

# Моделирование спектральных характеристик мощных одномодовых лазерных диодов с асимметричным волноводом с длиной волны излучения 1.5–1.6 мкм

В.Д. Курносов, К.В. Курносов

*С учетом нелинейных потерь проведено моделирование спектральных характеристик мощных одномодовых лазерных диодов с длиной волны излучения 1.5–1.6 мкм. Показано удовлетворительное совпадение результатов расчетов и эксперимента для зависимости длины волны и ширины спектра излучения от тока накачки лазера. Рассмотрено влияние теплового сопротивления лазерного диода на нагрев активной области, ширину спектра и длину волны излучения.*

**Ключевые слова:** одномодовые лазерные диоды, ширина спектра излучения, двухфотонное поглощение.

## 1. Введение

Известно, что мощные лазерные диоды (ЛД) имеют широкий спектр излучения [1–4], обзор их характеристик дан в [5]. В работе [6] явление неоднородного уширения спектров излучения ЛД на основе четверных растворов предлагается объяснять их спиноподальным распадом. Однако экспериментального подтверждения эта гипотеза не получила. В [7] отмечается, что не известны работы, посвященные исследованию причин, приводящих к увеличению ширины спектра излучения в ЛД при высоких уровнях накачки. С ростом тока накачки в развитии спектра имеется несколько особенностей: спектр смещается в длинноволновую область спектра, что обусловлено разогревом активной области, причем смещается также коротковолновая граница спектра. При плотности тока накачки 80–100 кА/см<sup>2</sup> в некоторых случаях ширина спектра генерации достигает 60 нм.

Еще одной важной особенностью является насыщение максимума интенсивности спектра излучения. По достижении некоторой величины плотности тока накачки интенсивность излучения прекращает расти, и наблюдается только уширение спектра генерации. Очевидных причин, объясняющих этот эффект, нет. Работы, посвященные многомодовому режиму генерации, не могут объяснить возникновение в ЛД с длиной резонатора 1.5 мм по крайней мере 750 продольных мод (межмодовое расстояние 0.8 Å). Расширение спектра генерации до 50–60 нм возможно только при выполнении пороговых условий для вышележащих энергетических уровней по отношению к уже участвующим в генерационном процессе. Для этого на вышележащих уровнях концентрация носителей тока должна возрасти до порогового значения.

В работе [8] представлены рассчитанные спектры спонтанного излучения при температуре  $T = 77$  К, однако расчет спектров стимулированного излучения отсут-

ствует (представлены только экспериментальные спектры генерации). Особенности спектров генерации и тепловое сопротивление непрерывных ЛД рассмотрены в [9].

В настоящей работе проведено моделирование длины волны и ширины спектра генерации ЛД с учетом в скоростных уравнениях нелинейных потерь (или спектрального выгорания носителей). Экспериментальные данные по спектральным и мощностным характеристикам ЛД взяты из работы [10].

## 2. Расчет спектральных характеристик ЛД

При проведении расчетов будем использовать стационарные решения системы скоростных уравнений, аналогичной рассмотренной в [11]:

$$\frac{dS_m}{dt} = \left[ G_m(1 - \varepsilon S_m) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right] S_m + \beta R_{sp} - \gamma S_m^2, \quad (1)$$

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{I}{eV_a} - R_{\Sigma} - \sum G_m(1 - \varepsilon S_m) S_m, \quad (2)$$

где  $S_m$ ,  $G_m$  – плотность фотонов и коэффициент усиления  $m$ -й моды резонатора ЛД;  $\tau_{ph}$  – время жизни фотонов в резонаторе;  $n_a$  – плотность носителей в активной области;  $\beta$  – коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду;  $\gamma$  – нелинейные потери;  $\varepsilon$  – коэффициент, учитывающий спектральное выгорание носителей;  $R_{sp}$  – скорость спонтанной рекомбинации;  $R_{\Sigma}$  – суммарная скорость излучательной и безызлучательной рекомбинации;  $V_a$  – объем активной области лазера;  $I$  – ток накачки.

Отметим, что система (1), (2) отличается от системы скоростных уравнений в работе [11], в которой в уравнении для плотности носителей отсутствует коэффициент оптического ограничения.

Расчеты проведем, опираясь на результаты работы [12], где показано, что наилучшее совпадение теории и эксперимента получено для моделей без обращения масс с излучательными переходами без выполнения правила отбора. В модели переходов без выполнения правила отбора по волновому вектору коэффициент усиления определяется как

В.Д. Курносов, К.В. Курносов. АО «НИИ «Полнос» им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп.1; e-mail: webeks@mail.ru

Поступила в редакцию 5 февраля 2018 г., после доработки – 28 апреля 2018 г.

$$g(h\nu) = G_0 \sum_i \sum_{n,k} \left[ m_{ni} \ln \left( \frac{1 + \exp\left(\frac{F_c - h\nu - E_{vni}}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{F_c - E_{cni}}{k_B T}\right)} \right) \times \frac{1 + \exp\left(\frac{F_v + h\nu - E_{cki}}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{F_v - E_{vki}}{k_B T}\right)} \right], \quad (3)$$

где  $G_0$  – коэффициент, определяемый формулой (23) в работе [12];  $E_{cni} = E_{c0} + E_{cni}$ ;  $E_{vni} = E_{v0} - E_{vni}$ ; индекс  $i = h, l$  относится к тяжелому и легкому дыркам; индексы в суммировании  $n, k$  – номера подзон в квантовой яме.

При проведении расчетов считалось, что энергии квазиуровней Ферми в зоне проводимости ( $F_c$ ) и в валентной зоне ( $F_v$ ) связаны между собой уравнением электронейтральности, определяемым формулой (11), а плотности электронов и дырок в активной области лазера ( $n_a, p_a$ ) и в волноведущем слое ( $n_w, p_w$ ) определяются формулами (12) и (13) в работе [12]. При расчетах учитывалось сужение ширины запрещенной зоны  $\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  в активной области  $E_g$  и в волноведущих слоях  $E_{gw}$  при накачке током лазерной структуры. Расчет проводился по формуле (14) в работе [12].

Зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g$  в слоях  $\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  рассчитывалась по формуле (3) в [13]:

$$E_g(\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}) = xE_g(\text{AlAs}) + yE_g(\text{GaAs}) + (1-x-y)E_g(\text{InAs}) - xyK_{\text{AlGaAs}} - y(1-x-y)K_{\text{GaInAs}} - x(1-x-y)K_{\text{AllnAs}}, \quad (4)$$

где  $K_{\text{AlGaAs}} = 0.399$ ,  $K_{\text{GaInAs}} = 0.44$  и  $K_{\text{AllnAs}} = 0.614$  – параметры нелинейности соответствующих тройных твердых растворов.

Зависимость  $E_g$  от температуры двухкомпонентных растворов примем в виде [14]

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

$$E_g(\text{AlAs}) = 3.099 - \frac{8.85 \times 10^{-4} T^2}{T + 530}, \quad (5)$$

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

Время жизни фотонов в резонаторе

$$\tau_{\text{ph}} = (v_{\text{gr}} \alpha)^{-1}, \quad (6)$$

где  $v_{\text{gr}}$  – групповая скорость света.

Потери в лазере

$$\alpha = \alpha_{\text{out}} + \Gamma_a \alpha_a + \Gamma_w \alpha_w + (1 - \Gamma_a - \Gamma_w) \alpha_{\text{em}}, \quad (7)$$

где  $\alpha_{\text{out}} = L^{-1} \ln[(R_1 R_2)^{-1/2}]$ ;  $L$  – длина резонатора лазера;  $R_1, R_2$  – коэффициенты отражения зеркал;  $\Gamma_a$  и  $\Gamma_w$  – коэффициенты оптического ограничения активной области и волноведущих слоев. Потери на свободных носителях в активной области ( $\alpha_a$ ), волноведущих ( $\alpha_w$ ) и эмиттерных ( $\alpha_{\text{em}}$ ) слоях определялись по формуле (19) работы [12].

Необходимо отметить, что коэффициенты оптического ограничения волноведущих р- и н-слоев отличаются друг от друга для несимметричного волновода. Расчет показывает, что максимум оптического поля сдвинут в середину н-волновода и коэффициент оптического ограничения волноведущего р-слоя меньше, чем у волноведущего н-слоя. В расчетах используется суммарный коэффициент оптического ограничения волноведущих р- и н-слоев. Оптическая мощность с одной грани резонатора определяется выражением

$$P = \sum P_m = \frac{1}{2} h\nu \frac{V_a}{L} v_{\text{gr}} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \sum S_m, \quad (8)$$

где  $P_m$  – оптическая мощность излучения  $m$ -й моды.

В соответствии с работой [15] представим скорость спонтанной рекомбинации в квантовой яме в виде

$$R_{\text{spa}} = B_{\text{spa}} \left( \frac{T_0}{T_0 + \Delta T_{\text{LD}}} \right) \frac{n_a p_a}{1 + (n_a + p_a - \sqrt{n_a p_a}) / N_a^*}, \quad (9)$$

а скорость спонтанной рекомбинации в волноводе в виде

$$R_{\text{spw}} = B_{\text{spw}} \left( \frac{T_0}{T_0 + \Delta T_{\text{LD}}} \right)^{3/2} \frac{n_w p_w}{1 + (n_w + p_w - \sqrt{n_w p_w}) / N_w^*}, \quad (10)$$

где  $N_i^* = 0.25[(m_{ei} = m_{\text{hh}})k_B T / (\pi \hbar^2)]^{3/2}$ ;  $B_{\text{spi}}$  – постоянные коэффициенты;  $i = a, w$ ;  $\Delta T_{\text{LD}}$  – нагрев активной области;  $T_0$  – температура радиатора.

Ток накачки лазера определяется по формуле

$$I = qV_a \left[ R_a + v_{\text{gr}} \sum_m G_m S_m \right] + qV_w R_w + qV_a D n_a^{5.5}. \quad (11)$$

Последний член в (11) учитывает ток утечки [16];  $q$  – заряд электрона. Скорости излучательной и безызлучательной рекомбинации в активной области и в волноведущих слоях  $R_a$  и  $R_w$  выражаются как

$$R_i = A n_i + R_{\text{spi}} + C_0 \exp \left[ \frac{\Delta E}{k_B} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \times (n_i^2 p_i + n_i p_i^2), \quad i = a, w, \quad (12)$$

где  $A, C_0$  и  $\Delta E$  – постоянные коэффициенты.

Для стационарного случая скоростного уравнения (1) и  $\varepsilon = 0$  объемные плотности фотонов  $S_m$  с энергией  $E_m$  в  $m$ -й моде определяются выражением

$$v_{\text{gr}}(G_m - \alpha)S_m + \beta R_{\text{sp}} - \gamma S_m^2 = 0, \quad (13)$$

где  $G_m = \Gamma_a g(E_m)$ .

Температура активной области ЛД запишем как

$$T = T_0 + \Delta T_{\text{LD}}(I, P, \Delta T). \quad (14)$$

Здесь  $\Delta T_{\text{LD}}(I, P, \Delta T)$  – нагрев активной области ЛД за счет протекающего тока накачки и мощности излучения, выводимой из резонатора;  $\Delta T$  – изменение температуры радиатора (температура  $T_0$  поддерживалась постоянной).

Считаем, что тепловое сопротивление  $R_T$  зависит от температуры следующим образом [16]:

$$R_T(\Delta T_{\text{LD}}) = R_{T0} \left( \frac{T_0 + \Delta T_{\text{LD}}}{T_0} \right)^\chi, \quad (15)$$

где  $\kappa$  – постоянная величина;  $R_{T0}$  – тепловое сопротивление при температуре радиатора  $T = T_0$ .

Нагрев активной области ЛД запишем в виде

$$\Delta T_{LD}(I, P, \Delta T) = R_T(\Delta T_{LD})[U(I, \Delta T_{LD})I - P] + \Delta T, \quad (16)$$

где  $U$  – падение напряжения на ЛД.

Используемая в расчетах величина теплового сопротивления перехода активная область ЛД–радиатор определялась как  $R_{T0} = R_{LD} + R_{rad}$ , где  $R_{rad}$  – тепловое сопротивление радиатора (вместе с корпусом ЛД). Значение  $R_{rad} = 4.8$  К/Вт для ЛД, смонтированного в корпусах диаметром 11 мм, заимствовано из работы [16].

Тепловое сопротивление активная область ЛД – контактная пластина рассчитывалось по формуле [17]

$$R_{LD} = \frac{1}{k_{T0}\pi L} \ln \frac{16h_{LD}}{\pi w}, \quad (17)$$

где  $k_{T0}$  – коэффициент теплопроводности при температуре  $T = T_0$ ;  $h_{LD}$  – высота кристалла ЛД;  $w$  – ширина плоского контакта. В расчетах считалось, что при  $w = 3$  мкм,  $h_{LD} = 100$  мкм и  $L = 1.6$  мм тепловое сопротивление  $R_{T0} = 21$  К/Вт с учетом теплопроводности слоев InP и  $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As$  [14].

Напряжение на ЛД представляет собой нелинейную функцию от тока накачки и нагрева ЛД:

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

$$U_{cut}(\Delta T_{LD}) = U_{0cut}(1 - T_u^* \Delta T_{LD}), \quad (19)$$

$$R_g(I) = R_{g0}(1 - R_g^* I), \quad (20)$$

где  $U_{0cut}$  – напряжение отсечки (определяется при линейной аппроксимации экспериментальной вольт-амперной характеристики к току накачки, стремящемуся к нулю);  $R_g$  – динамическое сопротивление ЛД;  $T_u^*$  и  $R_g^*$  – постоянные коэффициенты. Примем, что напряжение отсечки зависит только от температуры, а динамическое сопротивление ЛД – только от тока накачки. Сравнение экспериментальных и расчетных характеристик проведем для ЛД с длиной резонатора 1.6 мм, который исследован в [10].

Расчет проводился для 351-й моды (по 175 мод справа и слева от максимальной по амплитуде генерируемой моды излучения). На рис.1 представлены экспериментальные спектры излучения ЛД с  $L = 1.6$  мм при токах накачки (мощностях излучения) 1213 мА (300 мВт), 253 мА (60 мВт) и 95 мА (5 мВт), измеренные при температуре радиатора ЛД  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  (взяты из работы [10]). На рис.2 приведены расчетные спектры при токах накачки, указанных на рис.1, и  $\varepsilon = 0$ ,  $\gamma = 0$ , а на рис.3 – расчетные спектры при тех же токах накачки и  $\varepsilon = 0$ ,  $\gamma = 6 \times 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с. Отметим, что на рис.1–3 по горизонтальной оси отложен один и тот же диапазон длин волн 16 нм.

Длина волны излучения и ширина спектра рассчитывались по половинному уровню амплитуды максимальной генерирующей моды при различных значениях коэффициента  $\gamma$ , определяющего нелинейные потери. На рис.4 представлены рассчитанные зависимости длины волны излучения, нагрева активной области и теплового сопротивления от тока накачки для  $\kappa = 1.4, 0, -2.5, -10$  (см. уравнение (15)) и  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ . Для сравнения на рис.4,а показаны заимствованные из [10] экспериментальные точки зависимости длины волны генерации ЛД от тока накачки.

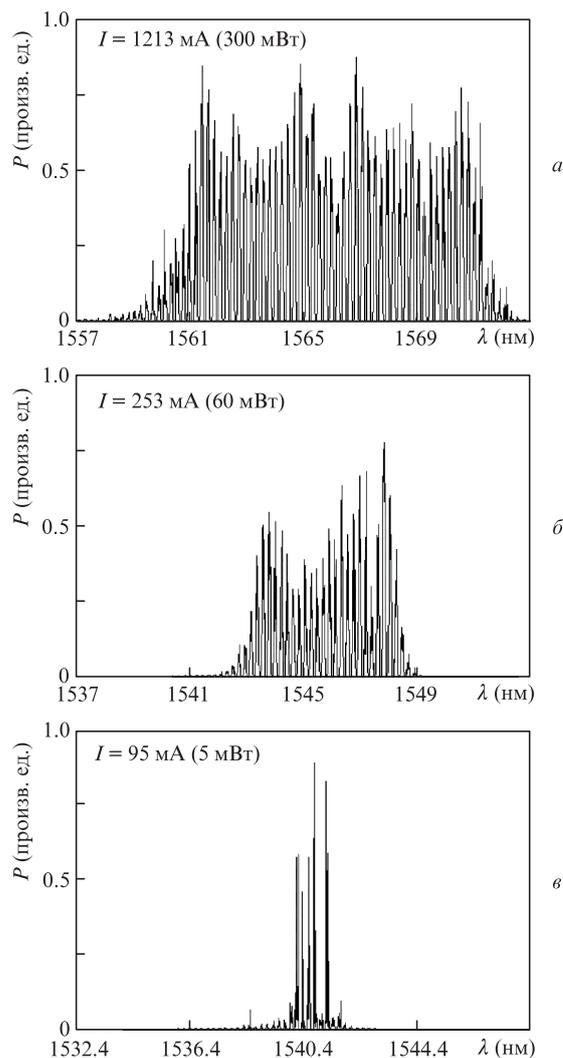


Рис.1. Экспериментально измеренные спектры излучения ЛД с длиной резонатора 1.6 мм при токах накачки (мощностях излучения) 1213 мА (300 мВт) (а), 253 мА (60 мВт) (б) и 95 мА (5 мВт) (в).

На рис.5 приведены экспериментальные и расчетные зависимости длины волны излучения, а на рис.6 – зависимости ширины спектра излучения по полувысоте от тока накачки для  $T_0 = 20, 30$  и  $40^\circ\text{C}$ ,  $L = 1.6$  мм,  $\kappa = -2.5$ .

Расчетные зависимости длины волны и ширины спектра излучения от коэффициента  $\gamma$ , определяющего нелинейные потери для тока накачки 1213 мА (300 мВт), даны на рис.7.

На рис.8 представлены экспериментальные и расчетные при  $\gamma = 6 \times 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с,  $\varepsilon = 0$  вольт-амперные (ВАХ) и ватт-амперные характеристики (ВтАХ) ЛД.

### 3. Обсуждение полученных результатов

В уравнении (7) настоящей работы мы пренебрегли потерями на свободных носителях в волноводе, рассмотренными в [18]:

$$\alpha(I) = (\sigma_e + \sigma_h) \left[ \frac{I}{2qwL} \left( \frac{L_n}{D_e} + \frac{L_p}{D_h} \right) \right], \quad (21)$$

где  $I$  – ток накачки;  $\sigma_{e(h)}$  – сечения поглощения для электронов (дырок);  $L_n$  и  $L_p$  определяются формулами (8) и (9) в работе [18];  $D_e = 200$  см<sup>2</sup>/с и  $D_h = 10$  см<sup>2</sup>/с – коэффициен-

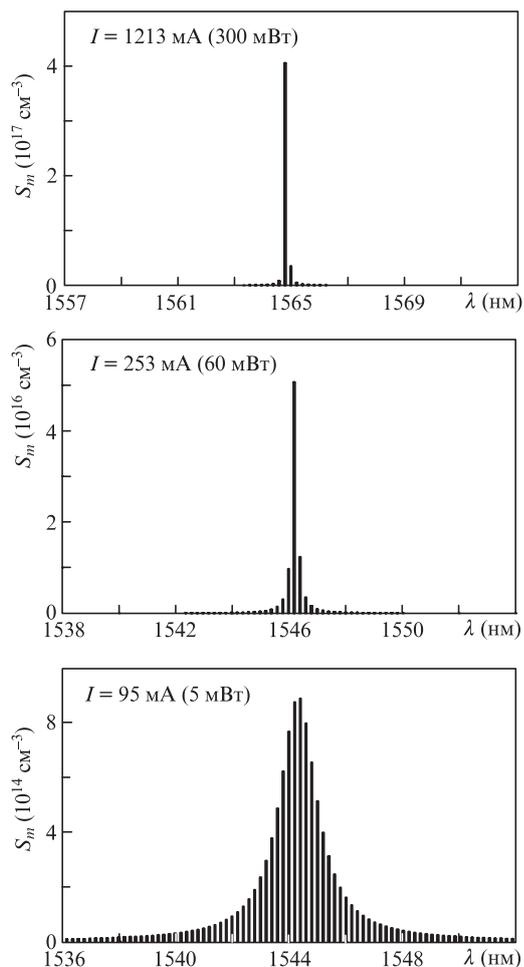


Рис.2. Расчетные спектры при тех же токах накачки (мощностях излучения), что и на рис.1, и  $\varepsilon = 0$ ,  $\gamma = 0$  ( $S_m$  – объемные плотности фотонов).

ты диффузии электронов и дырок соответственно. Для максимального тока накачки  $I = 1.3$  А потери  $\alpha(1.3) = 1$  см<sup>-1</sup>, что более чем на порядок меньше потерь, определяемых формулой (7).

Из рис.2,в видно, что расчетный спектр излучения в случае  $\varepsilon = 0$  и  $\gamma = 0$  имеет несколько продольных мод при токе накачки 95 мА (5 мВт) и практически одночастотный режим генерации при токе 1213 мА (300 мВт). Таким образом, при увеличении тока накачки происходит не расширение, а сужение спектра генерации, что не соответствует эксперименту. При  $\varepsilon = 0$ ,  $\gamma = 6 \times 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с, наоборот, имеем уширение спектра генерации с увеличением тока накачки (мощности) ЛД. Сравнивая экспериментальные зависимости, представленные на рис.1, с расчетными зависимостями на рис.3, видим, что имеется удовлетворительное совпадение эксперимента и теории.

При учете спектрального выгорания носителей ( $\gamma = 0$  и  $\varepsilon = 3 \times 10^{-19}$  см<sup>3</sup>) получаем спектры, практически совпадающие со спектрами на рис.3. Объясняется это тем, что в уравнении (1) коэффициент усиления представлен как  $G_m(1 - \varepsilon S_m)$ , поэтому плотность фотонов в моде становится пропорциональной  $G_m \varepsilon S_m^2$ , аналогично члену  $\gamma S_m^2$ .

При расчетах с помощью системы скоростных уравнений в работе [11] необходимо использовать коэффициент  $\varepsilon_1 = \varepsilon / \Gamma_a = 2.3 \times 10^{-17}$  см<sup>3</sup>, при этом  $\gamma$  должно быть равно нулю. Кроме того, в расчетах принято:  $L = 1600$  мкм,  $\Gamma_a = 0.0132$ ,  $\Gamma_w = 0.863$ ,  $R_{T0} = 21$  К/Вт,  $A = 6 \times 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $B_{spa} = 8 \times$

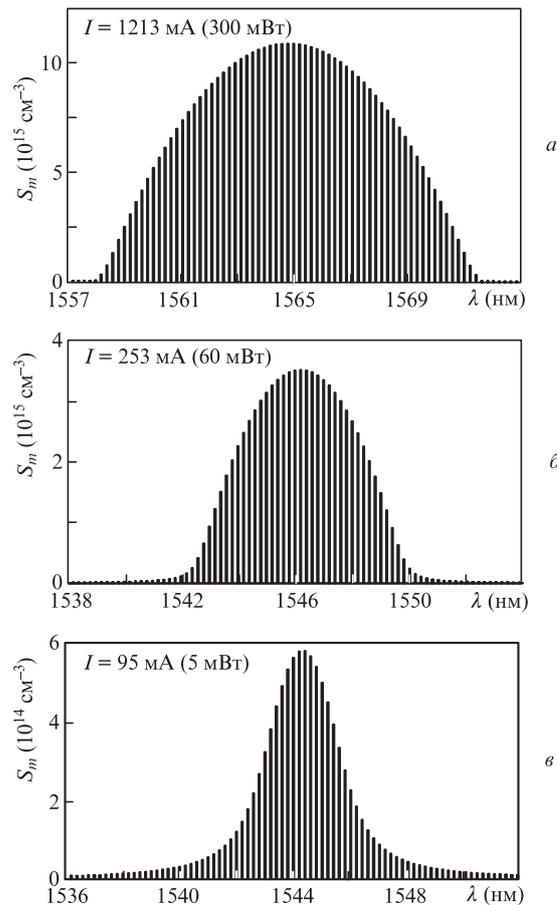


Рис.3. Расчетные спектры при тех же токах накачки (мощностях излучения), что и на рис.1, и  $\varepsilon = 0$ ,  $\gamma = 6 \times 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с.

$10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с,  $C_0 = 4.6 \times 10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с,  $\Delta E = 0.46$  эВ,  $\sigma_e = 3 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_h = 35 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup>,  $B_{spw} = 8 \times 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с,  $k_g = 3.8 \times 10^{-8}$  эВ·см,  $D = 8.7 \times 10^{-76}$  см<sup>13.5</sup>/с,  $R_1 = 0.05$ ,  $R_2 = 1$ .

Необходимо отметить, что в работе [16] для полоскового контакта шириной 100 мкм потери  $\alpha = 1.3 - 1.5$  см<sup>-1</sup>, а расчетное значение сечения поглощения для дырок  $\sigma_h = 13.4 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup> было получено при условии, что  $\alpha = 1.3$  см<sup>-1</sup>. В работе [10] для полоски шириной 3 мкм потери  $\alpha$  составили 3.3 см<sup>-1</sup>, поэтому в настоящей работе было принято, что  $\sigma_h = 35 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup>.

Далее рассмотрим влияние теплового сопротивления ЛД на его спектральные и мощностные характеристики. В работе [19] теплое сопротивление рассчитывалось по формуле

$$R_T = \frac{1}{k_T} \left( \frac{L_a}{wL} + \frac{L_{sub}}{w_{sub}L} \right), \quad (22)$$

где  $k_T = k_0(T_0/T)^{4/3}$ ;  $L_a$  и  $L_{sub}$  – толщины активной области и подложки;  $w_{sub}$  – ширина подложки;  $k_0$  и  $k_T$  – коэффициенты теплопроводности при температурах  $T_0$  и  $T$ . Таким образом, теплое сопротивление  $R_T$  увеличивается с ростом температуры активной области ЛД за счет уменьшения коэффициента теплопроводности. Используя формулу (22), имеем  $\kappa = 4/3$ . Для InP  $\kappa = 1.5$  [20].

В работе [10] удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных ВТAX наблюдается при  $\kappa = 1.4$ , т.е. считается, что теплое сопротивление увеличивается с ростом тока накачки. В работе [9] отмечается, что теплое сопротивление должно уменьшаться при увеличении тока накачки и по определению зависит от выбран-

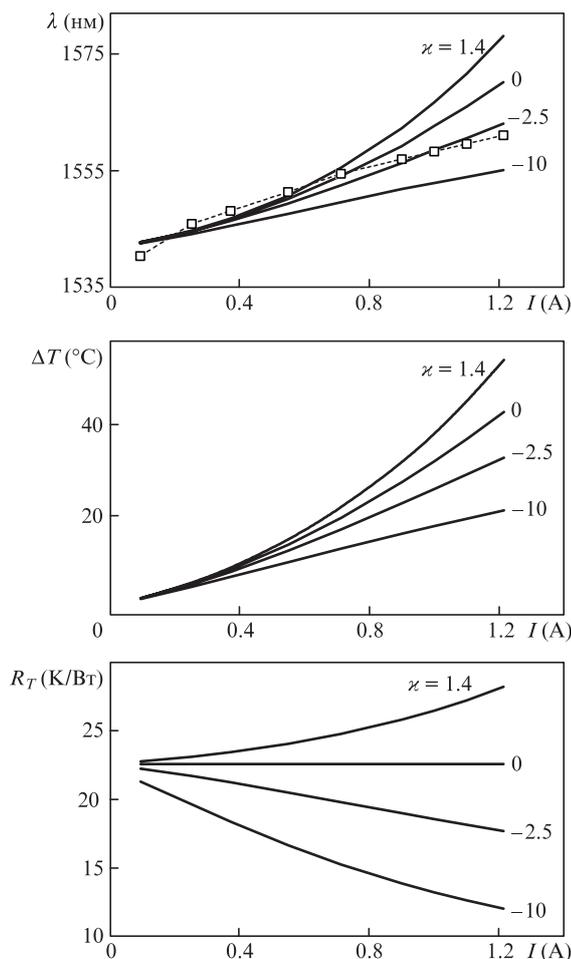


Рис.4. Рассчитанные зависимости длины волны излучения (а), нагрева активной области (б) и теплового сопротивления (в) от тока накачки для разных значений  $z$ . Точки на рис.4,а – эксперимент.

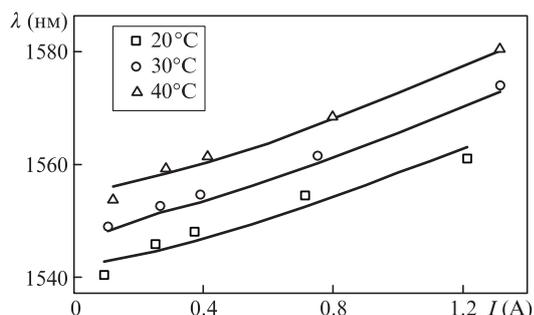


Рис.5. Экспериментальные (точки) и рассчитанные (кривые) зависимости длины волны излучения от тока накачки для разных температур радиатора ЛД  $T_0$ .

ной для измерения рабочей точки. Зависимость теплового сопротивления от тока накачки – обратно пропорциональная: чем больше ток (и, соответственно, выходная мощность), тем меньше тепловое сопротивление (даже в идеальном случае линейной зависимости длины волны максимума огибающей спектра от тока накачки). В настоящей работе тепловое сопротивление  $R_T$  определялось по формуле (15), а нагрев активной области – по формуле (16).

Как показали расчеты, длина волны излучения при одной и той же температуре радиатора сильно зависит от тока накачки при различных значениях коэффициента  $z$ .

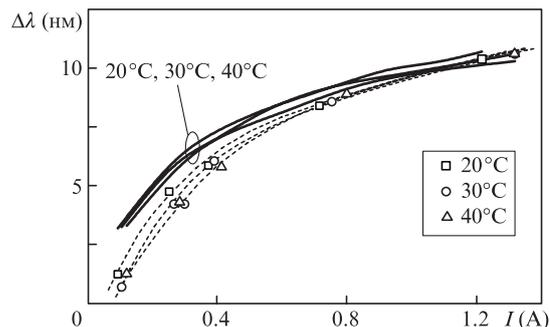


Рис.6. Экспериментальные (точки) и рассчитанные (сплошные кривые) зависимости ширины спектра излучения от тока накачки для разных температур радиатора ЛД  $T_0$ .

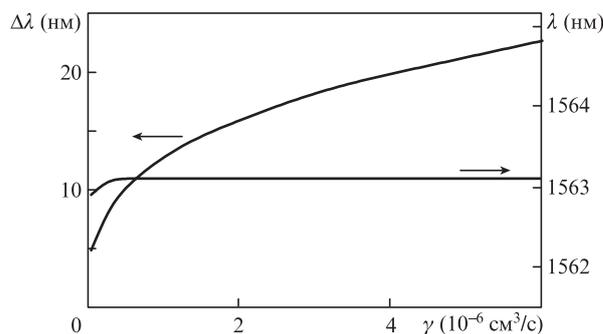


Рис.7. Рассчитанные зависимости длины волны и ширины спектра излучения от коэффициента  $\gamma$  для тока накачки 1213 мА (300 мВт).

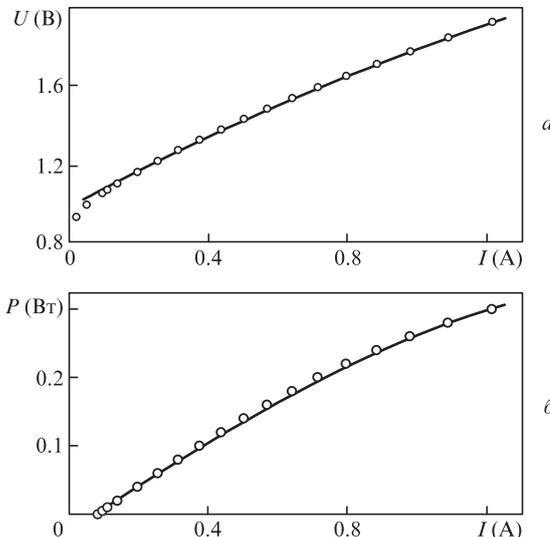


Рис.8. Экспериментальные (точки) и рассчитанные при  $\gamma = 6 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{c}$  (кривые) ВАХ (а) и ВтАХ (б).

Рассчитанные зависимости длины волны излучения от тока накачки для  $z = 1.4, 0, -2.5$  и  $-10$  при  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  представлены на рис.4,а. Чем больше  $z$ , тем больше длина волны излучения при одном и том же токе накачки. Наилучшее совпадение расчетных данных с экспериментом наблюдается для  $z = -2.5$ . На рис.4,б показаны зависимости нагрева активной области ЛД от тока накачки. Видно, что с увеличением  $z$  растет  $\Delta T$ . Зависимости теплового сопротивления от тока накачки приведены на рис.4,в. Тепловое сопротивление увеличивается при  $z = 1.4$ , остается неизменным при  $z = 0$  и уменьшается, когда

$\kappa = -2.5$  и  $-10$ . Анализируя токовые зависимости длины волны излучения (рис.4,а) и теплового сопротивления (рис.4,б), видим, что при  $\kappa = -10$  (как и при  $\kappa = -2.5$ ) нагрев активной области и длина волны увеличиваются практически линейно, а тепловое сопротивление с ростом тока накачки уменьшается.

Для температур радиатора  $T_0 = 20, 30$  и  $40^\circ\text{C}$  экспериментальные и рассчитанные зависимости длины волны и ширины спектра генерации от тока накачки с хорошей точностью совпадают (см. рис.5 и 6). Из сравнения этих рисунков следует, что длина волны генерации зависит от температуры радиатора сильнее, чем ширина спектра.

Расчетные зависимости длины волны и ширины спектра генерации по полувысоте от коэффициента  $\gamma$ , определяющего нелинейные потери, даны на рис.7. Видно, что, в отличие от ширины спектра, длина волны излучения практически не зависит от  $\gamma$ . Если значение  $\gamma$  увеличить на порядок, то ширина спектра увеличится более чем в два раза. Анализ кривых на рис.7 показывает, что рассчитанные зависимости ширины спектра (см. рис.6) изменяются при увеличении или уменьшении коэффициента  $\gamma$ . Рассчитанную длину волны генерации можно варьировать за счет изменения коэффициента  $k_g$ , определяющего сужение ширины запрещенной зоны активной области  $E_{ga}$  при накачке током лазерной структуры. При этом ширина спектра генерации остается без изменения.

Таким образом, учет нелинейного поглощения (или спектрального выгорания носителей) приводит к расширению спектров излучения и увеличению длины волны генерации при росте тока накачки, что совпадает с поведением их экспериментальных зависимостей.

Следует отметить, что коэффициент  $\gamma$  практически не влияет на ВАХ и ВТАХ (см. рис.8). Расчетное значение максимальной мощности излучения для  $\varepsilon = 0$ ,  $\gamma = 6 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$  уменьшается не более чем на 2% по сравнению со случаем, когда  $\varepsilon = 0$ ,  $\gamma = 0$ .

В работе [12], как и в настоящей работе, отмечается, что изменение коэффициента  $k_g$  приводит к сдвигу длины волны генерации ЛД и практически не сказывается на ВТАХ.

При расчетах ВАХ и ВТАХ в модели [10] с использованием характеристических температур наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных характеристик получается, если принять, что тепловое сопротивление ЛД увеличивается с ростом тока накачки. Эта модель не позволяет удовлетворительно согласовать расчетные и экспериментальные ВАХ и ВТАХ при условии, что  $R_T$  уменьшается с ростом  $I$ , и провести расчет спектральных характеристик ЛД.

При моделировании ВАХ, ВТАХ и спектральных характеристик с учетом излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей необходимо считать, что тепловое сопротивление ЛД уменьшается с ростом тока накачки. Только в этом случае наблюдается удовлетворительное совпадение результатов расчета и эксперимента. Максимальная мощность излучения растет с уменьшением теплового сопротивления вне зависимости от того, увеличивается или уменьшается  $R_T$  с ростом  $I$ .

Таким образом, значение коэффициента  $\kappa$  в формуле (15) служит подгоночным параметром, позволяющим согласовать расчетные и экспериментальные характеристики ЛД.

Анализ экспериментальной зависимости  $R_T(I)$ , представленной в работе [9], показывает, что в зависимости от

тока накачки тепловое сопротивление может как увеличиваться, так и уменьшаться.

В работе [21] с помощью численного моделирования анализируется отвод тепла от мощных ЛД с шириной плоского контакта 200 мкм и длиной резонатора 3 мм. Рассмотрены вклады в тепловое сопротивление ЛД основных элементов конструкции и показано, что вклад медного теплоотвода составляет 85%, а корпуса и основания – 15%. Тепловое сопротивление рассчитывалось по формуле

$$R_T = \frac{1}{\pi k_T L} \ln\left(\frac{\pi \sqrt{2} D_{HS}}{w}\right) + \frac{t_{HS}}{k_T D_{HS}^2}, \quad (23)$$

где  $D_{HS}$  и  $t_{HS}$  – ширина и толщина теплоотвода. В отличие от формулы (17), в формулу (23) входит не высота кристалла ЛД  $h_{LD}$ , а ширина теплоотвода  $D_{HS}$ . Последний член в (23) определяет тепловое сопротивление самого теплоотвода.

В настоящей работе тепловое сопротивление определяется двумя слагаемыми:  $R_{T0} = R_{LD} + R_{rad}$ . Введение  $R_{rad}$  позволяет объяснить изменение характеристик излучателей при различных способах сборки кристаллов ЛД – на контактную пластину или на С-маунт.

## 4. Заключение

Получено удовлетворительное совпадение результатов теории и эксперимента для зависимостей длины волны и ширины спектра излучения от тока накачки лазера при учете нелинейных потерь или спектрального выгорания носителей. Установлено, что длина волны, а также вольт- и ватт-амперные характеристики ЛД практически не зависят от величины  $\gamma$ , определяющего нелинейные потери и изменяющегося от 0 до  $6 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ , тогда как ширина спектра генерации сильно зависит от величины  $\gamma$ .

Обсуждено влияние теплового сопротивления ЛД на нагрев активной области, длину волны и ширину спектра излучения ЛД.

1. Винокуров Д.А., Зорина С.А. и др. *ФТП*, **39**, 388 (2005).
2. Kim J.G., Shterengas L., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3146 (2002).
3. Лютецкий А.В., Борщев К.С. и др. *ФТП*, **41**, 883 (2007).
4. Винокуров Д.А., Капитонов В.А. и др. *ФТП*, **41**, 1003 (2007).
5. Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **40**, 661 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 661 (2010)].
6. Пихтин Н.А., Тарасов И.С., Иванов М.А. *ФТП*, **28**, 1983 (1994).
7. Слипченко С.О., Соколова З.Н. и др. *ФТП*, **40**, 1017 (2006).
8. Воробьев Л.Е., Зерова В.Л., Борщев К.С. и др. *ФТП*, **42**, 753 (2008).
9. Безотосный В.В., Крохин О.Н., Олещенко В.А. и др. *Квантовая электроника*, **46**, 679 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 679 (2016)].
10. Горлачук П.В., Иванов А.В., Курносов В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **48**, 495 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 495 (2018)].
11. Bowers J.E., Koch T.L., et al. *Electron. Lett.*, **21**, 393 (1985).
12. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 918 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 918 (2006)].
13. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 545 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 545 (2007)].
14. Adachi S. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors* (Chichester, UK: John Wiley & Sons, 2009).
15. Grinberg A.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1151 (1994).
16. Горлачук П.В., Иванов А.В., Курносов В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **44**, 149 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 149 (2014)].
17. Amann M.C. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 4 (1987).
18. Ruykin B.S., Avrutin E.A. *Appl. Phys.*, **97**, 123103 (2005).
19. Bewtra N. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**, 331 (1995).
20. Piprek J. *Semiconductor Optoelectronic Devices* (San Diego: Academic Press, 2003).
21. Тер-Мартirosян А.Л. и др. *Научное приборостроение*, **23**, 40 (2013).