

Электрон-электронное рассеяние в ступенчатых квантовых ямах

© В.Л. Зерова[†], Л.Е. Воробьев, Г.Г. Зебря*

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 29 октября 2003 г. Принята к печати 3 ноября 2003 г.)

Предложен метод расчета вероятности межподзонного электрон-электронного рассеяния в квантовых ямах сложной формы. Численные значения получены для ступенчатых квантовых ям InGaAs/AlGaAs. Установлены основные механизмы электрон-электронного рассеяния, наиболее сильно влияющие на межподзонную инверсию населенности в лазерной структуре.

1. Введение

Работа лазеров и детекторов среднего инфракрасного (ИК) диапазона на базе полупроводниковых квантовых ям (КЯ) основана на межподзонных переходах носителей заряда, вероятность которых во многом определяется параметрами квантовых ям. КЯ сложной формы перспективны для создания оптоэлектронных приборов, поскольку с их помощью легче конструировать структуры с необходимыми временами релаксации. Период структуры с КЯ сложной формы состоит из нескольких слоев полупроводников, имеющих разную ширину запрещенной зоны. Задавая последовательность и состав слоев, можно управлять величинами скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации. Возможность получения межподзонной инверсии населенности в лазерах на КЯ определяется главным образом соотношением скоростей различных безызлучательных межподзонных переходов. Среди них при высоких концентрациях неравновесных электронов основную роль могут играть процессы электрон-электронного ($e-e$) рассеяния [1,2].

В настоящей работе предложен метод расчета вероятности межподзонного $e-e$ рассеяния в КЯ сложной формы конечной глубины. При этом волновые функции электронов построены в рамках модели Кейна [3]. Метод использован для расчетов вероятностей рассеяния в ступенчатых КЯ InGaAs/AlGaAs. В исследуемых структурах установлены виды $e-e$ процессов, наиболее сильно влияющие на межподзонную инверсию населенности, и проведен расчет вероятностей основных межподзонных $e-e$ процессов. Показано, что оптимизация параметров КЯ сложной формы в данных гетероструктурах позволяет избежать разрушения инверсии населенности вследствие $e-e$ взаимодействия.

2. Объект исследования

Расчет скорости межподзонных $e-e$ процессов в КЯ сложной формы проведем на примере гетероструктуры, предложенной в работе [4] (рис. 1). Специальная форма

КЯ обеспечивает большое время жизни электронов на третьем уровне $e3$ по отношению к межподзонному рассеянию с эмиссией оптических фононов. Время жизни на втором уровне $e2$ мало из-за сильного перекрытия волновых функций электронов уровней $e2$ и $e1$. Вероятность захвата инжектируемых электронов на уровень $e3$ много больше, чем на $e2$. Поэтому при инжекции электронно-дырочных пар между уровнями $e3$ и $e2$ появляется инверсия заселенности. С ростом тока концентрация электронов на уровне $e1$ перестанет увеличиваться, если возникнет стимулированное межзонное излучение. Тем не менее пороговая концентра-

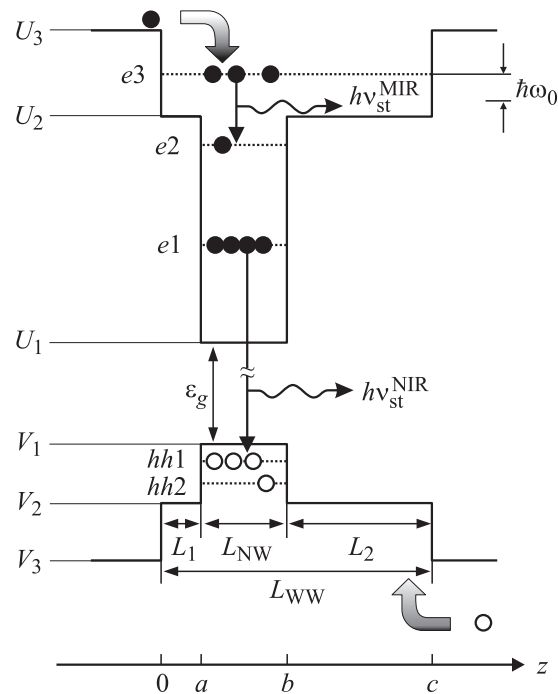


Рис. 1. Квантовая яма сложной формы. Схематическое изображение ступенчатых потенциалов $U_c(z)$ и $V_v(z)$ c- и v-зон и уровней энергии электронов $e1, e2, e3$ и тяжелых дырок $hh1, hh2$. $h\nu_{st}^{MIR}$ — энергия межподзонного стимулированного излучения среднего ИК диапазона (mid infrared, MIR); $h\nu_{st}^{NIR}$ — энергия межзонного стимулированного излучения ближнего ИК диапазона (near infrared, NIR); $\hbar\omega_0$ — энергия полярного оптического фонона.

[†] E-mail: VZerova@rphf.spbstu.ru

ция электронов на нижнем уровне, необходимая для начала генерации межзонного излучения, может быть достаточно большой. Вследствие этого вероятность межподзонного $e-e$ рассеяния может оказаться сравнимой с вероятностью межподзонного электрон-фононного рассеяния, что уменьшит степень внутризонной инверсной заселенности уровней $e3$ и $e2$.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния межподзонного $e-e$ рассеяния на внутризонную инверсию населенности. Хотя рассмотрение ведется для конкретной гетероструктуры, принцип расчета скорости $e-e$ рассеяния носит общий характер и может быть использован в других типах гетероструктур с КЯ.

3. Волновые функции в модели Кейна

Как уже было установлено для объемных оже-процессов, волновые функции носителей заряда необходимо вычислять в многозонном приближении [5]. При этом эффективный гамильтониан должен учитывать подмешивание $|\mathbf{p}\rangle$ -состояний дырок к электронным $|s\rangle$ -состояниям. Указанная особенность энергетического спектра и волновых функций электронов в КЯ хорошо описывается моделью Кейна [3]. В рамках этой модели базисные волновые функции дна зоны проводимости выбираются в виде блоховских функций $|s\rangle$ - и $|\mathbf{p}\rangle$ -типа с угловым моментом соответственно 0 и 1 (ось z направлена перпендикулярно плоскости КЯ). Волновая функция электронов есть суперпозиция базисных состояний:

$$\psi_c(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r})|s\rangle + \mathbf{v}(\mathbf{r})|\mathbf{p}\rangle, \quad (1)$$

где $u(\mathbf{r})$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r}) \equiv (v_x(\mathbf{r}), v_y(\mathbf{r}), v_z(\mathbf{r}))$ — плавные огибающие блоховских функций. Вблизи точки Γ система уравнений для огибающих в сферическом приближении имеет вид

$$\begin{cases} \left[\varepsilon - \frac{\varepsilon_g}{2} - U_c(z) \right] u(\mathbf{r}) - \gamma \hat{\mathbf{k}} \mathbf{v}(\mathbf{r}) = 0, \\ \left[\varepsilon + \frac{\varepsilon_g}{2} + V_v(z) \right] \mathbf{v}(\mathbf{r}) - \gamma \hat{\mathbf{k}} u(\mathbf{r}) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь ε — энергия, отсчитываемая от середины запрещенной зоны узкозонного полупроводника $\varepsilon_g/2$ (см. рис. 1); $\hat{\mathbf{k}} = -i\hat{\nabla}$; $U_c(z)$ и $V_v(z)$ — высоты гетеробарьеров для электронов и дырок соответственно; γ — кейновский матричный элемент. Мы будем использовать приближение $\gamma = \text{const}$, что является хорошим приближением для полупроводниковых гетероструктур на основе соединений $A^{III}B^V$. Система (2) соответствует системе уравнений, используемой в работе [6]. Однако в отличие от [6] система (2) не содержит слагаемых, описывающих спин-орбитальное взаимодействие. Кроме того, в (2) отсутствует слагаемое, описывающее состояния тяжелых дырок, учет которых при вычислении волновых функций электронов есть превышение точности в рамках метода огибающих волновых функций [7].

Для гетероструктуры типа I с КЯ сложной формы потенциалы c - и v -зоны имеют ступенчатый вид (рис. 1):

$$U_c(z) = \begin{cases} U_1 & \text{при } a < z < b, \\ U_2 & \text{при } 0 < z < a, \quad b < z < c, \\ U_3 & \text{при } z < 0, \quad z > c. \end{cases} \quad (3)$$

$$V_v(z) = \begin{cases} V_1 & \text{при } a < z < b, \\ V_2 & \text{при } 0 < z < a, \quad b < z < c, \\ V_3 & \text{при } z < 0, \quad z > c. \end{cases} \quad (4)$$

Волновые функции электронов, определяемые из системы (2), должны удовлетворять следующим граничным условиям. На каждой гетерогранице ($z = 0, a, b, c$) компоненты u и v_z должны быть непрерывны [7]:

$$u^> = u^<, \quad v_z^> = v_z^<, \quad (5)$$

где верхние индексы $<$ и $>$ при компонентах u и v_z обозначают значения этих компонент слева и справа от гетерограницы соответственно. Компоненты волновой функции электронов, параллельные гетерогранице, — v_x и v_y — претерпевают разрыв.

В КЯ сложной формы область локализации электрона в зависимости от его энергии может охватывать как один слой гетероструктуры, так и несколько. Например, при увеличении энергии электрона, находящегося вблизи дна КЯ в области $a < z < b$ до значений $\varepsilon > U_2$, границы КЯ скачкообразно меняются. Области $0 < z < a$ и $b < z < c$ являются областями барьера для электрона с энергией

$$U_1 + \frac{\varepsilon_g}{2} < \varepsilon < U_2 + \frac{\varepsilon_g}{2}$$

и область КЯ для

$$U_2 + \frac{\varepsilon_g}{2} < \varepsilon < U_3 + \frac{\varepsilon_g}{2}.$$

Поэтому в разных областях пространства и при разных энергиях уравнения Кейна и их решения могут определяться различными значениями потенциалов и эффективных масс.

Решение системы уравнений (2) будем искать в универсальном виде линейной комбинации экспонент с разными амплитудами:

$$u = [A_1 \exp(i\kappa_i z) + A_2 \exp(-i\kappa_i z)] \exp(i\mathbf{q}\rho),$$

$$v_z = -i\lambda_i [A_1 i\kappa_i \exp(i\kappa_i z) - A_2 i\kappa_i \exp(-i\kappa_i z)] \exp(i\mathbf{q}\rho), \quad (6)$$

где параметры

$$\lambda_i = \frac{\gamma}{\varepsilon + \frac{\varepsilon_g}{2} + V_i}$$

и компоненты

$$\kappa_i = \sqrt{\frac{2m_i}{\hbar^2} \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon_g}{2} - U_i \right)}$$

определяются потенциалами V_i и U_i и эффективными массами m_i в i -области; A_1 и A_2 — неизвестные коэффициенты. Компоненты κ_i волнового вектора $\mathbf{\kappa} = (\mathbf{q}, \kappa)$

будем изначально предполагать комплексными, однако в областях КЯ они автоматически окажутся вещественными, а в областях барьера — мнимыми.

Волновые функции электронов в областях i будут иметь вид

$$\psi_{ci}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{q}\rho) \begin{bmatrix} A_1 \exp(i\kappa_i z) + A_2 \exp(-i\kappa_i z) \\ \lambda_i q_x [A_1 \exp(i\kappa_i z) + A_2 \exp(-i\kappa_i z)] \\ \lambda_i q_y [A_1 \exp(i\kappa_i z) + A_2 \exp(-i\kappa_i z)] \\ \lambda_i \kappa_i [A_1 \exp(i\kappa_i z) - A_2 \exp(-i\kappa_i z)] \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Неизвестные коэффициенты A_j можно найти из системы уравнений, получающейся при подстановке выражения (6) в граничные условия (5) на каждой из гетерограниц. Так как λ_i и κ_i зависят от энергии ε , определяемые коэффициенты A_j являются функциями энергии ε . Подставляя найденные зависимости $A_j(\varepsilon)$ в систему и приравняв к нулю ее определитель, получаем трансцендентное уравнение относительно энергии. Определенная из этого уравнения зависимость $\kappa_i(\varepsilon)$ используется при нахождении энергетического спектра электронов.

Используя систему уравнений (2) и учитывая зависимость компонент $u(\mathbf{r})$ и $v(\mathbf{r})$ от координаты, получаем, что спектр энергий электронов в плоскости квантово-размерного слоя $\varepsilon_c(\mathbf{q})$ можно определить из уравнения

$$\left(\varepsilon_c + \frac{\varepsilon_g}{2} + V_v(z) \right) \left(\varepsilon_c - \frac{\varepsilon_g}{2} - U_c(z) \right) = \gamma^2 (\mathbf{q}^2 + \kappa^2(\varepsilon_c)). \quad (8)$$

Рассмотренный способ нахождения волновых функций и энергетического спектра электронов в КЯ сложной формы основан на применении модели Кейна к каждому из квантово-размерных слоев. Предложенный способ является более универсальным и одновременно более простым для квантовых ям сложной формы, чем описываемые в литературе способы соответствующих расчетов для прямоугольных КЯ.

4. Скорость межподзонного электрон-электронного рассеяния

Рассмотрим $e-e$ процессы, происходящие в гетероструктуре со ступенчатыми КЯ. Электрон-электронные столкновения могут как уменьшать, так и увеличивать межподзонную инверсию заселенности электронами в КЯ. Снижает инверсию $e-e$ процесс, при котором электрон из подзоны $e3$ переходит в подзону $e2$ (рис. 2). Наиболее вероятно этот переход осуществляется при взаимодействии электрона подзоны $e3$ с электроном нижней подзоны $e1$, так как концентрация электронов на нижнем уровне максимальна. При этом электрон нижней подзоны увеличивает свою энергию в пределах этой же подзоны, так как энергетическое расстояние между первой и второй подзонами велико.

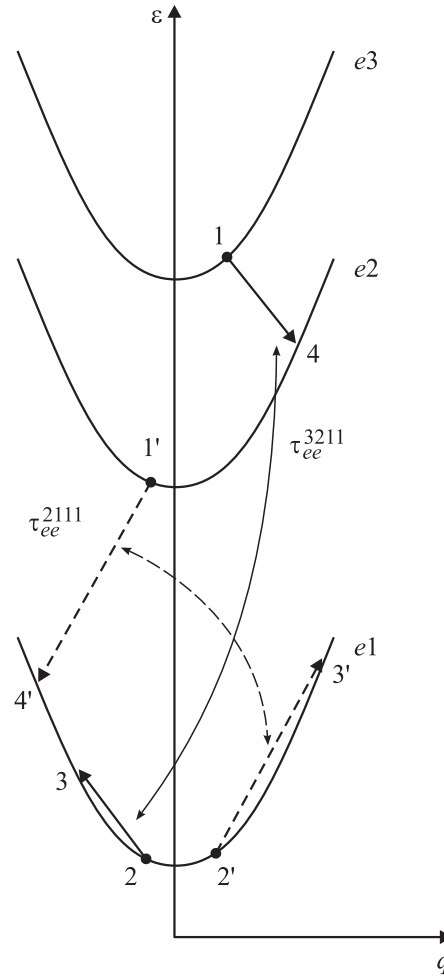


Рис. 2. Основные электрон-электронные процессы в ступенчатой квантовой яме, влияющие на межподзонную инверсию заселенности. Цифрами $i = 1, 2, 3, 4$ обозначены начальные и конечные состояния электрона для перехода 3211, цифрами $i' = 1', 2', 3', 4'$ — для перехода 2111.

Будем обозначать такой процесс индексом 3211 (по номерам подзон начального и конечного состояний двух электронов). Аналогичные процессы, приводящие к переходу $e2 \rightarrow e1$ (2111), опустошают уровень $e2$ и, следовательно, усиливают инверсию. Другие процессы межподзонного $e-e$ рассеяния менее существенны [2].

Матричный элемент кулоновского $e-e$ взаимодействия может быть использован без учета экранирования, так как для КЯ GaAs с заданными параметрами при температурах $T = 80-300$ К процессы экранирования слабо влияют на вероятность рассеяния [8]:

$$M_{ee} = \frac{4\pi e^2}{2\pi\epsilon_0} \int_{q_z} \frac{I^{14}(q_z) I^{23}(q_z)}{(\mathbf{q}_3 - \mathbf{q}_2)^2 + q_z^2} \delta_{q_1 - q_4, q_3 - q_2} dq_z. \quad (9)$$

Здесь \mathbf{q}_i — волновой вектор электрона в состоянии i ($i = 1, 2, 3, 4$) в плоскости КЯ (см. рис. 2); q_z — модуль переданного при взаимодействии волнового вектора в направлении z , перпендикулярном гетерогранице;

e — заряд электрона; ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника; интегралы $I^{14}(q_z)$ и $I^{23}(q_z)$ определяются перекрытием огибающих волновых функций электронов $\psi_{qi}(z)$ в z -направлении в состояниях с волновыми векторами q_i :

$$\begin{aligned} I^{14}(q_z) &= \int \psi_{q_1}^*(z) \psi_{q_4}(z) e^{iq_z z} dz, \\ I^{23}(q_z) &= \int \psi_{q_2}^*(z) \psi_{q_3}(z) e^{-iq_z z} dz. \end{aligned} \quad (10)$$

Символ Кронекера в (9) выражает закон сохранения продольной компоненты волнового вектора:

$$\mathbf{q}_4 + \mathbf{q}_3 = \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_1. \quad (11)$$

В рамках 1-го порядка теории возмущений по $e-e$ взаимодействию скорость оже-процессов имеет вид

$$\begin{aligned} G_{ee} &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3, \mathbf{q}_4} |M_{ee}|^2 f(\mathbf{q}_1) f(\mathbf{q}_2) [1 - f(\mathbf{q}_3)] \\ &\times [1 - f(\mathbf{q}_4)] \delta(\varepsilon_{q_1} + \varepsilon_{q_2} - \varepsilon_{q_3} - \varepsilon_{q_4}), \end{aligned} \quad (12)$$

где $f(\mathbf{q}_i)$ — функция распределения по энергии электрона с волновым вектором \mathbf{q}_i ; ε_{q_1} и ε_{q_2} — энергии начальных; ε_{q_3} и ε_{q_4} — энергии конечных состояний; суммирование ведется по всем начальным и конечным состояниям электронов. Закон дисперсии вблизи дна подзон будем считать параболическим.

В стационарных условиях работы лазера инжектируемые носители распределяются по подзонам в соответствии с временами межподзонной релаксации. При высоких уровнях инжекции функцию распределения электронов можно считать квазиравновесной внутри каждой отдельной подзоны, если времена межподзонной релаксации значительно превышают времена внутриподзонной релаксации [9]. Внутриподзонная релаксация энергии электронов происходит за счет эмиссии оптических и акустических фононов, а также за счет быстрых ($\sim 10^{-12}$ с) процессов $e-e$ рассеяния с участием оптических фононов [10–12]. Таким образом, можно считать, что за время, меньшее времени межподзонной релаксации, электроны каждой из подзон оказываются в квазиравновесном состоянии со средней энергией, близкой к $k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана, T — температура решетки).

Если концентрация инжектируемых носителей достаточно велика ($n_s > 10^{11} \text{ см}^{-2}$), то функции распределения электронов в каждой из подзон можно считать больцмановскими с температурой решетки [10]:

$$\begin{aligned} f(q_1) &= \frac{n_i}{N_c} \exp\left(-\frac{\hbar^2 q_1^2}{2m_1 k_B T}\right), \\ f(q_2) &= \frac{n_1}{N_c} \exp\left(-\frac{\hbar^2 q_2^2}{2m_1 k_B T}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь n_1 и n_i ($i = 2$ и 3 соответственно для переходов 2111 и 3211) — концентрации электронов в

подзонах, состояния электронов в которых описываются волновыми векторами \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 соответственно; $N_c = m_1 k_B T / \pi \hbar^2$ — двумерная приведенная плотность состояний.

Как видно из (9), вероятность кулоновского взаимодействия двух электронов тем выше, чем меньше модуль переданного при взаимодействии волнового вектора. Однако при $e-e$ процессах типа 3211 и 2111 переход с передачей малого волнового вектора может происходить только с передачей большой энергии — порядка расстояния между подзонами $\Delta \gg k_B T$. В этом случае закон сохранения энергии может быть выполнен только для электронов с начальной энергией $\varepsilon_{q_2} \approx \Delta$, количество которых невелико.

Таким образом, рассматриваемые оже-процессы наиболее вероятны при некоторых промежуточных значениях энергии и волновых векторов, переданных при взаимодействии:

$$k_B T \ll \varepsilon_{q_3} - \varepsilon_{q_2} \leq \Delta, \quad (14)$$

$$q_T \ll |\mathbf{q}_3 - \mathbf{q}_2| \leq \sqrt{2m_1 \Delta / \hbar^2}. \quad (15)$$

Здесь $q_T = \sqrt{2m_1 k_B T / \hbar^2}$ — величина теплового волнового вектора, Δ — энергетическое расстояние между подзонами, между которыми перераспределяются электроны при конкретном оже-процессе. Для перехода 3211 $\Delta \equiv \Delta_{32}$, для перехода 2111 $\Delta \equiv \Delta_{21}$. Так как среднее значение модулей волновых векторов начальных состояний электронов q_1 и q_2 близко к q_T , оказывается справедливым неравенство

$$|\mathbf{q}_4|, |\mathbf{q}_3| \gg |\mathbf{q}_1|, |\mathbf{q}_2|. \quad (16)$$

Конечные состояния электронов, описываемые волновыми векторами \mathbf{q}_4 и \mathbf{q}_3 , с высокой вероятностью свободны, и соответствующие факторы заполнения в выражении (12) $[1 - f(\mathbf{q}_3)]$ и $[1 - f(\mathbf{q}_4)]$ близки к 1. Кроме того, мы будем использовать приближение

$$q_4^2 \approx q_3^2, \quad (17)$$

которое следует из закона сохранения (11) с учетом неравенства (16).

Для проведения суммирования в (12) по начальным и конечным состояниям перейдем от энергий электронов к модулям соответствующих волновых векторов. Просуммируем сначала по \mathbf{q}_4 , используя δ -символ Кронекера. Оставшиеся суммирования по $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3$ заменим на интегрирование. Благодаря приближению (17) подынтегральная функция не содержит зависимости от углов $\varphi_{12}, \varphi_{13}, \varphi_{23}$ между векторами $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3$, и каждый из интегралов по $\varphi_{12}, \varphi_{13}, \varphi_{23}$ равен 2π .

Далее, с помощью δ -функции проведем интегрирование по q_1 . Так как функция распределения $f(\mathbf{q}_1)$ имеет вид распределения Больцмана, от интегрирования по q_1 удастся перейти к интегрированию по q_1^2 . С учетом (17)

под знаком δ -функции выделим q_1^2 в отдельное слагаемое:

$$\delta(\varepsilon_{q_1} + \varepsilon_{q_2} - \varepsilon_{q_3} - \varepsilon_{q_4}) = \frac{2m_1}{\hbar^2} \delta(q_1^2 - \alpha(q_2, q_3)), \quad (18)$$

$$\alpha(q_2, q_3) = 2q_3^2 - q_2^2 - \frac{2m_1\Delta}{\hbar^2}.$$

Тогда, используя в (9) неравенство $q_3^2 \gg q_2^2$ [см. (16)], подставляя выражения (9), (10) и (18) в (12) и интегрируя по q_1^2 , для скорости оже-процесса получим

$$G_{ee} = \frac{1}{2\hbar(2\pi)^2} \left(\frac{2e^2}{\varepsilon_0} \right)^2 \frac{2m_1}{\hbar^2} \int_{q_2 \min}^{q_2 \max} q_2 dq_2 \int_{q_3 \min}^{q_3 \max} q_3 dq_3 \times \left| \int_{q_z} \frac{I_z^{14}(q_z) I_z^{23}(q_z)}{q_3^2 + q_z^2} dq_z \right|^2 f(\alpha(q_2, q_3)) f(q_2). \quad (19)$$

Найдем пределы интегрирования по q_3 и q_2 . Из вида аргумента δ -функции в (18) следует, что функция $\alpha(q_2, q_3)$ должна совпадать по знаку и по значению с q_1^2 . Так как $q_1^2 \geq 0$, должно быть $\alpha(q_2, q_3) \geq 0$. Воспользовавшись этим неравенством, а также условием $q_3 > q_2$ (см. рис. 2), можно найти нижний предел интегрирования по q_3 . Очевидно, что он является функцией от q_2 :

$$q_{3 \min}(q_2) = \sqrt{\frac{q_2^2}{2} + \frac{m_1\Delta}{\hbar^2}}. \quad (20)$$

Верхний предел интегрирования по q_3 соответствует максимально возможному волновому вектору, передаваемому при переходе электрона из состояния 1 в состояние 4. Его величина должна определяться энергетическим расстоянием между данными подзонами и отсчитываться от начального волнового вектора q_2 :

$$q_{3 \max}(q_2) = q_2 + \sqrt{\frac{2m_1\Delta}{\hbar^2}}. \quad (21)$$

Так как q_2 — модуль волнового вектора электрона с начальным состоянием в основной подзоне, интегрирование по q_2 будем проводить в пределах от $q_{2 \min} = 0$ до $q_{2 \max} = 2q_T$. Из (20) и (21) видно, что предельные значения q_3 действительно оказываются много больше q_2 при $\Delta \gg k_B T$, и используемое в предлагаемой модели приближение (16) является удовлетворительным.

Интегрирования в (19) по q_2 и q_3 , а также по q_z и z , будем проводить численно. Отметим, что в случае бесконечно глубокой прямоугольной КЯ, когда волновая функция сосредоточена в одном квантово-размерном слое, удобно вычислять интеграл по q_z аналитически с использованием теоремы о вычетах.

Зная скорости G_{ee}^{3211} и G_{ee}^{2111} соответственно для процессов 3211 и 2111, можно определить обратные времена релаксации этих процессов:

$$\frac{1}{\tau_{ee}^{3211}} = \frac{G_{ee}^{3211}}{n_3}; \quad \frac{1}{\tau_{ee}^{2111}} = \frac{G_{ee}^{2111}}{n_2}. \quad (22)$$

Из (22) следует, что зависимость обратных времен релаксации от концентрации n_i , пороговой для начала генерации межзонного излучения, линейна.

Так как в рассмотренных оже-процессах происходит передача больших волновых векторов [см. (15)], вероятность $e-e$ рассеяния может оказаться незначительной [см. (9)] и не оказать влияния на величину межподзонной инверсии населенности. Зависимость скорости оже-перехода от температуры является слабой и определяется температурной зависимостью функции распределения и предельных значений волновых векторов q_2 и q_3 .

5. Результаты и их обсуждение

Мы рассчитали времена τ_{ee}^{3211} и τ_{ee}^{2111} для ступенчатой КЯ со следующими параметрами [4] (см. рис. 1):

$z < 0$ — область барьера $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$,

$0 < z < a$ — слой $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$ шириной $L_1 = 3.8$ нм,

$a < z < b$ — напряженный слой $\text{In}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$ шириной $L_{\text{NW}} = 6.8$ нм,

$b < z < c$ — слой $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$ шириной $L_2 = 11.4$ нм,

$z > c$ — область барьера $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$.

При этом энергии уровней, отсчитанные от дна КЯ, имеют следующие значения: $\varepsilon_{01} = 60$ мэВ, $\varepsilon_{02} = 229$ мэВ, $\varepsilon_{03} = 345$ мэВ.

На рис. 3 приведены времена τ_{ee}^{3211} и τ_{ee}^{2111} , рассчитанные в интервале температур от 80 до 300 К при концентрации $n_1 \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Эта концентрация близка к пороговой для начала генерации межзонного излучения. Видно, что время τ_{ee}^{3211} достаточно велико по сравнению с τ_{ee}^{2111} (при $T = 80$ К $\tau_{ee}^{3211} \approx 47$ пс, $\tau_{ee}^{2111} \approx 8$ пс). Это сильное различие обеспечивается ступенчатой формой КЯ и связано со слабым перекрытием волновых функций состояний $e3$ и $e2$ и сильным перекрытием волновых функций состояний $e2$ и $e1$. С ростом температуры соотношение времен $\tau_{ee}^{3211} > \tau_{ee}^{2111}$ сохраняется.

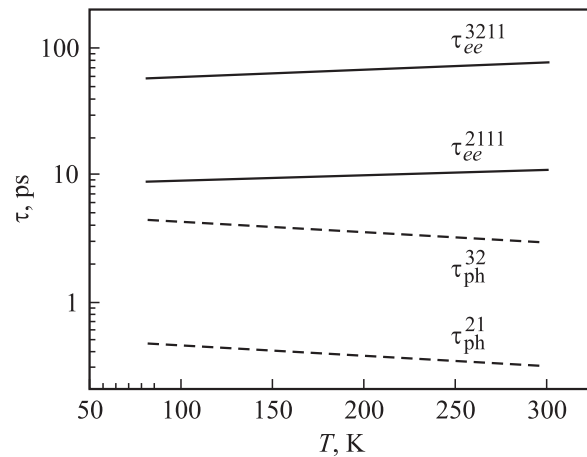


Рис. 3. Температурная зависимость времен основных процессов межподзонной релаксации в ступенчатой квантовой яме при концентрации $n_1 \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошные линии соответствуют $e-e$ рассеянию, штриховые — электрон-фононному рассеянию.

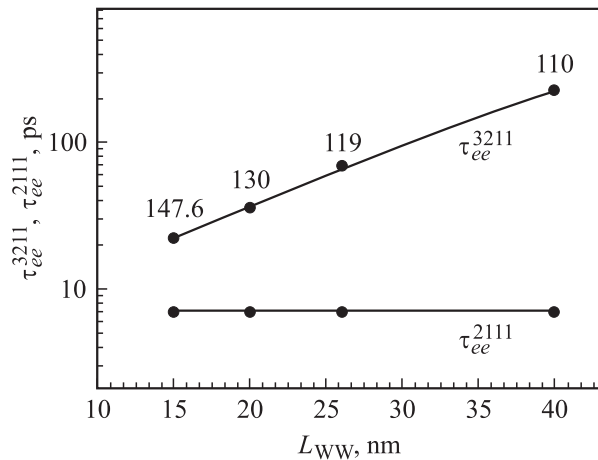


Рис. 4. Зависимость времен τ_{ee}^{3211} и τ_{ee}^{2111} от ширины широкой части квантовой ямы L_{WW} при $T = 300$ К. Точки — расчет, линия — аппроксимация для промежуточных значений L_{WW} , цифры над точками обозначают энергии Δ_{32} в мэВ при заданных значениях L_{WW} .

На этом же рисунке приведены времена основных процессов рассеяния электронов на полярных оптических фононах τ_{ph}^{ij} , соотношение которых определяет возможность получения в КЯ межподзонной инверсии населенности. Видно, что τ_{ee}^{3211} и τ_{ee}^{2111} при концентрации $n_1 \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ значительно больше времен τ_{ph}^{32} и τ_{ph}^{21} с эмиссией оптических фононов. Это означает, что учет внутризонных оже-процессов при концентрации $n_1 \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ слабо влияет на степень инверсии заселенности, найденной ранее в работе [4].

Найденные значения τ_{ee}^{3211} и τ_{ee}^{2111} согласуются с расчетами времен межподзонных оже-процессов, выполненными другими авторами. В частности, оценки, проведенные в работе [2], дают приближенные значения $\tau_{ee}^{32} \approx 50$ пс, $\tau_{ee}^{21} \approx 3$ пс при концентрации электронов $n_1 \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Отметим, что времена τ_{ee}^{3211} и τ_{ee}^{2111} зависят от формы КЯ, определяющей энергетическое расстояние между уровнями и степень перекрытия волновых функций разных подзон. Мы рассчитали эти времена для нескольких вариантов КЯ, отличающихся шириной широкой части L_{WW} сложной ямы. Увеличение L_{WW} происходило за счет увеличения области L_2 (см. рис. 1). Рост L_{WW} приводит к снижению энергии уровня $e3$ и практически не влияет на положение уровней $e2$ и $e1$. В результате энергетическое расстояние Δ_{32} уменьшается, а Δ_{21} почти не изменяется. Зависимость τ_{ee}^{3211} и τ_{ee}^{2111} от L_{WW} и Δ_{32} приведена на рис. 4. В отличие от прямоугольной КЯ увеличение L_{WW} (и, следовательно, уменьшение Δ_{32}) приводит к уменьшению вероятности процесса 3211. Это объясняется более сильным влиянием на вероятность оже-процесса степени перекрытия волновых функций (которая уменьшается), чем энергии перехода. Время τ_{ee}^{2111} почти не изменяется с ростом L_{WW} , поэтому отношение $\tau_{ee}^{3211}/\tau_{ee}^{2111}$ растет, что означает улучшение инверсии населенности. Аналогичным образом ведут

себя времена межподзонного рассеяния на оптических фононах [4].

Однако уменьшение перекрытия волновых функций приводит к уменьшению не только времен безызлучательных процессов, но и коэффициента усиления. Кроме того, при $L_{WW} > 30$ нм в КЯ появляются дополнительные уровни, на которые захватываются инжектированные электроны, и инверсия заселенности $n_3 - n_2$ резко уменьшается. Поэтому ширина $L_{WW} = 22$ нм оптимальна для получения инверсии заселенности в данной структуре [4].

Величину инверсии заселенности $n_3 - n_2$ при заданном инжекционном токе J можно оценить путем решения системы скоростных уравнений, описывающей концентрации электронов на уровнях КЯ. Мы использовали для расчета систему уравнений, содержащую скорости электрон-фононного и $e-e$ взаимодействия, а также скорости стимулированного межзонного излучения и захвата электронов на уровни КЯ. Инверсия заселенности $n_3 - n_2$ оказывается зависящей от n_1 .

Концентрация n_1 зависит от параметров КЯ, волновода и резонатора. Она соответствует пороговому току для генерации межзонного стимулированного излучения J_{th} и при $J \approx J_{th}$ может быть найдена из системы кинетических уравнений для стационарного случая [4]

$$n_1 \approx \eta J_{th} \tau_{sp}^{v1}, \quad (23)$$

где фактор η определяет потери электронно-дырочных пар в различных областях гетероструктуры, τ_{sp}^{v1} — время спонтанного межзонного излучения.

На рис. 5 представлены рассчитанные значения инверсии заселенности при токах J_{th} , соответствующих концентрации n_1 (23), вариация которой определяется параметрами структуры. Слабое увеличение рассчитанных значений $n_3 - n_2$ с ростом n_1 связано с усилением влияния на инверсию $e-e$ процессов, в то время как вероятности электрон-фононного рассеяния не зависят

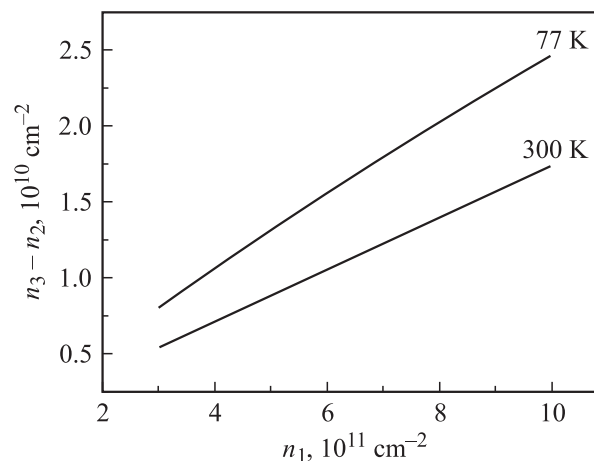


Рис. 5. Инверсия заселенности $n_3 - n_2$ как функция концентрации n_1 , рассчитанная путем решения системы скоростных уравнений для двух температур при токах, близких к пороговому для межзонного стимулированного излучения.

от n_1 . С ростом температуры инверсия заселенности уменьшается вследствие усиления процессов поглощения оптических фононов, однако это уменьшение незначительное.

6. Заключение

В работе проведено исследование влияния межподзонного $e-e$ рассеяния на величину межподзонной инверсии населенности в КЯ сложной формы. Установлено, что процессы $e-e$ рассеяния в КЯ ступенчатой формы слабо влияют на межподзонное рассеяние при концентрации электронов $n_1 < 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и не разрушают инверсию населенности. Предложенная модель расчета $e-e$ процессов в многослойной гетероструктуре построена на основе волновых функций в модели Кейна и может быть использована для расчета $e-e$ рассеяния в квантовых ямах любой формы.

Исследованная температурная зависимость вероятностей $e-e$ процессов, наиболее сильно влияющих на инверсию заселенности, позволяет надеяться, что после оптимизации параметров структуры лазеры данного типа смогут работать при высоких (выше 77 К) температурах.

Список литературы

- [1] W.T. Tsang. In: *Semiconductors and Semimetals, Light-wave Communications Technology*, ed. by W.T. Tsang (Academic Press, 1985) v. 22.
- [2] P. Kinsler, P. Harrison, R.W. Kelsall. *Phys. Rev. B*, **58**, 4771 (1998).
- [3] E.O. Kane. *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 249 (1957).
- [4] A. Kastalsky, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.L. Zerova, E. Towe. *IEEE. J. Quant. Electron.*, **37**, 1356 (2001).
- [5] Б.Л. Гельмонт. *ЖЭТФ*, **75**, 536 (1978).
- [6] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. *ЖЭТФ*, **113**, 1491 (1998).
- [7] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. *ЖЭТФ*, **101**, 327 (1992).
- [8] V.V. Mitin, V.A. Kochelap, M.A. Strosio. *Quantum heterostructures* (Cambridge, University Press, 1999) p. 242.
- [9] S.-C. Lee, I. Calbraith. *Phys. Rev. B*, **55**, R16025 (1997).
- [10] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Е.Л. Ивченко, М.Е. Левинштейн, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. *Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах* (СПб., Наука, 2000).
- [11] C.H. Yang, J.M. Carlson-Swindle, S.A. Lyon, J.M. Worlock. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2359 (1985).
- [12] Б.Л. Гельмонт, Р.И. Лягущенко, И.Н. Ясиевич. *ФТТ*, **14** (2), 533 (1972).

Редактор Т.А. Полянская

Electron-electron scattering in the stepped quantum wells

V.L. Zerova, L.E. Vorobjev, G.G. Zegrya*

St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia
* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We suggest the calculation model for intersubband electron-electron scattering probabilities in special quantum wells. Numerical data for stepped quantum wells InGaAs/AlGaAs were obtained. We found the main kinds of electron-electron scattering processes strongly affecting the intersubband population inversion in the laser structure.