния указанного механизма, так как рассеяние отдельных групп фононов маскируется тепловым потоком других фононовых мод.

В предлагаемой работе основной акцент сделан именно на измерении температурных зависимостей параметров рассеяния НФ в кристаллах LiF.

Исследование распространения НФ в наших экспериментах проводилось по классической схеме, когда НФ создавались импульсным нагревом тонкой пленки золота, нанесенной на одну из торцевых поверхностей исследуемого образца. Регистрация сигнала фононной неравновесности осуществлялась болометром на основе сверхпроводящих пленок In или Sn на противоположной грани. Если длина свободного пробега фононов относительно рассеяния на дислокациях $l \ll L$ (L — длина кристалла), что и наблюдалось в условиях наших опытов, то регистрируемый болометром сигнал имел характерный для диффузионного распространения НФ колоколообразный вид и можно было полагать, что время прибытия максимума сигнала фононной неравновесности $t_m \propto 1/\tau_0$, где τ_0 — эффективное время рассеяния спектральной группы фононов, формирующих максимум сигнала фононной неравновесности. Эта величина в зависимости от выделяемой в нагревателе мощности и температуры термостата $t_m(P_H, T_0)$ и измерялась в наших опытах.

Образцы размером $(1-3) \times 8 \times 8$ мм, с ориентацией граней в направлениях $\langle 100 \rangle$ изготавливались из монокристаллов LiF с концентрацией примесей $\sim 10^{-3}$ %, пределом текучести 250 г/см², начальной плотностью дислокаций $N_d \sim 10^5$ см⁻². После необходимой для таких экспериментов механической обработки (шлифовки, полировки) количество дислокаций в образцах увеличивалось до 10^6-10^7 см⁻². Образцы подвергались γ -облучению, что должно было приводить к эффективному изменению размеров дислокационных сегментов.

Принципиальным в условиях наших опытов являлось то, что выделяемая в нагревателе электрическая мощность была ограничена $10^{-2}-10^{-1}$ Вт/мм² и исследуемые образцы находились в непосредственном контакте с жидким гелием. Это обеспечивало интенсивный теплоотвод и слабый нагрев металлической пленки, $\Delta T = T_H - T_0 \ll T_0$, где T_H , T_0 — температура пленки нагревателя и термостата; последняя менялась в пределах $2-3.8$ К путем откачки паров гелия. В условиях эксперимента $\Delta T \leq 0.1$ К.

Измерения $t_m(T_0)$ в условиях слабого теплового «напора» $\Delta T \ll T_0$ позволяли получать температурную зависимость параметров рассеяния НФ в исследуемых образцах. Обоснование такой процедуры применительно к исследованию механизма рассеяния фононов на точечных дефектах изложено в [3].

На рис. 1 представлены зависимости времени прихода максимума фононной неравновесности t_m от температуры для двух образцов. Увеличение плотности дислокаций приводит к усилению рассеяния неравновесных фононов. Отметим сразу, что наблюдаемые зависимости типа $\tau^{-1} \propto T^n$, где $n \leq -1$, сильно разнятся от, например, кривых рэлеевского рассеяния на точечных дефектах, для которого $\tau^{-1} \propto T^m$, где $m \simeq 4$ [3]. А то, что для кривых рис. 1 значение $n \leq -1$, с очевидностью свидетельствует, что механизм рассеяния, связанный с деформациями вокруг дислокаций, в наших экспериментах не проявляется.

С ростом температуры наклон зависимостей (рис. 1) приближается к виду $t_m \propto T^{-1}$, который характерен для флаттер-механизма в области

$\lambda \ll l_d$, т. е. для правого ската предполагаемой резонансной кривой, и позволяет полагать, что мы имеем проявление именно этого механизма рассеяния НФ на дислокациях.

Для наблюдения полной резонансной кривой рассеяния, характерной для флаттер-механизма, следует изменить длину дислокационной петли — уменьшить ее; тогда максимум кривой должен сместиться в область более

высоких температур. Для закрепления дислокаций и уменьшения длины сегмента использовалось γ -облучение исследуемых образцов (рис. 2, 2, 3). При дозах облучения $\sim 10^8$ рад характер зависимости $t_m(T)$ менялся так,

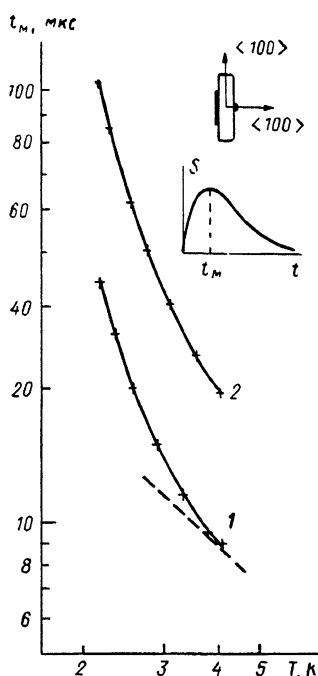


Рис. 1. Зависимость $t_m(T)$ в образцах LiF при $P_H \leq 10^{-2}$ Вт/мм².

L (мм), N_d (см⁻²): 1 — 1.7, 10^7 ; 2 — 1.5, $\sim 0^8$. Штриховая линия — зависимость T^{-1} . На вставке — геометрия эксперимента и вид регистрируемого сигнала $S(t)$.

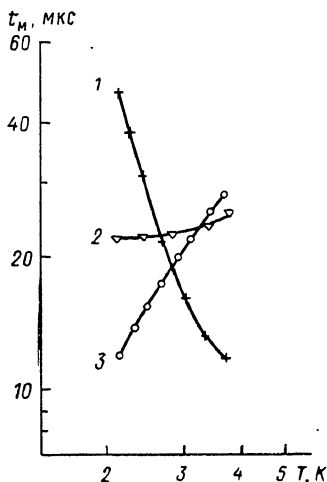


Рис. 2. Зависимость $t_m(T)$ в образцах LiF. $L=2$ мм, $P_H \leq 10^{-2}$ Вт/мм².

1 — необлученный образец, $N_d \sim 10^7$ см⁻²; 2, 3 — тот же образец после облучения дозами $5 \cdot 10^6$ и 10^8 рад соответственно.

что $n > 1$, что соответствовало, на наш взгляд, переходу на другой скат резонансной зависимости, когда $\lambda \gg l_d$. При уменьшении дозы облучения до $5 \cdot 10^6$ рад (что соответствует увеличению l_d по сравнению с дозой $\sim 10^8$ рад) t_m оказывается практически не зависящим от температуры, что можно интерпретировать как прохождение (по температуре) размытого резонанса. При нашем эксперименте происходит дополнительное уширение резонанса из-за того, что на исследуемые закономерности накладывается рэлеевское рассеяние фононов радиационными точечными дефектами $\sim T^4$, что при используемых в работе дозах облучения может проявляться уже при $T \geq 3$ К [6].

Список литературы

- [1] Phonon Scattering in Condensed Matter. Proc. 5th Intern. Conf. Urbana, Berlin, 1986.
- [2] Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 4 (10). С. 1394—1407.
- [3] Иванов С. Н. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 5 (11). С. 1824—1829.
- [4] Альшиц В. И., Инденбом В. Л. // УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 3—39.
- [5] Granato A., Lucke K. // J. Appl. Phys. 1956. V. 27. N 583. P. 789; Ninomiya T. // Proc. Conf. Fundamental Aspects of Dislocation theory. Maryland, USA, 1969. V. 1. US Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 317. 1970. P. 315—357.
- [6] Anderson A. C., Malinowski M. E. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. P. 3199—3209.
- [7] Nortrop G. A., Cotts E. J. et al. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 10. P. 6395—6408.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Москва

Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка, Московская область

Поступило в Редакцию
24 апреля 1989 г.