УДК 535.14

ПСЕВДОТУННЕЛЬНЫЕ ФОТОПЕРЕХОДЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ. III. ДВУХФОТОННЫЙ ПЕРЕНОС ЗАРЯДА МЕЖДУ ЯМАМИ

© 2014 г. **Е. Ю. Перлин**[*],[**], доктор физ.-мат. наук; **А.А. Попов**[*], аспирант

[*]Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург
[**]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

E-mail: eyperlin@mail.ru

Рассмотрены фотопереходы в гетероструктуре, содержащей глубокие квантовые ямы различной ширины, разделенные непроницаемым для туннелирования барьером. С помощью формализма туннельного гамильтониана в четвертом порядке теории возмущений получены выражения для скоростей двухфотонных переходов электронов между состояниями в верхней подзоне размерного квантования валентной зоны в широкой яме и нижней подзоной зоны проводимости в узкой яме.

Ключевые слова: *туннелирование с участием фотонов, надбарьерные переходы, глубокие примесные центры, квантовые ямы.*

Коды OCIS: 190.4180, 190.7220, 190.4720.

Поступила в редакцию 12.05.2014.

Введение

В предыдущих работах авторов был рассмотрен новый механизм фотозарядки примесей в барьере гетероструктуры с глубокими квантовыми ямами (КЯ) – однофотонные [1] и многофотонные [2] псевдотуннельные фотопереходы. В настоящей работе рассмотрен еще один случай реализации псевдотуннельного механизма фотоиндуцированного переноса заряда, а именно, двухфотонные переходы с переносом заряда между различными КЯ. Расчет вероятностей переходов будет выполнен в четвертом порядке теории возмущений – два порядка по взаимодействию электронной системы с лазерным излучением, один порядок по туннельному гамильтониану и еще один порядок по электрон-фононному взаимодействию, которое, в отличие от работ [1, 2], здесь приходится учитывать явным образом. При рассмотрении процессов высоких порядков, как правило, возникают серьезные трудности, связанные с необходимостью учета множества каналов, появляющихся из-за необходимости суммирования амплитуд процессов по промежуточным виртуальным состояниям. К счастью, специфика данной задачи позволяет достаточно просто выделить единственный канал, дающий основной вклад в вероятности переходов.

Вероятности двухфотонных переходов между квантовыми ямами

Рассмотрим полупроводниковую структуру с двумя глубокими КЯ с шириной a_1 и a_2 (области A и C на рис. 1), разделенными барьером (область B с шириной z_0. Предполагается, что $a_1 > a_2$, а также, что $l_{\text{tun}} < z_0 < l$, где l – длина свободного пробега электронов, l_{tun} – максимальная ширина барьера, проницаемого для туннелирования. Предполагется также, что гетероструктура относится к типу I, глубины обеих ям для электронов и дырок составляют ΔE_c и ΔE_v соответственно. Ширину запрещенной зоны в области A обозначим через E_g^A, а в области барьера B – через E_g^B. Все энергии отсчитываем от дна зоны проводимости c в области B. Тогда для вероятности двухфотонного перехода электрона из верхней подзоны размерного квантования в КЯ A для дырок в нижнюю

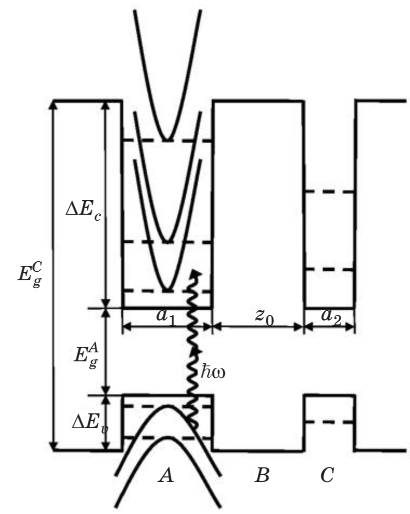

Рис. 1. Зонная схема двухфотонного поглощения с переносом заряда между квантовыми ямами. Пояснения в тексте.

подзону размерного квантования в яме C для электронов получим

$$
\begin{aligned}
W^{(2)}_{v_1A,c_1C} &= \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\mathbf{k}_\parallel,\mathbf{q}}\left|Q_{v_1A,c_1C}(\mathbf{k}_\parallel\ ,\mathbf{q})\right|^2\times\\
&\times\left\{f\left[E_{v_1A}(\mathbf{k}_\parallel)\right]-f\left[E_{c_1C}(\mathbf{k}_\parallel-\mathbf{q})\right]\right\}\times \qquad (1)\\
&\times\delta\left[E_{v_1A}(\mathbf{k}_\parallel)-E_{c_1C}(\mathbf{k}_\parallel-\mathbf{q})+2\hbar\omega-\hbar\omega_l\right],
\end{aligned}
$$

где ω – частота света, $\hbar\omega_l$ – энергия оптического фонона, $\mathbf{k}_\parallel$ – волновой вектор для движения электрона в плоскости КЯ, $E_{i_jJ}(\mathbf{k}_\parallel)$ – кинетическая энергия электрона (дырки) в j-й подзоне i-й зоны J-й ямы, $\mathbf{q}$ – волновой вектор фонона, $f[E_{i_jJ}(\mathbf{k}_\parallel)]$ – функции распределения для электронов в j-ой подзоне размерного квантования i-й зоны в J-й КЯ, $Q_{v_1A,c_1C}(\mathbf{k}_\parallel,\mathbf{q})$ – составной матричный элемент перехода, который выражается следующим образом

$$
\begin{aligned}
Q_{v_1A,c_1C}(\mathbf{k}_\parallel\ ,\mathbf{q}) &= (H'_{\text{e-phot}})_{v_1\mathbf{k}_\parallel A,c_1\mathbf{k}_\parallel A}\times\\
&\times(H'_{\text{e-phot}})_{c_1\mathbf{k}_\parallel A,c_2\mathbf{k}_\parallel A}T_{c_2\mathbf{k}_\parallel A,c_1\mathbf{k}_\parallel C}V^{\text{e-phon}}_{c_1\mathbf{k}_\parallel C,c_1(\mathbf{k}_\parallel-\mathbf{q})C}\times\\
&\times\left\{[E_{v_1A}(\mathbf{k}_\parallel)-E_{c_1A}(\mathbf{k}_\parallel)+\hbar\omega]\times\right. \qquad (2)\\
&\times[E_{v_1A}(\mathbf{k}_\parallel)-E_{c_2A}(\mathbf{k}_\parallel)+2\hbar\omega]\times\\
&\times\left.[E_{v_1A}(\mathbf{k}_\parallel)-E_{c_1C}(\mathbf{k}_\parallel)+2\hbar\omega+i\Gamma]\right\}^{-1}.
\end{aligned}
$$

В формулах (1, 2) Γ – затухание, которое вводится феноменологически,

$$
\begin{aligned}
E_{v_1A}\ (\mathbf{k}_\parallel) &= -E_g^B+\Delta E_v-E^{(0)}_{v_1A}-\hbar^2k_\parallel^2\big/(2m_v),\\
E_{c_{1,2}A}\ (\mathbf{k}_\parallel) &= -\Delta E_c+E^{(0)}_{c_{1,2}A}+\hbar^2k_\parallel^2\big/(2m_c), \qquad (3)\\
E_{c_1C}\ (\mathbf{k}_\parallel) &= -\Delta E_c+E^{(0)}_{c_1C}+\hbar^2k_\parallel^2\big/(2m_c),
\end{aligned}
$$

m_c и m_v – эффективные массы электрона и тяжелой дырки, $(H'_{\text{e-phot}})_{i\mathbf{k}_\parallel I,j\mathbf{k}_\parallel J}$ – матричные элементы взаимодействия электронной подсистемы со светом, которое, как и в работе [2] выберем в виде

$$H'_{\text{e-phot}} = eE\mathbf{n}_\kappa\cdot\mathbf{X}, \qquad (4)$$

где e и m – заряд и масса свободного электрона, E – напряженность электрического поля световой волны, $\mathbf{n}_\kappa$ – единичный вектор поляризации света, $\mathbf{X}$ – оператор координаты электрона, межзонные и внутризонные матричные элементы которого определяются выражениями

$$\left\langle cn'\mathbf{k}'_\parallel\middle|\mathbf{n}_\kappa\cdot\mathbf{X}\middle|vn\mathbf{k}_\parallel\right\rangle=\mathbf{n}_\kappa\cdot\mathbf{X}_{cv}\delta_{n'n} \qquad (5)$$

$$X_{vc}\ = i\hbar\sqrt{\frac{3}{2}\left(\frac{1}{m_c}-\frac{1}{m}\right)\frac{E_g^A+\Delta_{SO}}{E_g^A\left(3E_g^A+2\Delta_{SO}\right)}}\ , \qquad (6)$$

$$
\begin{aligned}
\left\langle cn'\mathbf{k}'_\parallel\middle|\mathbf{n}_\kappa\cdot\mathbf{X}\middle|vn\mathbf{k}_\parallel\right\rangle &= \frac{4a}{\pi^2}n_z\frac{n'n}{n'^2-n^2}\times\\
&\times\left[1-(-1)^{n'+n}\right](1-\delta_{n'n})\ \ \delta(\mathbf{k}'_\parallel-\mathbf{k}_\parallel)+ \qquad (7)\\
&+\frac{\partial}{\partial\mathbf{k}'_\parallel}\delta(\mathbf{k}'_\parallel-\mathbf{k}_\parallel)\mathbf{n}_\parallel\delta_{n'n}\ ,
\end{aligned}
$$

где n_z и $\mathbf{n}_\parallel$ – компоненты вектора $\mathbf{n}$ вдоль оси роста наноструктуры, Δ_{SO} – спин-орбитальное расщепление потолка валентной зоны, $T_{c_2\mathbf{k}_\parallel A,c_1\mathbf{k}_\parallel C}$ – матричные элементы гамильтониана переноса, оценка которых дает

$$
\begin{aligned}
T_{c_2\mathbf{k}_\parallel A,c_1\mathbf{k}_\parallel C} &\sim \frac{\hbar^2}{m_ca_1a_2}\times\\
&\times\exp\left\{-\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m_c\left[\Delta E_c-E^{(0)}_{c_2A}-\hbar^2k_\parallel^2\big/(2m_c)\right]}z_0\right\}, \qquad (8)
\end{aligned}
$$

$V^{\text{e–phon}}_{i\mathbf{k}\|I,j\mathbf{k}1\|J}$ – матричные элементы оператора электрон-фононного взаимодействия. Мы для определенности рассматриваем взаимодействие электронов с продольными оптическими фононами. В этом случае

$$V^{\text{e-phon}}_{c_1\mathbf{k}_\parallel C,c_1(\mathbf{k}_\parallel-\mathbf{q})C} = \frac{1}{q}\sqrt{\frac{2\pi e^2\hbar\omega_l}{\Omega\varepsilon^*}}, \qquad (9)$$

$$\frac{1}{\varepsilon^*}\equiv\frac{1}{\varepsilon_\infty}-\frac{1}{\varepsilon_0}, \qquad (10)$$

где ε_∞ и ε_0 – высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости, Ω – нормировочный объем. Мы ограничиваемся для простоты случаем нулевых температур, когда возможно испускание, но не поглощение фононов. Очевидно, что оценки вероятностей переходов в данном случае носят достаточно грубый характер, и в этом случае не имеет смысла углубляться в особенности электрон-колебательного взаимодействия (см., например, [3–6]) в системах с КЯ.

Из закона сохранения энергии для рассматриваемого процесса получим

$$E_{v_1A}(\mathbf{k}_{\|}) - E_{c_1C}(\mathbf{k}_{\|} - \mathbf{q}) + 2\hbar\omega - \hbar\omega_l = 0\,, \qquad (11)$$

$$\begin{gathered} E_{c_1C}(\mathbf{k}_{\|} - \mathbf{q}) - E_{c_1C}(\mathbf{k}_{\|}) + \hbar\omega_l = \\ = \frac{\hbar^2}{2m_c}\left[(\mathbf{k}_{\|} - \mathbf{q})^2 - k_{\|}^2\right] + \hbar\omega_l < 0. \end{gathered} \qquad (12)$$

Вводя обозначения

$$\begin{gathered} \delta = E_{v_1A}(0) - E_{c_1C}(0) + 2\hbar\omega - \hbar\omega_l, \\ \gamma = m_c/m_v\,,\; m_r = \left(m_c^{-1} + m_v^{-1}\right)^{-1},\; \lambda = \cos\theta, \\ y = \hbar^2 k_{\|}^2\big/(2m_c\delta),\; \lambda_0^2(y) = \gamma + 1 - y^{-1}, \end{gathered} \qquad (13)$$

где θ – угол между векторами $\mathbf{k}_{\|}$ и $\mathbf{q}$, получим из уравнения (11)

$$q_{1,2} = \frac{\sqrt{2m_c\delta y}}{\hbar}\left[\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 - \lambda_0^2(y)}\right], \qquad (14)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_c}\left[(\mathbf{k}_{\|} - \mathbf{q})^2 - k_{\|}^2\right] = -\delta y \lambda_0^2(y). \qquad (15)$$

Считаем для простоты, что все начальные состояния в верхней подзоне валентной зоны широкой ямы заполнены, а все конечные состояния в нижней подзоне зоны проводимости узкой ямы пусты. Тогда множитель, содержащий функции распределения, в фигурных скобках в правой части (1) обращается в единицу. Перейдем в правой части (1) от суммирования к интегрированию. При интегрировании по $\mathbf{q}$ используем сферическую систему координат с осью вдоль $\mathbf{k}_{\|}$. Интеграл по $q = |\mathbf{q}|$ вычисляем с помощью δ-функции. Интегрирование по углам, которое упрощается в силу того, что составной матричный элемент процесса не зависит от них, дает множитель

$$2\pi \ln\frac{1 + \sqrt{1 - \lambda_0^2(y)}}{\lambda_0(y)} \equiv 2\pi\eta\ (y). \qquad (16)$$

Окончательно имеем для вероятности переходов на единицу площади КЯ

$$\begin{gathered} W^{(2)}_{v_1A,c_1C}\Big/S = \frac{\sqrt{2}e^2}{(2\pi)^2\varepsilon^* m_c^{1/2} a_1^2 a_2^2 (\hbar\omega_l)^{9/2}} \times \\ \times \left| V^{\text{e-phot}}_{v_1A,c_1A} V^{\text{e-phot}}_{c_1A,c_2A} \right|^2 \Xi(\delta_l), \end{gathered} \qquad (17)$$

где

$$\Xi(\delta_l) = \frac{1}{\delta_l^{11/2}} \int\limits_{y_l}^{y_u} \eta(y) \left|\exp\left[-W(y)z_0\right]\right|^2 \Upsilon(y)|^{-2}\, dy, \qquad (18)$$

$$\delta_l = \frac{\delta}{\hbar\omega_l},\; y_l = \frac{1 + \delta_l}{\delta_l(\gamma + 1)},\; y_u = \gamma^{-1},\; \delta_l < \gamma, \qquad (19)$$

$$\begin{gathered} \Upsilon(y) = \left|\frac{Z_1}{\delta_l} - (\gamma + 1)y\right| \times \\ \times \left|\frac{Z_2}{\delta_l} - -(\gamma + 1)y\right| \left|\frac{1 + i\Gamma_l}{\delta_l} - y\lambda_0^2(y)\right|, \end{gathered} \qquad (19)$$

$$\begin{gathered} \Gamma_l = \Gamma/(\hbar\omega_l), \\ Z_1 = \frac{\hbar\omega - E_g^A + \Delta E_c + \Delta E_v - E^{(0)}_{v_1A} - E^{(0)}_{c_1A}}{\hbar\omega_l}, \\ Z_2 = \frac{2\hbar\omega - E_g^A + \Delta E_c + \Delta E_v - E^{(0)}_{v_1A} - E^{(0)}_{c_2A}}{\hbar\omega_l}, \\ \Delta E_{c_2l} = (\Delta E_c - E^{(0)}_{c_2A})\big/(\hbar\omega_l), \end{gathered} \qquad (20)$$

$$W = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m_c\left(\Delta E_c - E^{(0)}_{c_2A} - \delta y\right)}. \qquad (21)$$

Для того чтобы вероятность перехода не содержала экспоненциально малого туннельного фактора, необходимо превышение δ над пороговым значением

$$\delta \geq \delta_{th} = (\gamma + 1)(\Delta E_c - E^{(0)}_{c_2A}). \qquad (22)$$

Соответствующая пороговая частота света ω_{th} равна

$$\omega_{\text{th}} = \omega_{\min} + \frac{\gamma + 1}{2\hbar}(\Delta E_c - E^{(0)}_{c_2A}), \qquad (23)$$

где

$$\omega_{\min} = \frac{1}{2\hbar}\left(E_g^B - \Delta E_v - \Delta E_c + E^{(0)}_{v_1A} + E^{(0)}_{c_1C}\right). \qquad (24)$$

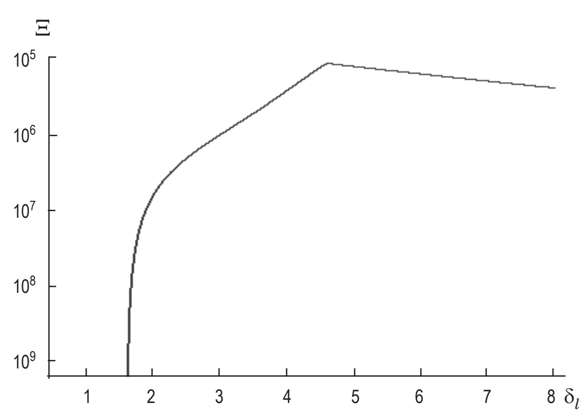

Рис. 2. Безразмерная функция $\Xi(\delta_\lambda)$, определяющая зависимость вероятности двухфотонного переноса заряда от частоты света. Пояснения в тексте.

Типичный график безразмерной функции $\Xi(\delta_l)$ приведен на рис. 2. Использованы следующие значения параметров: $\gamma = 0{,}4$, $\Gamma_l = 0{,}8$, $Z_1 = -20$, $Z_2 = -6$, $\Delta E_{c_2 l} = 4$, $z_0 = 10^{-5}$ см. На графике отчетливо видна эволюция от туннельного (участок быстрого роста функции с увеличением аргумента) к надбарьерному (почти плоский участок со слабым убыванием) переходу между ямами.

Заключение

Таким образом, в работе рассмотрен новый тип оптических переходов в гетероструктуре с зонной схемой типа I с глубокими квантовыми ямами – двухфотонные псевдотуннельные переходы с переносом заряда между различными квантовыми ямами. Были рассчитаны вероятности таких переходов и определены пороговые частоты, выше которых процессы перестают характеризоваться туннельно малой амплитудой. Простые оценки с использованием полученных формул показывают, что в случае лазерных импульсов с длительностями в наносекундном диапазоне для существенного изменения зарядового состояния системы требуются напряженности электрического поля световой волны порядка 10^5 В/см. Понятно, что в таких полях должен проявиться и ряд других процессов нелинейного поглощения, а также может произойти смещение электронных уровней в квантовых ямах из-за появления "встроенных" электрических полей, возникающих благодаря перераспределению зарядов в гетероструктуре. Подробное рассмотрение кинетики указанных процессов представляет собой отдельную, весьма сложную задачу.

Статья подготовлена в рамках проектной части государственного задания на выполненение научно-исследовательской работы (Задание № 3.821.2014/К), а также при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01) и РФФИ, (грант 09-02-00223).

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. *Перлин Е.Ю., Попов А.А.* Псевдотуннельные фотопереходы в гетероструктурах с квантовыми ямами. I. Фотозарядка глубоких примесей в барьере // Оптический журнал. 2014. Т. 81. № 7. С. 3–6.
2. *Перлин Е.Ю., Попов А.А.* Псевдотуннельные фотопереходы в гетероструктурах с квантовыми ямами. II. Многофотонные процессы // Оптический журнал. 2014. Т. 81. № 10. С. 3–6.
3. *Rücker H., Molinari E., Lugli P.* Electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional systems // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. № 7. P. 3463–3466.
4. *Nash K.J.* Electron-phonon interactions and lattice dynamics of optic phonons in semiconductor heterostructures // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. № 12. P. 7723–7744.
5. *Trallero-Giner C., Comas F.* Electron-LO-phonon interaction in semiconductor double heterostructures // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. № 9. P. 4583–4588.
6. *Trallero-Giner C., Comas F., Garsia-Moliner F.* Polar optical modes and electron-phonon interaction in semiconductor nanostructures // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. № 3. P. 1755–1759.