Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.4, стр. 218 – 221 *20 августа 1981 г.*

НЕЛОКАЛЬНАЯ ФОНОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

С.Э.Есипов, И.Б.Левинсон

Построены автомодельные решения, описывающие распространение неравновесной фононной температуры при лазерном возбуждении электрон-дырочной плазмы.

При генерации электрон-дырочной плазмы полупроводника лазерным излучением в процессе термализации и рекомбинации носителей в слое поглощения создается большое число неравновесных фононов с частотой порядка дебаевской ω_D. Вопрос о том, как эти фононы распространяются вглубь кристалла, существенен во многих физических явлениях.

Отличительной чертой распространения фононов в таких условиях является спектральная эволюция фононного распределения, происходящая за счет трехфононных процессов распада и слияния. Эта эволюция идет одновременно с пространственной диффузией при рассеянии на дефектах и сильно на нее влияет, так как коэффициент диффузии D зависит от частоты. С другой стороны, диффузия управляет числами заполнения фононов n и влияет, тем самым, на характер трехфононных процессов: если $n << 1$, идет спонтанный распад; если $n >> 1$, доминирует слияние; если же $n \approx 1$, распады и слияния уравновешиваются и устанавливается планковское распределение.

При слабых накачках слой, занимаемый фононами, расширяется при диффузии быстрее, чем за счет распадов растет число фононов. В результате числа заполнения падают и температура не устанавливается [1, 2]. В настоящей статье будет изучен другой режим распространения, возникающий при сильных накачках. В этом случае еще до того, как фононы выйдут из слоя поглощения, числа заполнения достигнут значений $n \approx 1$, и в слое установится фононная температура T_0. Если температура T_0 достаточно низка и процессы переброса несущественны, то, в отличие от обычной теплопроводности, поток энергии $\mathbf{w}$ будет определяться не тепловыми фононами с $\omega \approx T$, а подтепловыми с $\omega \approx \tilde{\omega} << T$; теплопроводность нелокальна и ее узким местом является спектральный перенос энергии из области $\omega \approx T$, где она "хранится", в область $\omega \approx$ $\approx \tilde{\omega}$, где она "транспортируется" [3, 4].

"Начальная" фононная температура T_0 определяется из баланса $\epsilon(T_0)\, d = P$; здесь $\epsilon(T)$ – тепловая энергия решетки в 1 см^3, d – глубина поглощения, P – энергия, поглощенная в 1 см^2 поверхности. Время установления температуры T_0 есть $\tau_0 \equiv \tau(T_0)$, где $\tau(\omega)$ – время трехфононных процессов. За это время фононы продиффундируют на глубину $l_0 \equiv l(T_0)$, где $l(\omega) \equiv [D(\omega)\,\tau(\omega)]^{1/2}$. Поэтому температура устанавливается, если $l_0 << d$, что при типичных для полупроводников значениях параметров дает $P \gtrsim 10^{-3}$ Дж/см^2.

Уравнение, определяющее распространение фононной температуры, получается следующим образом. Считая T известной функцией r, t, ищем распределение подтепловых фононов из уравнения

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - D(\omega)\,\nabla^2\right] n = -\frac{1}{\hat{\tau}(T,\omega)}\left[n - \frac{T}{\omega}\right], \tag{1}$$

где $\hat{\tau}$ – время поглощения неравновесного подтеплового фонона частоты ω планковским распределением с температурой T. После этого вычисляем поток

$$\mathbf{w} = \int_0^\infty d\omega\, \rho(\omega)\, \omega\, [-D(\omega)\,\nabla n], \tag{2}$$

где ρ – плотность состояний. Подставляя $\mathbf{w}$ в виде функционала от T

в закон сохранения энергии

$$\partial \epsilon / \partial t \; + \; \operatorname{div} \mathbf{w} = 0, \tag{3}$$

получаем искомое уравнение.

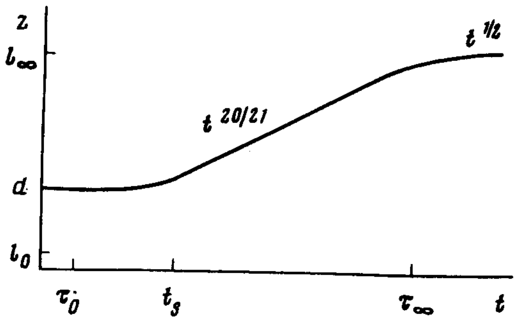

Рис.1. Зависимость толщины"прогретого" слоя от времени

Если $T \ll \omega_D$, а рассеяние на дефектах релеевское, то

$$D(\omega) \sim \omega^{-4}, \quad 1/\hat{\tau} \sim \omega T^4, \quad \rho \sim \omega^2, \quad \epsilon \sim T^4,$$

и система (1) – (3) имеет автомодельное решение, из которого могут быть исключены все физические параметры задачи. Для этого определим температуру T_∞ условием $P = \epsilon(T_\infty) l(T_\infty)$ и введем безразмерные переменные $\bar{z} = z/l_\infty$, $\bar{t} = t/\tau_\infty$, $\bar{\omega} = \omega/T_\infty$, где $l_\infty \equiv l(T_\infty)$, $\tau_\infty \equiv \tau(T_\infty)$. Легко проверить, что $T_\infty = T_0 (l_0/d)^2 \ll T_0$, так что $l_\infty \gg l_0$ и $\tau_\infty \gg \tau_0$. Если сделать в (1) – (3) подстановку

$$n(\omega, z, t) = \bar{t}^{-\lambda} g(\zeta, \eta) \qquad (\lambda = 1/21), \tag{4}$$

$$T(z, t) = T_\infty \bar{t}^{-\mu} f(\zeta) \qquad (\mu = 5/21), \tag{5}$$

с автомодельными переменными

$$\eta = \bar{\omega} \bar{t}^{a}, \quad \zeta = \bar{z} \bar{t}^{-\beta} \quad (a = 4/21, \; \beta = 20/21), \tag{6}$$

то получающаяся для g и f система уравнений никаких параметров не содержит, и поэтому наиболее важные результаты могут быть получены без знания явного вида этих функций. Так, энергия системы сосредоточена в области, определяемой условием $\zeta \approx 1$, т.е. при $z \approx l_\infty (t/\tau_\infty)^{20/21}$. Характерная температура в этой области есть $T \approx T_\infty (t/\tau_\infty)^{-5/21}$. Частота фононов, переносящих энергию, определяется условием $\eta \approx 1$, т.е. $\tilde{\omega} \approx T_\infty (t/\tau_\infty)^{-4/21}$. Эти соотношения содержат зависимость основных физических параметров от времени (рис.1 и рис.2) и мощности накачки (через l_∞ и τ_∞).

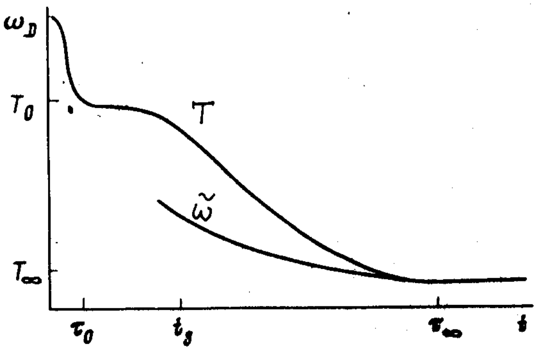

Рис.2. Зависимость от времени температуры (средней частоты фононов) и частоты фононов, переносящих энергию

Автомодельное решение (4) – (5) устанавливается на таких временах t_s, когда определяемая из (5) характерная температура порядка T_0. Легко найти: $t_s \approx \tau_0 (d/l_0)^{8/5}$, и проверить, что $\tau_0 \ll t_s \ll \tau_\infty$. К моменту t_s характерные для решения (5) $z_s \approx d$. С другой стороны, t_s совпадает по порядку величины с временем, за которое нагретый слой толщины d уширяется вдвое за счет нелокальной теплопроводности [4]. Это значит, что автомодельный режим при $t \gg t_s$ сшивается с неавтомодельной стадией при $t \lesssim t_s$. Таким образом, получается следующая физическая картина. Сначала за время τ_0 в слое d устанавливается температура T_0, которая не меняется вплоть до $t \approx t_s$. На этих временах нагретый слой начинает уширяться и распространение переходит в автомодельный режим длящийся до $t \approx \tau_\infty$. К этому моменту температура распространится на глубину l_∞, понизившись до T_∞. В тот же момент частота фононов, переносящих энергию, сравнивается с температурой, и поэтому механизм нелокальной теплопроводности перестает работать. Можно показать, что при $t \gg \tau_\infty$ ангармонические процессы станут несущественными и фононы разных частот будут диффундировать независимо, разрушая тем самым планковское распределение; их средняя частота будет оставаться на уровне $\omega \approx T_\infty$.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 июля 1981 г.

Литература

[1] Казаковцев Д.В., Левинсон И.Б. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 194.

[2] Kazakovtsev D.V., Levinson Y.B. Phys. stat. sol. (b), 1979, 96, 117.

[3] Левинсон И.Б. ЖЭТФ, 1980, 79, 1394.

[4] Levinson Y.B. Solid State Comm., 1980, 36, 73.