

# Влияние электрон-фононного энергообмена на распространение тепловых волн в полупроводниках

© Ю.Г. Гуревич, Г. Гонзалез де ла Круз, Г.Н. Логвинов\*, М.Н. Касянчук\*

Departamento de Fisica, Centro de Investigacion y de Estudios Avanzados del Instituto Politecnico Nacional, Apartado Postal 14-740, 0700 Mexico, Distrito Federal, Mexico

\* Тернопольский государственный педагогический университет, 282009 Тернополь, Украина

(Получена 30 декабря 1997 г. Принята к печати 25 февраля 1998 г.)

С учетом электрон-фононного взаимодействия самосогласованно рассчитаны неравновесные периодические в пространстве и времени температурные распределения в электронной и фононной подсистемах геометрически ограниченного полупроводника (тепловые волны). Внешним источником энергетической неравновесности является модулированное лазерное излучение, которое на поверхности образца конвертируется в тепло. Проанализированы зависимости амплитуды и фазы электронной и фононной температур от частоты модуляции для разных толщин образца и ряда характерных параметров задачи. Показано, что, изменяя частоту модуляции в широких пределах (до частоты энергетического электрон-фононного взаимодействия), тепловые волны можно генерировать в электронной и фононной подсистемах в отдельности.

## 1. Введение

В последние годы физика тепловых волн продолжает интенсивно развиваться благодаря успешному развитию ее прикладных направлений и в первую очередь фототермических методов исследования разнообразных материалов, в частности, полупроводников [1–3]. Постоянно растущий интерес к этим методам обусловлен их относительной простотой и универсализмом, позволяющим исследовать самые разнообразные характеристики вещества — тепловые, оптические, механические, релаксационные и т. д.

В основе всех фототермических методов лежит детектирование тем или иным способом нестационарной температуры, характеризующей тепловые волны, которые возникают в образце в результате поглощения энергии периодически модулированного электромагнитного излучения (как правило, лазерного), которая в объеме и на поверхности трансформируется в тепло. Измеряемый в эксперименте соответствующий отклик (акустический, пьезоэлектрический и т. п.) позволяет получить информацию об источниках тепла, генерирующих тепловые волны, и характеристиках среды, в которой они распространяются (тепловые параметры, структурные образования, неоднородности и т. п.).

Теоретические исследования фототермических процессов в полупроводниках схожи по своим целям — нахождению нестационарных температурных распределений и откликов на них, и разнятся в выборе модели тепловых источников. Так, например, в работе [4] считается, что выделение тепла происходит мгновенно и в той же точке образца, где поглощается свет. В серии работ [5–7] рассматривается собственное поглощение света в биполярном полупроводнике с учетом образования неравновесных электронов и дырок, их диффузии и рекомбинации.

В настоящей работе мы акцентируем внимание на роли энергообмена при электрон-фононном взаимодей-

ствии в периодических процессах теплопереноса. Хорошо известно, что при температурах выше 1 К рассеяние электронов на акустических фононах носит квазиупругий характер. Применительно к изучаемому явлению это означает, что имеется характерная диффузионная длина  $l_e$  (длина остывания), на которой возбужденные электроны и фононы выравнивают свою энергию [8]. В стационарных тепловых процессах в монополярных полупроводниках это приводит к появлению двух неравновесных температур — электронной  $T_e(x)$  и фононной  $T_p(x)$  [8], где  $x$  — координата. В массивных полупроводниках ( $a \gg l_e$ ,  $a$  — длина образца) это различие проявляется на расстояниях порядка  $l_e$  от поверхностей, являющихся источником энергетической неравновесности; в субмикронных пленках, в которых обычно  $a \leq l_e$ , рассогласование этих температур имеет место во всем объеме образца [9]. Совершенно очевидно, что и фототермические процессы в полупроводниках в общем случае следует рассматривать с точки зрения наличия двух тепловых волновых процессов — электронного и фононного, каждый из которых характеризуется своим собственным распределением температур  $T_e(x, t)$  и  $T_p(x, t)$ , где  $t$  — время. Эти температуры устанавливаются самосогласованно в соответствии с характером электрон-фононного теплообмена (внутренний источник тепла) и тепловыми граничными условиями (ГУ) (поверхностные источники тепла). Впервые этот вопрос для полубесконечных образцов обсуждался в работе [10]. Нахождение температурных распределений и их анализ в геометрически ограниченных полупроводниковых средах составляет цель настоящей работы.

## 2. Электронные и фононные тепловые волны

Для простоты будем считать, что изотропный монополярный полупроводник имеет форму параллелепипеда, на одну из поверхностей которого ( $x = 0$ ) падает

модулированное с частотой  $\omega$  высокочастотное электромагнитное излучение. Поверхность  $x = a$  поддерживается при постоянной температуре  $T_0$ , боковые грани адиабатически изолированы. В общем случае поглощение света в полупроводнике представляет собой чрезвычайно сложный процесс, сопровождающийся генерацией электронных и дырочных возбуждений, разогревом газа носителей заряда с последующей релаксацией энергии на кристаллической решетке, рекомбинационными и термодиффузионными процессами и т.д. С целью упрощения задачи мы ограничимся исключительно поверхностным поглощением. Такую модель можно, в частности, реализовать, если грань образца  $x = 0$  покрыть хорошо поглощающей излучение пленкой, например, металлом. В этом случае полупроводник получает извне энергию в виде тепла. Кроме того, мы предполагаем, что все условия, необходимые для корректного определения неравновесных электронной и фоновой температур, выполнены (см. [8]).

При учете электрон-фононного взаимодействия искомые температуры электронов и фононов могут быть самосогласованно определены из следующей системы уравнений баланса энергии [10]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_e(x,t)}{\partial x^2} - k_e^2 [T_e(x,t) - T_p(x,t)] = \frac{1}{\alpha_e} \frac{\partial T_e(x,t)}{\partial t}, \\ \frac{\partial^2 T_p(x,t)}{\partial x^2} - k_p^2 [T_e(x,t) - T_p(x,t)] = \frac{1}{\alpha_p} \frac{\partial T_p(x,t)}{\partial t}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $k_{e,p}^2 = P/\chi_{e,p}$ ;  $P = k_B n \nu_\varepsilon^0$  [8] — коэффициент, определяющий интенсивность электрон-фононного энергообмена,  $n$  — концентрация электронов,  $\nu_\varepsilon^0$  — частота релаксации энергии при электрон-фононном взаимодействии;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $\alpha_{e,p} = \chi_{e,p}/(\rho c)_{e,p}$  — электронный и фононный коэффициенты температуропроводности;  $\chi_{e,p}$ ,  $\rho_{e,p}$  и  $c_{e,p}$  — коэффициенты теплопроводности, плотность и удельная теплоемкость электронного и фононного газов соответственно. Во всех расчетах мы пренебрегаем температурной зависимостью всех коэффициентов, полагая, что интенсивность поглощаемого излучения достаточно мала, поэтому исходная система уравнений (1) линейна.

Для задания ГУ на поверхности  $x = 0$  отметим, что несущая частота падающего излучения априори намного превышает все характерные энергетические частоты (максимальная из них  $\nu_\varepsilon^0$  в полупроводниках составляет величину  $10^8 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , например, He-Ne-лазер, используемый в экспериментальной работе [11], генерирующий излучение на длине волны 633 нм), так что ни температура электронов, ни температура фононов не успевают следовать за этим быстроменяющимся возмущением. Самоусредняясь, оно формирует статическую часть теплового потока в образце, динамическая же его часть, зависящая от времени, целиком определяется модулированной составляющей падающего излучения.

Кроме того, следует иметь в виду то обстоятельство, что электронная и фононная поверхностные теплопроводности полупроводника, определяющие теплообмен с

внешней средой, различны. Поэтому ГУ для каждой из этих подсистем квазичастиц должны быть заданы порознь [8].

Из всего сказанного следует, что ГУ к уравнениям (1) можно представить такой системой соотношений:

$$\begin{cases} Q_{e,p}(x,t)|_{x=0} = Q_{e,p}^0 + \Delta Q_{e,p} e^{i\omega t}, \\ T_{e,p}(x,t)|_{x=a} = T_0. \end{cases} \quad (2)$$

В выражениях (2)  $Q_{e,p}$  — электронная и фононная плотности теплового потока,  $Q_{e,p}^0$  и  $\Delta Q_{e,p} e^{i\omega t}$  — ее статические и динамические составляющие. В развиваемой теории они выступают в качестве феноменологических, независимых параметров.

Не останавливаясь на изложении формальностей решения системы уравнений (1), запишем окончательный вид искомых зависимостей

$$T_e(x,t) = T_0 + A(a-x) + \frac{k_e^2 B}{k^2} \frac{\text{sh } k(a-x)}{\text{ch } ka} + e^{i\omega t} \left( C_1 \frac{\text{sh } \sigma_1(a-x)}{\text{ch } \sigma_1 a} + C_2 \frac{\text{sh } \sigma_2(a-x)}{\text{ch } \sigma_2 a} \right); \quad (3)$$

$$T_p(x,t) = T_0 + A(a-x) + \frac{k_p^2 B}{k^2} \frac{\text{sh } k(a-x)}{\text{ch } ka} + e^{i\omega t} \left( D_1 \frac{\text{sh } \sigma_1(a-x)}{\text{ch } \sigma_1 a} + D_2 \frac{\text{sh } \sigma_2(a-x)}{\text{ch } \sigma_2 a} \right); \quad (4)$$

Здесь

$$A = \frac{Q_e + Q_p}{\chi_e + \chi_p}; \quad B = \frac{1}{4} \left( \frac{Q_e}{\chi_e} - \frac{Q_p}{\chi_p} \right);$$

$$C_1 = \frac{1}{\sigma_1(\sigma_2^2 - \sigma_1^2)} \left[ \frac{\Delta Q_p}{\chi_p} k_e^2 + \frac{\Delta Q_e}{\chi_e} (\sigma_2^2 - \sigma_e^2) \right];$$

$$C_2 = \frac{1}{\sigma_2(\sigma_2^2 - \sigma_1^2)} \left[ \frac{\Delta Q_p}{\chi_p} k_e^2 + \frac{\Delta Q_e}{\chi_e} (\sigma_1^2 - \sigma_e^2) \right];$$

$$D_{1,2} = -\frac{\sigma_{1,2}^2 - \sigma_e^2}{k_e^2} C_{1,2}; \quad k_{e,p}^2 = P/\chi_{e,p}; \quad k^2 = k_e^2 + k_p^2;$$

$$\sigma_{1,2}^2 = \frac{1}{2} (\sigma_e^2 + \sigma_p^2) \pm \frac{1}{2} \left[ (\sigma_e^2 - \sigma_p^2)^2 + 4k_e^2 k_p^2 \right]^{1/2};$$

$$\sigma_{e,p}^2 = k_{e,p}^2 + \frac{i\omega}{\alpha_{e,p}}.$$

Из выражений (3), (4) следует, что конечное по величине энергетическое взаимодействие между электронной и фононной подсистемами существенно влияет на характер распределения тепловых волн. Действительно, в случае предельно слабого взаимодействия<sup>1</sup> ( $P \rightarrow 0$ ) в

<sup>1</sup> Такой случай может быть реализован в полупроводнике, длина которого  $a$  меньше длины основания.

образце имеются два независимых температурных поля:

$$T_{e,p}(x, t) = T_0 + \frac{Q_{e,p}^0}{\chi_{e,p}}(a - x) + \frac{\Delta Q_{e,p}}{\sigma_{e,p} \chi_{e,p}} \frac{\text{sh } \sigma_{e,p}(a - x)}{\text{ch } \sigma_{e,p} a} e^{i\omega t}, \quad (5)$$

где  $\sigma_{e,p}^2 = i\omega/\alpha_{e,p}$ .

В другом предельном случае — неограниченно сильного электрон-фононного взаимодействия ( $P \rightarrow \infty$ ) — оба температурных распределения вырождаются в одно:

$$T_e(x, t) = T_p(x, t) = T_0 + \frac{Q_e^0 + Q_p^0}{\chi_e + \chi_p}(a - x) + \frac{\Delta Q_e + Q_p}{(\chi_e + \chi_p)\sigma} \frac{\text{sh } \sigma(a - x)}{\text{ch } \sigma a} e^{i\omega t}, \quad (6)$$

где

$$\sigma^2 = \frac{i\omega}{\chi_e + \chi_p} \left( \frac{\chi_p}{\alpha_p} + \frac{\chi_e}{\alpha_e} \right).$$

Сравнивая выражения (3), (4) с выражениями (5), (6), мы видим, что учет конечной по величине энергии электрон-фононного взаимодействия приводит к удвоению числа тепловых волн в каждой из подсистем квазичастиц. Связано это с тем, что в данном случае в полупроводнике возникают взаимосвязанные периодические притоки и оттоки тепла из одной подсистемы квазичастиц в другую и наоборот, т.е. каждая из этих подсистем по отношению к другой является внутренним периодическим источником тепла.

### 3. Электронные и фононные тепловые волны при $\chi_p \gg \chi_e$

Для дальнейшего упрощения задачи рассмотрим полупроводники, в которых фононная теплопроводность существенно превышает электронную ( $\chi_p \gg \chi_e$ ). Такое соотношение теплопроводностей характерно для многих невырожденных полупроводников [12]. В этом случае выражения (3), (4) существенно упрощаются и приобретают следующий вид:

$$T_{e,p}(x, t) = T_{e,p}^s(x) + T_{e,p}^d(x, t),$$

где

$$T_{e,p}^s(x) = T_0 + \frac{Q_e + Q_p}{\chi_p}(a - x) + \frac{\beta_{e,p}}{k_e} \left( \frac{Q_e}{\chi_e} - \frac{Q_p}{\chi_p} \right) \frac{\text{sh } k_e(a - x)}{\text{ch } k_e a}$$

— электронные и фононные статические части температурных полей,  $\beta_e = 1$ ,  $\beta_p = (k_p/k_e)^2$ ;

$$T_e^d(x, t) = e^{i\omega t} \left[ F_1 \frac{\text{sh } \sigma_1(a - x)}{\text{ch } \sigma_1 a} + F_2 \frac{\text{sh } \sigma_2(a - x)}{\text{ch } \sigma_2 a} \right] \quad (7)$$

— динамическая составляющая электронной температуры;

$$T_p^d(x, t) = e^{i\omega t} G \frac{\text{sh } \sigma_2(a - x)}{\text{ch } \sigma_2 a} \quad (8)$$

— динамическая составляющая фононной температуры. Здесь  $\sigma_1^2 = \sigma_e^2 = k_e^2 + i\omega/\alpha_e$ ;  $\sigma_2^2 = i\omega/\alpha_p$ ;

$$F_1 = \frac{1}{\sigma_e} \left( \frac{k_e^2}{\sigma_2^2 - \sigma_e^2} \frac{\Delta Q_p}{\chi_p} + \frac{\Delta Q_e}{\chi_e} \right);$$

$$F_2 = -\frac{k_e^2}{\sigma_2(\sigma_2^2 - \sigma_e^2)} \frac{\Delta Q_p}{\chi_p};$$

$$G = \frac{1}{\sigma_2} \frac{\Delta Q_p}{\chi_p}.$$

Существенно отметить, что теперь по электронной подсистеме распространяется четыре тепловые волны, а по фононной — две. Причиной тому является то, что при  $\chi_p \gg \chi_e$  энергия в "фононном тепловом волноводе" практически не изменяется за счет притока тепла из электронной подсистемы. И наоборот, электронный газ испытывает со стороны фононного интенсивное периодическое тепловое возмущение. Иными словами, электронный газ разогревается как поверхностными, так и объемными источниками тепла, фононный — только поверхностными. Как следствие, динамическая часть электронной температуры зависит от параметров электронной и фононой подсистем; динамическая часть фононной температуры определяется только характеристиками фононного газа.

Определим длины тепловых волн  $\lambda_{1,2}$  и длины затухания  $L_{1,2}$  следующими очевидными формальными соотношениями:

$$\lambda_1 = 2\pi/\text{Im } \sigma_1 = 2\sqrt{2}\pi l_\varepsilon \left( \sqrt{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2} - 1 \right)^{-1/2};$$

$$\lambda_2 = 2\pi/\text{Im } \sigma_2 = 2\pi a(\omega\tau_r)^{-1/2}; \quad (9)$$

$$L_1 = 1/\text{Re } \sigma_1 = \sqrt{2}l_\varepsilon \left( \sqrt{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2} + 1 \right)^{-1/2};$$

$$L_2 = 1/\text{Re } \sigma_2 = a(\omega\tau_r)^{-1/2}.$$

Здесь  $l_\varepsilon = k_e^{-1}$  — длина остывания электронов [8];  $\tau_r = a^2/2\alpha_p$  — время релаксации процесса теплопроводности в фононной подсистеме;  $\tau_\varepsilon = 1/\alpha_e k_e^2$ .

Обращает на себя внимание тот факт, что, во-первых, длинны тепловых волн меньше длин затухания; во-вторых, эти величины определяются соответственно через мнимую и действительную части волновых чисел  $\sigma_{1,2}$ . В реальных волновых процессах (например, при распространении электромагнитных волн) все обстоит наоборот. Объясняется это тем, что на самом деле выражения (3) и (4) не носят волнового характера. Они получены не из волнового, а из диффузионного уравнения. Внешнее сходство с волновым движением соотношения (3) и (4) приобрели благодаря специфическим ГУ (2). С физической точки зрения рассматриваемый процесс следует трактовать как периодический в

пространстве и времени теплоперенос в электронной и фононной подсистемах квазичастиц.

Легко показать, что  $\tau_\varepsilon = (3/2)\tau_\varepsilon^0$ , где  $\tau_\varepsilon^0 = 1/\nu_\varepsilon^0$  — время релаксации энергии при электрон-фононном взаимодействии.

Таким образом, характерными частотами полупроводника при распространении в нем тепловых волн являются частота  $\nu_r = \tau_r^{-1}$  и частота  $\nu_\varepsilon = \tau_\varepsilon^{-1}$ , отношение между которыми определяется равенством  $\nu_r/\nu_\varepsilon = 2\alpha_p l_\varepsilon^2 / \alpha_e a^2$ . При заданных длинах образца и остывания оно зависит от отношения коэффициентов температуропроводности и, наоборот, при заданных  $\alpha_e$  и  $\alpha_p$  оно определяется соотношением указанных характерных длин. Численные оценки дают, например, для GaAs при  $T = 300$  К:  $\nu_\varepsilon \simeq 1.5 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $l_\varepsilon \simeq 22 \cdot 10^{-4}$  см [13],  $\alpha_e \simeq 70$  см<sup>2</sup>/с,  $\alpha_p \simeq 0.4$  см<sup>2</sup>/с (в дальнейшем все численные расчеты приведены для GaAs при указанных параметрах). Это означает, что частоты  $\nu_r$  и  $\nu_\varepsilon$  могут быть соизмеримы в образцах, имеющих длину порядка  $2.35 \cdot 10^{-4}$  см, т.е. существенно меньшую длины остывания. Поэтому в массивных полупроводниках всегда  $\nu_\varepsilon \gg \nu_r$ , а в субмикронных образцах возможны случаи, при которых  $\nu_\varepsilon \gg \nu_r$ , а также  $\nu_\varepsilon \ll \nu_r$ .

Наличие трех независимых параметров  $\omega$ ,  $\tau_\varepsilon$ ,  $\tau_r$  позволяет рассмотреть ряд предельных случаев, из которых наиболее интересны с точки зрения рассматриваемой задачи следующие:

1.  $\omega\tau_r \simeq 1$ ,  $a \gg l_\varepsilon$  (*массивные образцы*).

Динамические части температур  $T_e^d$  и  $T_p^d$ , определяемые общими формулами (7) и (8), оказываются равными и представляются выражением

$$T_e^d = T_p^d = \frac{\Delta Q_p}{\chi_p} \frac{a}{\sqrt{2i\omega\tau_r}} \frac{\text{sh} \sqrt{2i\omega\tau_r}(1-x/a)}{\text{ch} \sqrt{2i\omega\tau_r}} e^{i\omega t}. \quad (10)$$

Заметим, что температуры (10) определяются исключительно параметрами фононной подсистемы.

2.  $\omega\tau_r \simeq 1$ ,  $\omega\tau_\varepsilon \ll 1$ ,  $a \ll l_\varepsilon$  (*тонкие образцы*).

Здесь эти распределения различны:

$$T_e^d = \frac{\Delta Q_e}{\chi_e} a \left(1 - \frac{x}{a}\right) e^{i\omega t}, \quad (11)$$

$$T_p^d = \frac{\Delta Q_p}{\chi_p} \frac{d}{\sqrt{2i\omega\tau_r}} \frac{\text{sh} \sqrt{2i\omega\tau_r}(1-x/a)}{\text{ch} \sqrt{2i\omega\tau_r}} e^{i\omega t}. \quad (12)$$

Динамическая часть фононной температуры не меняется, температура же  $T_e^d$  приобретает квазистационарный характер.

3.  $\omega\tau_\varepsilon \simeq 1$ .

В этом предельном случае как в массивном, так и в субмикронном (при  $\omega\tau_r \gg 1$ ) образцах тепловые волны распространяются преимущественно по электронному газу и определяются исключительно его параметрами.

При  $a \gg l_\varepsilon$  динамическая часть температуры смещена по фазе:

$$T_e^d = \frac{\Delta Q_e}{\chi_e} \frac{l_\varepsilon}{\sqrt{1+i\omega\tau_\varepsilon}} e^{ik_e x \sqrt{1+i\omega\tau_\varepsilon}} e^{i\omega t}, \quad (13)$$

а при  $a \ll l_\varepsilon$  и  $\omega\tau_r \gg 1$  она квазистационарна:

$$T_e^d = \frac{\Delta Q_e}{\chi_e} a \left(1 - \frac{x}{a}\right) e^{i\omega t}. \quad (14)$$

#### 4. Частотная зависимость параметров тепловых волн

Частотные зависимости длин волн  $\lambda_{1,2}$  и длин затухания  $L_{1,2}$  приведены на рис. 1. Хорошо видно, что для всех частот модуляции  $\lambda_1 \gg \lambda_2$ . Соотношения же между соответствующими длинами затухания различны для разных интервалов частот. В области "низких частот" ( $\omega < \omega_1$ , где  $\omega_1 \simeq (2\alpha_p/\alpha_e)\nu_\varepsilon$  — частота модуляции, при которой  $L_1 = L_2$ ,  $\omega_1 \simeq 1.6 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>)  $L_2 \gg L_1$  и, наоборот, при  $\omega > \omega_1$   $L_2 \ll L_1$ . Характерно, что длина затухания  $L_1$  — слабозависящая от частоты функция вплоть до самых высоких значений  $\omega$ . Таким образом, регистрация различных видов тепловых волн во всем объеме образца зависит от его длины и частоты  $\omega$ . В массивных полупроводниках может распространяться только низкочастотная тепловая волна с длиной  $\lambda_2$ . В тонких пленках при низких частотах доминирует волна с длиной  $\lambda_2$ ; при высоких частотах она быстро затухает в отличие от волны с длиной  $\lambda_1$ , которая становится преобладающей.

В экспериментальных условиях температурный отклик регистрируют, как правило, на поверхности образца непосредственным измерением теплового излучения, газомикрофонным методом, либо используя эффект миража [7]. На рис. 2, 3 приведены графики зависимости сдвигов фаз и соответствующих амплитуд электронных и фононных тепловых волн от частоты модуляции  $\omega$  на поверхности  $x = 0$ . Важно отметить, что эти

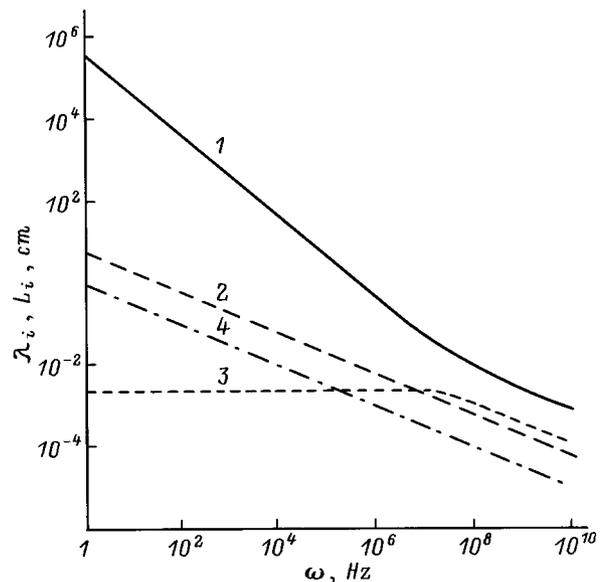
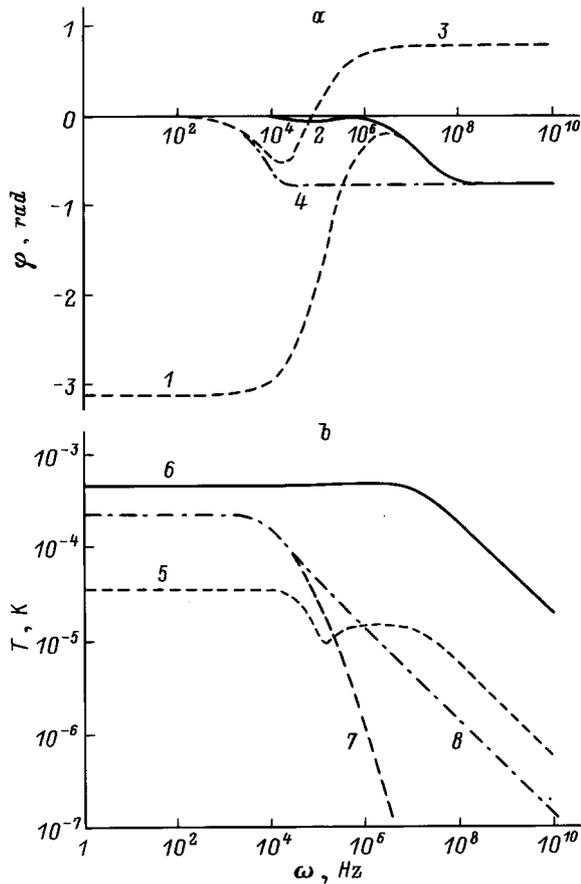


Рис. 1. Частотная зависимость длин волн и длин затухания: 1 —  $\lambda_1$ , 2 —  $\lambda_2$ , 3 —  $L_1$ , 4 —  $L_2$ .



**Рис. 2.** Частотная зависимость сдвигов фаз (а) и соответствующих амплитуд температурных волн (b) на поверхности  $x = 0$  при  $a = 10^{-2}$  см: 1 —  $\varphi_1$  ( $K = 0.3$ ), 2 —  $\varphi_1$  ( $K = 10$ ), 3 —  $\varphi_2$ , 4 —  $\varphi_3$ , 5 —  $F_1$  ( $K = 0.3$ ), 6 —  $F_1$  ( $K = 10$ ), 7 —  $F_2$ , 8 —  $G$ .

зависимости различны для разных длин образца и (за исключением амплитуд  $|F_2|$ ,  $|G|$  и соответствующих им сдвигов фаз  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$ ) параметра

$$K = \frac{\Delta Q_e \chi_p}{\chi_e \Delta Q_p}.$$

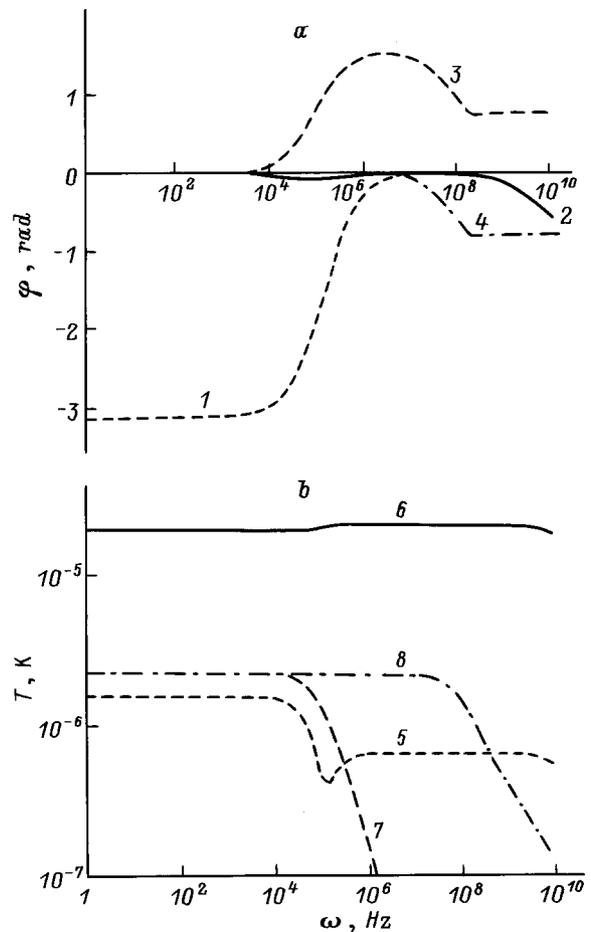
Последний определяет отношение величин электронного и фононного градиентов температур в приповерхностной области. В данной работе мы его задаем феноменологически, преследуя цель установить закономерности изучаемых явлений при варьировании этого параметра.

Так, в массивном образце ( $a = 10^{-2}$  см) при  $K = 0.3$  (рис. 2) в области частот  $\omega < 10^5 \text{ c}^{-1}$   $|F_1| \ll |F_2| \approx |G|$ . Тепловые волны генерируются в электронной и фононной подсистемах, но определяются только параметрами фононной подсистемы. Фазы колебаний  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$  при этом порядка 0. При частотах  $\omega \geq \nu_r$  амплитуды  $|F_2|$  и  $|G|$  резко монотонно уменьшаются, а  $|F_1|$  — после достижения минимума возрастает и при  $\omega > 10^5 \text{ c}^{-1}$  становится преобладающей, проходя через максимум. При  $\omega > 10^5 \text{ c}^{-1}$  фаза  $\varphi_1$ , соответствующая амплитуде  $|F_1|$ , также увеличивается, стремясь к максимуму, причем максимумы фазы и амплитуды наблюдаются при

одинаковой частоте  $\omega \approx 2 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ . При дальнейшем увеличении частоты фаза  $\varphi_1$  устремляется к значению  $-\pi/4$ . При  $K = 10$  для всех частот  $|F_1| > |F_2|$ ,  $|G|$  и при  $\omega > 10^4 \text{ c}^{-1}$  она становится доминирующей. При  $\omega \geq \nu_e$  амплитуда  $|F_1|$  уменьшается, а фаза стремится к  $-\pi/4$ .

При уменьшении длины образца до  $10^{-4}$  см при  $K = 0.3$  (рис. 3) для низких частот ( $\omega < 10^4 \text{ c}^{-1}$ ) амплитуды ведут себя аналогично соответствующему случаю массивных образцов. При  $\omega \approx 10^4 \text{ c}^{-1}$  амплитуда  $|F_2|$  резко уменьшается, амплитуда  $|G|$  доминирует и сохраняет свое постоянное значение до частоты порядка  $10^7 \text{ c}^{-1}$ . При дальнейшем увеличении частоты амплитуда  $|G|$  уменьшается, а ее фаза устремляется к  $-\pi/4$ . При частоте порядка  $10^8 \text{ c}^{-1}$  значения амплитуд  $|F_1|$  и  $|G|$  выравниваются и при дальнейшем увеличении частоты преобладает амплитуда  $|F_1|$ . При  $K = 10$  амплитуда  $|F_1|$  является преобладающей для всего рассматриваемого интервала частот. Ее фаза порядка 0 и имеет небольшой минимум при  $\omega \approx 10^5 \text{ c}^{-1}$ .

Следует отметить, что с увеличением длины образца практически линейно увеличиваются величины рассмат-



**Рис. 3.** Частотная зависимость сдвигов фаз (а) и соответствующих амплитуд температурных волн (b) на поверхности  $x = 0$  при  $a = 10^{-4}$  см: 1 —  $\varphi_1$  ( $K = 0.3$ ), 2 —  $\varphi_1$  ( $K = 10$ ), 3 —  $\varphi_2$ , 4 —  $\varphi_3$ , 5 —  $F_1$  ( $K = 0.3$ ), 6 —  $F_1$  ( $K = 10$ ), 7 —  $F_2$ , 8 —  $G$ .

ривемых амплитуд. Характерно также, что экстремумы амплитуд и фаз становятся более острыми с увеличением длины.

Таким образом можно заключить, что:

1) учет конечного по величине энергетического электрон-фононного взаимодействия приводит к необходимости рассмотрения двух тепловых волн — электронной и фононной;

2) характер этих тепловых волн существенно зависит от соотношений между частотой модуляции падающего излучения, частотой релаксации процесса теплопроводности в фононной подсистеме и частотой релаксации энергии при электрон-фононном взаимодействии, а также от соотношения между длиной образца и длиной остывания электронов;

3) варьируя частоту модуляции в широких пределах (до частоты электрон-фононного взаимодействия), можно получить информацию о тепловых параметрах электронной и фононной подсистем в отдельности в пределах одного фототермического эксперимента.

Работа частично поддержана Consejo Nacional de Ciencia y Tecnologia (CONACYT), Мексика.

## The effect of electron-phonon energy exchange on the thermal wave propagation in semiconductors

Yu.G. Gurevich, G. Gonsales de la Cruz, G.N. Logvinov\*, M.N. Kas'anchuk\*

Instituto Politecnico Nacional,  
Apartado Postal 14-740, 07000 Mexico,  
Distrito Federal, Mexico

\* Ternopol State University of Pedagogy,  
282009 Ternopol, the Ukraine

## Список литературы

- [1] A. Mandelis. *Photoacoustic and thermal waves phenomena in semiconductors* (North-Holland, 1978).
- [2] H. Vargas, L.C. Miranda. *Phys. Rep.*, **161**, 43 (1988).
- [3] *Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology*, ed. by A. Mandelis (Prentise Hall, N. Y., 1994).
- [4] A. Rosencwaig, A. Gersho. *J. Appl. Phys.*, **47**, 64 (1976).
- [5] В.А. Сабликов, В.Б. Сандомирский. *ФТП*, **17**, 81 (1983).
- [6] V.A. Sablikov, V.B. Sandomirski. *Phys. St. Sol. (b)*, **120**, 471 (1983).
- [7] А.Н. Васильев, В.А. Сабликов, В.Б. Сандомирский. *Изв. вузов МВ и ССО СССР. Физика*, № 6, 119 (1987).
- [8] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. *Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [9] Г.Н. Логвинов. *ФТП*, **25**, 1815 (1991).
- [10] G. Gonzales de la Cruz, Yu.G. Gurevich. *J. Appl. Phys.*, **80**, 1726 (1996).
- [11] Г.И. Булах, О.В. Волчанский, И.Я. Кучеров. *УФЖ*, **40**, 1228 (1995).
- [12] Р. Смит. *Полупроводники* (М., Мир, 1982). [Пер. с англ.: R.A. Smith. *Semiconductors* (Cambridge Univ. Press, Cambridge e.a., 1978)].
- [13] T.N. Sitenko, V.T. Layashenko, I.P. Tyagulski. *Phys. St. Sol. (a)*, **9**, 51 (1972).

Редактор Т.А. Полянская