Эффект увлечения носителей тока фотонами в квантовой яме

© Р.Я. Расулов, Ю.Е. Саленко, Т. Эски, А. Тухтаматов

Ферганский государственный университет,
712000 Фергана, Узбекистан

(Поступила в Редакцию 12 ноября 1997 г.)

Исследован эффект увлечения дырок фотонами в бесконечно глубокой квантовой яме полупроводника. Рассмотрены как междузонные, так и межподзонные оптические переходы, вносящие отдельные вклады в эффект. При расчете тока увлечения предполагается, что вероятность оптического перехода зависит от импульса фотона лишь за счет его учета в законах сохранений энергии и импульса.

Эффект увлечения фотонами (ЭУФ) в полупроводниках связан с передачей импульса фотона носителям тока, и возникающий при этом фототок описывается феноменологической формулой (см., например, [1–3])

$$j_\alpha = \chi_{\alpha\beta\gamma\mu} e_\beta e_\gamma \varkappa_\mu, \tag{1}$$

где $\mathbf{e}$ — вектор поляризации, $\varkappa$ — волновой вектор, I — интенсивность света, $\mathbf{j}$ — плотность тока ЭУФ, $\varkappa_{\alpha\beta\gamma\mu}$ — тензор ЭУФ ($\alpha, \beta, \gamma, \mu = x, y, z$).

В дальнейшем рассмотрим ЭУФ в бесконечно глубокой квантовой яме, расположенной по оси $z \parallel [001]$ в области $(-L/2, L/2)$, L — ширина ямы. Тогда выражение для плотности тока ЭУФ в дырочном представлении в приближении времени релаксации запишем в виде

$$\mathbf{j}_\perp = e \sum_{nn',k_\perp} \left[\frac{\hbar}{m_h^{(n)}} \mathbf{k}_\perp \tau_{hk_\perp} W_{hn\mathbf{k}_\perp, ln', \mathbf{k}_\perp - \varkappa} - \frac{\hbar \mathbf{k}_\perp}{m_l^{(n')}} \tau_{l\mathbf{k}_\perp} W_{hn,\mathbf{k}_\perp + \varkappa; ln'\mathbf{k}_\perp} \right]. \tag{2}$$

Здесь

$$W_{hn\mathbf{k}_\perp; ln', \mathbf{k}_\perp - \varkappa} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| M_{hn\mathbf{k}; ln', \mathbf{k}_\perp - \varkappa} \right|^2 f_{hn\mathbf{k}_\perp} \times (1 - \exp(-\beta' \hbar\omega)) \times \delta(E_{hn\mathbf{k}_\perp} - E_{ln', \mathbf{k}_\perp - \varkappa} - \hbar\omega),$$

$$W_{hn,\mathbf{k}_\perp + \varkappa; ln', \mathbf{k}_\perp} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| M_{hn,\mathbf{k}_\perp + \varkappa; ln'\mathbf{k}_\perp} \right|^2 f_{ln'\mathbf{k}_\perp} \times (e^{\beta' \hbar\omega} - 1) \times \delta(E_{hn,\mathbf{k}_\perp + \varkappa} - E_{ln'\mathbf{k}_\perp} - \hbar\omega) \tag{3}$$

— вероятности оптических переходов (приведены для межподзонных переходов; вероятности оптических переходов внутри одной зоны нетрудно получить с помощью (3)), e — элементарный заряд, $\beta' = 1/k_\mathrm{B} T$, $E_{ln\mathbf{k}_\perp}$ — энергетический спектр дырок ветви l, n — номер уровней размерного квантования,

$$E_{ln\mathbf{k}_\perp} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_{lm}} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2L^2 m_l}, \quad l = l;\ l = h, \tag{4}$$

$m_l (m_h)$ — объемная эффективная масса легких (тяжелых) дырок, выражения для m_{ln}, m_{hn} приведены, например, в [4]; $k_\perp = \{k_x, k_y\}$ — двумерный волновой вектор, $f_{ln\mathbf{k}_\perp}$ — равновесная функция распределения дырок в состоянии $|ln\mathbf{k}_\perp\rangle$,[1]

$$M_{m'\mathbf{k}', m\mathbf{k}} = \frac{eA_0}{c} F^+_{m'\mathbf{k}'} \left[\mathbf{ev} + \frac{i\hbar}{2m_0} g \mathbf{J} (\varkappa \times \mathbf{e}) \right] F_{m\mathbf{k}} \tag{5}$$

— составной матричный элемент, $F_{m\mathbf{k}}$ — собственные функции гамильтониана Γ_8 [6], $A_0\mathbf{e}$ — вектор-потенциал электромагнитной волны, g — объемный g-фактор дырок, $\mathbf{v}$ — оператор скорости, J_α — матрицы углового момента в базисе Латтинжера [6].

Матричный элемент оптического перехода между валентной зоной и зоной проводимости в дипольном приближении с учетом волнового вектора фотона запишем в виде

$$M_{c,\mathbf{k}-\varkappa; l\mathbf{k}} = \frac{E_{l\mathbf{k}} - E_{c,\mathbf{k}-\varkappa}}{i m_0^2 \hbar c} A_0 \mathbf{e} \mathbf{D}_{c,\mathbf{k}-\varkappa; l\mathbf{k}}, \tag{6}$$

матричный элемент дипольного момента без учета волнового вектора фотона рассчитан в [7].

Сначала рассмотрим дипольные междузонные оптические переходы при наклонном к стенке ямы (xy) падении света с вектором поляризации, направленным по оси x (s-поляризация). Тогда разрешены оптические переходы между состояниями одинаковой четности[2] [7].

Коэффициент поглощения линейно поляризованного света с s-поляризацией, соответствующий оптическим переходам между симметричными состояниями зоны проводимости и валентной зоны, определяется соотношением

$$K_+^{(n)} = \frac{\omega |D|^2 \mu}{2m_0^4 c n_\omega \hbar^2} k_1 f_{n_l k_1} |N|^2 \times (1 - e^{-\beta' \hbar\omega}) |Q_+|^2 \left(1 + \frac{\alpha_+}{3} \right), \tag{7}$$

а для переходов между антисимметричными состояниями

$$K_-^{(n)} = K_+^{(n)} (Q_+ \to Q_-, \alpha_+ \to \alpha_-), \tag{8}$$

[1] Для простоты пренебрегаем резонансным насыщением однофотонных оптических переходов [5].

[2] Если вектор $\mathbf{e}$ направлен по оси квантования, то в этом случае будут разрешены оптические переходы между состояниями различной четности.

где

$$k_1^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2}\left[\hbar\omega - E_g - \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_c^* L^2}\left(n_c^2 + \frac{m_c}{m_l^{(n_l)}} n_l^2\right)\right],$$

$$\mu^{-1} = m_l^{-1} + m_l^{(n_l-1)},$$

E_g — ширина запрещенной зоны, $m_c(m_l)$ — эффективная масса электронов (дырок ветви l), n_c и n_l — номера размерного квантования в зоне проводимости и валентной зоне ветви l, выражения для коэффициентов n, $Q_\pm$, $\alpha_\pm$ приведены в [7].

В рассматриваемом нами случае ток увлечения можно представить в виде

$$j_x = \frac{e\hbar\varkappa}{3m_0}\frac{I}{\hbar\omega}\tau_c(k_1)\left(K_+^{(m)}F_+ + K_-^{(n)}F_-\right), \tag{9}$$

где

$$F_\pm = \left[\left(1 + \frac{\alpha_\pm}{5}\right)\left[\frac{1}{N}\frac{\partial N}{\partial k} + \frac{1}{|Q_\pm|}\frac{\partial |Q_\pm|}{\partial k}\right.\right.$$
$$\left. + \frac{2W_\pm}{1+W_\pm^2}\frac{\partial W_\pm}{\partial k} + \left(\frac{\partial \ln \tau_c}{\partial \ln E_n} - \beta E_n\right)\frac{\partial \ln E_n}{\partial k}\right]$$
$$\left. + \frac{1}{15(3+\alpha_\pm)}\frac{\partial \alpha_\pm}{\partial k}\right]_{k=k_1}, \quad E_n = E(k_\perp = k_1), \tag{10}$$

$\tau_c = \tau_c(k_\perp = k_1)$ — объемное время релаксации импульса электронов в зоне проводимости. Здесь и далее пренебрегаем вкладами индуцированных оптических переходов из зоны проводимости в валентную зону.

Ток увлечения, направленный по оси x и обусловленный оптическими переходами между подзонами легких и тяжелых дырок валентной зоны полупроводника, можно представить в виде

$$l_x^{(l)} = \sum_{n,n'} e\tau_l(E_{ln'k_\perp^0})K_{n'n}^{(l)}\frac{\hbar\varkappa\mu_-}{m_l^{(n')}m_h^{(n)}}\frac{I}{\hbar\omega}Q_{ln'}, \tag{11}$$

где

$$K_{n'n}^{(l)} = \frac{3\alpha}{n_\omega}k_\perp^0 f_{ln'k_\perp^0}\left(1 - e^{-\beta'\hbar\omega}\right), \quad \alpha = e^2/c\hbar \tag{12}$$

— характерный коэффициент поглощения света,

$$k_\perp^0 = \mu_-\hbar^{-2}\left[\hbar\omega - \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_l L^2}\left(n'^2 - \frac{m_l}{m_h}n^2\right)\right]^{1/2}, \tag{13}$$

$$\mu_-^{-1} = m_l^{(n')-1} - m_h^{(n)-1}, \tag{14}$$

$$Q_{ln'} = 2 + \left(1 + \frac{\partial \ln \tau_l(E_{ln'k_\perp^0})}{\partial \ln E_{ln'k_\perp^0}} - \beta\hbar\omega\frac{\mu_-}{m_{ln'}}\right)$$
$$\times \frac{\partial \ln E_{ln'k_\perp^0}}{\partial k_\perp^0}. \tag{15}$$

Выражение для $j_x^{(h)}$ получается из формулы (11) заменой ln' на hn.

Фототок увлечения, обусловленный оптическими переходами внутри одной и той же зоны, можно определить по формуле (11), считая при этом $l = h$ и суммируя по подзонам валентной зоны, но при этом надо оставить лишь второе слагаемое в (15), умножив его на величину $(1 + (A/B))^2$ для легких дырок и на $(1 - (A/B))^2$ для тяжелых.

В заключение отметим, что при расчетах тока ЭУФ мы предполагали, что вероятности оптических переходов зависят от импульса фотона лишь за счет его учета в законах сохранений энергии и импульса. При этом мы пренебрегали зависимостью квадрата матричного элемента оптических переходов от $\hbar\varkappa$ и не учитывали вклада в составной матричный элемент взаимодействия магнитного поля световой волны с угловым моментом. Эти вопросы требуют отдельного рассмотрения.

Список литературы

[1] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. В сб.: Проблемы современной физики. Наука, Л. (1980). С 275–293.
[2] Л.Э. Гуревич, В.С. Правников. Там же. С. 262–268.
[3] С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий. Там же. С. 173–180.
[4] М.И. Дьяконов, А.В. Хаецкий. ЖЭТФ **82**, *5*, 1584 (1982).
[5] Д. Паршин, А.Р. Шабаев. ЖЭТФ **92**, *4*, 1005 (1987).
[6] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1972). 584 с.
[7] И.А. Меркулов, В.И. Перель, М.Е. Портной. ЖЭТФ **99**, *4*, 1202 (1991).