

## ВНУТРИЗОННАЯ ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТИ И УСИЛЕНИЕ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИНЖЕКЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВЫЕ ЯМЫ И КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ

Л.Е.Воробьев<sup>1)</sup>

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

Поступила в редакцию 27 июля 1998 г.

Предложен механизм получения внутризонной инверсии населенности электронов по уровням размерного квантования при инжекции электронно-дырочных пар в  $i$ -область гетероструктуры с квантовыми ямами или точками. Важными деталями механизма являются одновременная генерация межзонного ( $h\nu \approx E_g$ ) излучения ближнего ИК диапазона и наличие "метастабильного" уровня. В квантовых ямах такой уровень удается сформировать, используя слабое перекрытие волновых функций электронов на уровнях квантовой ямы сложной конфигурации и особенности взаимодействия электронов с оптическими фононами в полярных полупроводниках. В квантовых точках такой уровень образуется благодаря эффекту "фононного узкого горла". Проведены оценки коэффициента усиления излучения среднего ИК диапазона при внутризонных оптических переходах электронов.

PACS: 73.61.Ey, 78.66.-w

**1. Введение.** В настоящее время активно ведется поиск явлений и типов структур с квантовыми ямами (QW), в которых возможно получение инверсии населенности (IP) между уровнями размерного квантования электронов в QW (внутризонной IP). Такой интерес вызван необходимостью создания лазеров среднего (MIR,  $\lambda \approx 4...15$  мкм) и дальнего (FIR,  $\lambda > 15$  мкм) ИК диапазонов. Создание обычных инжекционных лазеров на эту область, в которых при инжекции электронно-дырочных пар достигается межзонная IP и излучение вызвано межзонной излучательной рекомбинацией электронов и дырок, наталкивается на трудности принципиального характера из-за роста вероятности Оже-рекомбинации с уменьшением ширины запрещенной зоны  $E_g$ .

Некоторые из предложенных явлений, обеспечивающих внутризонную инверсию населенности электронов в QW, были недавно реализованы при создании лазеров на межподзонных переходах. Это прежде всего явление туннелирования электронов в системе QW в поперечном электрическом поле [1], нашедшее свое воплощение в модифицированном виде в квантовом каскадном лазере [2]. Другое явление, использованное при создании "фонтанного" лазера с оптической накачкой [3], – это переходы электронов между уровнями размерного квантования в асимметричных QW с эмиссией оптического фонона при межуровневой оптической накачке. Особенности вероятности переходов электронов с эмиссией оптических фононов между разными уровнями в туннельно связанных асимметричных QW's были удачно использованы для получения IP и генерации MIR-излучения.

Однако изготовление квантовых каскадных лазеров является сложной технологической задачей, а оптическая накачка снижает интерес к "фонтанным" лазерам.

<sup>1)</sup> e-mail: LVor@phsc2.stu.neva.ru

В настоящей работе рассмотрен механизм инверсии населенности электронов в квантовых ямах и квантовых точках (QD – quantum dot) при инжекции электронов в  $i$ -область гетероструктуры. Описанное ниже явление открывает возможность создания новых MIR лазеров на межуровневых оптических переходах электронов.

Как для QW's, так и для QD's важным условием получения IP является одновременная генерация ближнего (NIR) ИК излучения ( $h\nu \approx E_g$ ) и наличие "метастабильного" уровня. В QW's его удастся сформировать выбором параметров и специальной конфигурации QW (например, в форме прямоугольной воронки). Важную роль играет при этом зависимость вероятности межуровневых переходов электронов с эмиссией поляризационных оптических фононов от степени перекрытия волновых функций разных уровней и от волнового вектора испускаемого фонона. В QD's метастабильный уровень образуется из-за так называемого "phonon bottle-neck" эффекта (эффекта фононного узкого горла).

Хотя рассмотрение ведется для конкретных гетероструктур, принцип получения инверсии населенности носит общий характер и может быть использован для создания IP в других типах гетероструктур с QW.

**2. Внутризонная инверсия населенности в квантовых ямах.** В качестве примера рассмотрим конкретную  $n^+ - i - p^+$ -гетероструктуру с нелегированным  $i$ -слоем  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , содержащим в центре слоя  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  квантовую яму в форме воронки (рис.1а). Слева и справа от QW состав  $x$  плавно увеличивается в пределах слоя от  $x = 0.3$  до  $0.8$ . Узкая часть QW представляет собой слой GaAs толщиной  $L_N = 110 \text{ \AA}$ , широкая часть формируется с помощью двух слоев  $\text{Ga}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$  толщиной  $55 \text{ \AA}$ , так что общая ширина верхней части QW  $L_W = 220 \text{ \AA}$ . Далее слева и справа от QW имеются два слоя  $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  общей шириной примерно  $L = 1000 \text{ \AA}$ , а затем слои  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  общей толщиной  $3 \text{ мкм}$  с составом, меняющимся от  $x = 0.3$  до  $x = 0.8$ , образующие волновод в  $i$ -слое как для излучения MIR, так и NIR диапазонов.

Согласно расчетам, в такой сложной QW яме имеются три уровня размерного квантования с энергиями  $E_1 = 28$ ,  $E_2 = 106$  и  $E_3 = 206 \text{ мэВ}$  (рис.1а). Незначительное увеличение высоты ступеньки в QW (увеличение состава  $x > 0.3$ ) приводит к появлению в QW еще одного уровня, так что квантовая яма с выбранными параметрами близка к резонансной. Отметим, что в надбарьерной области с  $L = 1000 \text{ \AA}$  имеются квазидискретные уровни с энергией квантования и расстоянием между ними примерно  $1 \text{ мэВ}$ .

Инжектированные в  $i$ -область электроны попадают на квазидискретные уровни в надбарьерной области и затем захватываются на уровни QW  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  в результате взаимодействия с оптическими и акустическими колебаниями решетки и при упругом рассеянии на шероховатостях интерфейсов. Будем считать температуру достаточно низкой, чтобы пренебречь тепловым выбросом электронов с уровней QW.

В стационарных (но неравновесных) условиях концентрация электронов на уровнях может быть найдена из системы уравнений, в которой учтены лишь основные процессы:

$$\eta J A_3 - N_3 W_{23} - N_3 W_{13} - N_3 (\tau_{\nu 3}^{sp})^{-1} = 0, \quad (1)$$

$$\eta J A_2 + N_3 W_{23} - N_2 W_{12} - N_2 (\tau_{\nu 2}^{sp})^{-1} = 0, \quad (2)$$

$$\eta J A_1 + N_3 W_{13} + N_2 W_{12} - N_1 (\tau_{\nu 1}^{sp})^{-1} - B_1^{st} N_{\nu} = 0. \quad (3)$$

Здесь  $N_1, N_2, N_3$  – поверхностные концентрации электронов на уровнях 1, 2, 3,  $\tau_{\nu_i}^{sp}$  – время жизни на уровне  $E_i$  по отношению к межзонной излучательной рекомбинации при спонтанных переходах в QW: электрон в зоне проводимости  $\rightarrow$  дырка в валентной зоне.  $N_\nu$  – плотность фотонов,  $B_1^{st}$  – коэффициент пропорциональности. Последний член в уравнении (3) описывает опустошение уровня 1 благодаря стимулированному NIR излучению. Он существен при токе  $J$ , превышающем пороговый ток генерации NIR излучения  $J_{th}$ . При  $J > J_{th}$ , как следует из экспериментальных данных,  $N_\nu \sim (J/J_{th} - 1)$ ;  $\eta$  – коэффициент, учитывающий долю электронов, достигнувших области квантовой ямы;  $A_1, A_2, A_3$  – коэффициенты, определяющие потоки электронов на уровни  $E_1, E_2, E_3$ . Очевидно, что  $A_1 + A_2 + A_3 \simeq 1$ , а соотношение между коэффициентами  $A_i$  определяется вероятностями захвата электронов из надбарьерных квазидискретных уровней на уровни QW;  $W_{ij}$  – вероятности перехода с уровня  $i$  на уровень  $j$  при взаимодействии с оптическими и акустическими фононами и шероховатостями границы. Известно, что в GaAs/AlGaAs QW рассеяние на шероховатостях границы существенно лишь при размерах QW  $L_W < 70 \text{ \AA}$  [4]. Поэтому мы не будем учитывать этот вид рассеяния в нашей QW. Расчеты показывают, что в нашей QW вероятности межподзонных переходов  $W_{ij}$  (так же, как вероятности внутризонного рассеяния  $W_{ii}$ ) с участием акустических фононов много меньше (более чем на порядок) вероятностей рассеяния с эмиссией поляризационных оптических (PO)-фононов. Поэтому далее будем учитывать только процессы с эмиссией PO-фононов, полагая, что  $k_B T \ll \hbar\omega_0$  ( $\hbar\omega_0$  – энергия PO-фононов).

Вероятность перехода из состояния  $E_i(\mathbf{k}_{\perp i})$  в состояние  $E_j(\mathbf{k}_{\perp j})$  ( $\mathbf{k}_{\perp}$  – волновой вектор электрона в направлении, перпендикулярном оси роста структуры) с эмиссией PO-фонона  $\hbar\omega_0$  равна

$$w_{ji}(\mathbf{k}_{\perp i}, \mathbf{k}_{\perp j}) = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{ji}^{PO}|^2 \delta[E_i(\mathbf{k}_{\perp i}) - E_j(\mathbf{k}_{\perp j}) - \hbar\omega_0], \quad (4)$$

где  $M_{ji}^{PO}$  – матричный элемент энергии взаимодействия с поляризационными оптическими колебаниями решетки, а

$$E_{i,j}(\mathbf{k}_{\perp i,j}) = E_{i,j} + \hbar^2 \mathbf{k}_{\perp i,j}^2 / 2m_e.$$

Полная вероятность перехода из состояния  $E_i(\mathbf{k}_{\perp i})$  в подзону  $E_j$  равна

$$W_{ji}(\mathbf{k}_{\perp i}) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}_{\perp j}} \sum_{q_z} |C_q|^2 |J_{ji}(q_z)|^2 \delta_{\mathbf{q}_{\perp}, \mathbf{k}_{\perp j} - \mathbf{k}_{\perp i}} \delta \left[ E_i + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\perp i}^2}{2m_e} - E_j - \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\perp j}^2}{2m_e} - \hbar\omega_0 \right]. \quad (5)$$

Здесь  $C_q$  определяет энергию электрон-фононного взаимодействия:

$$|C_q|^2 = \frac{2\pi e^2 \hbar\omega_0}{V(q_{\perp}^2 + q_z^2) \epsilon^*}, \quad \frac{1}{\epsilon^*} = \frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0}, \quad (6)$$

где  $V$  – нормировочный объем,  $\mathbf{q}_{\perp}, q_z$  – составляющие волнового вектора фонона вдоль слоя и перпендикулярно ему,  $\epsilon_{\infty}$  и  $\epsilon_0$  – высоко- и низкочастотные диэлектрические проницаемости полярного кристалла;  $J_{ji}$  равно

$$J_{ji}(q_z) = \int \Psi_j^*(z) e^{-iq_z z} \Psi_i(z) dz \quad (7)$$

и определяется перекрытием волновых функций на уровнях  $i$  и  $j$ .

Как видно из (5), вероятность рассеяния из подзоны  $E_i$  в подзону  $E_j$  тем больше, чем меньше  $q_{\perp}$  (то есть чем меньше энергетическое расстояние между уровнями  $i$  и  $j$ ) и чем сильнее перекрытие волновых функций уровней  $i$  и  $j$ , а вероятность внутризонных переходов с эмиссией фонана  $W_{ii}$  больше, чем вероятность межподзонных переходов  $W_{ji}$ . Поэтому, попав в результате рассеяния из зоны 3 в зону 2 (рис.1), электрон окажется на дне зоны 2 после двух актов внутризонного рассеяния, а затем из состояний вблизи дна подзоны 2 перейдет в подзону 1, в которой быстро опустится на дно зоны, испустив оптический фотон.

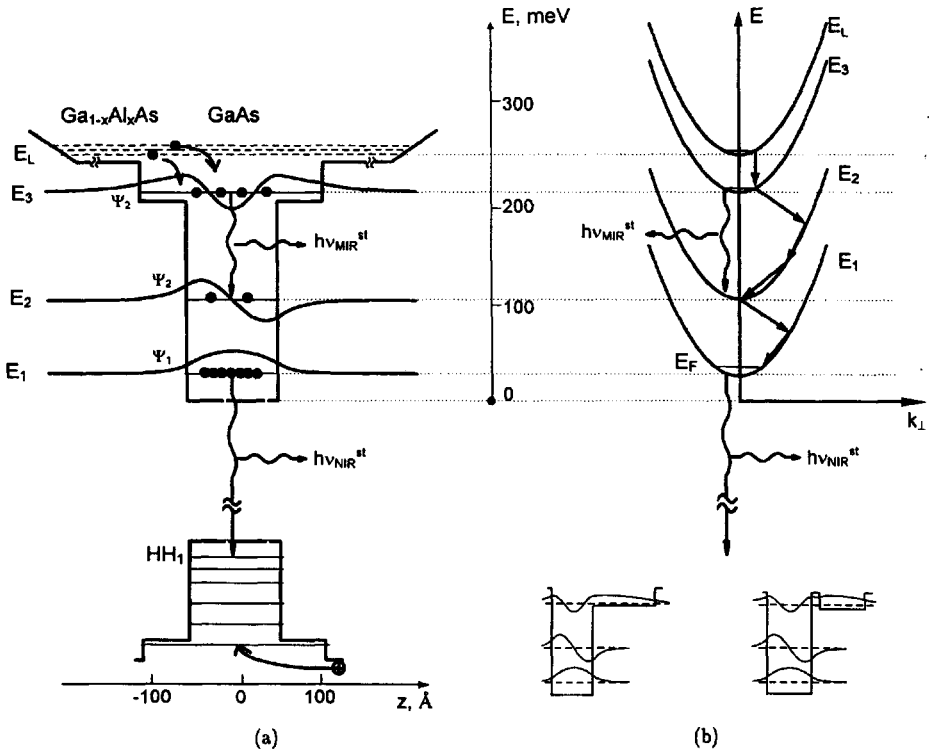


Рис.1. а) Схема переходов в квантовой яме в  $i$ -слое лазерной  $n^+ - i - p^+$  гетероструктуры, положение уровней размерного квантования  $E_i$ , волновые функции электронов. Сплошными и волнистыми стрелками показаны переходы электронов между уровнями с эмиссией фонана и оптические переходы при генерации излучения ближнего (NIR) и среднего (MIR) ИК диапазонов. б) Схема меж- и внутриволновых переходов электронов с эмиссией оптических фотонов. Показаны основные переходы. Вертикальные стрелки обозначают оптические переходы при стимулированном испускании света MIR и NIR диапазонов. Внизу показаны конфигурации квантовых ям, обеспечивающие наименьшее перекрытие волновых функций электронов на верхнем и двух нижних уровнях

Расчет вероятностей по формуле (5) для нашей QW (рис.1а) дает:  $W_{12} = 2 \cdot 10^{12}$ ,  $W_{23} = 4 \cdot 10^{11}$ ,  $W_{13} = 2 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ ,  $A_1 = 0.054$ ;  $A_2 = 0.086$ ;  $A_3 = 0.86$ . Кроме того,  $W_{ii} \gg W_{ij}$ ,  $W_{13}, W_{23} \ll W_{12}$ , а  $A_1, A_2 \ll A_3$ , что связано, согласно (5), (7), со слабым перекрытием волновых функций электронов на уровнях  $E_1$  и  $E_3$ ;  $E_2$  и  $E_3$ ;  $E_L$  и  $E_1$ ;  $E_L$  и  $E_2$  по сравнению с таковым для электронов  $E_1$  и  $E_2$ ;  $E_L$  и  $E_3$ , а также, согласно

(5), (6), меньшим значением волнового вектора фонона  $q_{\perp}$  для переходов  $E_2 \rightarrow E_1$  и  $E_L \rightarrow E_3$  по сравнению с  $q_{\perp}$  для переходов  $E_3 \rightarrow E_1$ ,  $E_3 \rightarrow E_2$ ,  $E_L \rightarrow E_1$ ,  $E_L \rightarrow E_2$  (рис.1а и 1б). Поэтому можно уровень  $E_3$  назвать "метастабильным".

Картина движения электрона по уровням следующая. В результате эмиссии оптического фонона электрон захватывается уровнем  $E_3$  QW (рис.1). Затем, испустив Р0-фонон, электрон оказывается в зоне  $E_2$  и после двух актов внутризонной эмиссии фонона быстро попадает на дно подзоны  $E_2$ . Быстро испустив Р0-фонон, электрон переходит в зону  $E_1$  и, испустив еще один фонон, электрон попадает на дно зоны  $E_1$  в состоянии вблизи квазиуровня Ферми  $E_F$ .

Суммируя уравнения (1), (2) и (3), получим:

$$\eta J \cong N_3(\tau_{\nu 3}^{sp})^{-1} + N_2(\tau_{\nu 2}^{sp})^{-1} + N_1(\tau_{\nu 1}^{sp})^{-1} + B_1^{st} N_{\nu}; \quad (8)$$

$\tau_{\nu 3}^{sp}$ ,  $\tau_{\nu 2}^{sp}$ ,  $\tau_{\nu 1}^{sp}$  примерно равны и вблизи порога ( $J < J_{th}$ )  $N_3, N_2 \ll N_1$ , и последним членом можно пренебречь. Тогда  $J_{th} \cong \eta^{-1} \cdot N_{1th}(\tau_{\nu 1}^{sp})^{-1}$ .

Обычно при высоком уровне инжекции вблизи порога генерации излучательная рекомбинация в GaAs/AlGaAs гетеролазерах является преобладающим видом рекомбинации и  $\tau_{\nu i}^{sp} \simeq 10^{-8} - 10^{-9}$  с. Предположим, что потери излучения таковы, что необходимая для генерации концентрация электронов равна  $N_{1th} = 5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (объемная концентрация  $0.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), а потери  $\eta = 0.5$ . Тогда из (8) пороговый ток оказывается равным примерно  $J_{th} = 180 \text{ А/см}^2$ , что соответствует экспериментально наблюдаемым значениям  $J_{th}$  в лазерах с QW.

При  $J > J_{th}$  основным членом в (8) является последний член. Как уже упоминалось,  $N_{\nu} \sim (J/J_{th} - 1)$ , и можно приближенно считать, что  $B_1^{st} \sim N_1$  [5]. Тогда из (8) получим, что при  $J \gg J_{th}$   $N_1$  не меняется с ростом тока. Это хорошо известный факт: после начала генерации вероятность стимулированного излучения растет с ростом тока из-за увеличения  $N_{\nu}$ , в результате чего концентрация электронов остается близкой к пороговой, несмотря на увеличение с ростом  $J$  числа инжектированных электронно-дырочных пар.

Решив систему уравнений (1) и (2), получим:

$$N_3 - N_2 = \eta J \left( A_3 \frac{W_{12} - W_{23}}{W_{12}(W_{13} + W_{23})} - A_2 W_{12} \right). \quad (9)$$

Отсюда следует, что инверсия населенности возникает, если  $W_{12} > W_{23}$  и  $A_3 > A_2$ , что для QW выбранной конфигурации хорошо выполняется.

Подставив в (9) приведенные выше численные значения вероятностей и коэффициентов  $A_i$ , получим, что  $N_3 - N_2 = 6 \cdot 10^8 \cdot J/J_{th} \text{ см}^{-2}$ .

Отметим, что важным условием достижения IP является генерация NIR излучения. Стимулированное NIR излучение "сбрасывает" электроны с уровня  $E_1$  и при увеличении тока  $J$  поддерживает неизменной концентрацию электронов на уровне  $E_1$ :  $N_1 \cong N_{1th}$  (уровень Ферми при  $N_{1th} = 5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$   $E_F \approx 20 \text{ мэВ}$ ). Если бы NIR стимулированное излучение отсутствовало, то уже при  $J/J_{th} = 10$  концентрация стала бы настолько большой, что ее взаимодействие привело бы к уменьшению IP. Помимо этого, из-за повышения уровня Ферми до значений  $E_F > E_2 - E_1$  электроны оказались бы в зоне  $E_2$ .

Увеличить время жизни электронов на уровне  $E_3$  можно, еще более уменьшив перекрытие волновых функций электронов на уровнях  $E_3$  и  $E_2$ ,  $E_1$ . С этой целью можно использовать асимметричные QW's (рис.1б).

**3. Усиление MIR излучения в квантовых ямах.** Следуя [6], можно найти для коэффициента усиления при прямых оптических переходах между уровнями 3 и 2:

$$\alpha_{32} = \frac{4\pi e^2 (N_3 - N_2) \cos^2 \theta}{cnLW} \omega_{32} |Z_{32}|^2 \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\hbar\omega - \hbar\omega_{32})^2}, \quad (10)$$

где  $Z_{32} = \int \Psi_3^* z \Psi_2 dz$ ;  $\theta$  – угол между осью  $z$  и вектором поляризации волны  $e_\omega$ ,  $\Gamma$  – уширение,  $n$  – показатель преломления. Вычисления для  $Z_{32}$  дают  $Z_{32} = 23 \text{ \AA}$ .

При  $\omega = \omega_{32}$ ,  $J/J_{th} \approx 15$ ,  $\cos \theta = 1$ ,  $\Gamma \approx 1 \text{ мэВ}$  получим для  $\alpha$ :  $\alpha_{max} = 6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ . Этой величины усиления достаточно для генерации MIR излучения. Оптическое ограничение как для MIR так и для NIR излучения достигается благодаря плавному изменению состава в  $i$ -слое (а следовательно, и показателя преломления) от  $x = 0.31$  до  $x = 0.8$  на толщине 1.5 мкм слева и справа от QW.

**4. Внутризонная инверсия населенности электронов и усиление MIR излучения в квантовых точках.** Пусть имеется слой квантовых точек InGaAs/GaAlAs с поверхностной концентрацией  $N$ . Допустим, что состав и параметры QD's таковы, что существуют два уровня  $E_1$  и  $E_2$ . При определенных размерах самоорганизующихся InAs/GaAs QD's такая ситуация, например, может реализоваться для дырок [7]. В дальнейшем будем, однако, говорить об электронах в QD's.

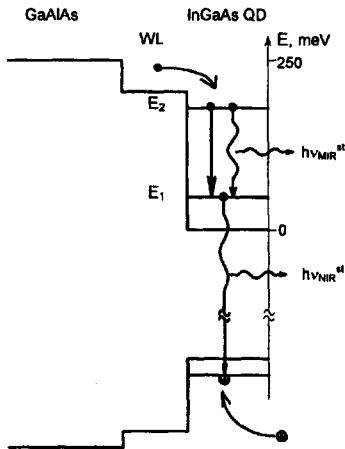


Рис.2. Схема переходов и положение уровней в квантовой точке в  $i$ -слое  $n^+ - i - p^+$  лазерной гетероструктуры. WL – смачивающий слой. Безызлучательные переходы показаны сплошной линией, переходы с испусканием фотонов – волнистой

Инжектированные из  $n^+$ - и  $p^+$ -областей в  $i$ -область со слоями квантовых точек электроны и дырки быстро попадают в так называемый смачивающий слой (WL) [7], а затем захватываются на уровни квантовых точек (рис.2) за время примерно  $10^{-12} \text{ с}$  [8]. На уровне  $E_2$  электрон может находиться довольно долго, приблизительно несколько десятков пикосекунд [8] из-за "эффекта фононного узкого горла" (phonon bottleneck effect). Поэтому при высоких уровнях инжекции (при токах, превышающих пороговый ток  $J_{th}$ ) можно создать инверсию населенности электронов между уровнями  $E_2$  и  $E_1$  при условии, что уровень  $E_1$  активно опустошается стимулированным излучением ближнего ИК диапазона ( $h\nu \approx E_g$ ) при межзонной излучательной рекомбинации электронов и дырок в QD's.

Система уравнений, описывающих заполнение уровней десяти слоев QD в стационарном состоянии есть

$$\left[ n_2 (\tau_{\nu 2}^{sp})^{-1} + n_2 \left( 1 - \frac{n_1}{m_1 N} \right) (\tau_{21})^{-1} \right] \cdot 10 = \eta J A_2 \left( 1 - \frac{n_2}{m_2 N} \right), \quad (11)$$

$$\left[ n_1 (\tau_{\nu 1}^{sp})^{-1} + B_1^{st} N_{\nu} - n_2 \left( 1 - \frac{n_1}{m_1 N} \right) (\tau_{21})^{-1} \right] \cdot 10 = \eta J A_1 \left( 1 - \frac{n_1}{m_1 N} \right), \quad (12)$$

где  $N$  – плотность QD's в одном слое;  $n_2$  и  $n_1$  – плотность электронов на втором и первом уровнях QD's;  $m_1, m_2$  – число состояний на первом и втором уровнях QD;  $\eta$  – коэффициент, описывающий потери из-за рекомбинации вне QD's;  $\tau_{21}$  – время жизни электрона на уровне  $E_2$  по отношению к безызлучательному переходу на уровень  $E_1$ ;  $\tau_{\nu 2}^{sp}, \tau_{\nu 1}^{sp}$  – время межзонной излучательной рекомбинации при спонтанных ( $sp$ ) переходах с уровней  $E_2$  и  $E_1$ , соответственно;  $A_2$  и  $A_1$  – коэффициенты, пропорциональные вероятности захвата электронов на уровни  $E_2$  и  $E_1$  ( $A_2 + A_1 \approx 1$ ). Второй член слева в уравнении (12) определяет опустошение уровня  $E_1$  из-за стимулированного NIR излучения. Как и в случае QW, будем считать, что число фотонов NIR излучения с ростом тока растет по линейному закону:  $N_{\nu} \propto (J/J_{th} - 1)$ , а  $B_1^{st} \propto n_1$ . При  $J > J_{th}$  второй член в (12) играет по сравнению с первым определяющую роль и его удовлетворительной аппроксимацией будет  $(\tau_{\nu 1}^{sp})^{-1} n_1 (J/J_{th} - 1)$ . Такая аппроксимация при  $J > J_{th}$ , согласно (11) и (12), обеспечивает, как и в QW's, независимость  $n_1$  от  $J$ . Обоснованно можно считать, что  $A_1 \ll A_2$  и  $\tau_{21} \ll \tau_{\nu 2}^{sp}, \tau_{\nu 1}^{sp}$ . Согласно [9],  $m_1 = 2, m_2 = 4$ , а концентрация самоорганизующихся QD's примерно  $N = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  [10]. Для системы с десятью слоями QD  $\eta J = \eta J_{th} = 100 \text{ А/см}^2$  [8] и из (11), (12) при  $J < J_{th}$  получим, что  $\tau_{\nu 1}^{sp} \approx 1.8 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ , что близко к приводимым в литературе данным.

Из уравнений (11) и (12) нетрудно теперь определить  $n_2$  как функцию тока. Рассмотрим, при каком токе появляется инверсия населенности и усиление MIR излучения при переходах электронов  $E_2 \rightarrow E_1$ . Коэффициент усиления равен

$$\alpha_{2 \rightarrow 1} = \sigma_{12} \frac{N}{L} \left[ \frac{n_2}{N} \left( 1 - \frac{n_1}{m_1 N} \right) - \frac{n_1}{N} \left( 1 - \frac{n_2}{m_2 N} \right) \right], \quad (13)$$

где  $L$  – толщина слоя с QD, а сечение поглощения  $\sigma_{12} = 1.6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  [10]. Допустим, что потери NIR излучения таковы, что генерация начинается при заполнении 2/3 всех состояний на уровне  $E_1$ , то есть  $n_1/m_1 N = 2/3$  (для получения межзонной инверсии населенности и усиления NIR излучения достаточно иметь  $n_1/m_1 N > 1/2$ ). Тогда из (13) следует, что  $\alpha_{2 \rightarrow 1} > 0$  при  $n_2/m_2 N = 1/2$ , что выполняется при токе, превышающем пороговый в 25 раз. При  $J/J_{th} = 100$  отношение  $n_2/m_2 N = 2/3$  и коэффициент усиления при  $L = 100 \text{ \AA}$ , согласно (13), будет равен  $30 \text{ см}^{-1}$ . Ситуация значительно улучшится, если QD имеет 3 уровня. Тогда для достижения такого же коэффициента усиления ( $\alpha_{3 \rightarrow 2} = 30 \text{ см}^{-1}$ ) при переходах между 3 и 2 уровнями необходим ток, превышающий пороговый всего лишь в 6 раз.

Оже-процессы могут уменьшить заселенность уровня  $E_2$ . Однако выбором параметров QD, WL и слоя GaAlAs этот процесс можно существенно ослабить [11].

В работе [12] было обнаружено спонтанное MIR излучение ( $\lambda \approx 10...20 \text{ мкм}$ ) из лазерных структур с InGaAs/GaAlAs QD's и волноводом на  $0.9 \text{ мкм}$ . MIR излучение появлялось после начала генерации NIR ( $\lambda \approx 0.9 \text{ мкм}$ ) излучения и нарастало с током.

МР спонтанное излучение из аналогичных структур, но с QW (имеющих, согласно расчетам, два электронных и два дырочных уровня), было на порядок слабее и не имело порога по току. Эти факты согласуются с вышеописанной моделью.

Автор признателен Д.А.Фирсову за помощь в проведении отдельных численных расчетов, С.А.Гуревичу, Г.Г.Зегре, Н.Н.Леденцову и Р.А.Сурису за обсуждение результатов работы.

Работа поддержана частично Российским фондом фундаментальных исследований, грант 96-02-17404; INTAS-RFBR, грант 00615196; Министерством науки и технологий, программа "Физика твердотельных наноструктур", грант 96-1029, а также Федеральной целевой программой "Интеграция", проект # 75.

- 
1. R.F.Kazarinov and R.A.Suris, *Sov. Phys. Semiconductors* **5**, 707 (1971); **6**, 120, (1972).
  2. J.Faist, F.Capasso, D.L.Sivco et al., *Science* **264**, 553 (1994).
  3. O.Gauthier-Lafaye, S.Savage, P.Boucaud et al., *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1 (1997).
  4. H.Sakaki, T.Noda, K.Hirakawa et al., *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1 91997).
  5. *Полупроводниковые инжекционные лазеры*, под ред. У.Тсанга, гл.2, М.: Радио и связь, 1990. (Перевод с англ.: *Semiconductor Injection Lasers*, Ed. W. Tsang, ch. 2, in: *Semiconductors and Semimetals* **22**, Acad. Press. Inc., 1985.)
  6. T.Ando, A.Fowler, and F.Stern, *Reviews of Modern Physics* **54**, (2), (1982).
  7. M.Grundmann, O.Stier, and D.Bimberg, *Phys. Rev.* **B52**, 11969 (1995).
  8. N.N.Ledentsov, in: *The Physics of Semiconductors*, Eds. M.Sheffler, R.Zimmerman, World Scientific, Singapour, v.1, 1997, p.19.
  9. B.T.Miller, W.Hansen, S.Manus et al., *Phys. Rev.* **B56**, 6764 (1997).
  10. S.Sauvage, P.Boucaud, F.H.Julien et al., *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2785 (1997).
  11. Г.Г.Зегря, А.С.Полковников, *ЖЭТФ* **113**, 1491 (1998).
  12. Л.Е.Воробьев, Д.А.Фирсов, В.А.Шалыгин и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 256 (1998).