

## ЭФФЕКТЫ РАЗОГРЕВА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ИНЖЕКЦИОННЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРАХ НА InGaAsP/InP

Пицалко В. Д., Толстихин В. И.

Построена модель инжекционного гетеролазера (ИГЛ) с разогретыми носителями в InGaAsP, последовательно учитывающая все основные неравновесные процессы в его активной области. Получена замкнутая система скоростных уравнений ИГЛ, использующая четыре динамические переменные: эффективную температуру носителей, нормированные на нее квазиуровни Ферми электронов и дырок, эффективную плотность фотонов в лазерном резонаторе. Проведен численный расчет стационарного режима работы ИГЛ и обсуждены эффекты разогрева носителей.

Инжекционные гетеролазеры (ИГЛ) на основе твердых растворов InGaAs являются в настоящее время объектом интенсивных исследований [1, 2]. При этом наряду с совершенствованием их технологии, оптимизацией структуры конструкции [3-7] значительный интерес вызывает изучение физических процессов, сопутствующих инжекции и стимулированной излучательной рекомбинации в ИГЛ на InGaAsP/InP, в частности разогрева носителей [8-10]. Его

причинами могут быть инжекция гетеробарьеров [11, 12], оже-рекомбинация [13, 14] и внутризонное поглощение стимулированного излучения [1]. Измерение эффективной температуры носителей  $T_e$  по коротковолновым хвостам спектров фото- и электролюминесценции показывает, что для двой-

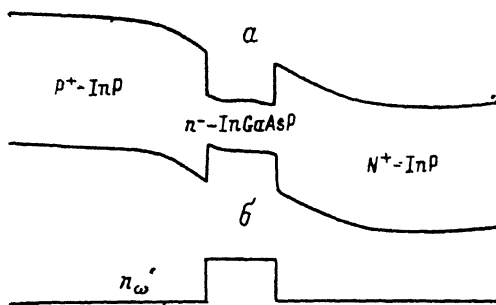


Рис. 1. Зонная диаграмма (а) и профили решеточного индекса рефракции (б) ДГС  $P^+-InP/n^-InGaAsP/N^+-InP$ .

ных гетероструктур (ДГС) InGaAsP/InP как с классически- [8-10, 16, 17], так и с квантово-размерными [18] активными областями (АО) относительный перегрев, т. е. величина  $(T_e - T_0)/T_0$ , где  $T_0$  — температура решетки, может составлять от нескольких десятков процентов при комнатной температуре  $T_0$  до многих сотен процентов при криогенных температурах. Ясно, что столь значительный перегрев должен сказываться на характеристиках ИГЛ, чувствительных к температуре носителей в АО. Однако из литературы нам не известны какие-либо теоретические модели, последовательно учитывающие разогревные явления в лазерах на InGaAsP/InP. Цель настоящей работы как раз и состоит в построении и исследовании такой модели.

Здесь мы ограничиваемся рассмотрением простейшей по топологии классически-размерной трехслойной структуры (совместного ограничения) ИГЛ с однородной накачкой, имея в виду, что формулируемая модель разогрева носителей в АО справедлива и для пятислойной структуры (раздельного ограничения с различием лишь в постановке граничных условий вне АО, а допущение об однородности накачки хорошо выполняется, например, в лазерах с зарощенной меза-полоской [19]). Основой такого ИГЛ является ДГС  $P^+-InP/(p^-, n^-)$

InGaAsP/ $N^+$ -InP, зонная диаграмма которой изображена на рис. 1. При подаче прямого смещения узкозонная АО ( $-d/2 \leq x \leq d/2$ ) заполняется неравновесными носителями, так что на пороге генерации концентрация образующейся электронно-дырочной плазмы (ЭДП) превышает  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Высокая плотность ЭДП позволяет использовать при ее описании следующие допущения.

1) Неравновесные носители в АО термализованы, причем электроны и дырки имеют одинаковую эффективную температуру  $T_e$ , вообще говоря, отличную от температуры решетки  $T_0$ , и функции распределения (ФР)  $f_c, f_v$  (здесь и далее индексы  $c$  и  $v$  означают принадлежность к  $c$ - и  $v$ -зонам в АО) вида

$$f_c(w_c) = [1 + \exp(w_c/T_e - \zeta_c)]^{-1}, \quad f_v(w_v) = [1 + \exp(w_v/T_e - \zeta_v)]^{-1}, \quad (1)$$

где  $w_{c, v}$  — кинетические энергии, а  $\zeta_{c, v}$  — квазиуровни Ферми, отсчитываемые от краев зон и нормируемые на  $T_e$  (температура всюду измеряется в энергетических единицах).

2) АО квазинейтральна, а распределение по ней параметров ЭДП, т. е.  $T_e, \zeta_c, \zeta_v$ , пространственно однородно.

Первое из сформулированных допущений требует выполнения следующих предельных соотношений между временами энергетической релаксации электронов и дырок на фононах  $\tau_{vc}, \tau_{vv}$  и частотами межэлектронных, междырочных и неупругих (с передачей энергии) электрон-дырочных столкновений соответственно  $\nu_{cc}, \nu_{vv}, \nu_{cv}$  [20]:

$$\tau_{vv}^{-1}, \tau_{vc}^{-1} \ll \nu_{cv} \sim \nu_{vv} (m_c/m_v)^{1/2} < \nu_{vv} < \nu_{cc} \sim \nu_{vv} (m_v/m_c)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $m_c, m_v$  — эффективные массы в  $c$ - и  $v$ -зонах, причем  $m_c < m_v$ . Оценивая частоту  $\nu_{vv}$  по формуле  $\nu_{vv} \sim (8\sqrt{\pi} e^4 N_e Z) / (3\kappa_A^2 \sqrt{2m_v} T_e^{3/2})$ , в которой  $e$  — заряд электрона,  $N_e$  — концентрация ЭДП,  $\kappa_A$  — диэлектрическая постоянная в АО,  $Z$  — фактор, учитывающий экранировку, получим <sup>1</sup> для  $N_e \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \sim T \sim 300 \text{ К}$ ;  $\nu_{vv} \sim 10^{13}$ ,  $\nu_{cc} \sim 3 \cdot 10^{13}$  и  $\nu_{cv} \sim 3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , тогда как измеряемые экспериментально [22] энергетические времена релаксации  $\tau_{vv}$  и  $\tau_{vc}$  составляют не менее  $\sim 10^{-12} \text{ с}$ , т. е. условие применимости допущения о термализации ЭДП можно считать выполненным. Второе из сделанных допущений требует выполнения неравенств [20]

$$l_s \ll d \ll l_T, l_D, \quad (3)$$

в которых  $l_s, l_T$  и  $l_D$  — соответственно длины экранирования, теплопроводности и диффузии. Оценивая их по формулам  $l_s \sim \sqrt{\kappa_A T_e / 4\pi e^2 N_e}$ ,  $l_T \sim \sqrt{\chi \tau_w}$ ,  $l_D \sim \sqrt{D\tau}$ , где  $\chi \sim 100 \text{ см}^2/\text{с}$  и  $D \sim 40 \text{ см}^2/\text{с}$  — коэффициенты теплопроводности и амбиполярной диффузии,  $\tau \sim 10^{-9}$  и  $\tau_w \sim 10^{-12} \text{ с}$  — времена жизни и релаксации энергии, получим при  $N_e \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \sim T_0 \sim 300 \text{ К}$   $l_s \approx 0.03$ ,  $l_T \approx 0.1$  и  $l_D \approx 2 \text{ мкм}$ . Это означает, что для типичных толщин  $d \leq 0.1 \text{ мкм}$  при отсутствии эффективных каналов поверхностных рекомбинации и релаксации энергии на гетеропереходах АО можно считать квазинейтральной, а параметры ЭДП в ней — однородными (концентрацию с большой точностью, а температуру с некоторой натяжкой).

Таким образом, задача описания ЭДП в АО сводится к балансным уравнениям для ее концентрации  $N_e$  и плотности энергии  $W_e$ , определяемых в приближении параболических зон соотношениями

$$N_e = N_c(T_e) \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_c) = N_v(T_e) \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_v), \quad (4)$$

$$W_e = (3/2) T_e [N_c(T_e) \mathcal{F}_{3/2}(\zeta_c) + N_v(T_e) \mathcal{F}_{3/2}(\zeta_v)], \quad (5)$$

в которых  $N_{c, v}$  — зависящие от эффективной температуры плотности состояний в  $c$ - и  $v$ -зонах,  $\mathcal{F}_\alpha(\zeta)$  — фермиевский интеграл порядка  $\alpha$ . Они должны рассматриваться совместно с кинетическим уравнением для излучения в лазерном резонаторе. Здесь мы ограничиваемся одночастотным и одномодовым прибли-

<sup>1</sup> Все используемые здесь и далее численные значения параметров InGaAsP заимствованы из [4, 21].

жениями [19, 21], в рамках которых оно сводится к балансовому же уравнению для эффективной концентрации фотонов  $N_\omega$ , данных частоты  $\psi$  и моды, определяемой равенством

$$N_\omega = \frac{1}{d\hbar\omega v_\omega} \int_{+\infty}^{-\infty} dx I_\omega(x), \quad (6)$$

где  $v_\omega$  и  $I_\omega(x)$  — групповая скорость и распределение интенсивности возбужденной поперечной моды. В результате получаем систему скоростных уравнений ИГЛ с разогретыми носителями

$$dN_e/dt = (1 - \gamma) J/d - R_{sp} - R_A - g_{cv} v_\omega N_\omega, \quad (7)$$

$$dW_e/dt = Q/d - \mathcal{P}_{ph} - \mathcal{P}_{sp} + \mathcal{P}_A + \nu v_\omega N_\omega, \quad (8)$$

$$dN_\omega/dt = \beta_{sp} R_{sp} - (\alpha_0 + \alpha_c + \alpha_v - g_{cv}) v_\omega N_\omega, \quad (9)$$

где  $J$  — плотность тока накачки, определяемого как сумма электронного и дырочного токов на каждом из гетеропереходов;  $\gamma$  — коэффициент инжекции, т. е. отношение плотности тока утечки  $J_l$ , определяемого как сумма токов неосновных носителей на границах широкозонных контактных  $P^+$ - и  $N^+$ -областей (К0) к току накачки:  $\gamma = J_l/J$ ;  $Q$  — плотность потока энергии неравновесных носителей, втекающего в АО из К0;  $R_{sp}$ ,  $R_A$  и  $\mathcal{P}_{sp}$ ,  $\mathcal{P}_A$  — темпы спонтанной излучательной рекомбинации, оже-рекомбинации и темпы изменения плотности энергии ЭДП в результате этих процессов;  $\nu$  — фактор, учитывающий изменение энергии ЭДП вследствие процессов генерации и поглощения стимулированного излучения;  $\mathcal{P}_{ph}$  — темп релаксации энергии ЭДП, обусловленный неупругим взаимодействием электронов и дырок с фононами;  $\beta_{sp}$  — фактор спонтанной эмиссии возбуждаемой моды;  $\alpha_c, \alpha_v = \sum_{j=h, l} (\alpha_{v, jf} + \alpha_{v, js})$  и  $g_{cv}$  — модовые коэффициенты затухания и усиления, обусловленные соответственно внутризонными (для электронов), внутривозонными или межвозонными [для дырок, здесь и далее суммирование ведется по подзонам тяжелых ( $h$ ) и легких ( $l$ ) дырок] и межзонными излучательными переходами в АО;  $\alpha_0$  — модовый коэффициент затухания, связанный с радиационными потерями и поглощением в К0, который в дальнейшем будем считать заданной константой.

Явный вид ФР (1) позволяет найти все фигурирующие в (7)–(9) кинетические и оптические характеристики ЭДП в зависимости от ее параметров, т. е. от величин  $T_e$ ,  $\xi_c$ ,  $\xi_v$ . Для этого мы здесь используем обычные матричные элементы взаимодействия электронов, фононов, фотонов и четырехзонную модель Кейна для зонной структуры InGaAsP [20, 23], уже в рамках которой пренебрегаем непараболическостью спектров электронов и дырок. Не учитываем также «хвостов» плотностей состояний в запрещенной зоне, не существенных в ИГЛ со слабо легированной АО.

Тогда темп спонтанной излучательной рекомбинации определяется выражением

$$R_{sp} = B_{cv} \sum_{j=h, l} \left( \frac{\mu_j}{\sqrt{m_c m_{vj}}} \right)^{3/2} N_c(T_e) N_{vj}(T_e) \times \\ \times \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{u^{1/2} du}{[1 + \exp(\sqrt{m_{vj}/m_c} u - \xi_c)][1 + \exp(\sqrt{m_c/m_{vj}} u - \xi_v)]}, \quad (10)$$

где  $B_{cv} \sim 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с — характерная постоянная, пропорциональная вероятности прямых излучательных переходов между экстремумами  $c$ - и  $v$ -зон;  $\mu_j = (m_c^{-1} + m_{vj}^{-1})$  — приведенная масса электрон-дырочной пары. При снятии вырождения ( $\xi_c, \xi_v \leq -5$ ) (10) переходит в обычную формулу  $R_{sp} = B_{sp} N_e^2$ .

Оже-рекомбинация в твердых растворах InGaAsP включает большое количество процессов, среди которых при работе ИГЛ наиболее важными являются бесфононные СНСС- и СННС-процессы [23–26]. Для темпа каждого из них можно приблизительно записать [24, 25]

$$R_{CHCC} \approx C_{CHCC} N_e^2 N_c (T_e) \left( \frac{T_e}{T_0} \right)^{-1/2} \left[ 1 + \exp \left( \frac{\varepsilon_{CHCC}}{T_e} - \zeta_e \right) \right]^{-1} \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_e) \quad (11)$$

$$R_{CHNS} \approx C_{CHNS} N_e N_v^2 (T_e) \left( \frac{T_e}{T_0} \right)^{1/2} \left[ 1 + \exp \left( \frac{\varepsilon_{CHNS}}{2T_e} - \zeta_v \right) \right]^{-2} \times \\ \times \frac{1}{\mathcal{F}_{1/2}(\zeta_e)} \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \left[ (u+b) \frac{\text{Sh} \sqrt{au}}{\sqrt{a}} - \sqrt{ub} \text{Ch} \sqrt{au} \right] \frac{du}{1 + \exp(u - \zeta_e)} \quad (12)$$

Здесь  $C_{CHCC}$  и  $C_{CHNS}$  — константы процессов, значения которых зависят от состава твердого раствора InGaAsP [27];  $\varepsilon_{CHCC}$  и  $\varepsilon_{CHNS}$  — энергии активации, оценка которых [24, 25] дает соответственно  $\sim 0.088 \div 0.060$  и  $0.058 \div 0.040$  эВ ( $\lambda = 1.30 \div 1.55$  мкм);  $a$  и  $b$  — зависящие от эффективной температуры безразмерные параметры  $a(T_e) = (2m_c/m_{vh})(\varepsilon_{CHNS}/T_e)$  и  $b(T_e) = (3T_e/\varepsilon_{CHNS} - 1)/(2m_c/m_{vh})$ . Темп оже-рекомбинации равен суммарному темпу CHCC- и CHNS-процессов, т. е.  $R_A = R_{CHCC} + R_{CHNS}$ .

Вклад излучательной и оже-рекомбинаций в темп изменения плотности энергии ЭДП [см. уравнение (8)] определяется соотношениями

$$R_{sp} = (3/2) T_e B_{cv} \sum_{j=h, l} \left( \frac{\mu_j}{\sqrt{m_c m_{vj}}} \right)^{3/2} N_c(T_e) N_{vj}(T_e) \times \\ \times \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{u^3 du}{[1 + \exp(\sqrt{m_{vj}/m_c} u - \zeta_c)] [1 + \exp(\sqrt{m_c/m_{vj}} u - \zeta_v)]} \quad (13)$$

$$\mathcal{P}_A = \varepsilon_G R_{CHCC} + (\varepsilon_G - \Delta_s) R_{CHNS}, \quad (14)$$

$$\nu = \hbar\omega \left( \alpha_c + \sum_{j=h, l} \alpha_{v, jj} \right) + (\hbar\omega - \Delta_s) \sum_{j=h, l} \alpha_{v, js} - (\hbar\omega - \varepsilon_G) g_{cv}, \quad (15)$$

в которых  $\Delta_s \sim 0.25 \div 0.31$  эВ — энергия спинового расщепления в валентной зоне.

Темп релаксации энергии неравновесных носителей, например дырок,  $\mathcal{P}_{ph, \bullet}$  при учете основных каналов неупругого решеточного рассеяния на деформационных акустических и оптических, а также поляризационных оптических фононах [20–22] для произвольных уровней вырождения и разогрева может быть представлен в виде

$$\mathcal{P}_{ph, \bullet} = (3/2) T_e \sum_{j=h, l} N_{vj}(T_e) \left\{ \nu_{D,l}^{vj} \left( \frac{T_e}{T_0} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{T_0}{T_e} \right) \mathcal{F}_1(\zeta_v) + \left( \frac{\hbar\Omega}{2T_e} \right)^{3/2} \frac{\text{Sh} \left( \frac{\hbar\Omega}{2T_0} - \frac{\hbar\Omega}{2T_e} \right)}{\text{Sh} \left( \frac{\hbar\Omega}{2T_0} \right)} \times \right. \\ \left. \times \exp(-\zeta_v) \int_1^\infty \frac{\exp \left( \frac{\hbar\Omega}{2T_e} u \right) \left[ \nu_{D0}^{vj} \sqrt{u^2 - 1} + \nu_{P0}^{vj} \ln(u + \sqrt{u^2 - 1}) \right] du}{\left[ 1 + \exp \left( \frac{\hbar\Omega}{2T_e} (u - 1) - \zeta_e \right) \right] \left[ 1 + \exp \left( \frac{\hbar\Omega}{2T_e} (u + 1) - \zeta_v \right) \right]} \right\} \quad (16)$$

Здесь  $\hbar\Omega$  — усредненная по типам колебаний энергия оптического фонона,  $\nu_{D,l}^{vj}$ ,  $\nu_{D0}^{vj}$ ,  $\nu_{P0}^{vj}$  — характерные частоты неупругих процессов с участием дырок  $j$ -подзоны и DA-, DO-, PO-фононов. Аналогичным же выражением (но без слагаемого, соответствующего DO-рассеянию [23]) определяется и темп релаксации энергии электронов  $\Gamma$ -долины  $\mathcal{P}_{ph, c}$ . Фигурирующая в (8) величина  $\mathcal{P}_{ph}$  равна сумме парциальных темпов релаксации, т. е.  $\mathcal{P}_{ph} = \mathcal{P}_{ph, \bullet} + \mathcal{P}_{ph, c}$ .

Коэффициент усиления  $g_{cv}$ , обусловленный прямыми межзонными переходами, в рамках используемых приближений равен

$$g_{cv} = \alpha_{cv} \left[ \frac{\varepsilon_G}{\hbar\omega} \left( 1 - \frac{\varepsilon_{\zeta'}}{\hbar\omega} \right) \right]^{1/2} \frac{n_{\omega\omega}}{c\beta_{\omega}} \Gamma_{\omega} \left[ 1 - \exp \left( \frac{\hbar\omega - \varepsilon_G}{T_e} - \zeta_c - \zeta_v \right) \right] \times$$

$$\times \sum_{j=h, l} \frac{(\mu_j/\mu)^{3/2}}{\left[1 + \exp\left(\frac{\mu_j(\hbar\omega - \varepsilon_G)}{m_e T_e} - \zeta_c\right)\right] \left[1 + \exp\left(\frac{\mu_j}{m_{vj}} \frac{\hbar\omega - \varepsilon_G}{T_e} - \zeta_v\right)\right]}, \quad (17)$$

где  $\alpha_{c_0} \sim 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$  — характерная постоянная [22],  $n_\omega$  — решеточный индекс рефракции на частоте  $\omega$ ,  $c$  — скорость света,  $\beta_\omega$  и  $\Gamma_\omega$  — постоянная распространения и фактор оптического ограничения возбуждаемой моды [21],  $\mu = \left[\sum_{j=h, l} \mu_j^{3/2}\right]^{2/3}$ .

Из всех внутризонных процессов поглощения стимулированного излучения в АО ИГЛ на InGaAsP наиболее важными являются излучательные переходы между подзонами тяжелых (легких) дырок и спин-отщепленной подзоной [14]. Такой механизм является прямым и схож с межзонным, поэтому соответствующий вклад в АО в постоянную затухания возбужденной моды аналогичен (17) и имеет вид

$$\alpha_v = \alpha_s \left[ \frac{\Delta_s}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{\Delta_s}{\hbar\omega}\right) \right]^{1/2} \frac{n_\omega \omega}{c \beta_\omega} \Gamma_\omega \exp(-\zeta_v) \times \\ \times \sum_{j=h, l} \frac{(\mu_j/\mu)^{3/2} \left[ \exp\left(\frac{\mu_j}{m_{vs}} \frac{\hbar\omega - \Delta_s}{T_e} + \frac{\Delta_s}{T_e}\right) - \exp\left(\frac{\mu_j}{m_{vj}} \frac{\hbar\omega - \Delta_s}{T_e}\right) \right]}{\left[1 + \exp\left(\frac{\mu_j}{m_{vs}} \frac{\hbar\omega - \Delta_s}{T_e} + \frac{\Delta_s}{T_e} - \zeta_v\right)\right] \left[1 + \exp\left(\frac{\mu_j}{m_{vj}} \frac{\hbar\omega - \Delta_s}{T_e} - \zeta_v\right)\right]}, \quad (18)$$

где  $\alpha_s = 600 \div 1000 \text{ см}^{-1}$  [9, 13] — характерная постоянная,  $m_s$  — эффективная масса в спин-отщепленной зоне,  $\mu_j = (m_{vs} m_{vj}) / |m_{vs} - m_{vj}|$ ,  $\mu = \left[\sum_{j=h, l} \mu_j^{3/2}\right]^{2/3}$ . Что же касается внутривозонных излучательных переходов в валентной зоне и внутризонных в зоне проводимости, то они не являются прямыми и должны сопровождаться рассеянием на фононе или примеси [23]. Для слабо легированной АО при  $T_0 \sim 300 \text{ К}$  достаточно ограничиться учетом рассеяния носителей на полярных оптических фононах, электронный, например, вклад от которого во внутризонное поглощение равен

$$\alpha_c = \frac{\nu_{p0}^c \Omega^{1/2} \omega_{pl}^2 n_\omega \omega}{\omega^{3/2} c \beta_\omega} \Gamma_\omega \frac{\text{Cth}\left(\frac{\hbar\Omega}{2T_c}\right)}{\mathcal{E}_{1/2}(\zeta_c)} \left(\frac{T_e}{\pi\hbar\omega}\right)^{1/2} \times \\ \times \int_0^\infty du \ln \left\{ \frac{1 + \exp\left[\zeta_c + \frac{\hbar\omega}{2T_e} - \frac{1}{2}\left(u + \frac{\hbar^2\omega^2}{4T_e^2 u}\right)\right]}{1 + \exp\left[\zeta_c - \frac{\hbar\omega}{2T_e} - \frac{1}{2}\left(u + \frac{\hbar^2\omega^2}{4T_e^2 u}\right)\right]} \right\}. \quad (19)$$

Здесь  $\nu_{p0}^c$  — введенная ранее [см. (16)] характерная частота РО-рассеяния,  $\omega_{pl} = (4\pi e^2 N_e / \epsilon_A m_e)^{1/2}$  — плазменная частота. Аналогичным же образом определяется и дырочный вклад. Поглощение на свободных носителях в легированных КО не зависит от параметров ЭДП в АО и может быть аддитивно учтено в константе  $\alpha_0$ .

Балансные уравнения для носителей (7), (8) содержат также и величины, определение которых требует выхода за пределы АО, а именно: плотность тока накачки  $J$ , коэффициент инжекции  $\gamma$  и плотность потока энергии  $Q$ . Так как ИГЛ является прибором, управляемым током, величину  $J$  можно считать заданной и рассматривать как параметр задачи. При определении величины  $\gamma$  следует учесть, что в правильно спроектированной структуре ток утечки заметно меньше тока накачки, т. е.  $\gamma \ll 1$ , в связи с чем для расчета коэффициента инжекции может использоваться развитая ранее в работе [28] итерационная процедура, в рамках которой параметры ЭДП в АО находятся при  $\gamma = 0$ , а уже по ним вычисляется ток утечки. Что же касается величины  $Q$ , то ее определение существенно зависит от модели теплового контакта между носителями в АО и КО. Ограничиваясь рассмотрением разогрева носителей только в АО,

здесь можно выделить следующие два предельных случая: во-первых, полное отсутствие теплового контакта через гетеропереходы и прилегающие к ним обедненные области широкозонных слоев, когда поток тепла  $Q$  обусловлен только переносом через поверхности разрыва зон (рис. 1):

$$Q = \frac{J}{e} (\Delta \epsilon_c + \Delta \epsilon_v), \quad (20)$$

во-вторых, наличие теплового контакта, но при условии равновесности основных носителей в КО. Поскольку реально такой случай соответствует сильному легированию КО, то, полагая, что перенос через гетеропереходы и области пространственного заряда вблизи них обусловлен термоэмиссией, и используя тот же подход, что и при формулировке граничных условий на контактах в монопольных структурах с горячими носителями [29, 30], для величины  $Q$  получим

$$Q = \frac{J}{e} (\Delta \epsilon_c + \Delta \epsilon_v + 4T_0) - \frac{2}{e} \left[ A_c T_c^2 \exp\left(\zeta_c - \frac{\Delta \epsilon_c}{T_c}\right) + A_v T_v^2 \exp\left(\zeta_v - \frac{\Delta \epsilon_v}{T_c}\right) \right] (T_c - T_0), \quad (24)$$

где  $A_{c, v}$  — постоянные Ричардсона для  $c$ - и  $v$ -зон АО.

В результате все фигурирующие в правых частях (7)–(9) величины, так же как и плотность частиц и энергии в левых частях (7), (8), оказываются выраженными явным образом через три параметра ЭДП в АО:  $\zeta_c$ ,  $\zeta_v$  и  $T_c$ . Таким образом, (7)–(9) [совместно с условием квазинейтральности (4)] составляют замкнутую систему скоростных уравнений ИГЛ с разогретыми носителями. Здесь мы ограничиваемся исследованием только стационарных решений этой системы, т. е. рассматриваем статические мощностные характеристики ИГЛ в режиме заданного тока. В этом случае основные, на наш взгляд, эффекты разогрева носителей сводятся к следующему.

Во-первых, поскольку коэффициент межзонного усиления  $g_{cv}$ , для излучения с энергией квантов  $\hbar\omega$  оцениваемый соотношением

$$g_{cv} \sim \left\{ f_c \left[ \frac{m_{vh}}{m_c + m_{vh}} (\hbar\omega - \epsilon_c) \right] + f_v \left[ \frac{m_c}{m_c + m_{vh}} (\hbar\omega - \epsilon_v) \right] - 1 \right\},$$

может компенсировать потери в лазерном резонаторе лишь при определенном уровне вырождения носителей, ясно, что всякое снижение вырождения, т. е. уменьшение значений ФР  $f_c$  и  $f_v$  в состояниях, между которыми осуществляются излучательные переходы, будет затруднять достижение порога генерации. Разогрев, в особенности обусловленный оже-рекомбинацией, подавляет вырождение, так что при определенных обстоятельствах [31] рост возбуждения не увеличивает, а уменьшает инверсию заселенностей состояний в  $c$ - и  $v$ -зонах. Для лазерных резонаторов с малой добротностью это приводит к ситуации, в которой достижение генерации требует такого уровня возбуждения, который вследствие оже-разогрева не может быть получен ни при каких плотностях тока накачки. Во-вторых, рост эффективной температуры носителей увеличивает высокоэнергетические хвосты ФР и, следовательно, усиливает такие активационные процессы, как обусловленная термоэмиссией утечка через гетеропереходы [28], оже-рекомбинация [13] и межподзонное поглощение стимулированного излучения дырками [32], темпы которых оцениваются соотношениями

$$J_{I(c, v)} \sim \exp\left(-\frac{\Delta \epsilon_c}{T_c}\right), \quad R_{CHSS} \sim \exp\left(-\frac{\epsilon_{CHSS}}{T_c}\right),$$

$$R_{CHNS} \sim \exp\left(-\frac{\epsilon_{CHNS}}{T_c}\right), \quad \alpha_v \sim \exp\left(-\frac{m_{vs}}{m_{vh} - m_{vs}} \frac{(\hbar\omega - \Delta \epsilon)}{T_c}\right).$$

Все перечисленные процессы снижают квантовую эффективность, что приводит, с одной стороны, к увеличению пороговой плотности тока и ее чувствительности к величине эффективной температуры носителей, а с другой — к сублинейности, насыщению и даже срыву ваттамперной характеристики за порогом генерации.

Эти качественные соображения вполне подтверждаются результатами численного расчета стационарного режима работы ИГЛ с разогретыми носите-

лями на основе сформулированной выше модели. На рис. 2—5 приводятся полученные нами зависимости перегрева ЭДП ( $T_e - T_0$ ), суммы нормированных квазиуровней Ферми ( $\zeta_c + \zeta_v$ ) и эффективной плотности фотонов  $N_w$  от плот-

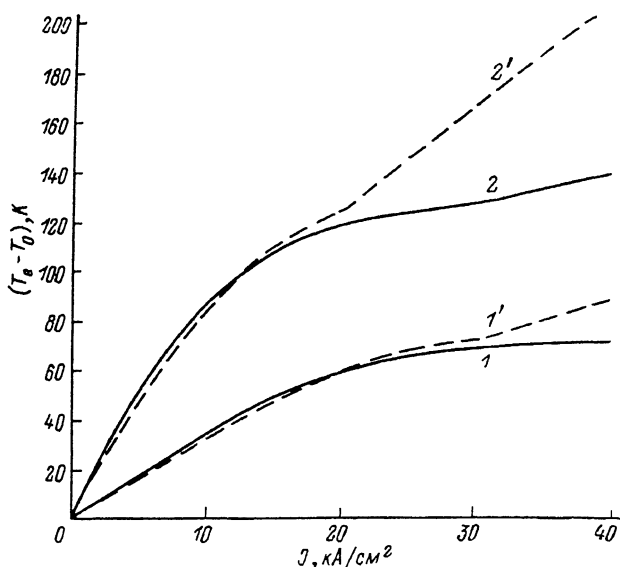


Рис. 2. Зависимость величины перегрева ЭДП ( $T_e - T_0$ ) от плотности тока накачки  $J$  и составов InGaAsP, соответствующих различным  $\lambda$ .

$\lambda$ , мкм: 1, 1' — 1.30; 2, 2' — 1.55.

сти тока накачки  $J$  для двух моделей теплового контакта между носителями в АО п КО, а именно: в отсутствие теплового контакта, когда поток тепла  $Q$  определяется выражением (20) (штриховые линии), и при наличии теплового

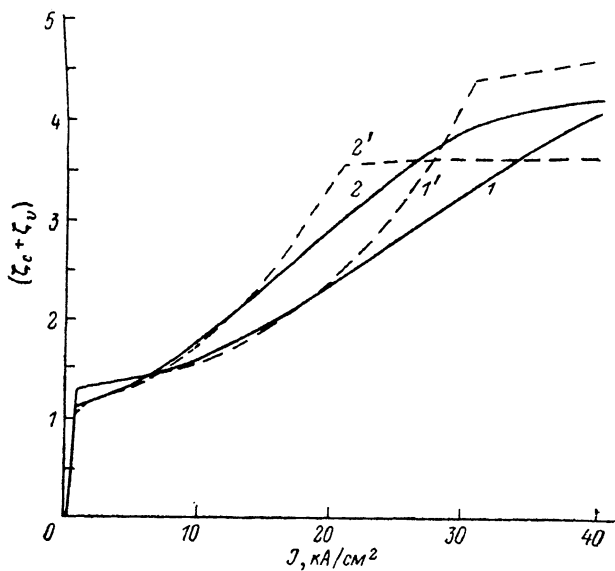


Рис. 3. Зависимость суммы нормированных квазиуровней Ферми ( $\zeta_c + \zeta_v$ ) от плотности тока накачки  $J$  и составов InGaAsP, соответствующих  $\lambda = 1.30$  (1, 1'), 1.55 мкм (2, 2').

контакта в предположении о равновесности носителей в КО, когда величина  $Q$  определяется выражением (21) (сплошные линии). Рассматриваются две различающиеся по составу твердого раствора InGaAsP в АО структуры, соответствующие наиболее важным в практическом отношении спектральным диапазонам

$\lambda=1.30$  и  $\lambda=1.55$  мкм. Во всех случаях толщина АО берется равной  $0.1$  мкм (при уровнях легирования АО  $10^{16}$  см $^{-3}$  и обеих КО  $2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ), температура решетки  $T_0=300$  К, постоянная  $\alpha_0$  принимается равной  $20$  см $^{-1}$  (за исключе-

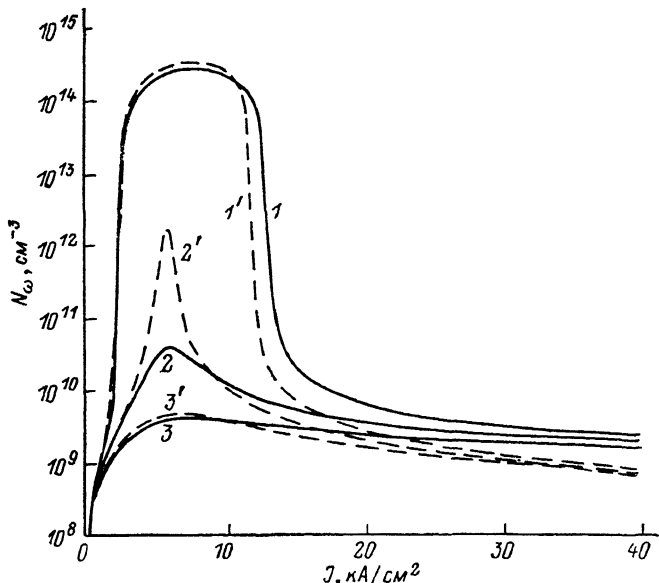


Рис. 4. Зависимость эффективной плотности фотонов  $N_{\omega}$  от плотности тока накачки  $J$  для состава InGaAsP с  $\lambda=1.55$  мкм и значений константы  $\alpha_0$ .  
 $\alpha_0$ , см $^{-1}$ : 1, 1' — 50; 2, 2' — 60; 3, 3' — 70.

нием вариантов расчета, представленных на рис. 4). Сильное легирование КО и большая высота гетеробарьеров ( $\Delta\epsilon_c=0.16$  и  $0.22$  эВ;  $\Delta\epsilon_v=0.24$  и  $0.33$  эВ для составов, соответствующих  $\lambda=1.30$  и  $1.55$  мкм [4]) обеспечивают незначи-

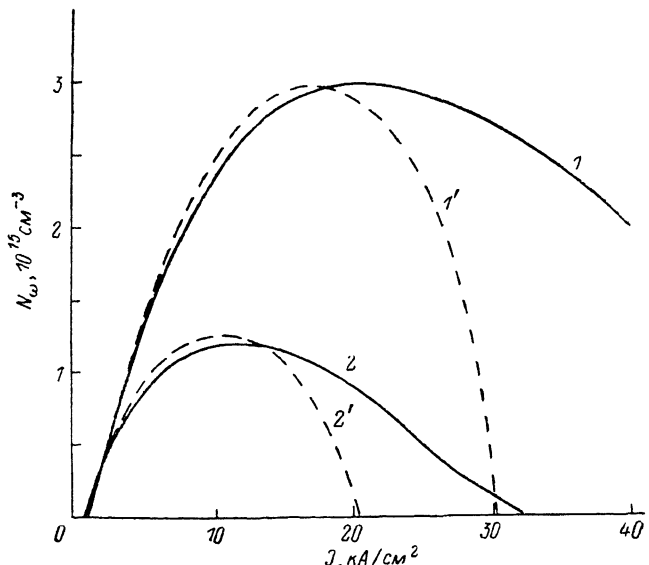


Рис. 5. Зависимость эффективной плотности фотонов  $N_{\omega}$  от плотности тока накачки  $J$  для двух составов твердого раствора при значении константы  $\alpha_0=20$  см $^{-1}$ .  
 $\lambda$ , мкм: 1, 1' — 1.30; 2, 2' — 1.55.

тельность токов утечки [28]. В исследовавшихся нами вариантах расчета величина коэффициента  $\gamma=J_l/J$  не превышала нескольких процентов даже для плотностей тока, в десятки раз превосходящих пороговое значение  $J=J_{th}$ , по этой



причине зависимости  $\gamma(J)$  (монотонно растущие) и не представляются на рисунках.

Зависимость величины перегрева ЭДП от плотности тока (рис. 2) описывается плавной кривой вплоть до значений  $J$  порядка десятка  $J_{th} \sim 1$  кА/см<sup>2</sup> и не имеет особенностей вблизи порога генерации, что свидетельствует о незначительности вклада внутризонных излучательных переходов в величину разогрева носителей. Таким образом, основными причинами разогрева являются инжекция с гетеробарьеров и оже-рекомбинация. Естественным представляется тот факт, что перегрев ЭДП при отсутствии теплового контакта между носителями АО и КО выше, чем при его наличии, тем более что вынос тепла из АО вследствие термоэмиссии через гетеробарьеры экспоненциально растет с увеличением  $T_e$  [см. формулу (21)]. Заметим при этом, что выражения (20), (21) для теплового потока  $Q$  описывают по существу предельные частные случаи, соответствующие максимально и минимально возможным температурам ЭДП в АО. Экспериментально наблюдаемые значения  $T_e$  [8-10] находятся где-то между ними. Менее тривиальным представляется заметное различие в уровнях разогрева между структурами, соответствующими  $\lambda=1.30$  и  $1.55$  мкм. Этот эффект, достаточно подробно обсуждавшийся в литературе [33, 22], связан как с увеличением темпа оже-рекомбинации, так и с уменьшением темпа релаксации энергии на РО-фононах при переходе к более узкозонному составу InGaAsP. Для любого, однако, состава твердого раствора и любой модели теплового контакта зависимость  $(T_e - T_0)$  от  $J$  близка к линейной в некотором интервале  $J \leq 10 \div 20$  кА/см<sup>2</sup>. Это объясняется тем, что здесь из возможных механизмов рекомбинации доминирует оже-рекомбинация и темп ввода энергии в ЭДП примерно пропорционален  $J$ , тогда как при относительно небольшом перегреве ЭДП темп релаксации энергии  $\mathcal{P}_{th}$  в первом приближении пропорционален  $(T_e - T_0)$ . При дальнейшем росте  $J$  на зависимости  $(T_e - T_0)$  от  $J$  проявляются насыщение, обусловленное ростом стимулированной излучательной рекомбинации, и излом, связанный со срывом генерации (рис. 5), в результате этого опять доминирует оже-рекомбинация.

Сумма нормированных квазиуровней Ферми (рис. 3) характеризует уровень инверсии в АО. В отсутствие разогрева зависимость этой величины от  $J$  должна насыщаться по достижении пороговой плотности тока [19]. Разогрев же ЭДП приводит к росту  $(\zeta_c + \zeta_v)$  и коэффициента усиления  $g_{cv}$  за порогом генерации, что связано с необходимостью (в стационарных условиях) компенсации экспоненциально возрастающего по мере увеличения  $T_e$  межподзонного поглощения на дырках. Из-за большой энергии активации этого процесса (0.25 и 0.17 эВ для составов, соответствующих  $\lambda=1.30$  и  $1.55$  мкм [4]) рост межподзонного поглощения по мере разогрева дырок происходит быстрее, чем может увеличиться межзонное усиление, в результате чего в конце концов и происходит срыв генерации [изломы на зависимостях  $(\zeta_c + \zeta_v)$  от  $J$  при  $J \geq 10 \div 20$  кА/см<sup>2</sup>].

Расчетанные ваттамперные характеристики, т. е. зависимости эффективной плотности фотонов  $N_\omega$  от  $J$  (рис. 4, 5), в полной мере отражают влияние описанных выше эффектов разогрева носителей на излучательную способность ИГЛ. При малой добротности резонатора ( $\alpha_0 \geq 70$  см<sup>-1</sup> для состава, соответствующего  $\lambda=1.55$  мкм) достижение порога генерации требует такого уровня инверсии, который принципиально не может быть получен вследствие подавления вырождения носителей оже-разогревом (рис. 4). При достаточно высокой добротности резонатора (рис. 5) разогрев ЭДП приводит к сублинейности ваттамперной характеристики за порогом генерации в интервале  $J \leq 10 \div 20$  кА/см<sup>2</sup> и тем большей, чем выше его уровень, что и соответствует известным экспериментальным данным [8-10]. Наличие же падающего участка на ваттамперной характеристике и срыва генерации при  $J > 10 \div 20$  кА/см<sup>2</sup> может служить причиной различных нестабильностей стационарного режима, наблюдаемых в ИГЛ на InGaAsP. Их исследование, однако, требует анализа динамических характеристик ИГЛ с разогретыми носителями, что выходит за рамки данной работы и будет рассмотрено отдельно.

В заключение авторы благодарят В. И. Рыжия за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Суэмацу Я. // ТИИЭР. 1983. Т. 71. В. 6. С. 5—37.
- [2] Digest of 11 IEEE Int. Semicond. laser conf. Boston, 1988. 456 с.
- [3] Барышев В. И., Гольцова Е. Г., Дураев В. П. и др. // Квант. электрон. 1989. Т. 15. В. 11. С. 2196—2198.
- [4] Dutta N., Wilson R., Wilt D. et al. // AT T Techn. J. 1985. V. 64. N 8. P. 1857—1884.
- [5] Fernier B., Bosson P., Jicquel J.-P. et al. // IEE Proc. 1987. V. 134. Pt. 1. N 1. P. 27—34.
- [6] Кругушев А. И., Керимов А. А. // Зарубежн. радиоэлектрон. 1988. № 3. С. 40—51.
- [7] Kakimoto S., Takemoto A., Sakakibara Y. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. V. QE-24. N 1. P. 29—35.
- [8] Manning J., Olshansky R., Su C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. N 2. P. 134—135.
- [9] Yamanishi M., Suemune I., Nonomura K. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. V. QE-19. N 6. P. 924—929.
- [10] Tokida Y., Fujiwara K., Tsukada N. et al. // Japan. J. Appl. Phys. 1986. V. 25. Pt. 2. N 11. P. L931—L933.
- [11] Ishikawa H., Yano M., Takugasawa M. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 7. P. 553—555.
- [12] Лубашевский И. А., Рыжий В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 11. С. 2031—2034.
- [13] Дегайренко Н. Н., Елесин В. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 13. В. 8. С. 456—458.
- [14] Лубашевский И. А., Рыжий В. И., Суриц Р. А. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 8. В. 1. С. 36—38.
- [15] Yamanishi M., Suemune I., Nonomura K., Mikoshiba N. // Japan. J. Appl. Phys. 1982. V. 21. Pt. 2. N 4. P. L240—L242.
- [16] Shah J., Leheny R., Nahory R. et al. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. N 5. P. 475—477.
- [17] Shah J., Leheny R., Nahory R. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 8. P. 618—620.
- [18] Гарбузов Д. З., Чалый В. П., Свелокузов А. Е. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 657—662.
- [19] Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М., 1983. 294 с.
- [20] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводникового и газового разряда. М., 1975. 400 с.
- [21] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М., 1981. Т. 1. 299 с. Т. 2. 304 с.
- [22] Kash K., Shah J., Gossard A. et al. // Physica. 1985. V. B134. N 1. P. 189—198.
- [23] Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках. М., 1986. 304 с.
- [24] Sugimura A. // IEEE J. Quant. Electron. 1981. V. QE-17. N 5. P. 627—635.
- [25] Гельмонт В. Б., Соколова З. Н., Халфин В. Б. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 3. С. 453—458.
- [26] Гарбузов Д. З., Агаев В. В., Соколова З. Н. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 6. С. 1069—1076.
- [27] Bardyszewski W., Yevick D. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 7. P. 2713—2723.
- [28] Пищалко В. Д., Толстихин В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1617—1622.
- [29] Толстихин В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2199—2205.
- [30] Толстихин В. И. // Микроэлектрон. 1988. Т. 17. В. 3. С. 219—224.
- [31] Пищалко В. Д., Толстихин В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 2014—2018.
- [32] Mozer A., Romanek K., Schmid W. et al. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 10. P. 964—966.
- [33] Wada O., Yamakoshi S., Sakura T. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 10. P. 981—983.

Физико-технологический институт  
АН СССР  
Москва

Получена 26.09.1989  
Принята к печати 24.10.1989