

Концентрация и температура носителей заряда в квантовых ямах лазерных гетероструктур в режимах спонтанного и стимулированного излучения

© Л.Е. Воробьев[¶], В.Л. Зерова, К.С. Борщёв*, З.Н. Соколова[†], И.С. Тарасов[†], G. Belenky[×]

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

* Воронежский государственный университет,
394006 Воронеж, Россия

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

[×] State University of New York at Stony Brook,
New York 11794-2350, USA

(Получена 8 ноября 2007 г. Принята к печати 28 ноября 2007 г.)

Найдены концентрация носителей заряда и температура горячих электронов и дырок как функция плотности тока (j) в режимах спонтанного и индуцированного излучения в лазерных наноструктурах с квантовыми ямами на примере структур InGaAs/GaAs. В режиме спонтанного излучения концентрация в активной области структур увеличивается с ростом тока, а разогрев носителей заряда мал. Рассчитанные спектры спонтанного излучения с учетом запрещенных оптических переходов хорошо совпадают с экспериментальными. В режиме стимулированного излучения ситуация иная. Концентрация инжектированных носителей при не очень больших плотностях тока накачки (при токах, превышающих пороговый в несколько раз) стабилизируется и не растет с увеличением тока, а температура носителей заряда существенно возрастает. При плотностях тока, превышающих пороговую плотность в десятки и сотни раз, стабилизация концентрации носителей заряда не происходит: концентрация носителей заряда возрастает в несколько раз, а их температура при $j = 80 \text{ кА/см}^2$ увеличивается примерно до 450 К. Число выброшенных из квантовой ямы в барьер носителей заряда, определяющих квантовый выход в лазерах, при этом также растет из-за разогрева носителей заряда. Ослабить этот нежелательный процесс можно, увеличив глубину квантовых ям.

PACS: 42.55.Px, 78.67.De, 85.35.De

1. Введение

Хорошо известно, что концентрация инжектированных носителей заряда n_s в лазерных гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) растет с ростом плотности тока j . Зависимость концентрации от j определяется главным образом тремя процессами: безызлучательной рекомбинацией через ловушки, излучательной бимолекулярной рекомбинацией и оже-рекомбинацией. После достижения порогового тока j_{th} концентрация носителей заряда в КЯ стабилизируется: с ростом тока концентрация не меняется из-за уменьшения излучательного времени жизни носителей заряда $\tau^{(v)}$ благодаря индуцированному испусканию фотонов. Вероятность испускания фотонов пропорциональна их числу $n^{(v)}$, которое при $j - j_{\text{th}} \gg j_{\text{th}}$ пропорционально плотности тока: $n^{(v)} \propto j$. При этом условии $\tau^{(v)} \propto j^{-1}$. Стабилизацию концентрации n_s в режиме генерации излучения можно установить по зависимости межподзонного поглощения излучения среднего инфракрасного (ИК) диапазона от j . Насыщение межподзонного поглощения ближнего ИК диапазона с ростом оптического возбуждения после начала генерации наблюдалось, например, в работах [1,2].

Однако при больших уровнях токовой или оптической инжекции электронов и дырок возможен их разогрев. Пороговое значение концентрации электронов и дырок в КЯ, при котором начинается генерация излучения, обычно в лазерах при $T = 300 \text{ К}$ лежит в диапазоне $n_s = (0.3-3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что соответствует объемной концентрации $n \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При столь больших значениях концентрации время электрон-электронных ($e-e$), дырка-дырочных ($h-h$), электрон-дырочных ($e-h$) столкновений меньше, чем время эмиссии оптических фононов. Поэтому избыточная энергия инжектированных носителей заряда в континууме передается носителям заряда в нижних подзонах размерного квантования в КЯ вследствие столкновений $e-e$, $h-h$, $e-h$ и вызывает разогрев носителей заряда. Разогрев носителей в этих подзонах может оказаться особенно существенным в постпороговом режиме, так как концентрация носителей заряда с ростом уровня инжекции не растет или растет слабо, тогда как поток энергии (скорость набора энергии) на один носитель заряда возрастает с ростом тока и может оказаться значительным при $j \gg j_{\text{th}}$. Эта ситуация отлична от случая допорогового режима, так как в этом режиме (в области спонтанного излучения) n_s растет с ростом j , поэтому скорость набора энергии с током на один носитель увеличивается с ростом уровня инжекции значительно медленнее, если

[¶] E-mail: lvor@rphf.spbstu.ru

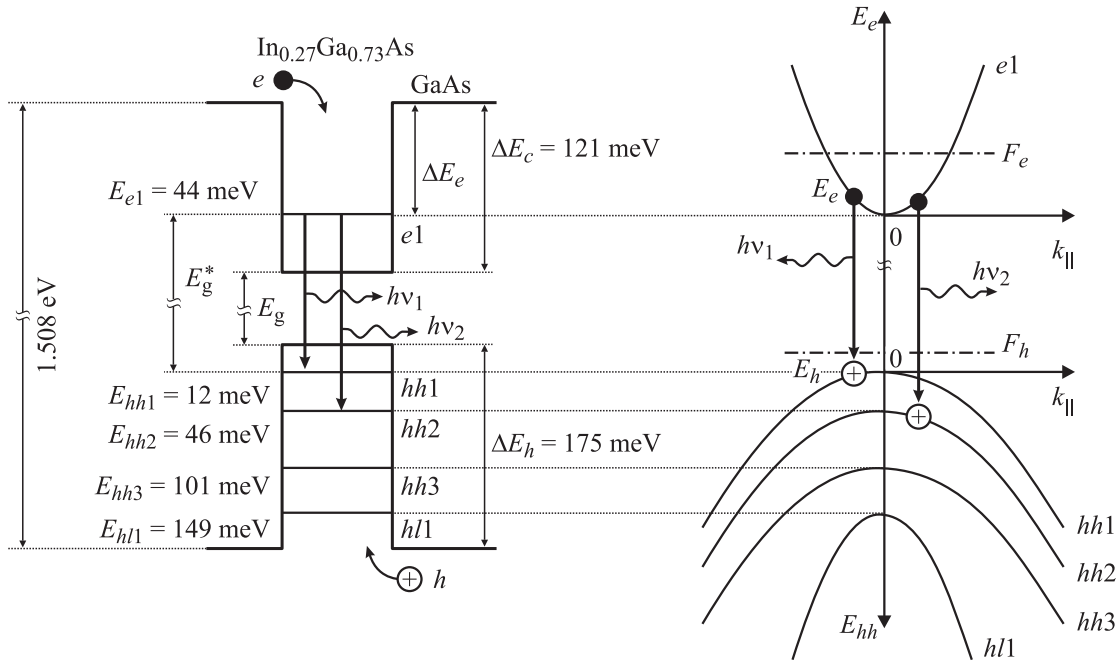


Рис. 1. Схема уровней в напряженной квантовой яме $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$ с $x = 0.73$ при $T = 77$ К. $E_g = 1.212$ эВ, $E_g^* = 1.27$ эВ, ширина квантовой ямы $L_{\text{QW}} = 7$ нм.

активная область не легирована или легирована слабо. Возможно по этой причине в работе [3] из анализа спектров электролюминесценции (ЭЛ) при комнатной температуре разогрев носителей заряда в нелегированной активной области шириной 1.4 мкм лазерных диодов на основе двойных гетероструктур InGaAsP не был обнаружен вплоть до плотностей тока $j = 10$ кА/см². Ситуация несколько иная в случае легированной активной области, из которой наблюдалась ЭЛ. Так, разогрев носителей заряда в InGaAsP -диодах, определенный из анализа спектров ЭЛ при $T = 300$ К, достигал $T_e - T \approx 400$ К при токах 25 кА/см² [4] (T_e — электронная температура). Существенный разогрев носителей заряда был также обнаружен в работе [5] в гетероструктурах $\text{InGaAs}/\text{InP}/\text{InGaAs}$ из анализа спектров ЭЛ при $T = 300$ и 5 К при токах до 80 кА/см² (разогрев $T_e - T$ превышал значение 250 К).

Из-за разогрева носителей заряда при высоких уровнях инжекции в постпороговом режиме концентрация носителей заряда должна расти, и явление стабилизации концентрации носителей заряда в КЯ должно исчезнуть. Эта особенность была отмечена авторами работы [6]. Из-за разогрева носителей заряда увеличивается выброс носителей заряда из КЯ в барьеры, что особенно существенно в рассматриваемых КЯ $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ для электронов, а в более длинноволновых (2.5–2.8 мкм) лазерах с КЯ $\text{InGaAsSb}/\text{AlGaAsSb}$ — для дырок [7,8]. Этот процесс может приводить к уменьшению дифференциального квантового выхода.

В данной работе изучаются вышеуказанные процессы, даются оценки концентрации электронов в КЯ и степени

их разогрева как функции тока в режимах спонтанного и индуцированного излучения инжекционных лазеров.

2. Методы и объекты исследования

Лазерные напряженные асимметричные структуры раздельного ограничения с КЯ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$ были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии. Свойства и характеристики лазеров с такими КЯ изучены в работах [9–11]. Величина E_g и энергии уровней размерного квантования были рассчитаны с учетом напряжений для ширины КЯ $L_{\text{QW}} = 70$ Å. Схема уровней при температуре $T = 77$ К представлена на рис. 1.

В КЯ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ с $x = 0.73$ имеется один уровень размерного квантования для электронов $e1$, четыре для тяжелых дырок $hh1, hh2, hh3, hh4$ и один для легких дырок $hl1$. Величину разности энергий глубины ямы для электронов ΔE_c и энергии размерного квантования E_{e1} обозначим ΔE_e , а энергетический интервал между положениями уровней для дырок Δ_{12} ($\Delta_{12} = E_{hh2} - E_{hh1}$) и Δ_{13} ($\Delta_{13} = E_{hh3} - E_{hh1}$).

Исследование спектров стимулированного излучения из лазера с расстоянием между зеркалами резонатора $L = 1.5$ мм и шириной полоска $w = 100$ мкм велось при комнатной температуре $T = 300$ К. Пороговая плотность тока составляла $j_{\text{th}} = 195$ А/см². Для получения спонтанного излучения в возможно большем диапазоне плотностей тока расстояние между зеркалами L уменьшалось до значений $L = 0.45$ мм. Исследование спонтанного излучения проводилось при $T = 77$ К.

3. Результаты экспериментальных исследований

Спектры спонтанного излучения при $T = 77$ К представлены на рис. 2. Уширение спектра и появление пика на коротковолновом крыле спектра излучения с ростом плотности тока, как показано далее, связано как с увеличением концентрации носителей заряда, так и с увеличением вклада переходов электронов с уровня $e1$ на второй уровень дырок $hh2$ на частоте ν_2 (рис. 1) с ростом концентрации электронов и дырок.

Спектры индуцированного излучения, измеренные при комнатной температуре, показаны на рис. 3. С ростом тока накачки наблюдается насыщение максимума

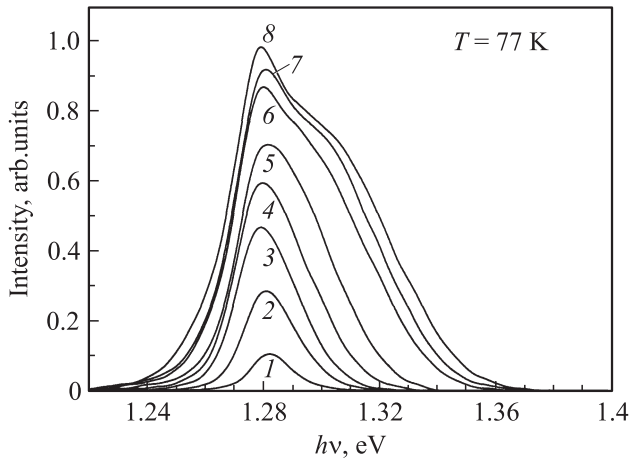


Рис. 2. Спектры спонтанного излучения при $T = 77$ К в образце длиной 450 мкм и шириной полоска 100 мкм при различных плотностях тока накачки j , А/см²: 1 — 22, 2 — 67, 3 — 111, 4 — 167, 5 — 222, 6 — 333, 7 — 389, 8 — 444.

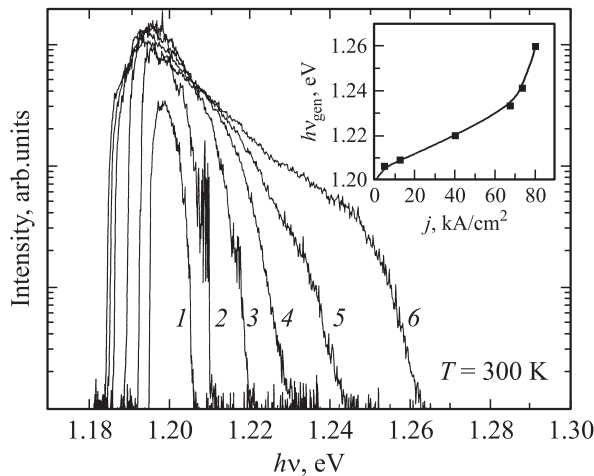


Рис. 3. Спектры генерации при $T = 300$ К для лазерного диода с длиной резонатора 1.5 мм и шириной полоска 100 мкм ($j_{th} = 0.195$ кА/см²) при различных плотностях тока накачки j , кА/см²: 1 — 5.3, 2 — 13, 3 — 40, 4 — 67, 5 — 73, 6 — 80. На вставке — зависимость энергии коротковолнового края полосы генерации от плотности тока накачки.

спектральной зависимости интенсивности излучения, а также существенное уширение спектра в коротковолновой области. Обсуждение возможных причин такой зависимости спектров излучения от тока проведено в работе [12]. Зависимость энергии коротковолнового края полосы генерации от плотности тока накачки показана на вставке к рис. 3.

4. Обсуждение результатов и расчеты

4.1. Режим спонтанного излучения

Рассчитаем спектральную зависимость интенсивности спонтанного излучения для разных токов накачки. Для этого необходимо знать концентрацию горячих носителей заряда n_s в КЯ и их температуру T_e . Значения n_s и T_e могут быть найдены из совместного решения уравнения баланса числа частиц и уравнения баланса мощности в стационарном режиме [13,14]:

$$\beta \frac{j}{e} = A(n_s, T_e)n_s + B(n_s, T_e)n_s^2 + C(n_s, T_e)n_s^3, \quad (1)$$

$$[(\Delta E)_e + (\Delta E)_h] \frac{j}{e} \frac{1}{2n_s} = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_e (n_s, T_e) + \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_h (n_s, T_e). \quad (2)$$

В правой части уравнения (1) первый член определяет мономолекулярную рекомбинацию через ловушки, второй — излучательную рекомбинацию, а третий — оже-рекомбинацию. Мы рассматриваем достаточно высокий уровень инжекции, так что число инжектированных электронов и дырок Δn_{es} и Δn_{hs} примерно равно полному их числу $\Delta n_{es} \approx n_s$, $\Delta n_{hs} \approx n_s$, а поверхностные концентрации электронов и дырок в КЯ одинаковы и равны n_s . Коэффициент β определяет долю инжектированных носителей заряда, попавших в КЯ. Обозначив

$$A = \tau_{ph}^{-1}, \quad Bn_s = \tau_v^{-1}, \quad Cn_s^2 = \tau_A^{-1},$$

где τ_{ph} , τ_v и τ_A — времена жизни носителей заряда по отношению к рекомбинации через ловушки или состояния на интерфейсе, по отношению к излучательной и оже-рекомбинации, можно уравнение (1) переписать следующим образом:

$$\beta \frac{j}{e} \eta = \frac{n_s}{\tau_v}, \quad \frac{n_s}{\tau_v} = L_{QW} Q_{sp}(n_s, T_e), \quad (3)$$

где

$$\eta = \frac{\tau_v^{-1}}{\tau_{ph}^{-1} + \tau_v^{-1} + \tau_A^{-1}}$$

— внутренний квантовый выход, Q_{sp} — полное число испущенных квантов света в единице объема в секунду во всем спектральном диапазоне, L_{QW} — ширина КЯ.

При $T = 77$ К в интересующем нас диапазоне концентрации $n_s \ll 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ имеем $\tau_A \gg \tau_v, \tau_{ph}$ [7]. Поэтому оже-процессы далее учитываться не будут.

В уравнении (2) $\Delta E_e = \Delta E_c - E_{e1}$, $\Delta E_h = \Delta E_v - E_{hh1}$ — энергии, которые передаются инжектированными электронами и дырками носителям заряда нижних подзон в КЯ (рис. 1). Левая часть уравнения (2) есть скорость передачи энергии на один носитель заряда. Благодаря потоку энергии инжектированных носителей заряда электронный и дырочный газ увеличивают свою среднюю энергию. Релаксация энергии происходит благодаря эмиссии продольных полярных оптических (РО) фононов подрешеток InAs и GaAs. При концентрации $n_s \approx 2 \cdot 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$ частота внутрizonных электрон-электронных, электронно-дырочных и дырка-дырочных столкновений в КЯ $\nu > 10^{13} \text{ с}^{-1}$, что превышает обратное время испускания оптических фононов $\tau_{PO}^{-1} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [15]. То же относится и к межподзонным процессам. Поэтому будем считать, что благодаря эффективному взаимодействию носителей заряда функции распределения как электронов, так и дырок являются функциями Ферми с единой температурой носителей заряда T_e и квазиуровнями Ферми для электронов F_e и дырок F_h (рис. 1). Накопление оптических фононов уменьшает скорость рассеяния энергии носителями заряда. Это явление было учтено при расчете скорости рассеяния энергии носителем заряда dE/dt в правой части уравнения (2). Отметим, что уменьшение скорости рассеяния энергии в расчете на один электрон или одну дырку благодаря неравновесным РО фононам тем больше, чем выше концентрация электронов или дырок и больше время жизни РО фононов τ_Q . Расчет dE/dt проводился по схеме, изложенной в работах [16,17]. Время τ_{PO} бралось равным 5 пс при 77 и 300 К.

Далее найдем τ_v и Q_{sp} . Число квантов, испущенных в единице объема в единицу времени в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, для переходов электронов $e1 \rightarrow hhj$ равно

$$dq_{sp}^{e1-hhj}(\nu) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_k |H_{e1-hhj}^{(\nu)}|^2 \times \delta(E_g + E_{e1} + E_{hhj} - \nu) f_{e1} f_{hhj} \rho_\nu d\nu, \quad (4)$$

где $\rho_\nu d\nu$ — плотность фотонов,¹ E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, E_{e1} , E_{hhj} и f_{e1} , f_{hhj} — энергии и функции распределения неравновесных электронов в подзоне $e1$ и дырок в подзоне hhj (j — номер дырочной подзоны), $|H_{e1-hhj}^{(\nu)}|^2$ — квадрат матричного элемента излучательного перехода из подзоны $e1$ в одну из подзон hhj . Оптический матричный элемент может быть выражен через матричный элемент оператора им-

пульса:

$$|H_{e1-hhj}^{(\nu)}|^2 = \left| \frac{e}{m_0} \left(\frac{2\pi\hbar}{V\varepsilon_\infty\omega} \right)^{1/2} \right|^2 |\mathbf{e}_\omega \langle \psi_{hhj} | \hat{\mathbf{p}} | \psi_{e1} \rangle|^2 = \frac{e^2}{m_0^2} \left(\frac{2\pi\hbar}{V\varepsilon_\infty\omega} \right)^2 P^2 I_{e1-hhj} \left(\frac{k^2 L_{QW}^2}{4} \right), \quad (5)$$

где \mathbf{e}_ω — единичный вектор в направлении векторного потенциала \mathbf{A} , ψ_h и ψ_e — плавные огибающие волновых функций дырок и электронов, $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса, а векторный потенциал \mathbf{A} нормирован на один фотон в объеме V . В свою очередь второй сомножитель в (5) можно представить как

$$|\mathbf{e}_\omega \langle \psi_{hhj} | \hat{\mathbf{p}} | \psi_{e1} \rangle|^2 = P^2 I_{e1-hhj}(k_{\parallel}^2), \quad (6)$$

где P — кейновский матричный элемент оператора импульса:

$$P^2 = \frac{3\hbar^2}{2m_e} \frac{E_g(E_g + \Delta_{so})}{3E_g + 2\Delta_{so}},$$

а величины $I_{e1-hhj}(k_{\parallel}^2)$ как функции $k_{\parallel} L_{QW}$ рассчитаны в работе [19]. Отметим, что в бесконечно глубокой КЯ при $k_{\parallel} = 0$ запрещены оптические межзонные переходы между уровнями с различными номерами, т.е. переходы $e1 \rightarrow hh2$, $e1 \rightarrow hh3$ запрещены. В КЯ конечной глубины при $k_{\parallel} = 0$ запрещены оптические межзонные переходы только между уровнями разной четности. В обоих случаях запрет снимается с ростом $k_{\parallel} L_{QW}$, так что вклад переходов электронов из состояний E_{e1} с большими значениями k_{\parallel} (т.е. при высоких уровнях инжекции и высоких температурах или при больших значениях энергий квантов в коротковолновой области спектра излучения) может оказаться существенным.

Квазиуровни Ферми для электронов и дырок $F_e(n_s, T_e)$, $F_h(n_s, T_e)$ с учетом разогрева носителей заряда находились из условия нормировки

$$n_{e1s} + n_B = n_s, \quad n_{hh1} + n_{hh2} + n_{hh3} = n_s, \quad (7)$$

где n_B — концентрация электронов в надбарьерной области при энергии электронов $E_e \geq \Delta E_e$, а n_{hhj} — концентрация дырок в подзоне j . Концентрация дырок в надбарьерной области мала и она в (7) не учитывалась. В исследуемых напряженных КЯ дно зоны легких дырок отщеплено в глубь валентной зоны на 123 мэВ от дна зоны тяжелых дырок, поэтому в наших вычислениях зависимость $E_{hhj}(k_{\parallel})$ аппроксимировалась параболическим законом дисперсии

$$E_{hhj}(k_{\parallel}) = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_h}.$$

Полное число испущенных квантов и излучательное время жизни равны:

$$Q_{sp} = \sum_j \int_\nu dq_{sp}^{e1-hhj} d\nu, \quad (8)$$

$$\tau_v = \frac{n_s}{Q_{sp} L_{QW}}. \quad (9)$$

¹ Влияние резонатора на спектр и направленность спонтанного излучения не учитывается [18].

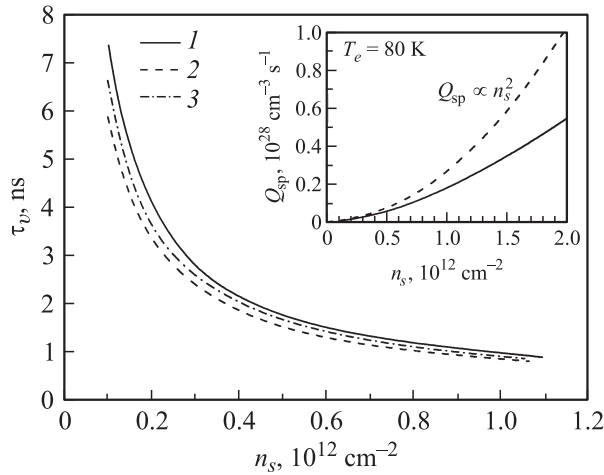


Рис. 4. Расчет зависимостей времени спонтанного излучения τ_v от поверхностной концентрации неравновесных носителей n_s при различных температурах электронов T_e , К: 1 — 100, 2 — 90, 3 — 80. На вставке — полное число испущенных квантов, рассчитанное с учетом функций распределения Ферми (сплошная линия) и Больцмана (штриховая линия).

Отметим, что, согласно нашим упрощенным расчетам, при наибольших плотностях тока, использованных в эксперименте, разогрев носителей не превышал нескольких градусов, а концентрации дырок в подзонах $hh2$ и $hh3$ оставались менее 2 и 0.002% от общей концентрации соответственно.

Результаты расчета времени жизни и Q_{sp} в зависимости от концентрации n_s вблизи азотной температуры показаны на рис. 4. Вероятность излучательной рекомбинации $B(n_s, T_e)$ с ростом n_s и T_e уменьшается, а излучательное время жизни падает как

$$\tau_v = \frac{1}{B(n_s, T_e)n_s}.$$

Однако необходимо заметить, что сам коэффициент B зависит от n_s главным образом через уровень Ферми в функции распределения электронов и дырок, а также из-за влияния вышележащих подзон тяжелых дырок $hh2$ и $hh3$. Если бы функции распределения были бальцовскими и имелась бы только одна подзона $hh1$, то $B(n_s, T_e)$ не зависела бы от n_s , и в небольшом интервале температур $\tau_v \propto 1/n_s$, а $Q_{sp} \propto n_s^2$. Влияние вышеуказанных факторов на Q_{sp} показано на вставке к рис. 4 (см. сплошную и пунктирную кривые).

Интенсивность спонтанного излучения J_{sp} пропорциональна величине dq_{sp}/dv :

$$J_{sp}(v) \propto \sum_{j=1}^3 \frac{dq_{sp}^{e1-hhj}}{dv}. \quad (10)$$

Согласно расчетам, вклад третьей подзоны в J_{sp} несуществен. Заметим, что уровни электронов и дырок в КЯ

уширены как из-за взаимодействия свободных носителей заряда, так и взаимодействия с колебаниями решетки и из-за шероховатости границ. Поэтому спектр спонтанного излучения (10) был найден с учетом уширения:

$$J_{sp}^{br}(v) \approx \sum_{j=1}^2 \int_{v'} \frac{dq_{sp}^{e1-hhj}}{dv'}(v') \frac{\sqrt{2}}{\Gamma_j \sqrt{\pi}} \times \exp \left[- \left(\frac{hv - hv'}{\Gamma_j} \right)^2 \right] dhv'. \quad (11)$$

Величина Γ_j бралась одинаковой для обоих переходов, дающих существенный вклад в интенсивность излучения, и равной 10 мэВ, что соответствует эффективному значению $\tau_v \approx 6.6 \cdot 10^{-14}$ с. Эта величина τ_v близка к

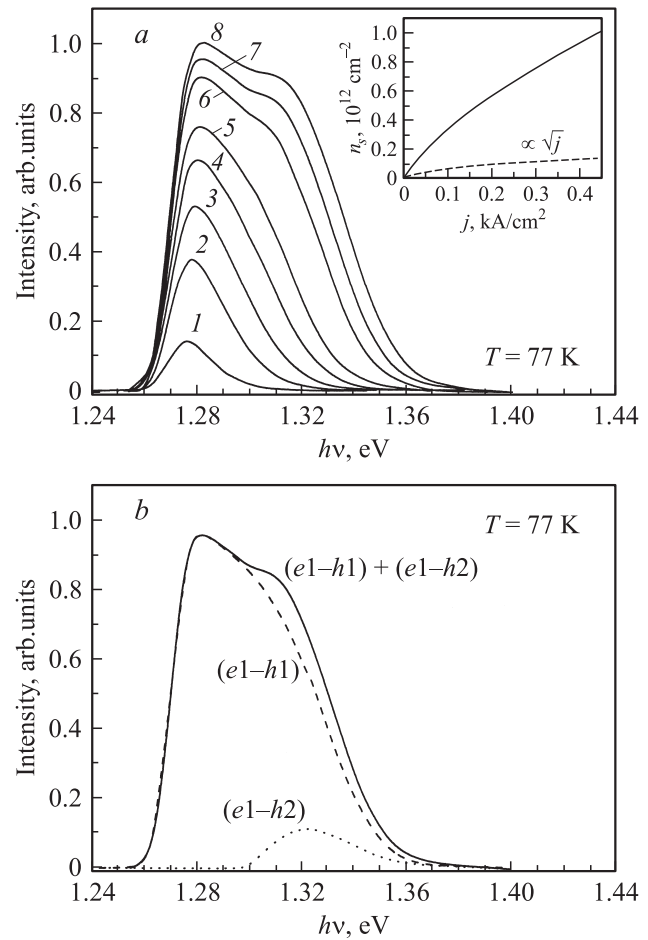


Рис. 5. Рассчитанные спектры спонтанного излучения при $T = 77$ К в образце длиной 450 мкм и шириной полоска 100 мкм: *a* — при различных плотностях тока накачки j , А/см²: 1 — 22, 2 — 67, 3 — 111, 4 — 167, 5 — 222, 6 — 333, 7 — 389, 8 — 444; *b* — при $J = 389$ А/см² для переходов $e1-h1$ (штриховая линия), $e1-h2$ (пунктирная линия) и $(e1-h1)+(e1-h2)$ (сплошная линия). На вставке к рис. 5, *a* — зависимость поверхностной концентрации электронов от плотности тока: рассчитанная из системы уравнений (1) и (2) (сплошная линия) и найденная как $n_s \propto \sqrt{j}$ с учетом функции распределения Больцмана (штриховая линия).

значению, выбранному в работе [20] по исследованию квантово-размерных гетеролазеров. При этом мы не учитывали возможный рост Γ_j с уровнем инжекции из-за возрастания взаимодействия носителей заряда с ростом их концентрации, что может приводить к смещению длинноволнового края спектра излучения с ростом тока.

Расчитанные спектры представлены на рис. 5. Величина β и значение τ_{ph} подбирались из условия лучшего совпадения зависимостей $J_{sp}^{br}(\nu)$ от тока. Оказалось, что наилучшее согласие с экспериментальными данными достигается при $\beta = 0.92$ и $\tau_{ph} = 8.2 \cdot 10^{-10}$ с. В работе [21] найдено, что τ_{ph} для похожей структуры с КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As/Al_{0.125}Ga_{0.875}As$ при $T = 80$ К равно $6.6 \cdot 10^{-10}$ с. Однако следует заметить, что τ_{ph} может отличаться для разных гетероструктур.

Отметим удовлетворительное согласие экспериментально найденных и расчитанных спектров и их зависимости от плотности тока. Как уже упоминалось, смещение спектра в коротковолновую область и появление пика в этой области связаны с ростом концентрации носителей заряда и вкладом запрещенных переходов $e1 \rightarrow hh2$, который особенно существен при больших значениях $k_{||}L_{QW} \approx 3$ [12]. Вклад переходов $e1 \rightarrow hh2$ иллюстрируется на рис. 5, *b*. На вставке к рис. 5, *a* показано, как концентрация зависит от тока (сплошная линия). Если бы коэффициент B не зависел от n_s (что возможно для Больцмановской функции распределения и при отсутствии вклада переходов $e1 \rightarrow hh2$), то тогда при $\tau_v \ll \tau_{ph}$ имеем $j \propto n_s^2$ и $n_s \propto \sqrt{j}$ (пунктирная кривая на вставке к рис. 5, *a*).

Обычно температуру горячих носителей заряда определяют по наклону зависимости $\ln J_{sp}$ от $h\nu$ на коротковолновом спаде интенсивности $J_{sp}(h\nu)$ [22,23]. В нашем случае этот метод непригоден из-за вклада в коротко-

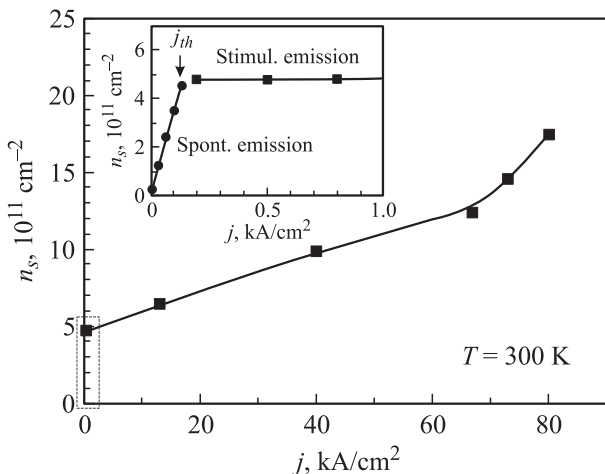


Рис. 6. Зависимость поверхностной концентрации неравновесных электронов n_s от плотности тока накачки в режиме индуцированного излучения при $j > j_{th} = 0.195$ кА/см²; $T = 300$ К. Принималось $h\nu = E_g^*$. На вставке показан начальный участок этой зависимости, включающий участок спонтанного излучения при $j < j_{th}$.

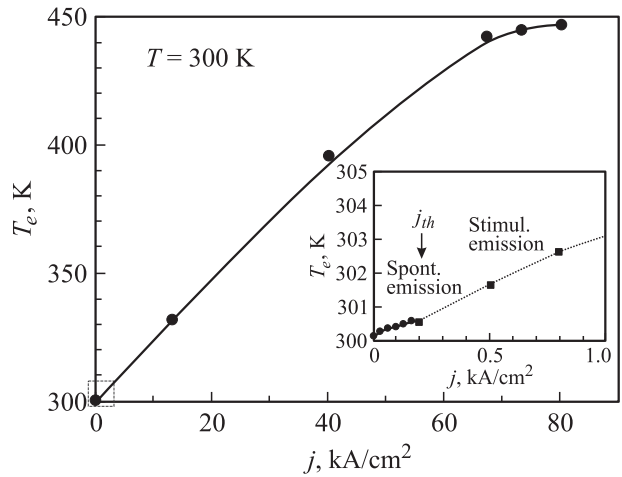


Рис. 7. Зависимость температуры неравновесных электронов T_e от плотности тока накачки при $j > j_{th} = 0.195$ кА/см²; $T = 300$ К. На вставке показан начальный участок этой зависимости, включающий участок спонтанного излучения при $j < j_{th}$.

волновой области переходов $e1 \rightarrow hh2$ в J_{sp} . Совместное решение уравнений (1) и (2) с учетом уравнения (3) позволяет найти зависимости $n_s(j)$ и $T_e(j)$ в режиме спонтанного излучения ($j < j_{th}$). Результаты вычислений представлены на вставках к рис. 6 и 7 (области $j < j_{th}$). В отличие от режима стимулированного излучения (при плотностях тока, не сильно превышающих пороговое значение j_{th}) в области спонтанного излучения $j < j_{th}$ концентрация возрастает с ростом j (см. начальный участок зависимости $n_s(j)$, рис. 6). Из-за роста n_s в режиме спонтанного излучения скорость набора энергии на один носитель меняется с током относительно слабо. Поэтому следует ожидать слабый разогрев носителей заряда в этом режиме (рис. 7). Действительно, согласно расчету, разогрев при наибольших плотностях тока, использованных в эксперименте, не превышал 1 К.

Таким образом, в области $j < j_{th}$ концентрация носителей заряда быстро увеличивается с ростом j (рис. 6), а разогрев носителей заряда по этой причине незначителен (рис. 7). Однако ситуация кардинально изменяется при возникновении генерации ($j > j_{th}$).

4.2. Стимулированное излучение

В режиме стимулированного излучения в постпороговой области концентрация носителей заряда должна стабилизироваться, т.е. слабо меняться с током $n_s \approx \text{const}(j)$. Это означает, что скорость набора энергии носителями заряда (левая часть уравнения (2)), приходящаяся на один носитель заряда, в отличие от случая спонтанного излучения достаточно быстро растет с током. Следовательно, температура носителей заряда также должна быстро нарастать с ростом тока. Заполнение носителями заряда состояний с энергиями в полосе усиления уменьшается, и коэффициент усиления

падает. Чтобы коэффициент усиления не уменьшился и генерация не сорвалась, необходимо увеличить концентрацию носителей заряда n_s . Таким образом, только из-за разогрева носителей заряда с током явление стабилизации концентрации n_s в области достаточно больших токов накачки должно исчезнуть.

В исследуемых лазерах ширина волновода равнялась 1.7 мкм и достаточно велика по сравнению с длиной волны генерации $\lambda_{\text{ген}} = 0.976$ мкм, а расстояние между зеркалами также велико $L = 2$ мм. Поэтому оптические потери малы, и условие генерации может быть выполнено при малых значениях коэффициента усиления g . Коэффициент усиления равен

$$g(\nu) = \alpha(\nu)[f_{e1} + f_{hh1} - 1] \\ = \alpha(\nu) \left[\left(\exp\left(\frac{E_e - F_e}{k_B T_e}\right) + 1 \right)^{-1} + \left(\exp\left(\frac{E_h - F_h}{k_B T_e}\right) + 1 \right)^{-1} - 1 \right], \quad (12)$$

где E_e, F_e, E_h, F_h — энергии и уровни Ферми электронов и дырок, отсчитанные от дна в подзоне проводимости и валентной зоне соответственно (рис. 1); $\alpha(\nu)$ — коэффициент поглощения при $n_s \approx 0$. Будем считать, что $g(\nu)$ мало. Положим его близким к нулю $g(\nu) = 0$, что достигается при выполнении условия

$$E_e + E_h = F_e + F_h. \quad (13)$$

Рассмотрим случай, когда $h\nu_{\text{ген}} = E_g^*$ (рис. 1), т.е. $E_e + E_h \approx 0$. Тогда $F_e \approx -F_h$. При малых уровнях инжекции заполнены только подзоны $e1$ и $hh1$. Тогда концентрация электронов и дырок равна

$$(n_{e,h})_s = n_{e,h} \ln \left(1 + \exp\left(\frac{F_{e,h}}{k_B T_e}\right) \right), \quad (14)$$

где

$$n_{e,h} = \frac{m_{e,h} k_B T_e}{\pi \hbar^2}.$$

Условие равенства концентрации электронов и дырок позволяет найти F_e , а значит, и $n_{es} = n_{hs} = n_s$. Такой метод был ранее использован в работе [14]. При $m_h/m_e \approx 10$

$$\exp(F_e/k_B T_e) = \sqrt{\frac{m_h}{m_e}}$$

и $(F_e/k_B T_e) \approx 1$, тогда

$$n_s = \frac{m_e k_B T_e}{\pi \hbar^2}, \quad (15)$$

т.е. концентрация растет с ростом T_e . Однако при более высоких уровнях инжекции для генерации может стать необходимым более высокое значение коэффициента усиления g , например, для обеспечения необходимого тока в волноводе. Часть инжектированных носителей

заряда заполняет волновод, что приводит к увеличению внутренних оптических потерь и соответственно большему значению g , а значит, и n_s . В этом случае n_s будет определяться не только разогревом носителей заряда, и выражение для n_s будет иным, чем (15). Такой механизм потерь был рассмотрен в работе [24].

Из рис. 3 видно, что с ростом тока генерация возможна при более высоких частотах (см. вставку к рис. 3). Это означает, что при этих частотах $g \geq 0$ и условие (13) может быть записано следующим образом:

$$h\nu_{\text{ген}} = E_g^* + F_e + F_h, \quad (16)$$

где $h\nu_{\text{ген}} = E_g^* + E_e + E_h$.

Еще одно условие, которое будет использоваться для нахождения F_e и T_e , — это равенство концентраций электронов и дырок (7) с учетом выброса электронов из КЯ и заполнения дырками трех подзон размерного квантования в КЯ. Уравнение, позволяющее определить T_e как функцию n_s , — уравнение баланса мощности (2). Решая (16), (17) и (2) совместно, мы получаем зависимость n_s от j и T_e от j (рис. 6 и 7 соответственно). Как следует из рис. 6, в области $j > j_{\text{th}}$ только при относительно небольших токах накачки j наблюдается стабилизация концентрации носителей заряда. При более высоких токах, превышающих j_{th} более чем на порядок, концентрация и температура электронов и дырок начинают расти. Замедление роста T_e от j при $j > 60$ кА/см² связано с увеличением концентрации n_s . В этом случае скорость набора энергии на один носитель уменьшается, и на зависимости $T_e(j)$ появляется излом.

При разогреве носителей заряда в постпороговом режиме ($j > j_{\text{th}}$) часть электронов может быть выброшена в область сплошного спектра (надбарьерную область). Глубина КЯ для дырок больше (рис. 1), поэтому можно считать, что дырки не выбрасываются в надбарьерную область. Очевидно, электроны, выброшенные в барьерную область (их концентрация равна n_{3D}), определяют ток утечки, и этот процесс уменьшает дифференциальный квантовый выход η_d . Степень уменьшения η_d , очевидно, определяется отношением n_{3D} к полной концентрации $n = n_{2D} + n_{3D}$, где $n_{2D} = n_s$. Увеличение высоты барьера для электронов $\Delta E_e = \Delta E_c - E_{e1}$ (рис. 1), с одной стороны, увеличивает скорость набора энергии (уравнение (2)), а следовательно, и температуру горячих носителей заряда и соответственно число выброшенных электронов n_{3D} , а с другой — с ростом ΔE_e число выброшенных в надбарьерную область носителей уменьшается. Примерно $n_{3D} \approx n_{2D} \exp(-\Delta E_e/k_B T_e)$.

Поэтому важно было установить, имеется ли оптимальное значение ΔE_e . Величину барьера можно менять, варьируя состав и ширину КЯ L_{QW} . Был выполнен расчет зависимости n_{3D}/n от ΔE_e для разных токов накачки при $T = 300$ К. Оказалось, что эта величина тем меньше, чем выше высота барьера ΔE_e (рис. 8). Таким образом, можно прогнозировать, что лазеры с большей величиной барьера для электронов будут иметь лучшие характеристики.

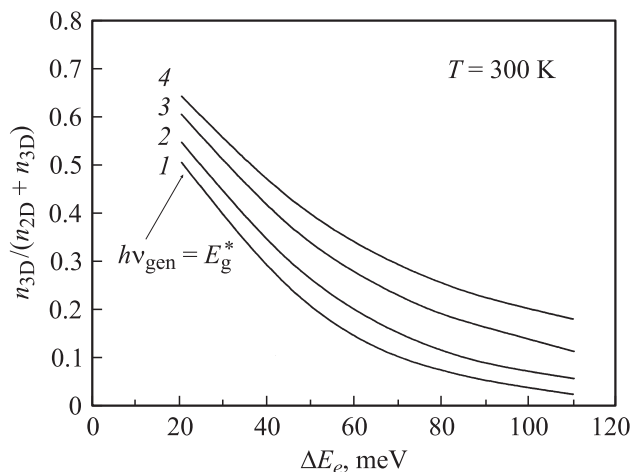


Рис. 8. Доля электронов в сплошном спектре n_{3D} по отношению к полному числу неравновесных электронов $n = n_{3D} + n_{2D}$ в зависимости от величины барьера для электронов ΔE_e при разной плотности тока накачки, j , kA/cm^2 : 1 — $j_{th} = 0.195$, 2 — 13, 3 — 40, 4 — 67; $T = 300 \text{ K}$.

Исследование зависимостей концентрации и разогрева носителей заряда от тока были проведены на примере КЯ $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$. Следует заметить, что особенно существенно влияние разогрева и выброса носителей заряда из КЯ в континуум в лазерах с КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{AlGaAsSb}$ на диапазон длин волн более 2.0 мкм . Для состава $x = 0.41$, $y = 0.14$ глубина КЯ для электронов примерно 0.34 эВ , а для дырок всего лишь 0.14 эВ [7]. Столь сильная асимметрия в глубинах КЯ для электронов и дырок приводит к разогреву электронно-дырочного газа главным образом инжектированными электронами и выбросу дырок из КЯ в барьер. Это явление приводит к делокализации дырок и, следовательно, к падению коэффициента усиления и квантовой эффективности. Еще сильнее этот эффект сказывается в более длинноволновых лазерах ($\lambda = 2.7 \text{ мкм}$) с составом КЯ $x = 0.5$, $y = 0.19$, в которых глубина КЯ для электронов возрастает до 0.5 эВ , а для дырок становится меньше, чем величина 0.14 эВ .

5. Заключение

В режиме спонтанного излучения (в допороговом режиме $j < j_{th}$) концентрация носителей заряда в квантовых ямах быстро нарастает с ростом тока, а температура носителей заряда растет с ростом j слабо. В режиме стимулированного излучения (при больших значениях j , превышающих пороговый ток генерации j_{th} более чем на порядок) из-за разогрева носителей заряда их концентрация в квантовых ямах растет.

С ростом высоты барьера для электронов в квантовой яме $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ относительная доля выброшенных в барьеры электронов уменьшается, что обеспечивает улучшение характеристик мощных лазеров.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 06-02-17151, 07-02-91351, 06-02-08095-офи), программой Министерства науки и образования РФ „Развитие научного потенциала высшей школы“, программами президиума РАН „Квантовые наноструктуры“, Отделения физических наук „Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур“ и частично грантом NSF DMR0710154.

Список литературы

- [1] I. Shtrichman, V. Mizrachi, D. Gershoni, E. Ehrenfreund, K.D. Maranovsli, A.C. Gossard. *Physica E*, **7**(1,2), 237 (2000).
- [2] D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, M.A. Barzilovich, V.Yu. Panevin, I.V. Mikhaylov, N.K. Fedosov, V.A. Shalygin, A.A. Tonkikh, N.K. Polyakov, Yu.B. Samsonenko, G.E. Cirlin, A.E. Zhukov, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov, V.M. Ustinov, F.H. Julien, M. Sekovski, S. Hanna, A. Seilmeier. *Int. J. Nanoscience*, **6**, N 3-4 (2007).
- [3] C.H. Henry, R.A. Logan, H. Temkin, F. Ralph Merrit. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-19** (6), 941 (1983).
- [4] J. Shah, R.F. Leheny, R.E. Nahory, H. Temkin. *Appl. Phys. Lett.*, **36** (6), 618 (1981).
- [5] G.L. Belenky, P.A. Garbinski, S. Luryi, M. Mastrapasqua, A.Y. Cho, R.A. Hamm, T.R. Hayes, E.J. Laskowski, D.L. Sivco, P.R. Smith. *J. Appl. Phys.*, **73** (12), 8618 (1993).
- [6] G.E. Shtengel, R.F. Kazarinov, G.L. Belenky, C.L. Reynolds, jr. *IEEE J. Quant. Electron.*, **33**, 1396 (1997).
- [7] J.G. Kim, L. Shterengas, R.U. Martinelly, G.L. Belenky, D.Z. Garbuzov, W.K. Chan. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (17), 3146 (2002).
- [8] J.G. Kim, L. Shterengas, R.U. Martinelly, G.L. Belenky. *Appl. Phys. Lett.*, **83** (10), 1926 (2003).
- [9] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **40**, 1413 (2004).
- [10] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **38**, 1477 (2004).
- [11] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетинова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **39**, 388 (2005).
- [12] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, Д.А. Винокуров, К.С. Борщев, И.С. Тарасов. *ФТП*, **40** (8), 1017 (2006).
- [13] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Г.Г. Зегря, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, И.Н. Ясневич, Е.В. Берегулин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках и размерно-квантованных структурах* (СПб., Наука, 2001).
- [14] P. Kinsler, P. Harrison, R.W. Kelsall. *Phys. Rev. B*, **58** (8), 4771 (1998).
- [15] A. Kastalsky, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.L. Zerova, E. Towe. *IEEE J. Quant. Electron.*, **37** (10), 1356 (2001).
- [16] 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 полупроводниковых наноструктурах* (СПб., Наука, 2000).

- [17] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Л. Зерова, Д.А. Фирсов. ФТП, **37** (5), 604 (2003).
- [18] E. Fred Schubert. *Light emitting diodes* (Cambridge University Press, 2003).
- [19] З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. ФТП, **23** (10), 1806 (1989).
- [20] Д.З. Гарбузов, А.В. Тикунов, С.Н. Жигулин, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. ФТП, **22** (6), 1035 (1987).
- [21] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, В.И. Иванов-Омский, В.А. Смирнов, В.П. Евтихийев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, А.С. Школьник, Г.Г. Зегря. ФТП, **39** (10), 1252 (2005).
- [22] J. Shah, A. Pinczuk, A.C. Gossard, W. Wiegmann. Phys. Rev. Lett., **54** (18), 2045 (1985).
- [23] R. Gupta, N. Balkan, B.K. Ridley. Semicond. Sci. Technol., **7**, 274 (1992).
- [24] К.А. Bulashevich, V.F. Mumin, S.Yu. Karpov, D.M. Denisov, A.L. Ter-Martirosyan. Semicond. Science Technol., **22**, 502 (2007).

Редактор Т.А. Полянская

Carrier density and temperature in quantum well laser heterostructures under spontaneous and stimulated radiation

L.E. Vorobjev, V.L. Zerova, K.S. Borschev*, Z.N. Sokolova†, I.S. Tarasov†, G. Belenky×

St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

* Voronezh State University,
394006 Voronezh, Russia

† Ioffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,

194021 St. Petersburg, Russia

× State University of New York at Stony Brook,
New York 11794-2350, USA

Abstract Carrier density and temperature of hot electrons and holes have been determined as a function of current density (j) under spontaneous and stimulated radiation in quantum well (QW) laser nanostructures by the example of InGaAs/GaAs QWs. Carrier density in active region increases with j growth under spontaneous radiation and carrier heating is small. Spontaneous spectra have been calculated considering forbidden optical transitions; perfect coincidence with experimental data was found. The situation is different under stimulated radiation. At moderate j (exceeded the threshold in several times) the injected carrier density is stabilized and does not increase with j growth, but the carrier temperature rises. At j exceeded the threshold in tens and hundreds times the stabilization of carrier density was not found: carrier density increased in several times and their temperature rose approximately up to 450 K at $j = 80 \text{ kA/cm}^2$. Under these conditions the number of carriers escaped from QW into barrier increased over carrier heating; these escaped carriers effected on the differential quantum efficiency of the laser diodes. This undesirable process can be decreased by making the QW deeper.