

"ГОРЯЧИЕ" ОПТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ В ПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.Я.Коренблит

В сильном электрическом поле продольные оптические фононы (ПОФ), получая энергию от нагретых электронов, разогреваются. Степень разогрева, т.е. вид функции распределения фононов зависит от соотношения между частотами столкновения фононов с фононами (ν_{ff}) и электронами

(ν_{fe}). Экспериментальное исследование этого явления дает возможность определить ν_{ff} .

Нас интересует ситуация, когда концентрация электронов n достаточно велика ($n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$), так что симметричная часть функции распределения электронов $n^{(o)}$ является фермиевской (или максвелловской) с эффективной температурой T_E . Предполагается, что предельная энергия ПОФ $\hbar\omega_o$ значительно превосходит температуру T_E и энергию Ферми ξ (если электроны вырождены).

С электронами с импульсами p и массой m взаимодействует ПОФ с импульсами q в интервале

$$\sqrt{p_o^2 + p^2} - p \leq q \leq \sqrt{p_o^2 + p^2} + p, \text{ где } p_o = \sqrt{2m\hbar\omega_o} \gg p.$$

Частота фонов-электронных столкновений

$$\begin{aligned} \nu_{fe}(q) &= \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3p W_q (n_p^{(o)} - n_{p+q}^{(o)}) \delta(\epsilon_{p+q} - \epsilon_p - \hbar\omega_o) = \\ &= \frac{2e^2 m^2 \omega_o T_E}{\hbar q^3} (\kappa_\infty^{-1} - \kappa_o^{-1}) \ln [1 - n^{(o)}(\epsilon_1)]^{-1}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\epsilon_1(q) = (q^2/8m)[1 - (p_o^2/q^2)]^2$, κ_∞ и κ_o - высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости. Дисперсией оптических фононов пренебрегаем. Последний множитель в (1) обеспечивает экспоненциальное убывание $\nu_{fe}(q)$ при импульсах q вне интервала $q_1 \equiv \sqrt{p_o^2 + p^2} - p \leq q \leq \sqrt{p_o^2 + p^2} + p \equiv q_2$, где p - средний импульс электрона.

Если электронный газ невырожден,

$$\nu_{fe}(q) = \frac{(2\pi)^{3/2} \hbar^2 m^{1/2} e^2 \omega_o n}{q^3 T_E^{1/2}} (\kappa_\infty^{-1} - \kappa_o^{-1}) e^{-(\epsilon_1(q)/T_E)}. \quad (2)$$

При большой концентрации ионизированных примесей ($N_i \approx n$) и низких температурах электроны отдают свой импульс в основном примесям. Поэтому функция распределения фононов содержит только симметричную часть N_q , для которой имеем:

$$N_q = \frac{\nu_{ff} e^{-(\hbar\omega_o/T)} + \nu_{fe} e^{-(\hbar\omega_o/T_E)}}{\nu_{ff} + \nu_{fe}}. \quad (3)$$

Легкий разогрев фононов имеет место, когда $\nu_{fe} > \nu_{ff}$. При этом в интервале $q_1 \leq q \leq q_2$.

$$N_q = e^{(\hbar\omega_o/T_E)} \left\{ 1 - \frac{\nu_{ff}}{\nu_{fe}} \left[1 - e^{-\hbar\omega_o} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_E} \right) \right] \right\}. \quad (4)$$

Если же $\nu_{fe} < \nu_{ff}$, разогрев затруднен, но и в этом случае равновесие фононов существенно нарушается, если достаточно сильно разогреты электроны, так что $\exp\{\hbar\omega_0 [(1/T) - (1/T_E)]\} \gg (\nu_{ff} / \nu_{fe})$. При этом в интервале $q_1 \leq q \leq q_2$.

$$N_q = \frac{\nu_{fe}}{\nu_{ff}} e^{-(\hbar\omega_0/T_E)}. \quad (5)$$

Мощность, передаваемая электронами оптическим фононам

$$P = \frac{\hbar\omega_0}{2\pi^2 \hbar^3} (e^{-(\hbar\omega_0/T_E)} - e^{-(\hbar\omega_0/T)}) \int \frac{q^2 dq}{\nu_{fe}^{-1} + \nu_{ff}^{-1}}. \quad (6)$$

В случае легкого разогрева, когда $\nu_{fe} \gg \nu_{ff}$.

$$P = \frac{\hbar\omega_0 \nu_{ff}}{\pi^2} \frac{P_0 P}{\hbar^3} (e^{-(\hbar\omega_0/T_E)} - e^{-(\hbar\omega_0/T)}). \quad (7)$$

Коэффициент неомичности [1] $\beta = [(d\sigma/dT_E)(dP/dT_E)^{-1}]_{T_E=T} \approx \nu_{ff}^{-1}$, т.е. измеряя β , можно непосредственно определить частоту затухания ПОФ с импульсами $q \approx p_0$.

Оценим концентрацию n , при которой выполняется неравенство $\nu_{fe} > \nu_{ff}$. Согласно [2-6], затухание поперечных оптических фононов с $q=0$ составляет при комнатной температуре $2,2 - 3,9 \cdot 10^{11} \text{сек}^{-1}$ для GaP, AlSb, GaAs; $1,7 \cdot 10^{12}$ для ZnSe, $1,9 \cdot 10^{12}$ - для ZnO. Считая ν_{ff} того же порядка и вводя поправку на температурную зависимость, получим, что при $T_E \approx 40^\circ\text{K}$ должно быть $n \geq n_0 \approx 10^{16} \text{см}^{-3}$.

В условиях трудного разогрева, когда $n < n_0$ и N_q определяется выражением (5), можно исследовать разогрев оптических фононов и найти частоту ν_{ff} , определяя сечение неупругого рассеяния нейтронов с поглощением ПОФ. Сечение пропорционально Nq [7], поэтому оно имеет максимум, растущий с полем и обратно пропорциональный ν_{ff} , когда вектор рассеяния нейтронов совпадает (с точностью до вектора обратной решетки) с p_0/\hbar . Для перечисленных выше веществ $p_0/\hbar = 2,5 - 4 \cdot 10^6 \text{см}^{-1}$.

Автор благодарен Л.Э.Гуревичу и А.А.Клочихину за постоянный интерес к работе, Ф.Г.Бассу и И.Б.Левинсону за плодотворное обсуждение.

Литература

- [1] Ш.М.Коган. ФТТ, 4, 2474, 1962.
- [2] D.A.Kleinman, W.G.Spitzer. Phys. Rev., 118, 110, 1960.
- [3] W.I.Turner, W.E.Reese. Phys. Rev., 127, 6126, 1962.
- [4] S.Iwasa, I.Baslev, E.Burstein. Proc. 7-th Int. Conf. Phys. Semicond., Paris, 1964.
- [5] S.Mitra, Proc. Int. Conf. Phys. Semicond., Kyoto, 1966.
- [6] P.J.Collins, D.A.Kleinman. J.Phys. Chem. Sol., 11, 190, 1959.
- [7] Ю.А.Изюмов. УФН, 80, 41, 1963.