

# Моделирование ватт-амперных характеристик мощных полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 1.5–1.55 мкм

П.В.Горлачук, А.В.Иванов, В.Д.Курносов, К.В.Курносов,  
В.И.Романцевич, В.А.Симаков, Р.В.Чернов

*Выполнено моделирование ватт-амперных характеристик мощных полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 1.5–1.55 мкм. Представлена методика, позволяющая установить тепловое сопротивление и характеристические температуры, которые свойственны лазерному диоду. Определены скорости излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей. Проведено сравнение результатов расчетов и эксперимента, и показано их удовлетворительное совпадение.*

**Ключевые слова:** ватт-амперная характеристика, спектральный диапазон 1.5–1.55 мкм, тепловое сопротивление, излучательная и безызлучательная рекомбинация носителей.

## 1. Введение

Изучению ватт-амперных характеристик (ВтАХ) мощных полупроводниковых лазеров посвящено большое число работ. В обзоре [1] (и в цитируемой в нем литературе) представлены результаты их исследований в непрерывном и импульсном режимах генерации, а также сформулирована концепция их реализации. Мощным полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 1.5–1.55 мкм посвящены работы [2–6].

Далее под мощными полупроводниковыми лазерами будем подразумевать лазеры с шириной контакта не менее 50 мкм, что значительно больше, чем у лазеров (1.5–3 мкм), используемых для оптической передачи информации. Большие токи накачки приводят к сильному нагреву активной области лазерного диода (ЛД). Наиболее сложен анализ ВтАХ лазеров с длиной волны излучения 1.5–1.55 мкм. Сильная температурная зависимость выходной мощности излучения определяется процессами оже-рекомбинации, процессами излучательной и безызлучательной рекомбинации в волноведущих слоях, утечкой носителей, что приводит к насыщению ВтАХ при увеличении тока накачки [7, 8].

В настоящей работе показано, как по измеренным ВтАХ и вольт-амперным характеристикам (ВАХ) при различных фиксированных температурах радиатора, на который установлен излучатель, определить основные его характеристики.

## 2. Параметры исследуемых гетероструктур и лазеров на их основе

Выращенные гетероструктуры  $\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x}\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$  имели две квантовые ямы (КЯ) толщиной по 90 Å. Между

КЯ располагался барьерный слой толщиной 130 Å. К ямам примыкали волноведущие слои толщиной 0.65 и 1 мкм (при разработке геометрии и уровня легирования слоев гетероструктуры использовалась идеология несимметричного расширенного волновода [9]). Активные области, барьерные и волноведущие слои были нелегированными.

Из гетероструктур были изготовлены ЛД мезаполосковой конструкции с шириной полоскового контакта 100 мкм. Длины резонаторов ЛД составляли 1600 и 2000 мкм. На грани резонатора наносились отражающие (100%) и просветляющие (5%) покрытия.

Лазерные диоды напаивались на контактные пластины активной областью вниз, контактная пластина с ЛД устанавливалась в цилиндрический корпус диаметром 11 мм. Корпус излучателя монтировался на радиаторе, температура которого ( $T = T_0 + \Delta T$ ,  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T = 0, 5^\circ\text{C}$ ,  $10^\circ\text{C}$ ) с помощью электронной схемы стабилизации поддерживалась постоянной. Измерения ВтАХ и ВАХ ЛД проводились при постоянном токе накачки.

## 3. Расчетные соотношения для определения теплового сопротивления и характеристических температур ЛД

Выходная оптическая мощность ЛД [10]

$$P = \hbar\omega n_{\text{ph}} f V_a, \quad (1)$$

где  $\hbar\omega$  – энергия фотона;  $n_{\text{ph}}$  – плотность фотонов в резонаторе;  $f = c\alpha_m$  – функция выхода;  $\alpha_m = L^{-1} \ln(R_1 R_2)^{-1/2}$ ;  $c$  – групповая скорость;  $L$  – длина резонатора;  $R_1, R_2$  – коэффициенты отражения зеркал;  $V_a$  – объем активной области.

Из стационарных решений скоростных уравнений, пренебрегая вкладом спонтанного излучения в генерирующую моду, имеем [11, 12]

$$\frac{In_{\text{in}}}{qV_a} = \frac{n_a}{\tau} + \frac{n_{\text{ph}}}{\tau_{\text{ph}}}, \quad (2)$$

П.В.Горлачук, А.В.Иванов, В.Д.Курносов, К.В.Курносов, В.И.Романцевич, В.А.Симаков, Р.В.Чернов. ОАО «НИИ “Полус” им. М.Ф.Степеля», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, д.3, корп.1; e-mail: gorlachuk@bk.ru, mail@dilas.ru, webeks@mail.ru

Поступила в редакцию 5 июня 2013 г., после доработки – 21 июня 2013 г.

где  $I$  – ток накачки;  $n_a$  – плотность носителей в КЯ;  $\eta_{in}$  – эффективность инжекции, показывающая, какая часть тока накачки попадает в КЯ;  $\tau$  – время жизни носителей с учетом излучательной и безызлучательной рекомбинации;  $q$  – заряд электрона;

$$\tau_{ph} = [c(\alpha + \alpha_m)]^{-1} \quad (3)$$

– время жизни фотонов в резонаторе;  $\alpha$  – потери на свободных носителях в резонаторе ЛД.

Запишем уравнение (1) в виде

$$P = \eta_{i00}(I - I_{i00}), \quad (4)$$

где

$$\eta_{i00} = \hbar\omega q^{-1}\eta_{in}\eta_r \quad (5)$$

– эффективность ВТАХ без учета нагрева активной области ЛД;

$$\eta_r = \frac{\alpha_m}{\alpha + \alpha_m} \quad (6)$$

– эффективность резонатора;

$$I_{i00} = \frac{qV_a n_a}{\eta_{in} \tau} \quad (7)$$

– пороговый ток генерации без учета нагрева активной области ЛД. Принимая во внимание (5), (6), имеем

$$\frac{\hbar\omega}{q} \frac{1}{\eta_{i00}} = \frac{1}{\eta_{in}} \left(1 + \frac{\alpha}{\alpha_m}\right). \quad (8)$$

Выражения для эффективности ВТАХ и порогового тока с учетом нагрева активной области ЛД пороговым током имеют вид

$$\eta_{i0} = \eta_{i00}(T_0) \exp\left(\frac{-R_T U_{i0} I_{i0}}{T_P}\right), \quad (9)$$

$$I_{i0} = I_{i00}(T_0) \exp\left(\frac{R_T U_{i0} I_{i0}}{T_I}\right), \quad (10)$$

где  $U_{i0} = U_{cut} + I_{i0} R_d$  – пороговое напряжение на ЛД;  $U_{cut}$  – напряжение отсечки на ВАХ;  $R_d$  и  $R_T$  – динамическое и тепловое сопротивления ЛД;  $T_P$  и  $T_I$  – характеристические температуры для эффективности ВТАХ и порогового тока накачки.

Величинам  $I_{i00}(T_0)$  и  $\eta_{i00}(T_0)$  можно сопоставить подобные величины при импульсном режиме работы с малой частотой следования импульсов тока накачки, когда можно пренебречь нагревом активной области ЛД.

Зависимость величины порогового тока от тока накачки и мощности излучения с двух граней  $P$  может быть представлена в следующем виде [13, 14]:

$$I_t(I, P, \Delta T) = I_{i0}(T_0 + \Delta T) \exp\left[\frac{R_T(UI - P)}{T_I}\right], \quad (11)$$

причем считается, что

$$I_{i0}(T_0 + \Delta T) = I_{i00}(T_0) \exp\left(\frac{\Delta T}{T_I}\right), \quad (12)$$

где  $\Delta T$  – изменение температуры радиатора, а  $U$  – напряжение на ЛД, соответствующее току накачки  $I$ . Подставив (10) и (12) в (11), получим

$$I_t(I, P, \Delta T) = I_{i0} \exp\left(\frac{\Delta T_{LD}(I, P, \Delta T)}{T_I}\right), \quad (13)$$

где  $\Delta T_{LD}(I, P, \Delta T)$  – нагрев активной области ЛД. Аналогично для эффективности ВТАХ будем иметь

$$\eta_t(I, P, \Delta T) = \eta_{i0} \exp\left(\frac{-\Delta T_{LD}(I, P, \Delta T)}{T_P}\right). \quad (14)$$

Нагрев активной области ЛД запишем в виде

$$\Delta T_{LD}(I, P, \Delta T) = R_T(UI - P - U_{i0} I_{i0}) + \Delta T. \quad (15)$$

Мощность излучения ЛД

$$P = \eta_t(I, P, \Delta T)[I - I_t(I, P, \Delta T)]. \quad (16)$$

Тепловое сопротивление  $R_T$  зависит от температуры как [15]

$$R_T(\Delta T_{LD}) = R_{T0}[(T_0 + \Delta T_{LD})/T_0]^k, \quad (17)$$

где  $k$  – постоянная величина.

Напряжение на ЛД

$$U(I, \Delta T_{LD}) = U_{cut}(\Delta T_{LD}) + IR_d(I) \quad (18)$$

– это нелинейная функция от тока накачки и нагрева ЛД, где

$$U_{cut}(\Delta T_{LD}) = U_{0cut}(1 - dT_u \Delta T_{LD}); \quad (19)$$

$$R_d(I) = R_{d0}(1 - dR_d I); \quad (20)$$

$U_{0cut}$  – напряжение отсечки, получаемое при линейной аппроксимации экспериментальной ВАХ, когда ток накачки стремится к нулю;  $dT_u$ ,  $dR_d$  – постоянные коэффициенты. Считаем, что  $U_{cut}$  зависит только от температуры, а  $R_d$  – только от тока накачки. (Характеристики прибора, ВАХ которого может быть аппроксимирована линейной функцией, даны в Приложении. Для этого случая  $dT_u = 0$  и  $dR_d = 0$ .)

Подставив (17), (18) в (15), получим нелинейное уравнение относительно  $\Delta T_{LD}$ , решив его, найдем зависимость  $\Delta T_{LD}$  от  $I$ ,  $P$ ,  $\Delta T$ .

Подставив (13), (14) в (16), получим нелинейное уравнение, решив которое, определим зависимость  $P = P(I, \Delta T)$ , что позволит записать  $\Delta T_{LD}$ ,  $\eta_t$  и  $I_t$  как функции от  $I$ ,  $P(I, \Delta T)$  и  $\Delta T$ .

На рис.1 представлены расчетные и экспериментальные ВАХ и ВТАХ для ЛД с длиной резонатора  $L = 2000$  мкм при различных температурах радиатора (20, 25 и 30 °С). Наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных характеристик обеспечивалось подбором коэффициентов в (13)–(20).

На рис.2 представлены зависимости нагрева активной области, порогового тока и эффективности ВТАХ от тока

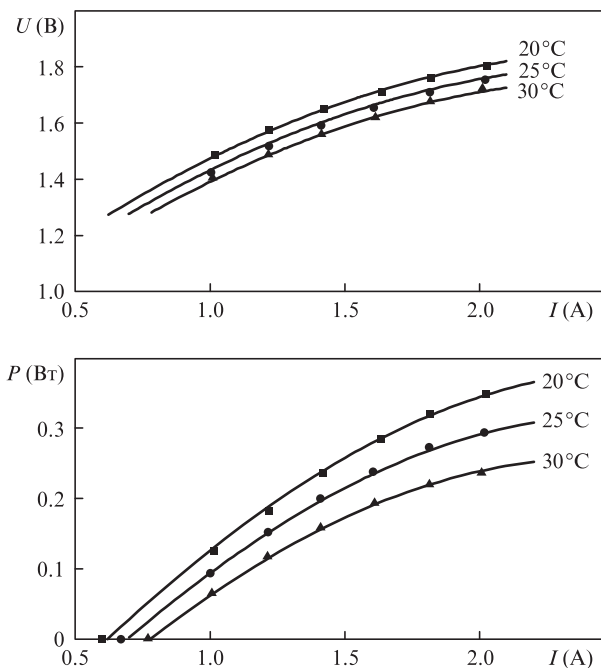


Рис.1. Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) вольт-амперные (а) и ватт-амперные (б) характеристики лазера для температур радиатора 20 (■), 25 (●) и 30 °C (▲).

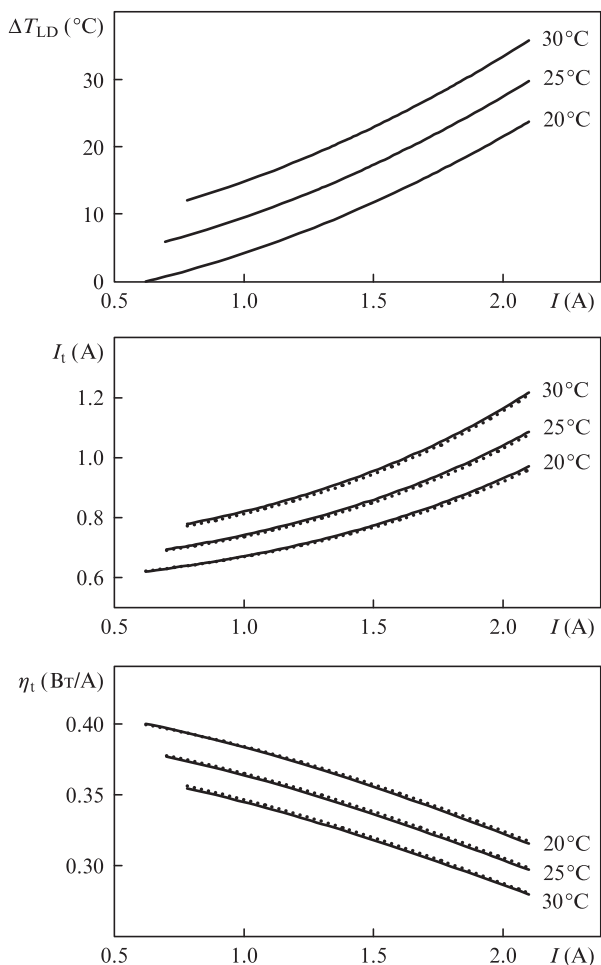


Рис.2. Расчетные зависимости нагрева активной области лазера (а), порогового тока (б) и пороговой эффективности ВтАХ (в) от тока накачки для температур радиатора 20, 25 и 30 °C. Сплошные кривые – характеристики, рассчитанные по формулам (13)–(15), пунктирные кривые – аппроксимирующие кривые, рассчитанные по формулам (35) и (36) (см. разд.4).

накачки при различных температурах радиатора и  $L = 2000$  мкм (характеристики ЛД с  $L = 1600$  мкм подобны приведенным характеристикам). Начало всех кривых идет от измеренных пороговых токов накачки (см. рис.1,б). Представленные зависимости экспериментально не измеряются [12, 13], так, отмечается, что «речь идет о «пороге», не наблюдаемом обычными способами, поскольку он меняется под влиянием мощности излучения. Иначе говоря, измененное значение нельзя измерить путем снижения мощности, т. к. при этом восстанавливается исходное его значение» [12]. В [14] эти пороговые токи названы «эффektivными».

Из рис.2,а видно, что при токе накачки 2 А нагрев активной области относительно температуры радиатора превышает 20 °C. Зависимости порогового тока и эффективности ВтАХ от тока накачки показывают, что с ростом тока пороговый ток увеличивается, а эффективность ВтАХ уменьшается.

Измерение характеристик ЛД при трех значениях температуры, проводимое в два этапа, позволило определить тепловое сопротивление радиатора. На первом этапе сразу после установки заданного тока накачки фиксировались показания измерителей мощности и напряжения на ЛД. Затем из-за нагрева мощность излучения медленно уменьшалась. На втором этапе, когда мощность излучения достигала стационарного значения (через 3–4 мин), при том же токе накачки повторно измерялись мощность и напряжение на ЛД, ВАХ и ВтАХ, определенные на втором этапе и представленные на рис.1, подобны характеристикам, полученным на первом этапе. При этом мощность излучения ЛД на первом этапе измерений была выше. Так, при токе накачки 2 А она составила 0.508, 0.482, 0.433 Вт для температур радиатора 20, 25 и 30 °C соответственно. Расчеты показали, что в обоих случаях характеристические температуры были одинаковыми, а  $R_T$  составили 7 и 2.2 К·Вт<sup>-1</sup>. Тепловое сопротивление радиатора (4.8 К·Вт<sup>-1</sup>) равно разности этих двух значений.

Значению 2.2 К·Вт<sup>-1</sup> отвечает тепловое сопротивление перехода активной области ЛД – контактная пластина, а 7 К·Вт<sup>-1</sup> – тепловое сопротивление перехода активной области ЛД – радиатор (вместе с корпусом ЛД). Тепловое сопротивление радиатора (4.8 К·Вт<sup>-1</sup>) удалось определить экспериментально благодаря тому, что датчик температуры находился на самом радиаторе.

Наилучшее совпадение характеристик, показанных на рис.1, имеет место при  $T_I = 53$  К,  $T_P = 100$  К,  $R_T = 7$  К·Вт<sup>-1</sup>,  $R_{d0} = 0.8$  Ом,  $dT_u = 0.0095$  К<sup>-1</sup>,  $dR_d = 0.14$  А<sup>-1</sup>,  $U_{cut} = 0.82$  В,  $I_{t0} = 0.62$  А и  $\eta_{t0} = 0.4$  Вт·А<sup>-1</sup>.

В работе [6] получено  $T_I = 60$  К, а в работе [17] –  $T_P = 91$  К, что коррелирует с нашими результатами.

Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей на рис.1 имеет место лишь при отклонении указанных значений не более, чем на 5% ( $T_P - 10\%$ ).

Расчет  $\eta_{in}$  и  $\alpha$  проводился по формуле (8). При этом  $\eta_{t00}$  рассчитывалась по формуле (9),  $U_{t0}$ ,  $I_{t0}$  определялись из эксперимента, а  $R_T$ ,  $T_P$  выбирались из условия наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных ВАХ и ВтАХ. Для  $L = 1600$  и 2000 мкм расчет дает  $\alpha = 1.3 - 1.5$  см<sup>-1</sup> и  $\eta_{in} = 0.62$ . Если вместо  $\eta_{t00}$  в (8) подставить  $\eta_{t0}$ , то для  $L = 1600$  мкм за счет большего разогрева активной области значения  $\alpha$  и  $\eta_{in}$  станут отрицательными.

Поскольку  $\eta_t$  и  $I_t$  зависят от мощности излучения, то дифференциальная эффективность ВтАХ  $\eta_d(I, \Delta T) = dP/dI$ ,

а

б

а

б

в

определенная экспериментально, не будет совпадать с эффективностью ВГАХ  $\eta_t(I, \Delta T)$ .

Действительно, при увеличении тока накачки (за счет нагрева активной области ЛД) эффективность  $\eta_d$  начинает уменьшаться вплоть до отрицательных значений, тогда как величина  $\eta_t(I, \Delta T)$  всегда положительна.

Если приравнять нулю производную по  $dI$  от выражения (16), можно рассчитать максимальные мощность излучения и ток накачки, при превышении которого мощность уменьшается.

Формулы, связывающие  $\eta_t$  и  $\eta_d$  для случая, когда ВАХ может быть аппроксимирована линейной функцией, приведены в Приложении.

#### 4. Расчет скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей

При проведении расчетов будем опираться на результаты работ [16–22]. В [18] показано, что лучшее совпадение теории и эксперимента получено для моделей без обращения масс с излучательными переходами без выполнения правила отбора.

При расчете уровней размерного квантования будем использовать продольные компоненты масс тяжелых дырок

$$m_{\text{hhi}} = \frac{m_0}{\gamma_{1i} - 2\gamma_{2i}}, \quad (21)$$

где  $i = a, w$  (активная область и волноведущие слои). Параметры Латтинжера–Кона  $\gamma_{1i}, \gamma_{2i}$  рассчитывались по интерполяционным формулам

$$\begin{aligned} \gamma_1(\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}) &= \gamma_1(\text{InAs})(1-x-y) \\ &+ \gamma_1(\text{GaAs})y + \gamma_1(\text{AlAs})x, \end{aligned} \quad (22)$$

где значения  $\gamma_1$  для InAs, GaAs, AlAs выбирались из табл.1 работы [21]. Аналогично рассчитывалось значение  $\gamma_2$ . Эффективная масса электронов определялась по формуле, аналогичной (22). Зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g(T)$  в слоях  $\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  рассчитывалась по приведенным в Приложении формулам (П2)–(П5). Учитывалось сужение ширины запрещенной зоны активной области ЛД при накачке током:

$$E_{\text{ga}} = E_{\text{ga}}(T) - k_g(n_a^{1/3} + p_a^{1/3}), \quad (23)$$

где  $n_a$  и  $p_a$  – плотности электронов и дырок в КЯ;  $k_g$  – постоянная величина;  $E_{\text{ga}}(T)$  определялась по формулам (П2)–(П5).

Разрыв зоны проводимости  $\Delta E_c$  выбирался равным  $0.72\Delta E_g$ , где  $\Delta E_g$  – разность ширин запрещенных зон активной области и волноведущих слоёв [20]. Показатели преломления твердых растворов  $n(\hbar\omega)$  рассчитывались по формуле (2) работы [23]. Коэффициенты оптического ограничения для двух КЯ  $\Gamma_a = 0.011$  и для волновода  $\Gamma_w = 0.94$  считались постоянными, не зависящими от температуры и плотности носителей.

Коэффициент усиления для случая, когда не выполняется правило отбора по волновому вектору, с учетом переходов между первым квантовым уровнем в зоне проводимости  $\varepsilon_{c1}$  и первым квантовым уровнем для тяжелых дырок в валентной зоне  $\varepsilon_{hh1}$ , может быть записан в виде

$$g(\hbar\omega) = G_0 \times \ln \left\{ \frac{[1 + a_1 \exp(-\hbar\omega/(k_B T))][1 + b_1 \exp(\hbar\omega/(k_B T))]}{a_2 b_2} \right\}, \quad (24)$$

где  $a_1 = \exp[(F_c - \varepsilon_{hh1})/(k_B T)]$ ;  $b_1 = \exp[(F_v - E_{ce1})/(k_B T)]$ ;  $a_2 = 1 + \exp[(F_c - E_{ce1})/(k_B T)]$ ;  $b_2 = 1 + \exp[(F_v - \varepsilon_{hh1})/(k_B T)]$ ;  $G_0$  – коэффициент, определяемый формулой (23) работы [18];  $E_{ce1} = E_{\text{ga}} + \varepsilon_{c1}$ .

Максимальная энергия фотона, соответствующая максимуму коэффициента усиления, определяется из условия  $dg(\hbar\omega)/d\hbar\omega = 0$ :

$$\hbar\omega_{\text{max}} = \frac{1}{2}[(E_{ce1} + \varepsilon_{hh1}) + (F_c - F_v)]. \quad (25)$$

Она связана с плотностью электронов и дырок в активной области КЯ как

$$\begin{aligned} \hbar\omega_{\text{max}} &= E_{ce1} + \varepsilon_{hh1} + \frac{1}{2}k_B T \\ &\times \ln \left\{ \exp\left(\frac{n_a}{\rho_c k_B T}\right) - 1 \right\} \left[ \exp\left(\frac{p_a}{\rho_v k_B T}\right) - 1 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (26)$$

где  $\rho_c = m_{ca}/(\pi\hbar^2 L_a)$ ;  $\rho_v = m_{hha}/(\pi\hbar^2 L_a)$ ;  $m_{ca}, m_{hha}$  – эффективные массы электрона и тяжелой дырки в КЯ;  $L_a$  – ширина КЯ.

Максимум коэффициента усиления  $g_{\text{max}} = G_0 \ln[(1 + \sqrt{a_1 b_1})^2 / (a_2 b_2)]$  может быть представлен через плотности электронов и дырок в активной области КЯ в виде

$$\begin{aligned} g_{\text{max}} &= G_0 \left[ \frac{n_a}{\rho_c k_B T} + \frac{p_a}{\rho_v k_B T} \right. \\ &\left. - 2 \ln \left( \sqrt{\exp\left(\frac{n_a}{\rho_c k_B T}\right) - 1} + \sqrt{\exp\left(\frac{p_a}{\rho_v k_B T}\right) - 1} \right) \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

Плотности электронов и дырок в волноводе могут быть выражены через плотности электронов и дырок в активной области ЛД:

$$n_w = N_{\text{cw}} \exp\left(-\frac{\Delta E_c - \varepsilon_{c1}}{k_B T}\right) \left[ \exp\left(\frac{n_a}{\rho_c k_B T}\right) - 1 \right], \quad (28)$$

$$p_w = N_{\text{vw}} \exp\left(-\frac{\Delta E_v - \varepsilon_{hh1}}{k_B T}\right) \left[ \exp\left(\frac{p_a}{\rho_v k_B T}\right) - 1 \right], \quad (29)$$

где  $N_{\text{cw}} = 2[(m_{\text{cw}} k_B T) / (2\pi\hbar^2)]^{3/2}$ ;  $N_{\text{vw}} = 2[(m_{\text{hvw}} k_B T) / (2\pi\hbar^2)]^{3/2}$ ;  $m_{\text{cw}}, m_{\text{hvw}}$  – эффективные массы электрона и дырки в волноводе;  $\Delta E_c, \Delta E_v$  – разрывы края зоны проводимости и валентной зоны.

Плотности электронов и дырок в активной области лазера, содержащей  $M_{\text{qw}}$  КЯ, связаны с плотностью электронов и дырок в волноводе уравнением электронеutralности [24]

$$M_{\text{qw}} L_a (n_a - p_a) + L_w (n_w - p_w) = 0, \quad (30)$$

где  $L_w$  – ширина волновода.

Условием генерации ЛД является равенство:

$$\Gamma_a g_{\max} = L^{-1} \ln(R_1 R_2)^{-1/2} + \Gamma_a \alpha_a + \Gamma_w \alpha_w + (1 - \Gamma_a - \Gamma_w) \alpha_{\text{em}}. \quad (31)$$

Потери на свободных носителях в активной области, волноведущих и эмиттерных слоях

$$\alpha_i = \sigma_e n_i + \sigma_h p_i, \quad (32)$$

где  $i = a, w, \text{em}$ ;  $n_i$  и  $p_i$  – плотности носителей в слоях структуры ( $n_{\text{em}}$  и  $p_{\text{em}}$  определяются уровнем легирования  $n$ - и  $p$ -эмиттеров);  $\sigma_e$  и  $\sigma_h$  – сечения поглощения для электрона и дырки. Потерями на рассеяние в уравнении (32) пренебрегли.

Скорости спонтанной рекомбинации в КЯ и волноводе в соответствии с [25] представим в следующем виде:

$$R_{\text{spa}} = B_{\text{spa}} \left( \frac{T_0}{T_0 + \Delta T_{\text{LD}}} \right) n_a p_a \left( 1 + \frac{n_a + p_a - \sqrt{n_a p_a}}{N_a} \right)^{-1}, \quad (33)$$

$$R_{\text{spw}} = B_{\text{spw}} \left( \frac{T_0}{T_0 + \Delta T_{\text{LD}}} \right)^{3/2} n_w p_w \left( 1 + \frac{n_w + p_w - \sqrt{n_w p_w}}{N_w} \right)^{-1}, \quad (34)$$

где  $N_i = 1/4[(m_{ei} + m_{hhi})k_B T / (\pi \hbar^2)]^{3/2}$ ;  $B_{\text{spi}}$  – постоянные коэффициенты;  $i = a, w$ .

Зависимость порогового тока накачки от скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации может быть записана в виде [19, 21]

$$I_t(\Delta T_{\text{LD}}) = q V_a \left\{ A_n n_a + R_{\text{spa}} + C_0 \right. \\ \left. \times \exp \left[ \frac{\Delta E}{k_B} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_0 + \Delta T_{\text{LD}}} \right) \right] (n_a^2 p_a + n_a p_a^2) \right\} \eta_{\text{in}}^{-1}, \quad (35)$$

где  $A_n n_a$  – скорость безызлучательной рекомбинации; последний член в скобках представляет скорость ожерекрекомбинации в КЯ;  $C_0$  и  $\Delta E$  – постоянные коэффициенты. Аналогичная зависимость использована в работе [21], где рекомендован метод подбора коэффициентов для согласования теории и эксперимента.

С учетом (13) и (14) можно найти однозначную связь между  $\eta_i(\Delta T_{\text{LD}})$  и  $I_t(\Delta T_{\text{LD}})$ :

$$\eta_i(\Delta T_{\text{LD}}) = \eta_{i0} [I_t(\Delta T_{\text{LD}}) / I_{i0}]^{-T_i / T_p}. \quad (36)$$

Расчеты показывают, что если в (16)  $\eta_i(I, P, \Delta T)$  заменить на  $\eta_i$  из (36), а  $I_t(I, P, \Delta T)$  взять в виде (35), то получим отличное совпадение расчетных и экспериментальных ВТAX (см. рис.1,б), как и в случае расчета по формулам (13)–(20).

Аппроксимирующие кривые зависимости  $I_t(I)$ , рассчитанные по формуле (35) с учетом подбора коэффициентов  $A_n$ ,  $B_{\text{spa}}$ ,  $B_{\text{spw}}$ ,  $C_0$ ,  $\Delta E$ ,  $\sigma_e$  и  $\sigma_h$ , показаны на рис.2,б, аналогично на рис.2,в представлены аппроксимирующие кривые зависимости  $\eta_i(I)$ , рассчитанные по формуле (36) с учетом выбранных коэффициентов.

Кривые, представленные на рис.2,б,в, демонстрируют удовлетворительное совпадение характеристик, рассчитанных на первом и втором этапах измерений при следующих значениях коэффициентов:  $A_n = 6 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ ,  $B_{\text{spa}} = 8 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $C_0 = 2.6 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $\Delta E = 0.18 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_e = 3 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_h = 13.4 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $B_{\text{spw}} = 8 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ . Значение  $\sigma_e = 3 \times 10^{-18} \text{ см}^2$  заимствовано из работы [22], а

значение  $\sigma_h = 13.4 \times 10^{-18} \text{ см}^2$  рассчитано из условия  $\alpha = 1.3 \text{ см}^{-1}$ , определенного ранее. Подробное рассмотрение внутренних оптических потерь в квантоворазмерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения проведено в работе [9] и в цитируемой в ней литературе. В асимметричном волноводе толщиной 4 мкм ( $\lambda = 1.08 \text{ мкм}$ ) получены потери  $\alpha = 0.2 \text{ см}^{-1}$ , а в волноводе толщиной 1.7 мкм  $\alpha = 0.34 \text{ см}^{-1}$ . В настоящей работе для волновода толщиной 1.65 мкм ( $\lambda = 1.5\text{--}1.55 \text{ мкм}$ ) получены потери  $\alpha = 1.3\text{--}1.5 \text{ см}^{-1}$ , т.е. примерно в 4 раза большие.

В работе [19] для  $\lambda = 1.3 \text{ мкм}$  в расчетах использовались следующие значения:  $C_0 = 5 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $\Delta E = 0.1 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_h = 30 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ . Для этой же длины волны в работе [10] брались  $C_0 = 3 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $B_{\text{spa}} = 1 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $A_n = 1 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$ , а для  $\lambda = 1.5 \text{ мкм}$  в [26] использовались  $C_0 = 1.3 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $B_{\text{spa}} = 8 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $A_n = 2.2 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$ .

Таким образом, значения коэффициентов, полученные в настоящей работе, удовлетворительно коррелируют с ранее опубликованными.

Зависимости от тока накачки плотностей электронов и дырок в активной области и в волноводе ЛД, а также длины волны излучения  $\lambda_{\text{max}}$  при различных температурах

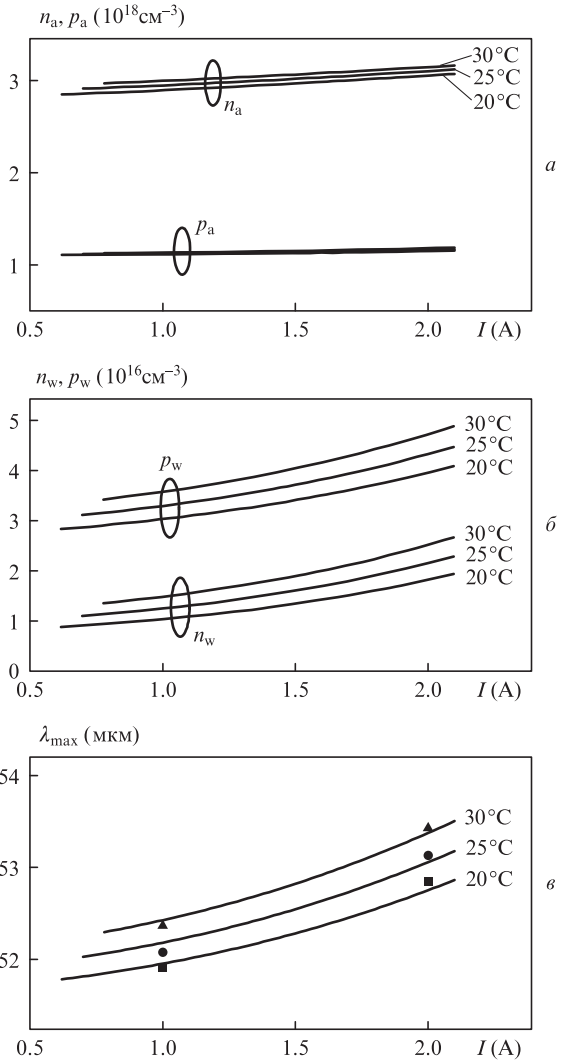


Рис.3. Зависимости плотностей электронов и дырок в КЯ (а) и в волноводе (б), а также длины волны излучения (в) от тока накачки, рассчитанные для температур радиатора 20, 25 и 30°C. Точками указаны экспериментальные значения  $\lambda_{\text{max}}$  для температур радиатора 20 (■), 25 (●) и 30°C (▲).

радиатора представлены на рис.3. Все графики начинаются с пороговых значений тока, соответствующих рис.1,б.

Видно, что как в активной области, так и в волноводе плотности электронов и дырок увеличиваются с ростом тока. Плотность дырок в активной области ЛД меньше плотности электронов, а в волноводе, наоборот, больше. Объясняется это тем, что барьер для дырок значительно ниже, чем для электронов ( $\Delta E_v/\Delta E_g = 0.28$ ,  $\Delta E_c/\Delta E_g = 0.72$ ), и дыркам легче диффундировать в волновод.

Длина волны излучения рассчитывалась по формуле  $\lambda_{\max} = 1.24/h\nu_{\max}$ , а  $h\nu_{\max}$  определялось по формуле (26). Коэффициент  $k_g$ , входящий в формулу (23), брался (в соответствии с [18]) равным  $3 \times 10^{-8}$  эВ·см. Для сравнения на рис.3,б представлены экспериментальные зависимости длины волны излучения  $\lambda_{\max}(I)$  для токов накачки 1 и 2 А при температурах радиатора 20, 25 и 30 °С. Видно удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных данных. Отметим, что расчет, проведенный по формулам (3)–(13) работы [16], дал значительно большее расхождение между результатами расчетов и экспериментом.

Представленные зависимости  $\lambda_{\max}(I)$  позволяют оценить тепловое сопротивление ЛД, которое может быть представлено в виде  $R_T = \Delta T/\Delta P_{\text{diss}} = (\Delta\lambda/\Delta T)^{-1} \Delta\lambda/\Delta P_{\text{diss}}$ , где  $\Delta P_{\text{diss}} = U_2 I_2 - U_1 I_1 - \Delta P$  – мощность, рассеиваемая в ЛД;  $U_2$  – напряжение на ЛД при токе накачки  $I_2 = 2$  А;  $U_1$  – при  $I_1 = 1$  А;  $\Delta P$  – изменение выходной оптической мощности излучения для токов 1 и 2 А. Величина  $\Delta\lambda/\Delta T$  рассчитывалась для токов 1 и 2 А при температурах радиатора 20, 25 и 30 °С. Среднее значение  $\Delta\lambda/\Delta T = 5.5$  Å/К, а  $\Delta\lambda/\Delta P_{\text{diss}} = 40.5$  Å/Вт, что дает оценку  $R_T = 7.4$  К/Вт. Из экспериментальных данных следует  $\Delta\lambda/\Delta T = 5.8$  Å/К, что дает значение  $R_T = 7$  К/Вт, хорошо совпадающее со значением  $R_T$ , полученным в разд.3.

Формула (35) задает пороговый ток  $I_t$ , включающий компоненты, которые определяются процессами излучательной и безызлучательной рекомбинации в КЯ и волноводе, а также позволяет найти ток утечки:

$$I_{\text{leak}} = I_t - I_{\text{spa}} - I_{\text{na}} - I_A - I_{\text{spw}}, \quad (37)$$

где  $I_{\text{spa}} = qV_a B_{\text{spa}} n_a p_a$ ;  $I_{\text{na}} = qV_a A_n n_a$ ;  $I_A = qV_a C_0 \exp\{\Delta E/k_B [T_0^{-1} + (T_0 + \Delta T_{\text{LD}})^{-1}]\} (n_a^2 p_a + n_a p_a^2)$ ;  $I_{\text{spw}} = qV_w (A_n n_w + B_{\text{spw}} n_w p_w)$ .

На рис.4,а представлены зависимости от температуры радиатора  $\Delta T$  суммарного порогового тока  $I_t$ , рассчитанного по (35), и его составляющих. Видно, что максимальный вклад вносят токи оже-рекомбинации и утечки. Изменение тока утечки, определяемого формулой (37), с температурой радиатора показано на рис.4,б. Мы не смогли объяснить получаемую величину тока  $I_{\text{leak}}$  утечкой носителей в эмиттер, используя модели, представленные в работах [5, 10, 27, 28]. Связуя это с тем, что эмиттеры имели состав  $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$  с шириной запрещенной зоны  $E_g = 1.45$  эВ, что почти на  $4k_B T$  превышает  $E_g$  для  $\text{InP}$  (1.35 эВ), используемого в эмиттерах системы  $\text{InGaAsP/InP}$ . Эти модели давали меньшие токи утечки, чем показано на рис.4,б. Расчет токов боковой утечки носителей, определяемых формулой (33) работы [29], или обусловленных растеканием носителей (см., напр., [30]), давал либо заниженные значения токов утечки, либо не совпадал с их температурной зависимостью.

Удовлетворительную аппроксимацию кривых (рис.4,б) можно получить, если ток утечки рассчитывать по формуле из работы [31]

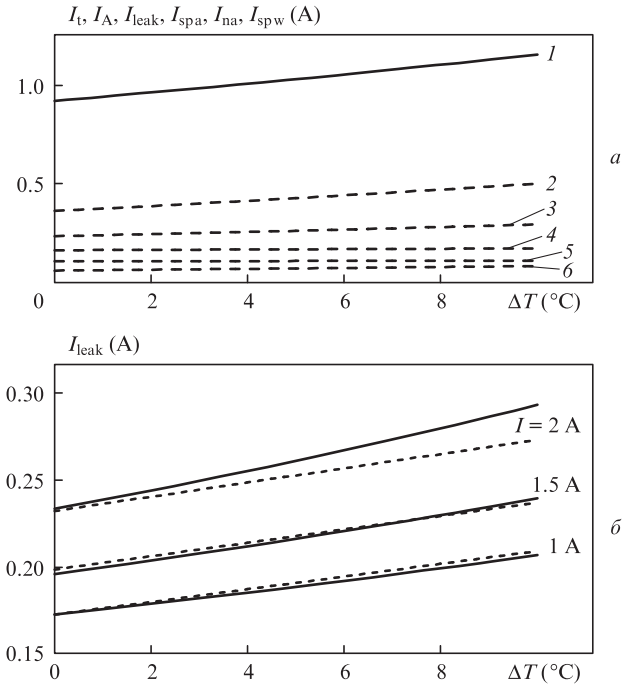


Рис.4. Зависимости от температуры радиатора порогового тока  $I_t$  (1) и его составляющих: тока оже-рекомбинации  $I_A$  (2), тока утечки  $I_{\text{leak}}$  (3), токов излучательной и безызлучательной рекомбинации в КЯ  $I_{\text{spa}}$  (4) и  $I_{\text{na}}$  (5), тока рекомбинации в волноводе  $I_{\text{spw}}$  (6) (а), а также тока утечки  $I_{\text{leak}}$  для токов накачки  $I = 1, 1.5$  и  $2$  А (б). Сплошные линии – характеристики, рассчитанные по формуле (37); штриховые – аппроксимирующие зависимости, рассчитанные по формуле (38).

$$I_{\text{leak}} = qV_a D n_a^{5.5} \quad (38)$$

при  $D = 8.7 \times 10^{-76}$  см<sup>13.5</sup>·с<sup>-1</sup>. Расхождение кривых наблюдается для  $T = 30$  °С при увеличении тока накачки от 1 до 2 А. Если же в расчетах используется диффузионная составляющая тока утечки, пропорциональная  $D n_a^{3.5}$ , согласовать эти кривые не удастся. В работе [14] ток утечки определяется следующей зависимостью:

$$I_{\text{leak}} = j_0 w L \exp\left[\frac{-(E_g - \Delta F)}{nk_B T}\right], \quad (39)$$

где  $j_0$  – подгоночный параметр;  $w$  – ширина активной области ЛД;

$$\Delta F = E_{\text{cel}} + \varepsilon_{\text{hh1}} + k_B T \times \ln\left[\left(\exp\left(\frac{n_a}{\rho_c k_B T}\right) - 1\right)\left(\exp\left(\frac{p_a}{\rho_v k_B T}\right) - 1\right)\right] \quad (40)$$

– разность квазиуровней Ферми.

Если в качестве  $E_g$  взять ширину запрещенной зоны эмиттера, то для подгонки нужно использовать неоправданно высокое значение  $j_0$ . Разумные результаты получаются, если в качестве  $E_g$  берется ширина запрещенной зоны волновода  $E_{\text{gw}}$ . Тогда при  $n = 2$ ,  $j_0 = 6.45 \times 10^3$  А·см<sup>-2</sup> имеет место удовлетворительная аппроксимация всех кривых на рис.4,б. В этом случае мы должны предположить, что ток утечки определяется выбросом носителей из КЯ в волновод.

В заключение отметим, что измерение ВАХ и ВтАХ при трех различных температурах радиатора позволило определить характеристические температуры и рассчитать тепловое сопротивление ЛД, установленного на ра-

диатор. Знание  $R_T$  (при использовании одного и того же радиатора) позволяет контролировать качество технологических операций напыления омических контактов и напайки ЛД на контактную пластину.

Найденные в работе значения теплового сопротивления, характеристических температур, а также скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей позволили удовлетворительно согласовать результаты расчетов и экспериментов.

### Приложение

Экспериментальные и расчетные ВАХ и ВтАХ для случая линейной аппроксимации вольт-амперных характеристик представлены на рис.П1. При линейной зависимости напряжения на ЛД от тока накачки дифференциальная эффективность ВтАХ может быть записана в виде

$$\eta_d(I, \Delta T) = \eta_t(I, \Delta T) \left(1 + \frac{cb}{a}\right) \left(1 + \eta_t \frac{cd}{a}\right)^{-1}, \quad (\text{П1})$$

где

$$a = 1 - k \left(1 + \frac{\Delta T_{LD}}{T_0}\right)^{k-1} \left\{ \frac{R_{T0}[(U_{cut} + IR_d)I - P]}{T_0} \right\},$$

$$b = d(U_{cut} + 2R_d I),$$

$$c = \frac{-I}{T_p} + \left(\frac{1}{T_p} - \frac{1}{T_l}\right) \exp\left(\frac{\Delta T_{LD}}{T_l}\right),$$

$$d = R_{T0} \left(1 + \frac{\Delta T_{LD}}{T_0}\right)^k.$$

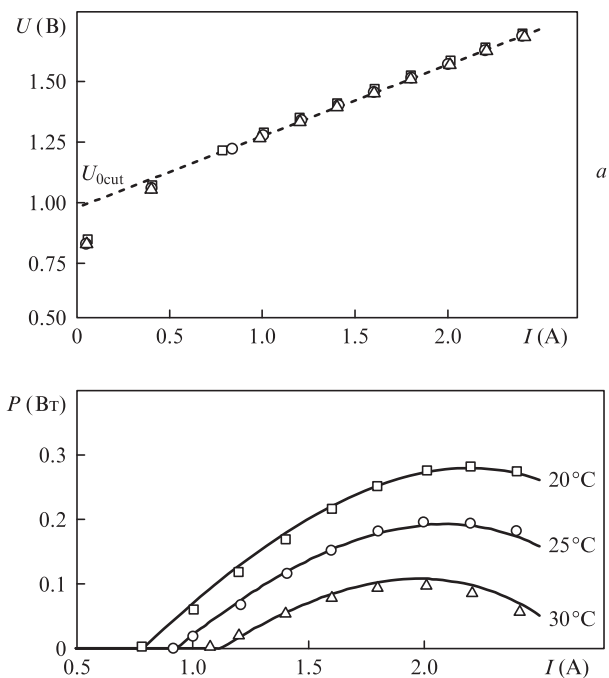


Рис.П1. Линеаризованная экспериментальная вольт-амперная (а) и экспериментальная ватт-амперная (б) характеристики ЛД для температур радиатора 20 (□), 25 (○) и 30°С (△). Штриховая кривая – линейная аппроксимация ВАХ, сплошные кривые – аппроксимирующие зависимости ВтАХ.

Определив из эксперимента значение  $\eta_d$  для выбранного тока накачки и  $\Delta T$ , можно рассчитать значение  $\eta_t(I, \Delta T)$ . Решение нелинейного уравнения  $1 + cb/a = 0$  совместно с (16) позволяет установить мощность излучения и максимальный ток накачки, после которого начинается падение мощности.

Экспериментальные зависимости, представленные на рис.П1,б, показывают, что максимальный ток накачки, при превышении которого начинается спад мощности, составляет 1.98, 2.09 и 2.18 А для температур 30, 25 и 20°С. Расчет дал следующие значения: 1.84, 2.004, 2.16 А, такое совпадение можно считать удовлетворительным из-за погрешности определения  $I_{max}$  из экспериментальных графиков.

Зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g$  в слоях  $Ga_yAl_xIn_{1-x-y}As$  от температуры рассчитывалась по формуле (3) работы [23]

$$E_g(Ga_yAl_xIn_{1-x-y}As) = xE_g(AlAs) + yE_g(GaAs) + (1 - x - y)E_g(InAs) - xyK_{AlGaAs} - y(1 - x - y)K_{GaInAs} - x(1 - x - y)K_{AlInAs}, \quad (\text{П2})$$

где  $K_{AlGaAs} = 0.399$ ,  $K_{GaInAs} = 0.442$ ,  $K_{AlInAs} = 0.614$  – параметры нелинейности соответствующих тройных твердых растворов, которые считались не зависящими от температуры.

Зависимость  $E_g$  от температуры двухкомпонентных растворов заимствована из работы [16]:

$$E_g(InAs) = 0.417 - 2.76 \times 10^{-4} T^2 / (T + 93), \quad (\text{П3})$$

$$E_g(AlAs) = 3.099 - 8.85 \times 10^{-4} T^2 / (T + 530), \quad (\text{П4})$$

$$E_g(GaAs) = 1.519 - 5.405 \times 10^{-4} T^2 / (T + 204). \quad (\text{П5})$$

1. Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **40**, 661 (2010).
2. Boucher J.F., Callahan J.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8039**, 80390B (2011).
3. Boucher J.F., Vilokkinen V., Rainbow P., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7480**, 74800K (2009).
4. Han I.K., Cho S.H., Heim P.J.S., Woo D.H., et al. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **12**, 251 (2000).
5. Скрынников Г.В., Зегря Г.Г., Пихтин Н.А. и др. *ФТП*, **37**, 243 (2003).
6. Зегря Г.Г., Пихтин Н.А., Скрынников Г.В. и др. *ФТП*, **35**, 1001 (2001).
7. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В. и др. *ФТП*, **41**, 1003 (2007).
8. Лютецкий А.В., Борщев К.С., Пихтин Н.А. и др. *ФТП*, **42**, 106 (2008).
9. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А. и др. *ФТП*, **38**, 1477 (2004).
10. Agrawal G.P., Dutta N.K. *Long-wavelength semiconductor lasers* (New York: Van Nostrand, 1986).
11. *Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры*. Под ред. У. Тсанга (М.: Радио и связь, 1990).
12. Елисеев П.Г. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М.: Наука, 1983).
13. Жолнеров В.С., Иванов А.В., Курносков В.Д. и др. *ЖТФ*, **82**, 63 (2012).
14. Scott J.W., Geels R.S., Corzine S.W., Coldren L.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1295 (1993).
15. Bewtra N., Suda D.A., Tan G.L., Chatenoud F., Xu J.M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**, 331 (1995).
16. Chang Yi-An, Chen J-R., Kuo H-C., et al. *J. Lightwave Techn.*, **24**, 536 (2006).

17. Sayid S.A., Marko I.P., Cannard P.J., Chen X., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **46**, 700 (2010).
18. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 918 (2006).
19. Piprek J., White J.K., Thorpe A.J.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 1253 (2002).
20. Selmic S.R., Chou T.M., Sih J.P., et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **7**, 340 (2001).
21. Minch J., Park S.H., Keating T., Chuang S.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 771 (1999).
22. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах* (М.: Мир, 1981).
23. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 545 (2007).
24. Wilcox J.Z., Ou S., Yang J.J., Jansen M., Peterson G.L. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 825 (1989).
25. Grinberg A.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1151 (1994).
26. Zou Y., Osinski J.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1295 (1993).
27. Гарбузов Д.З., Овчинников А.В. и др. *ФТП*, **25**, 928 (1991).
28. Chinn S.R., Zory P.S., Reisinger A.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2191 (1988).
29. Asryan L.V., Gun'ko N.A., Polkovnikov A.S., et al. *Semicond. Sci. Techn.*, **15**, 1131 (2000).
30. Joyce W.B. *J. Appl. Phys.*, **51**, 2394 (1980).
31. Olshansky R., Su C.B., Manning J., Powazinik W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **20**, 838 (1984).