

КВАЗИЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ОПТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Ф.Т. Васько, З.С. Грибников

Исследуется стационарное распределение невырожденных электронов, взаимодействующих с нулевыми оптическими колебаниями кристалла частоты ω_0 в присутствии сильного излучения. Описаны особенности, возникающие при определенных частотах Ω света: 1) фотон-фононный резонанс (ФФР; $\Omega = n\omega_0$); 2) дискретный характер распределения электронов по квазиэнергиям при $\Omega = [p + (n/m)\omega_0, n < m]$; 3) охлаждение электронов ($\Omega < \omega_0$).

1. Сильное электрическое поле излучения, в котором осциллируют электроны ($\Omega\tau \gg 1$; τ — их время релаксации), изменяет взаимодействие электронов с фононным термостатом, так что их распределение по квазиэнергиям существенно отличается от равновесного [1]. Функция распределения $f(\epsilon)$ при условии

$$\gamma \equiv \frac{1}{6\hbar\Omega} \frac{(eE\Omega^{-1})^2}{m^*} \ll 1 \quad (1)$$

(m^* — эффективная масса электрона, E — амплитуда световой волны), позволяющем пренебречь многофотонными процессами, определяется из уравнения

$$\begin{aligned} \delta\kappa \frac{d}{d\epsilon} \left[b(\epsilon, \epsilon) \left(\epsilon \frac{df}{d\epsilon} + f(\epsilon) \right) \right] + [a(\epsilon, \epsilon + 1) f(\epsilon + 1) - a(\epsilon, \epsilon - 1) f(\epsilon)] + \\ + \gamma [b(\epsilon, \epsilon + \omega + 1) f(\epsilon + \omega + 1) + b(\epsilon, \epsilon - \omega + 1) f(\epsilon - \omega + 1) - \\ - b(\epsilon, \epsilon + \omega - 1) f(\epsilon) - b(\epsilon, \epsilon - \omega - 1) f(\epsilon)] = 0, \quad (2) \end{aligned}$$

© Издательство "Наука", Письма в ЖЭТФ, 1975 г.

где $a(\epsilon, \epsilon') = \sqrt{\epsilon\epsilon'}\theta(\epsilon')$, $b(\epsilon, \epsilon') = \sqrt{\epsilon\epsilon'/\omega}(\epsilon + \epsilon')\theta(\epsilon')$, $t = T/\hbar\omega_0$, $\omega = \Omega/\omega_0$, $\delta = (D_{ac}/D_{opt})^2 t$, $\kappa = (2\pi^2 s^2/T)\omega \ll 1$, D_{ac} и D_{opt} — соответственно акустический и оптический деформационные потенциалы, T — температура решетки, s — скорость звука; безразмерная квазиэнергия электрона ϵ измеряется в единицах $\hbar\omega_0$. Первый член в левой части (2) описывает изменение $f(\epsilon)$ за счет квазиупругого рассеяния на акустических фононах, второй — за счет испускания оптических фононов (предполагается $t \ll 1$), а последний — за счет взаимодействия со светом при испускании оптических фононов. Уравнение (2) получено из квантового кинетического уравнения [2, 3] с использованием (1) и условия $\delta \ll 1$, позволяющего пренебречь взаимодействием со светом при участии акустических фононов. Поскольку обычно $D_{ac} \sim D_{opt}$ малость δ следует из принятой малости t .

Из-за интенсивного испускания оптических фононов при $\epsilon > 1$ функция $f(\epsilon)$ там мала, как γ , и может быть просто вычислена через свои значения в интервале (0,1) в котором:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\epsilon} \left[b(\epsilon, \epsilon) \left(t \frac{df}{d\epsilon} + f(\epsilon) \right) \right] - ab(\epsilon, \epsilon + \omega - 1)f(\epsilon) + \\ + ab(\epsilon - \omega + p, \epsilon + p - 1)f(\epsilon - \omega + p)\theta(\epsilon - \omega + p) + \\ + ab(\epsilon - \omega + p + 1, \epsilon + p)f(\epsilon - \omega + p + 1)\theta(\omega - p - \epsilon) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $a = \gamma/\kappa\delta$, $p = 1, 2, \dots$ — целая часть ω . Уравнение (3) решается с условием отсутствия потока $j(\epsilon) = -b(\epsilon, \epsilon) \left(t \frac{df}{d\epsilon} + f(\epsilon) \right) = 0$ при $\epsilon \rightarrow 0$ и условием при $\epsilon \rightarrow 1$: $f(1) = 0$ ($\sim \gamma$ или $\sim e^{-1/t}$); при этом $f(\epsilon)$ всегда нормируема.

2. При точном равенстве $\omega = n = 1, 2, \dots$ из (3) следует $f(\epsilon) = c e^{-\epsilon/t}$, т. е. световое поле не влияет на распределение электронов по квазиэнергиям. При малой расстройке по частоте $\omega' = \omega - n > 0$ (такой, что $\omega' |df/d\epsilon| \ll f$) почти во всем интервале (0,1), исключая узкий слой (0, ω'), уравнение (3), в котором следует положить $p = n$, имеет первый интеграл:

$$b(\epsilon, \epsilon) \left(t \frac{df}{d\epsilon} + f(\epsilon) \right) - a\omega' b(\epsilon, \epsilon + n - 1)f(\epsilon) = -C. \quad (4)$$

Обращающееся в нуль при $\epsilon = 1$ решение уравнения (4) для нижней части рассматриваемого интервала ($\epsilon < \epsilon_2$, где ϵ_2 определяется из $\int_{\epsilon_2}^1 \left(a\omega' \frac{b(\epsilon, \epsilon + n - 1)}{b(\epsilon, \epsilon)} - 1 \right) d\epsilon = 0$ оказывается существенно немаксвеллов-

ским:

$$f(\epsilon) = \frac{C}{a\omega' b(\epsilon, \epsilon + n - 1) - b(\epsilon, \epsilon)}, \quad n \geq 2, \quad (5)$$

а при $\epsilon > \epsilon_2$ быстро убывает (как максвелловская функция). С ростом $\alpha\omega'$ энергия ϵ_2 растет и при $\alpha\omega' [b(1, n)/b(1, 1)] \geq 1$ практически во всем интервале $(0, 1)$ распределение электронов описывается формулой (5). При $\omega' < 0$ также всюду, исключая узкий слой $(1 - |\omega'|, 1)$; уравнение (3), в котором следует положить $p = n - 1$, $n \geq 2$, имеет первый интеграл (4). Удовлетворяющее условию $j(0) = 0$ решение (4) при $\omega' < 0$ начиная с самых малых $|\omega'|$ приближенно дается формулой (5), в которой $C < 0$, так что перестройка $f(\epsilon)$ при появлении расстройки по частоте происходит не постепенно (как при $\omega' > 0$), а скачком.

Стационарная слабополевая проводимость σ полупроводника, находящегося в сильном световом поле, вычисляется обычным образом через функцию $f(\epsilon)$ [4]. Вблизи $\omega = n\sigma$ (как и иные кинетические коэффициенты) обнаруживает резкую резонансную зависимость от ω' (ФФР). При рассеянии импульса на акустических фононах переход от максвелловской $f(\epsilon)$ ($Ct \ll 1$) к функции (5) сопровождается уменьшением подвижности в $\sim t^{-1/2}$ раз, так что ФФР в σ должен проявиться в виде острых пиков при $\omega = n \geq 2$, резко спадающих с красной стороны и более плавно — с фиолетовой.

3. Случай $n = 1$ — особый, так как частота $\omega = 1$ нерезонансна. Как видно из (4) (которое при малых $|\omega'|$ пригодно по обе стороны от $\omega = 1$) в окрестности этой частоты $f(\epsilon)$ почти максвелловская с температурой $t' = t/(1 - \alpha\omega')$, т. е. при $\omega' > 0$ происходит нагрев, а при $\omega' < 0$ — охлаждение электронов. Последнее характерно для всех частот $\omega < 1$, ибо поглощение фотона такой частоты сопровождается испусканием фонона с большей энергией. Для охлажденных электронов $f(\epsilon)$ можно получить из (3), которое справедливо при $\omega < 1$, если в нем положить $p = 0$ и опустить предпоследний член в левой части. При больших полях $\gamma \gg t\kappa\delta/(1 - \omega)^2$ все электроны переходят в область $\epsilon < 1 - \omega$, где $f(\epsilon)$ — максвелловская с температурой t . При $1 - \omega < t$ и $1 \gg t \gg \kappa\delta$ охлаждение велико. Описанная ситуация отлична от других моделей, в которых предсказывалось абсолютное охлаждение электронов [5 — 8].

Охлаждение возможно также и при $\omega' > 0$, если $\alpha \gg 1$ и $\alpha\omega' \geq 1$. Для этой области характерны существенные особенности σ .

4. Если $\omega = p + 1/2$, то (3) преобразуется в систему уравнений для функций $f(\epsilon)$ и $f_1(\epsilon) = f(\epsilon + 1/2)$ в интервале $(0, 1/2)$:

$$\frac{dj(\epsilon)}{d\epsilon} = - \frac{dj_1(\epsilon)}{d\epsilon} = - \alpha \left[b\left(\epsilon, \epsilon + p - \frac{1}{2}\right) f(\epsilon) - b\left(\epsilon + \frac{1}{2}, \epsilon + p\right) f_1(\epsilon) \right], \quad (6)$$

где $j_1(\epsilon) = -b(\epsilon + 1/2, \epsilon + 1/2) \left(t \frac{df_1}{d\epsilon} + f_1(\epsilon) \right)$. Из граничных условий

$j(0) = 0$, $f_1(1/2) = 0$, $j(1/2) = j_1(0)$ и $f(1/2) = f_1(0)$ и уравнений (6) непосредственно следует: $j(\epsilon) + j_1(\epsilon) = j = \text{const}$, $j_1(0) = j$, $j_1(1/2) = 0$,

$\frac{df_1}{d\epsilon} \Big|_{\epsilon=1/2} = 0$. Из анализа уравнений (6) при $\epsilon \sim 1/2$ можно получить,

что $f(1/2) = f_1(0)$, $\frac{df_1}{d\epsilon} \Big|_{\epsilon=0}$ и j экспоненциально малы, так что $f(\epsilon)$

и $f_1(\epsilon)$ существенно отличны от 0 в узком интервале $(0, \Delta)$, где Δ оценивается бóльшей из величин $t, t^2/a^2(p - 1/2)^3$. Итак, при $\omega = p + 1/2$ проявился дискретный характер $f(\epsilon)$, которая отлична от нуля на двух "квазиуровнях": $\epsilon \approx 0$ и $\epsilon \approx 1/2$. Диапазон существования квазиуровней определен неравенствами: $1 \gg \gamma \gg \kappa \delta t / (p - 1/2)^{3/2}$.

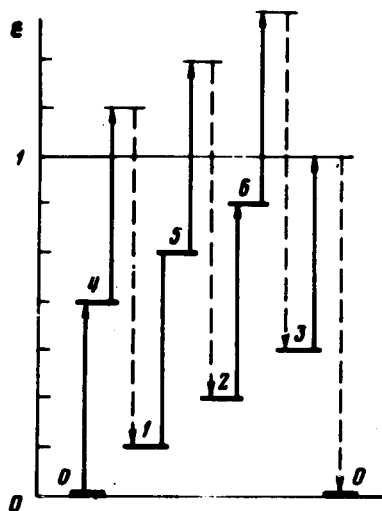


Схема квазиуровней $f(\epsilon)$ для $n/m = 4/7$. Переход при $\omega = p + (n/m)$ (с испусканием r -фононов) изображен вертикальной сплошной линией. Штриховая линия изображает испускание дополнительного фонона

Система квазиуровней возникает при всех $\omega = p + (n/m)$, где несократимая дробь $n/m < 1$. Она включает m квазиуровней $\epsilon_k = k/m, k = 0, 1, \dots, m - 1$, причем для количества электронов на этих уровнях N_k имеем:

$$\frac{N_0}{N_k} = \frac{p + \frac{2k+n}{m} - 1}{p + \frac{n}{m} - 1} \sqrt{\frac{p + \frac{k+n}{m} - 1}{p + \frac{n}{m} - 1}}$$

Квазидискретный спектр $f(\epsilon)$ может проявиться только при $m \ll 1/t$. С ростом m усредненное распределение электронов по квазиуровням приближается к распределению (5) при больших $a\omega'$. Возникновение квазидискретного спектра $f(\epsilon)$ иллюстрируется рисунком.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
3 мая 1975г.

Литература

- [1] Ф.Т.Васько. ФТТ, 16, 532, 1974; ФТТ, 17, №8, 1975.
- [2] В.И.Мельников. Письма в ЖЭТФ, 9, 204, 1969.
- [3] Э.М. Эпштейн. ФТТ, 11, 2732, 1969.
- [4] Ф.Т.Васько. ФТТ, 16, 3478, 1974.

[5] З.С.Грибников; В.А.Кочелап. ЖЭТФ, 58, 1046, 1970.

[6] Л.Д.Цендин. ЖТФ, 41, 2271, 1971.

[7] Я.Б.Зельдович. Письма в ЖЭТФ, 19, 120, 1974.

[8] В.И.Рыжий. ФТТ, 15, 486, 810, 1973.
