

01.4

Резонансный кулоновский захват электронов в глубокую квантовую яму

© Л.В. Данилов, Г.Г. Зегря

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: danleon84@mail.ru

Поступило в Редакцию 25 июля 2012 г.

Исследуется роль кулоновского взаимодействия в процессе захвата электронов в глубокую квантовую яму. На примере трехуровневой квантовой ямы рассмотрены основные механизмы захвата электронов — при взаимодействии с оптическими фотонами и кулоновского взаимодействия между собой, рассчитаны соответствующие вероятности захвата и времена жизни электронов. Также учитывается влияние оже-рекомбинации на распределение носителей заряда в квантовой яме. С учетом этого решена система скоростных уравнений для нестационарного режима и найдены временные зависимости концентраций электронов на основном энергетическом уровне в квантовой яме. Показаны вклады каждого из рассмотренных процессов рекомбинации.

Для анализа процессов кулоновского захвата предлагается рассмотреть гетероструктуру с глубокой квантовой ямой $\text{AlSb}/\text{InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}/\text{AlSb}$. Ранее для данной структуры были подробно изучены процессы оже-рекомбинации (ОР) неравновесных носителей заряда [1], а также вычислены основные пороговые характеристики ИК-лазера на ее основе [2]. Оже-рекомбинация оказывает существенное влияние на рабочие характеристики лазера — увеличение тока накачки, снижение эффективности излучения. Особое значение ОР имеет для узкозонных полупроводников, где становится преобладающим процессом рекомбинации носителей заряда. В указанных работах были установлены условия, при которых скорость безызлучательной ОР имеет наименьшее значение. Эффективность захвата носителей заряда также оказывает непосредственное влияние на величину пороговой плотности тока накачки, это отражается коэффициентом захвата или вероятностью захвата. Особо важное значение эффективность захвата имеет для глубоких квантовых ям (КЯ), где основной уровень энергии электрона в яме может отстоять от сплошного спектра на сотни meV . При этом

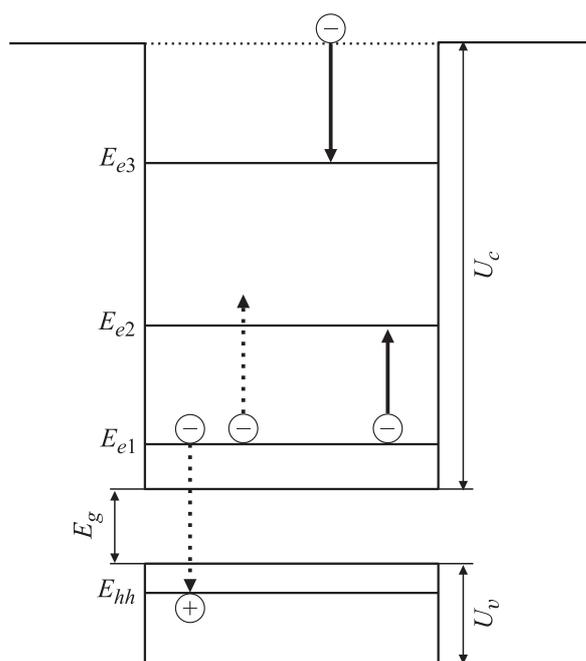


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероструктуры с трехуровневой глубокой квантовой ямой для электронов: сплошными стрелками показан резонансный 4312-процесс кулоновского захвата; пунктирными стрелками показан пороговый СНСС-процесс ОР.

вероятность непосредственного захвата с испусканием оптического фонона значительно снижается. В этом случае конструктивную роль может играть взаимодействие между электронами (дырками).

В основе процесса кулоновского захвата, так же как и ОР, лежит процесс рассеяния носителей заряда при взаимодействии друг с другом. Цель данной работы — установить роль электрон-электронного рассеяния в процессе захвата носителей заряда при их накачке в гетероструктурах. Особый интерес вызывает случай резонансного захвата, когда электрон сплошного спектра в результате кулоновского взаимодействия с электроном, находящимся в основном энергетическом состоянии КЯ, переходит на ближайший к нему энергетический уровень в яме, а

электрон основного состояния КЯ возбуждается во вторую подзону. Скорость такого процесса рассеяния может быть достаточно велика, что способствует более эффективному заполнению квантовой ямы.

На рис. 1 на примере трехуровневой квантовой ямы схематически изображены основные процессы электрон-электронного рассеяния, отвечающие за распределение электронов по энергетическим подзонам КЯ. Пунктирными стрелками показан СНСС-процесс ОР, сплошными — резонансный 4312-процесс кулоновского захвата. Процессы рассеяния принято обозначать набором индексов, соответствующих номерам энергетических подзон квантовой ямы для начальных и конечных состояний, так, например: 4 — состояние сплошного спектра, 3 — третий энергетический уровень размерного квантования, 2 — второй уровень, 1 — основной энергетический уровень в КЯ [3]. Кроме того, на динамику заполнения энергетических уровней КЯ оказывают влияние процессы релаксации энергии электронов при взаимодействии с оптическими фононами, а также межзонная излучательная рекомбинация.

Для резонансного 4312-процесса необходимо выполнение условия $U_c - E_{e3} = E_{e2} - E_{e1}$. Расчет энергетического спектра на основании четырехзонной модели Кейна [4] показывает, что для нашей структуры данное условие выполняется при ширине квантовой ямы 12.3 нм.

Таким образом, система скоростных уравнений для рассматриваемого случая резонансного кулоновского захвата имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= -C_{ee}^{4312} n_4 n_1 - 2C_a^{CHCC} n_1^2 p - \frac{n_1}{\tau_r} + \frac{n_2}{\tau_{1,2}}, \\ \frac{dn_2}{dt} &= C_{ee}^{4312} n_4 n_1 + C_a^{CHCC} n_1^2 p + \frac{n_3}{\tau_{2,3}} - \frac{n_2}{\tau_{1,2}}, \\ \frac{dn_3}{dt} &= C_{ee}^{4312} n_4 n_1 + \frac{n_4}{\tau_{3,4}} - \frac{n_3}{\tau_{2,3}}, \end{aligned} \quad (1)$$

C_a^{CHCC} — коэффициент СНСС-процесса ОР [4]; p — концентрация дырок; τ_r — время излучательной рекомбинации электронно-дырочной пары (для нашей структуры $\tau_r \sim 10^{-9}$ s); $\tau_{i,f}$ — время релаксации с испусканием оптического фонона при переходе электрона с уровня f на уровень i . Напомним, что под индексом 4 здесь понимается начало сплошного спектра.

Здесь мы ввели величину C_{ee}^{ijmn} , которая имеет смысл коэффициента кулоновского захвата электронов на соответствующий энергетический

уровень (уровень — j). Данная величина зависит от параметров КЯ и определяется выражением

$$C_{ee}^{ijmn} = G_{ee}^{ijmn} / n_i n_m, \quad (2)$$

где n_i, n_m — двумерные концентрации носителей в начальных состояниях.

Скорость захвата согласно теории возмущений по электрон-электронному взаимодействию определяется выражением

$$G_{ee}^{ijmn} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}_k} |M_{ee}|^2 f_i f_m (1 - f_j)(1 - f_n) \delta(E_j + E_n - E_i - E_m), \quad (3)$$

E_k — полная энергия электрона с продольным волновым вектором \mathbf{q}_k , δ -функция здесь отражает закон сохранения энергии при переходе.

Матричный элемент в импульсном представлении имеет вид

$$M_{ee} = \frac{4\pi e^2}{\kappa_0} \int \frac{I_{ij}(q_z) I_{mn}(q_z)}{(\mathbf{q}_m - \mathbf{q}_n)^2 + q_z^2} \frac{dq_z}{2\pi} \delta_{\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j, \mathbf{q}_m - \mathbf{q}_n}, \quad (4)$$

\mathbf{q}_k — волновой вектор состояния k в плоскости квантовой ямы, $k = 1, 2, 3, 4$; q_z — модуль переданного при взаимодействии волнового вектора в направлении z , перпендикулярном гетерогранице; κ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость. Символ Кронекера отвечает за закон сохранения продольной составляющей импульса электрона. Интеграл $I_{if}(q_z)$ характеризует перекрытие волновых функций электрона на уровнях i и f :

$$I_{if}(q_z) = \int \psi_f(z)^* \exp(-iq_z z) \psi_i(z) dz, \quad (5)$$

f_i и f_m — функции распределения электронов в начальном состоянии, а f_j и f_n — в конечном состоянии.

Следует отметить, что функции распределения введены для каждой подзоны в отдельности. Такое допущение правомерно, поскольку внутриподзонные процессы релаксации протекают значительно быстрее, чем межподзонные. Поэтому в любой момент времени распределение электронов внутри подзоны можно считать квазиравновесным. Функциями распределения возбужденных носителей f_j, f_n в дальнейшем будем пренебрегать.

Для невысоких концентраций носителей заряда (менее 10^{11} см^{-2}) функции распределения можно считать бoльцмановскими

$$f_k(q_k) = \frac{n_k}{N_c} \exp\left(-\frac{\hbar^2 q_k^2}{2m_c k_B T}\right), \quad (6)$$

$N_c = m_c k_B T / \pi \hbar^2$ — двумерная плотность состояний.

Подставляя выражения (6) и (4) в (3), заменяя суммирование интегрированием и используя свойства δ -функции, получаем для коэффициента захвата

$$\begin{aligned} C_{ee}^{ijmn} &= \frac{m_e e^4}{4\pi^4 \kappa_0^2 \hbar^3 N_c^2} \iiint \left| \int \frac{I_{ij}(q_z) I_{mn}(q_z)}{\mathbf{q}_i^2 + \mathbf{q}_j^2 - 2\mathbf{q}_i \mathbf{q}_j \cos \gamma + q_z^2} dq_z \right|^2 \\ &\times \frac{\mathbf{q}_i \mathbf{q}_j Q(\mathbf{q}_i, \mathbf{q}_j)}{q_j \cos(\gamma - \alpha) - \mathbf{q}_i \cos \alpha} \exp\left(-\frac{\hbar^2 \mathbf{q}_i^2}{2m_c k_B T}\right) \\ &\times \exp\left(-\frac{\hbar^2 Q(\mathbf{q}_i, \mathbf{q}_j)^2}{2m_c k_B T}\right) d\mathbf{q}_i d\mathbf{q}_j d\alpha d\gamma, \end{aligned} \quad (7)$$

$$Q(\mathbf{q}_i, \mathbf{q}_j) = \frac{\mathbf{q}_j^2 - \mathbf{q}_i \mathbf{q}_j \cos \gamma - \frac{m_c}{\hbar^2} \Delta_{ee}}{\mathbf{q}_j \cos(\gamma - \alpha) - \mathbf{q}_i \cos \alpha}, \quad (8)$$

здесь $\Delta_{ee} = E_{ei} + E_{em} - E_{ej} - E_{en}$, α и γ — углы между векторами \mathbf{q}_i , \mathbf{q}_m и \mathbf{q}_i , \mathbf{q}_j соответственно.

Обратное время электрон-фононного взаимодействия определяется из выражения [5]

$$\begin{aligned} \tau_{i,f}^{-1} &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{q_e} \sum_{q_p} |C_{e-p}|^2 |I_{if}(q_{p\perp})|^2 \delta_{q_p, q_{ci} - q_{cf}} \\ &\times \delta \left[E_{ei} + \frac{\hbar^2 q_{ci}^2}{2m_c} - E_{ef} - \frac{\hbar^2 q_{cf}^2}{2m_c} - \hbar\omega_0 \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где C_{e-p} — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия:

$$|C_{e-p}|^2 = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_0}{V(q_{p\parallel}^2 + q_{p\perp}^2) \kappa}, \quad \frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\kappa_\infty} - \frac{1}{\kappa_0}, \quad (10)$$

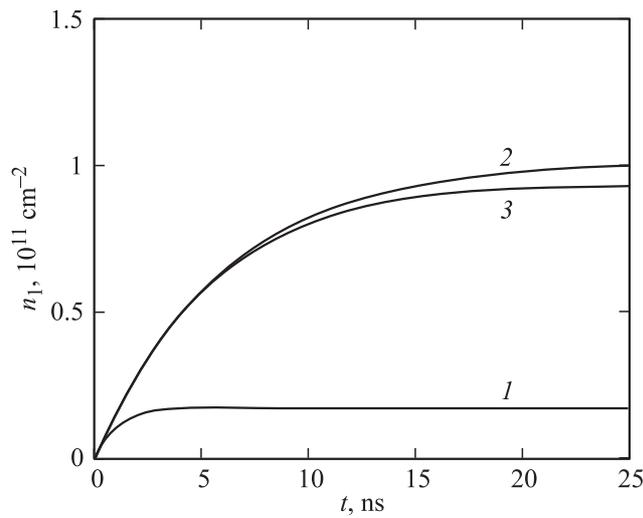


Рис. 2. Временная зависимость концентрации электронов в основном энергетическом состоянии квантовой ямы: 1 — заполнение основного уровня энергии за счет электрон-фононного захвата; 2 — заполнение основного уровня энергии за счет электрон-фононного и резонансного кулоновского захвата; 3 — учет порогового СНСС-процесса оже-рекомбинации.

V — нормировочный объем; $q_{p\parallel}$ и $q_{p\perp}$ — компоненты волнового вектора фонона, параллельные и перпендикулярные плоскости квантовой ямы; q_c — компонента волнового вектора электрона, лежащая в плоскости ямы; κ_∞ и κ_0 — высоко- и низкочастотные диэлектрические проницаемости кристалла, $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона.

Расчет для ширины ямы $a = 12.3$ nm дает следующие значения для коэффициентов и времен рекомбинации: $C_{ee}^{4312} = 7.2$ cm²/s, $C_a^{CHCC} = 6 \cdot 10^{-16}$ cm⁴/s, $\tau_{3,4} = 6.6$ ps, $\tau_{2,3} = 12$ ps, $\tau_{1,2} = 9$ ps. Концентрацию дырок p согласно условию электронейтральности можно считать равной n_1 . Концентрация n_4 входит в систему (1) в качестве параметра, связанного с плотностью тока накачки $J \sim n_4/a$. Систему (1) решаем численным методом с начальными условиями $n_{1,2,3} = 0$, при этом параметр n_4 выбирается из условия достижения концентрации n_1 в стационарном режиме значения 10^{11} cm⁻².

Кривые на рис. 2 демонстрируют вклады, вносимые каждым из трех рассмотренных процессов рекомбинации, при заполнении основной подзоны квантовой ямы. Так, видно, что учет только электрон-фононного взаимодействия (кривая 1) не способен объяснить достигнутых значений концентраций. В данном случае основную роль играет резонансный 4312-процесс кулоновского захвата (кривая 2). Поскольку при данной ширине ямы имеет место соотношение $E_{el} = E_g + E_{hh} \approx E_{e2} - E_{e1}$, СНСС-процесс ОР является пороговым с минимально возможным импульсом тяжелой дырки

$$q_{th} \approx \sqrt{\frac{2m_c}{\hbar^2} \Delta_{eh}}, \quad (11)$$

где $\Delta_{eh} = E_{e1} + E_g + E_{hh} - E_{e2} + E_{e1}$.

Как можно видеть, ОР вносит деструктивный вклад, незначительно понижая концентрацию электронов (кривая 3).

Таким образом, в ходе теоретического исследования механизмов рекомбинации носителей заряда в гетероструктуре с глубокой квантовой ямой мы выяснили, что эффективность заполнения квантовой ямы сильно зависит от ее параметров, в частности от ширины ямы. При определенном ее значении можно добиться резкого повышения эффективности заполнения за счет резонансного кулоновского захвата. Этот результат имеет важное значение для проектирования лазеров на основе подобных структур.

Список литературы

- [1] Данилов Л.В., Зегря Г.Г. // ФТП. 2008. Т. 42. С. 566.
- [2] Данилов Л.В., Зегря Г.Г. // ФТП. 2008. Т. 42. С. 573.
- [3] Зерова В.Л., Воробьев Л.Е., Зегря Г.Г. // ФТП. 2003. Т. 38. С. 716.
- [4] Зегря Г.Г., Полковников А.С. // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. С. 1491.
- [5] Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А., Тулупенко В.Н., Леденцов Н.Н., Копьев П.С., Устинов В.М., Шерняков Ю.М., Алферов Ж.И. // УФН. 1999. Т. 169. С. 459.