Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 1 стр. 44.– 46 5 января 1973 г.

ЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИЕ В АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ И СТЕКЛАХ

И. З. Костадинов

В аморфных и стеклообразных полупроводниках при низких температурах электроны заполняют локализованные состояния в запрещенной зоне и могут передвигаться в пространстве лишь путем перескоков между центрами локализации с поглощением энергии, поскольку уровни отдельных центров совпадают. Поглощение инфракрасных квантов с энергией $\hbar\omega$ в этих условиях вызывает переходы электрона с одного центра на другой. При энергиях кванта $\hbar\omega >> \bar{\epsilon}$ ($\bar{\epsilon}$ – энергия активации прыжковой проводимости) средняя длина прыжков электрона определяется законом сохранения энергии, $\hbar\omega = \epsilon(R)$, где средняя разность уровней $\epsilon(R)$ центров находящихся на расстояние R согласно Мотту есть $\epsilon(R) = \bar{\epsilon}(\bar{R}/R)^3$, [1], и $\bar{R} \sim n^{-1/3}$.

При наличии постоянного поля F эта разность будет $\epsilon(R,\theta) = \bar{\epsilon}(\bar{R}/R)^3 + FR\cos\theta$, где θ – угол между направлением поля и прямой соединяющей два центра. В этом случае коэффициент электропоглощения будет различен в направлении поля и поперек него, и будет зависеть весьма существенно от величины приложенного постоянного поля F, благодаря фактору перекрытия $\exp(-2aR)$.

Будем вычислять электропроводность $\sigma(\omega)$ поскольку коэффициент поглощения $a(\omega) = 4\pi\sigma(\omega)/c\sqrt{\epsilon_0}$. Выражение для перескоковой электропроводности в переменном поле $\sigma(\omega)$ при $T = 0$ запишем в виде (ср. [2])

$$\sigma(\omega) = \frac{2\pi e^2}{m^2 \omega} \int_0^\infty dR \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \sin\theta \, |p(R,\theta)|^2 F(\omega, R, \theta), \tag{1}$$

где

$$F(\omega, R, \theta) = \sum_{i,j} \delta(R - R_{ij}) \delta(\hbar\omega + \epsilon_i - \epsilon_j + FR\cos\theta) n_i (1 - n_j), \tag{2}$$

n_i – числа заполнения Ферми, и матричный элемент импульса $p(R,\theta)$ имеет вид

$$p(R,\theta) = \int dv \, \psi(r - R)(\mathbf{e}\,\mathbf{p})\psi(r) = \frac{i\hbar a^2}{3} a R(\mathbf{e}\mathbf{R}) e^{-aR}.$$

Здесь $\mathbf{e}$ – вектор поляризации электромагнитной волны и $a_B = a^{-1}$ – боровский радиус. Числа заполнения выделяют в сумме (2) лишь центры с энергией вблизи энергии Ферми ϵ_F. По своему смыслу $F(\omega, R)$ пропорциональна вероятности того, что расстояние между парами центров равно R и разность их энергий равна $\hbar\omega$. Эта функция имеет острый максимум вблизи средней разности $\epsilon(R)$ энергий двух центров, удаленных на расстоянии R [3]. Как уже было сказано, в отсутствии поля $\epsilon(R) = \bar{\epsilon}(\bar{R}/R)^3$, а при наличии постоянного поля $\epsilon(R, \theta)$ имеет вид $\epsilon(R, \theta) = \bar{\epsilon}(\bar{R}/R)^3 + FR\cos\theta$. Практически функцию $F(\omega, R, \theta)$ можно заменить на $\frac{n_F}{4\pi} \frac{d}{dR} \delta[\hbar\omega - \epsilon(R, \theta)]$, где n_F – концентрация центров локализации с энергией вблизи ϵ_F. Для продольной электропроводности $\sigma_\parallel(\omega)$, для которой вектор поляризации $\mathbf{e}$ параллелен направлению поля F, интегрируя получим с экспоненциальной точностью

$$\sigma_\parallel(\omega) \approx \frac{\lambda}{2} x_0^3 e^{-2x_0}, \qquad \lambda = \frac{2\pi}{9} \frac{e^2}{m^2} n_F \frac{\hbar^2 a^3}{F\omega}. \tag{3}$$

Здесь x_0 – единственный положительный корень уравнения

$$x^4 + \alpha x^3 - d = 0, \quad \alpha = \frac{\hbar\omega}{F a_B}, \quad d = \frac{\bar{\epsilon}}{F a_B}(a\bar{R})^3. \tag{4}$$

В случае $\alpha^4 << d$, т. е. $\hbar\omega << [\bar{\epsilon}(F\bar{R})^3]^{1/4}$, $x_0 \approx d^{1/4} - \frac{\alpha}{4} >> 1$

$$a_\parallel(\omega) \sim \exp\left\{ -2\left[\frac{\bar{\epsilon}(a\bar{R})^3}{F a_B}\right]^{1/4} + \frac{\hbar\omega}{2F a_B} \right\}. \tag{5}$$

Согласно [2] коэффициент поглощения в отсутствии постоянного поля $a(\omega) \sim \exp(-\,\mathrm{const}\,\omega^{-1/3})$. Как видно из (5) постоянное поле весьма существенно меняет эту зависимость.

Для поперечной электропроводности $\sigma_\perp(\omega)$ (вектор поляризации $\mathbf{e}$ перпендикулярен к направлению поля F) получим аналогично

$$\sigma_\perp(\omega) \approx \frac{3}{4} \lambda x_0^2 e^{-2x_0} \tag{6}$$

с тем же самым x_o, что и в (3). Отношение продольной проводимости к поперечной будет

$$\sigma_{\parallel} / \sigma_{\perp} = (2/3) x_o >> 1. \tag{7}$$

В заключение выражаю свою благодарность В.Л.Покровскому за обсуждение этой работы.

Софийский университет
Физический факультет
Кафедра теоретической физики

Поступила в редакцию
29 мая 1972 г.
После переработки
9 ноября 1972 г.

Литература

[1] N. F. Mott. Phil. Mag., 19, 835, 1969.

[2] И.З.Костадинов. Письма в ЖЭТФ, 14, 345, 1971.

[3] В.Л.Покровский. Письма в ЖЭТФ, 4, 140, 1966.