

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ БОЛЬШИХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ СВЕТА

24, 21

В.Ф.Елесин

1. Известно, что с ростом интенсивности света, коэффициент поглощения полупроводников уменьшается. Согласно Крохину [1], эффект насыщения состоит в выравнивании населенностей электронов в валентной зоне и зоне проводимости, так как разность квазиуровней Ферми электронов и дырок, становится равной частоте света

$$\mu_n - \mu_p = \omega, \quad \hbar = 1. \quad (1)$$

Очевидно, что концентрация фотоэлектронов (дырок) стремится к постоянному пределу n .

2. В настоящей работе показано, что фототок, возникающий под действием внешнего электрического поля, при высоких интенсивностях уменьшается с ростом интенсивности света. Физическая причина этого эффекта состоит в том, что появляющаяся из-за электрического поля E анизотропия в распределении электронов по импульсам, приводит к анизотропии поглощения. Теперь электроны рождаются преимущественно с импульсом, противоположным полученному от поля, так как коэффициент поглощения для таких импульсов становится больше.

Таким образом происходит перераспределение электронов, уменьшающее суммарный импульс.

3. Для простоты, рассмотрим случай квадратичного закона дисперсии электронов и дырок с равными эффективными массами. Кинетические уравнения для функции распределения электронов $f_2(p)$ в зоне проводимости и $f_1(p)$ в валентной зоне имеют вид

$$\begin{aligned} -eE \frac{\partial f_2(p)}{\partial p} &= \left(\frac{\partial f_2}{\partial t} \right)_{st} - \frac{f_2(p)}{\tau_R} + \frac{f_1(p) - f_2(p)}{\tau_I}, \\ -eE \frac{\partial f_1(p)}{\partial p} &= \left(\frac{\partial f_1}{\partial t} \right)_{st} - \frac{f_1(p)}{\tau_R} + \frac{f_2(p) - f_1(p)}{\tau_I}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $(\partial f_i / \partial t)_{st}$ — интегралы столкновений электронов с решеткой, примесями и электронами; $1/r_R$ — вероятность рекомбинации; $1/r_I = I(\omega) |M|^2$ — вероятность перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости под действием света интенсивности $I(\omega) = I g(\omega)$; $g(\omega) \sim 1/\delta\omega$ в полосе частот $\delta\omega$, с максимумом в $(\omega - \Delta)/2$, Δ — ширина запрещенной зоны. Заметим, что коэффициент поглощения связан с r_I соотношением

$$k(\omega) = \rho(\mu) / I(\omega) r_I,$$

где $\rho(\mu)$ — плотность состояний.

В уравнениях (2) учтены только прямые переходы между зонами, причем пренебрегается импульсом фотона по сравнению с импульсом электрона. Если электрическое поле равно нулю, функции f_1 и f_2 зависят только от энергии и представляют собой функции Ферми [1], например

$$f_2(\epsilon) = \left[\exp\left(\frac{\epsilon - \mu_n}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad \mu_n \approx \frac{\omega - \Delta}{2}. \quad (3)$$

В присутствии слабого поля E решение (2) ищем в виде

$$f_i(p) = f_i(\epsilon) + f_i^{(1)}(p), \quad f_i^{(1)} \ll f_i(\epsilon). \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2), находим в r -приближении [2]

$$f_2^{(1)}(p) - f_1^{(1)}(p) = eEv_2 \frac{\partial f_2(\epsilon)}{\partial \epsilon} r^*(\epsilon), \quad r^* = \frac{r r_I}{2r + r_I}, \quad (5)$$

где r — полное время релаксации импульса, и было учтено

$$v_2 = \partial \epsilon_2 / \partial p - v_1 = \partial \epsilon_1 / \partial p. \quad (6)$$

Выражение для тока, с учетом уравнений (4) — (6) принимает вид

$$\begin{aligned} j &= -e \frac{2}{(2\pi)^3} \int (v_1 f_1(p) + v_2 f_2(p)) d^3p = \\ &= -e^2 \frac{2}{(2\pi)^3} \int v_2 (v_2 E) \frac{\partial f_2(\epsilon)}{\partial \epsilon} r^*(\epsilon) d^3p. \end{aligned} \quad (7)$$

Предполагая $kT < \delta\omega \ll \mu$, найдем после некоторых вычислений

$$j = E(e^2 n r^*(\mu) / m). \quad (8)$$

Отсюда видно, что r_I играет роль добавочного времени релаксации импульса, и при $I \rightarrow \infty$, $j \sim I/I \rightarrow 0$.

4. Для экспериментального наблюдения эффекта, следует использовать тонкие образцы с $k(\omega)l < 1$. Фототок начнет уменьшаться при интенсивностях

$$I > \frac{n}{k(\omega)r} \frac{\delta\omega}{\mu} \approx 10^{24} \text{ квант/см}^2 \cdot \text{сек},$$

где положено $k(\omega) = 10^3$, $r = 10^{-11}$ сек, $n = 10^{18}$, $\delta\omega/\mu \approx 10^{-2}$. Интенсивности такого порядка вполне достижимы.

В заключение отметим, что изучение фотопроводимости при больших интенсивностях света может дать информацию об эффекте насыщения, а также о величине времен τ_R , τ и τ_I

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в редакцию
15 ноября 1968 г.

Литература

- [1] О.Н.Крохин. ФТТ, 7, 2612, 1965.
- [2] А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Физматгиз, 1962, стр. 302.