Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 153 – 156 *5 августа 1970 г.*

ЭЛЕКТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ИЗМЕНЕНИЯ ФОТОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВ

Ю.П.Мухортов, В.И.Пустовоит

Известно, что при концентрации электронов меньшей, чем 10^{19} $см^{-3}$ основной вклад в теплопроводность дают фононы [1]. Однако, в кристаллах с относительно большим электрон-фононным взаимодействием электроны, несмотря на их малую концентрацию, по-прежнему могут играть важную роль, поскольку они определяют длину свободного пробега фононов. Более того, изменяя в полупроводнике с помощью какого-либо механизма концентрацию электронов (и, как следствие этого, длину свободного пробега фононов) можно существенно управлять величиной теплопроводности кристаллов при низких температурах. Наоборот, при фиксированной концентрации электронов, из-за температурной зависимости электронного поглощения фононов в пьезополупроводнике, возникает также резкое уменьшение теплопроводности в определенном температурном интервале.

Будем считать, что в рассматриваемом интервале температур свободный пробег фононов определяется главным образом их взаимодействием с электронами; последние, в свою очередь, рассеиваются преимущественно на примесях, дислокациях и т. п. Тогда в этой модели процессы переброса можно не учитывать [1] и выражение для тензора теплопроводности будет:

$$\kappa_{ij} = k \sum_{a} \int d\omega d^3 q \frac{v_i^a v_j^a}{2\gamma^a(\omega, q)} \frac{\partial \epsilon^a(\omega, q)}{\partial T} . \qquad (1)$$

Здесь k – постоянная Больцмана, v^a – групповая скорость акустических волн поляризации a, $\gamma^a(\omega, q)$ – временной декремент затухания (см. [2]), ϵ^a – термодинамически равновесная плотность энергии излучения акустических фононов, соответствующая распределению Планка; T – абсолютная температура в энергетических единицах. Декремент затухания акустических волн $\gamma^a(\omega, q)$, как известно [2], существенно зависит от величины взаимодействия электронов с фононами и для случая пьезополупроводникового кристалла, где это взаимодействие наиболее сильное, может быть представлен в виде:

$$\gamma^a(\omega, q) = \frac{1}{2} \eta_a^2 \omega \operatorname{Im} \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\parallel}(\omega, q)} + \frac{\mu^a \omega^n}{2\rho (v^a)^n} . \qquad (2)$$

Здесь η_a^2 – квадрат константы электромеханической связи, он связан с пьезоэлектрическим тензором $\beta_{i,j\ell}$ соотношением

$$\eta_a^2 = \frac{4\pi (\beta_{i,kl} q_i q_k b_\ell^a)^2}{\rho v_a^2 \epsilon_0 q^2}$$

(ρ – плотность кристалла, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость решетки, b^a – единичный вектор поляризации, μ_a – феноменологическая фононная вязкость, $n = n(a)$ – численный множитель, определяющий частотную зависимость неэлектронного поглощения фононов). Из формул (1), (2) видно, что электронная часть декремента поглощения существенно влияет на тензор теплопроводности кристалла. Для вычисления явного вида коэффициентов теплопроводности рассмотрим наиболее простой случай низких частот, когда для вычисления продольной проницаемости плазменной среды $\epsilon_{\parallel}(\omega, q)$ можно воспользоваться гидродинамической моделью. Тогда, как известно [2],

$$\epsilon_{\parallel}(\omega, q) = \epsilon_0 + \frac{4\pi\sigma_0}{i\omega} \frac{1}{1 + i q^2 v_T^2/\omega\nu} , \qquad (3)$$

где $\sigma_0 = e^2 N/m\nu$ – проводимость, N – концентрация электронов, e – заряд, m – эффективная масса электрона, ν – эффективная частота соударений электронов с рассеивающими центрами, v_T – тепловая скорость электронов. Подставляя (3) в (2) и (1) для тензора теплопроводимости получим окончательное выражение:

$$\kappa_{ij} = \sum_{a} \frac{\kappa_a^{o}}{A} \int_0^{\theta/T} dx \int d\Omega \frac{x^{4-n}}{\mathrm{sh}^2 x} \frac{v_i^a v_j^a / v_a^2}{1 + \dfrac{a\,\Delta^a x^{2-n}}{(a + b^a x^2)^2}}, \quad (4)$$

где

$$a = \frac{4\pi e^2 N\hbar}{2Tm\nu\varepsilon_0}, \qquad b^a = \frac{2T^2}{\hbar m\nu v_a^2}, \qquad \Delta^a = \eta_a^2 T \tau_{ph}/\hbar, \quad \tau_{ph}^{-1} = \frac{\mu_2}{2}(2T/\hbar v_a)^n$$

$\hbar$ – постоянная Планка, θ – дебаевская температура, κ_a^{o} – парциальная теплопроводность пьезодиэлектрика, обусловленная фононами с поляризацией a,

$A^{-1} = \dfrac{4\pi}{3} \displaystyle\int_0^{\theta/T} \dfrac{x^{4-n}}{\mathrm{sh}^2 x}\, dx$ – численный коэффициент.

Относительное изменение тензора теплопроводности из-за изменения числа электронов (например, случай фотополупроводника) будет

$$\frac{\kappa_{ij}(N) - \kappa_{ij}(0)}{\kappa_{ij}(0)} = - \sum_{a} \kappa_a^{o} \int_0^{\theta/T} dx \int d\Omega \frac{x^{4-n}}{\mathrm{sh}^2 x} \frac{v_i^a v_j^a}{v_a^2} \phi_a(x) \Big[\sum_a \kappa_a^{o}\Big]^{-1}, \quad (5)$$

где $\phi_a(x) = \dfrac{a\,\Delta^a x^{2-n}}{(a + b^a x^2)^2 + a\,\Delta^a x^{2-n}}$. Из формулы (5) видно, что подинтегральная функция в интеграле по x состоит из произведения двух функций: $\phi_a(x)$ и $g(x) = x^{4-n}/\mathrm{sh}^2 x$. Ясно, что величина самого интеграла существенно будет зависеть от взаимного расположения максимумов этих функций: если максимумы их совпадают, то интеграл имеет наибольшее значение. Последнее как раз и соответствует наибольшему изменению теплопроводности в зависимости от концентрации электронов. Легко видеть, что максимум $\phi_a(x)$ будет при $x = \dfrac{1}{2}\sqrt{\dfrac{2-n}{2+n}}\,\dfrac{\hbar v_a}{r_D T}$ (r_D – дебаевский радиус электронов), а максимум $g(x)$ достигается вблизи $x \approx 1$ ($n < 2$). Отсюда видно, что наибольшее изменение тензора теплопроводности будет при

$$\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2-n}{2+n}}\,\frac{\hbar v^a}{r_D T} \approx 1 \quad . \qquad (6)$$

Это условие имеет простой физический смысл. Известно, что в пьезополупроводниковом кристалле наибольшее электронное поглощение имеют те акустические фононы, длина волны которых совпадает с дебаевским радиусом электронов. С другой стороны, максимальный вклад в фононную теплопроводность дают фононы с длиной волны $\lambda_T \approx \frac{T}{\hbar v_a}$. Поэтому условие (6) фактически означает $\lambda_T \approx r_D$ с точностью до численного множителя, зависящего, естественно, от частотного показателя n неэлектронного механизма поглощения. Соотношение (6), по-существу, определяет значения концентрации электронов N и температуры T, при которых рассмотренный выше эффект возможен. Существенно, что в условие (6) не входит константа электромеханической связи — она определяет лишь саму величину эффекта. Для того, что бы эффект был велик, необходимо вблизи максимума, т. е. при $x \approx 1$ выполнялось следующее условие:

$$(a + b^a)^2 < a\,\Delta^a \tag{7}$$

для всех акустических мод одновременно. Учитывая, что вблизи максимума $a \approx b^a$, получим достаточное условие $\Delta^a / a > 1$. Если вместо (7) выполняется более сильное условие, то изменение теплопроводности будет гигантским. В качестве примера оценим изменение парциальной фононной теплопроводности κ_a для фиксированного a, скажем, обусловленную только продольными фононами. Для кристалла типа CdS оптимальные значения концентрации и температуры будут: $N = 10^{16}$ *см*$^{-3}$, $T = 4$°K. Если при этом $r_{ph} \approx 10^{-9}$ *сек*, парциальное значение теплопроводности уменьшится в три раза, по сравнению со значением при $N = 0$ (или $N = \infty$).

Указанный эффект будет велик, если симметрия кристалла и выбранное направление распространения теплового потока (направление x) таковы, что компоненты пьезотензора $\beta_{x,xx}$, $\beta_{x,xy}$, $\beta_{x,xz}$ одновременно отличны от нуля. Именно в этих условиях с изменением концентрации (температуры) будут одновременно меняться длины свободных пробегов как продольных, так и поперечных фононов.

В заключении отметим, что в кристалле с достаточно сильным электрон-фононным взаимодействием все механизмы (магнитное, электрическое поля, ловушки и т. д.), влияющие на величину электронного декремента, могут приводить к резкому изменению фононной теплопроводности кристалла. На этом принципе возможно создание устройств автоматического контроля и стабилизации температуры.

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
физико-технических
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию
25 июня 1970 г.

Литература

[1] Дж. Займан. Электроны и фононы. ИИЛ, 1962.

[2] В.И.Пустовойт. УФН, 97, 257, 1969.