

# Выгорание продольного пространственного провала (LSHB) в мощных полупроводниковых лазерах: численный анализ

В.С.Головин, И.С.Шашкин, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин, П.С.Копьёв

*При помощи численного решения одномерных (1D) скоростных уравнений проанализирован эффект выгорания продольного пространственного провала (LSHB) в мощных полупроводниковых лазерах. Расчёты проводились для лазеров на основе GaAs, работающих на длине волны 1.06 мкм. Показано, что уменьшение выходной мощности в результате LSHB вызвано двумя процессами – увеличением спонтанной рекомбинации и падением дифференциальной эффективности, что эквивалентно росту внутренних оптических потерь. Проанализировано влияние различных параметров лазерного чипа на величину провала. В частности, показано, что для уменьшения LSHB предпочтительно увеличивать коэффициент оптического ограничения Г. Оценена взаимосвязь LSHB с другими механизмами уменьшения выходной мощности.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, выгорание продольного пространственного провала, скоростные уравнения, внутренние оптические потери, численный анализ.

## 1. Введение

Мощные полупроводниковые лазеры с резонатором Фабри–Перо, работающие на длинах волн  $\sim 1$  мкм, являются самыми эффективными (КПД более 60%) источниками оптического излучения [1–3]. Для достижения максимальных значений КПД и выходной мощности необходим подробный анализ различных механизмов, приводящих к снижению эффективности работы лазера. Одному из этих механизмов – продольному выгоранию пространственного провала (далее LSHB – longitudinal spatial hole burning) – посвящена настоящая работа. Этот хорошо известный эффект [4–9] заключается в неоднородном распределении концентрации свободных носителей заряда вдоль оси резонатора полупроводникового лазера. В работах, посвящённых численному моделированию ватт-амперных характеристик (ВтАХ) лазеров, LSHB обычно рассматривается в качестве процесса, усиливающего другие механизмы насыщения выходной мощности [10–13].

Непосредственное влияние LSHB на дифференциальную эффективность лазера проанализировано в работе [9], где установлено, что при больших токах накачки прямой эффект LSHB можно достаточно точно описать с помощью единственного коэффициента  $f_{LSHB}$ , отвечающего за относительное увеличение внутренних оптических потерь. Аналитически и численно показано, что в первом приближении величина  $f_{LSHB}$  определяется только коэффициентом отражения выходного зеркала  $R_2$ , если внутренние потери существенно меньше потерь на выход, а коэффициент отражения заднего зеркала  $R_1 \approx 1$ .

В работе [9] также продемонстрировано, что при малых токах доминирующим механизмом уменьшения выходной мощности в результате LSHB является увеличение тока спонтанной рекомбинации (эффективного порогового тока). Ввиду незначительного падения мощности (менее 5%) эффекту LSHB не уделялось большого внимания, однако наш экспериментальный опыт показал, что переход от лазеров с зеркалами, образованными сколотыми гранями (в которых  $R_1 = R_2 \approx 0.3$  и LSHB практически отсутствует), к лазерам с напыленными диэлектрическими зеркалами часто приводит к весьма заметному падению дифференциальной эффективности при фиксированном уровне потерь на вывод излучения. Кроме того, величина LSHB может существенно различаться для лазеров с разными эпитаксиальными конструкциями. Из этого можно сделать вывод, что непрямой эффект LSHB (усиление других механизмов уменьшения эффективности лазера) может быть существенен даже при умеренных токах накачки. Таким образом, подробный анализ LSHB является важной задачей при разработке мощных полупроводниковых лазеров.

В большинстве случаев для определения выходных характеристик мощных полупроводниковых лазеров используются соотношения, полученные в рамках сосредоточенной нульмерной (0D) модели [14]. В настоящей работе проведен анализ условий применимости 0D модели по сравнению с 1D моделью, учитывающей эффект LSHB.

## 2. Механизм эффекта LSHB

Наш анализ, аналогично работе [9], построен на базе скоростных уравнений, описывающих временной баланс концентрации свободных электронов  $N_e$  в активной области и концентрации фотонов  $N_{ph}$  лазерной моды в волноводе. В 0D приближении скоростные уравнения записываются в следующем виде:

В.С.Головин, И.С.Шашкин, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин, П.С.Копьёв.  
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия,  
194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26;  
email: vsgolovin@mail.ioffe.ru

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV_a} - R_{sp}(N_e) - v_g g(N_e) N_{ph}, \quad (1)$$

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \left[ \Gamma v_g g(N_e) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right] N_{ph}. \quad (2)$$

Здесь  $\eta_i$  – эффективность (коэффициент) инжекции;  $I$  – ток накачки;  $q$  – элементарный заряд;  $V_a = d_a WL$  – объем активной области;  $R_{sp} = AN_e + BN_e^2 + CN_e^3$  – скорость спонтанной рекомбинации;  $v_g = c/n_{eff}$  – групповая скорость ( $c$  – скорость света в вакууме);  $g(N_e) = g_0 \ln(N_e/N_{tr})$  – материальное усиление;  $\Gamma$  – коэффициент оптического ограничения;  $\tau_{ph} = 1/[v_g(\alpha_i + \alpha_m)]$  – время жизни фотонов в резонаторе;  $\alpha_m = (2L)^{-1} \ln(1/(R_1 R_2))$  – потери на вывод излучения. Выражение для  $\alpha_m$  выводится из условия возникновения лазерной генерации

$$\Gamma \int_0^L [g(N_e) - \alpha_i] dz = \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$

в приближении  $N_e(z) = \text{const}$ . Значения параметров, использованные в расчётах, приведены ниже ( $z$  – ось резонатора).

Длина волны излучения $\lambda$ (нм) . . . . .	1060
Толщина активной области $d_a$ (нм) . . . . .	9
Ширина полоски $W$ (мкм) . . . . .	100
Длина резонатора $L$ (мкм) . . . . .	3000
Коэффициент отражения заднего зеркала ( $z = 0$ ) $R_1$ . . . . .	0.95
Коэффициент отражения заднего зеркала ( $z = L$ ) $R_2$ . . . . .	0.01
Коэффициент инжекции $\eta_i$ . . . . .	1.0
Коэффициент рекомбинации Шокли–Рида–Холла $A$ ( $\text{с}^{-1}$ ) . . . . .	0
Коэффициент излучательной рекомбинации $B$ ( $\text{см}^3/\text{с}$ ) . . . . .	$1 \times 10^{-10}$
Коэффициент Оже-рекомбинации $C$ ( $\text{см}^6/\text{с}$ ) . . . . .	$5 \times 10^{-30}$
Коэффициент усиления $g_0$ ( $\text{см}^{-1}$ ) . . . . .	2140
Концентрация прозрачности $N_{tr}$ ( $\text{см}^{-3}$ ) . . . . .	$1.77 \times 10^{18}$
Коэффициент оптического ограничения $\Gamma$ . . . . .	$0.87 \times 10^{-2}$
Эффективный показатель преломления $n_{eff}$ . . . . .	3.44
Внутренние оптические потери $\alpha_i$ ( $\text{см}^{-1}$ ) . . . . .	1.0

В отсутствие каких-либо механизмов насыщения (постоянные  $\alpha_i$  и  $\eta_i$ , а  $g$  определяется только концентрацией носителей заряда) из уравнений (1), (2) можно получить следующие формулы для описания ВТАХ лазера в стационарном режиме ( $dN_e/dt = dN_{ph}/dt = 0$ ):

$$P = \eta(I - I_{th}), \quad (3)$$

$$\eta = \frac{E_{ph}}{q} \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i}, \quad (4)$$

$$I_{th} = \frac{qV_a R_{sp}(N_{th})}{\eta_i}. \quad (5)$$

Здесь  $\eta$  – дифференциальная эффективность (наклон ВТАХ);  $I_{th}$  – пороговый ток;  $E_{ph} = hc/\lambda$  – энергия фотона ( $h$  – постоянная Планка);  $N_{th}$  – пороговая концентрация

электронов, определяемая из условия  $\Gamma g(N_{th}) = \alpha_i + \alpha_m$ . Таким образом, выходная мощность  $P$  представляет собой линейную функцию тока накачки  $I$ .

В уравнениях (1), (2)  $N_e$  и  $N_{ph}$  не зависят от пространственных координат, и поэтому выгорание продольного пространственного провала не учитывается. Для учета этого эффекта необходимо перейти к одномерным скоростным уравнениям:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \frac{\eta_i I}{qV_a} - R_{sp}(N_e) - v_g g(N_e)(N_{ph}^- + N_{ph}^+), \quad (6)$$

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial N_{ph}^-}{\partial t} = \frac{\partial N_{ph}^-}{\partial z} + [\Gamma g(N_e) - \alpha_i] N_{ph}^-, \quad (7)$$

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial N_{ph}^+}{\partial t} = -\frac{\partial N_{ph}^+}{\partial z} + [\Gamma g(N_e) - \alpha_i] N_{ph}^+, \quad (8)$$

где  $N_{ph}^+$  и  $N_{ph}^-$  – концентрации фотонов, движущихся в прямом и обратном направлениях вдоль оси  $z$ . Уравнения (7), (8) дополняются граничными условиями  $R_1 N_{ph}^-(0) = N_{ph}^+(0)$  и  $R_2 N_{ph}^+(L) = N_{ph}^-(L)$ .

Далее рассмотрим расчетные ВТАХ, полученные при помощи численного решения скоростных 0D и 1D уравнений в стационарном режиме. Везде, где не указано обратное, приведены значения полной выходной оптической мощности, т.е. учитывалось излучение с обеих сторон резонатора Фабри–Перо. Поскольку скоростные уравнения предназначены для описания работы лазера за порогом генерации, мы использовали минимальное значение тока  $I = 1.05 I_{th}$ , а величина  $I_{th}$  рассчитывалась по формуле (5). Принятые значения параметров (см. выше) соответствуют типичной конструкции мощных полупроводниковых лазеров, работающих на длине волны  $\lambda = 1.06$  мкм [1, 2]. Зависимость усиления от концентрации электронов описывалась стандартной логарифмической функцией  $g(N_e) = g_0 \ln(N_e/N_{tr})$ . Для определения  $g_0$  и  $N_{tr}$  использовались экспериментальные значения пороговой плотности тока для различных длин резонатора  $L$  и коэффициентов оптического ограничения  $\Gamma$ .

На рис.1,а приведены полученные ВТАХ как без учета, так и с учетом LSHB. Видно, что в приближении 1D, дифференциальная эффективность  $\eta$  не является постоянной величиной (кривая 3). При  $I \rightarrow I_{th}$  она стремится к 0D значению, определяемому формулой (4). С увеличением тока величина  $\eta$  резко уменьшается и достигает минимума недалеко от порога. При больших токах накачки значение  $\eta$  стабилизируется. Для объяснения такой формы кривой  $\eta(I)$  введем понятия локальной дифференциальной эффективности  $\eta'$  и локального (или эффективного [8, 9]) порогового тока  $I'_{th}$ , определяемых как

$$\eta' = \frac{E_{ph}}{q} \eta_i \frac{N_{ph}^+(1 - R_2) + N_{ph}^-(1 - R_1)}{\Gamma \int_0^L g(N_e)(N_{ph}^+ + N_{ph}^-) dz}, \quad (9)$$

$$I'_{th} = \frac{qWd_a}{\eta_i} \int_0^L R_{sp}(N_e) dz. \quad (10)$$

В данном случае под локальностью подразумевается тот факт, что с помощью этих величин для каждой точки нелинейной ВТАХ может быть построена эквивалентная линейная ВТАХ, описываемая уравнением (3). Впервые понятия локального порога и локальной дифференциаль-

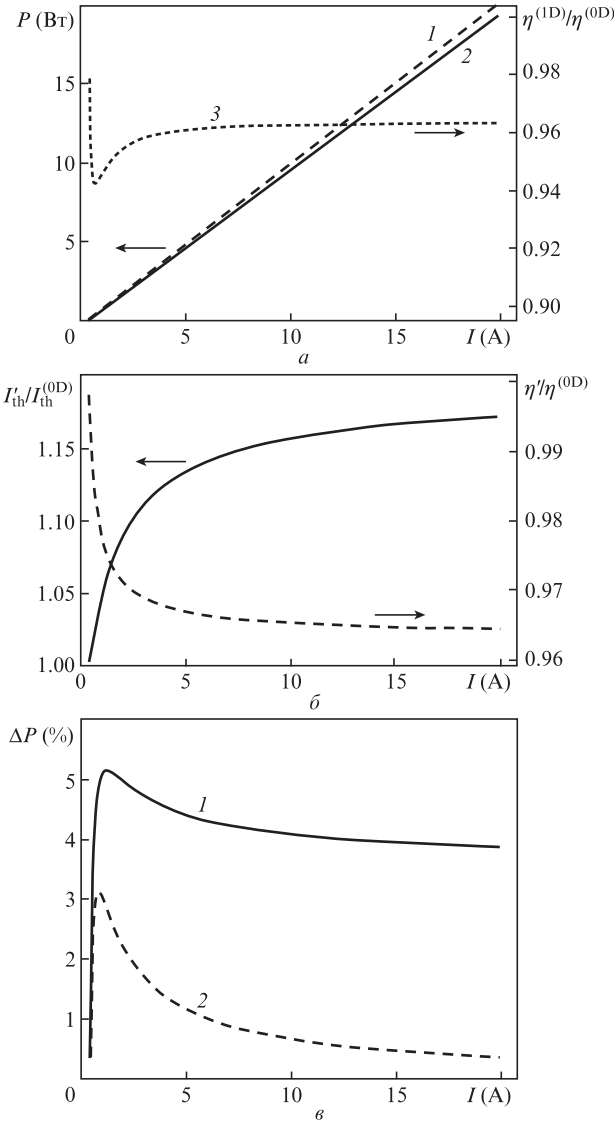


Рис.1. ВТAX, полученные при использовании скоростных уравнений в приближении 0D (1) и 1D (2), а также отношение наклонов обеих ВТAX (3) (а); изменение локального порогового тока  $I'_{th}$  и локальной дифференциальной эффективности  $\eta'$  относительно значений, полученных в 0D приближении (б); полное (1) и вызванное увеличением локального порогового тока (2) падение выходной мощности в 1D модели (в).

ной эффективности были использованы в [15] для анализа эффекта насыщения экспериментальных ВТAX лазеров, работающих в непрерывном режиме. Их физический смысл сводится к следующему: это такие значения порога и дифференциальной эффективности, которым соответствуют пороговая концентрация и оптические потери полупроводникового лазера в данной рабочей точке. Таким образом, мы можем раздельно рассматривать два механизма уменьшения выходной мощности в результате LSHB – рост спонтанной рекомбинации и увеличение внутренних оптических потерь. Расчетные кривые  $\eta'(I)$  и  $I'_{th}(I)$  приведены на рис.1,б.

Заменив в уравнении (3)  $\eta$  и  $I_{th}$  на  $\eta'$  и  $I'_{th}$ , получим следующую формулу для дифференциальной эффективности  $\eta$  в 1D приближении:

$$\eta = \eta' + (I - I_{th}) \frac{d\eta'}{dI} - \eta' \frac{dI'_{th}}{dI}. \quad (11)$$

Именно последнее слагаемое в правой части формулы (11) является причиной возникновения провала на начальном участке кривой  $\eta(I)$ . Рост  $I'_{th}$  также является главной причиной уменьшения выходной мощности около порога (рис.1,в). При больших токах значения  $\eta'$  и  $I'_{th}$  стабилизируются, и выходная мощность определяется параметром  $\eta'$ .

Механизм увеличения локального порогового тока  $I'_{th}$  продемонстрирован на рис.2,а. Сильная неравномерность  $N_e(z)$  приводит к увеличению спонтанной рекомбинации, что можно рассматривать как увеличение эффективной концентрации электронов  $N'_e$  относительно пороговой концентрации  $N_{th}$ . Эффективная концентрация определяется из трансцендентного уравнения

$$R_{sp}(N'_e) = \frac{1}{L} \int_0^L R_{sp}(N_e) dz. \quad (12)$$

Эволюцию формы распределения  $N_e(z)$  при увеличении тока хорошо отображает зависимость  $I'_{th}(I)$  (см. рис.1,б). Вблизи порога генерации  $N_e \approx N_{th}$  в любой точке резонатора. Увеличение тока приводит к росту концентрации фотонов, которые начинают «выжигать» электроны возле выходного зеркала. При больших токах форма  $N_e(z)$  стабилизируется.

Величина  $\eta'$ , как следует из уравнения (9), определяется профилем концентрации фотонов  $N_{ph}(z)$ . Изменение этого профиля под действием LSHB показано на рис.2,б. Кривая 1 описывается уравнениями (7), (8) при условии,

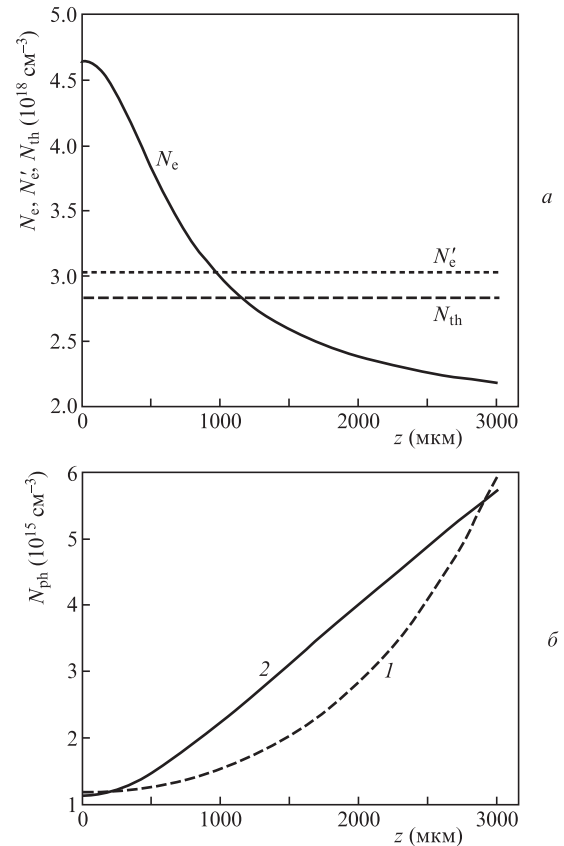


Рис.2. Пороговая концентрация электронов  $N_{th}$  в отсутствие LSHB, распределение концентрации электронов  $N_e$  вдоль оси резонатора  $z$  с учетом LSHB и эффективная концентрация электронов  $N'_e$  (а), а также распределение концентрации фотонов  $N_{ph}$  вдоль оси резонатора в отсутствие (1) и с учётом LSHB (2) (б). Ток накачки  $I = 10$  А.

что концентрация электронов  $N_e = N_{th}$  и неизменна вдоль оси  $z$  (отсутствие LSHB), а средняя концентрация фотонов

$$\langle N_{ph} \rangle \equiv \frac{1}{L} \int_0^L N_{ph}(z) dz = \frac{\eta_i I / (q V_q W) - R_{sp}(N_{th})}{g(N_{th}) v_g}. \quad (13)$$

Другими словами, концентрация электронов и средняя концентрация фотонов являются решениями системы уравнений (1), (2). Кривая 2 соответствует численному решению системы уравнений (6)–(8). Очевидно, что LSHB приводит к увеличению средней концентрации фотонов в резонаторе, что эквивалентно уменьшению дифференциальной эффективности. Как и в случае концентрации электронов, форма  $N_{ph}(z)$  сильно изменяется выше порога и стабилизируется при больших токах, что видно по зависимости  $\eta'(z)$  (см. рис.1,б).

### 3. Зависимость LSHB от конструкции лазера

Как уже отмечалось ранее, для учета LSHB при разработке высокоэффективных мощных полупроводниковых лазеров важно понимать, какие именно параметры лазера оказывают значительное влияние на LSHB. Сначала рассмотрим эффект изменения длины резонатора  $L$  и коэффициента отражения выходного зеркала  $R_2$  – двух конструктивных параметров лазера, определяемых на конечном этапе производственного процесса. Соответствующие кривые относительного падения мощности, вызванного LSHB, приведены на рис.3. По виду кривых можно сделать вывод, что длина резонатора по-разному влияет на два рассмотренных ранее механизма уменьшения выходной мощности – на рост  $I'_{th}$  и падение  $\eta'$ . Увеличение коэффициента отражения выходного зеркала  $R_2$ , в свою очередь, существенно ослабляет LSHB.

Важность учета LSHB при выборе  $L$  и  $R_2$  проиллюстрирована на рис.4, где показаны области значений  $L$  и  $R_2$ , в которых достигаются наибольшие значения КПД (более 99% от максимального значения) при фиксированных уровнях выходной мощности. Для построения этих областей решалась обратная задача – определялся ток, необходимый для получения заданной выходной мощности. Для пересчета тока в КПД использовалась аппроксимационная зависимость напряжения от плотности тока, полученная из измеренных вольт-амперных характеристик. Видно, что различие между 0D и 1D моделями может быть весьма значительным. Таким образом, LSHB важно учитывать при оптимизации структуры лазера,

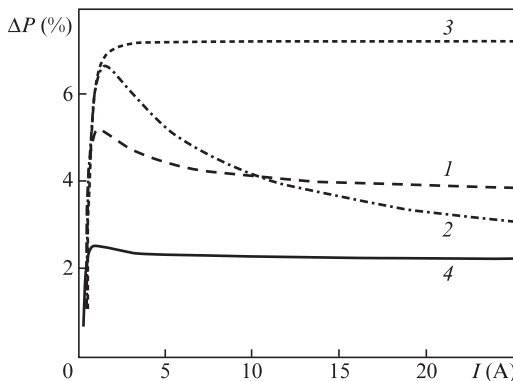


Рис.3. Падение выходной мощности в результате LSHB для лазеров с  $L = 3000$  мкм и  $R_2 = 1\%$  (1),  $L = 1500$  мкм и  $R_2 = 1\%$  (2),  $L = 6000$  мкм,  $R_2 = 1\%$  (3),  $L = 3000$  мкм,  $R_2 = 3\%$  (4).

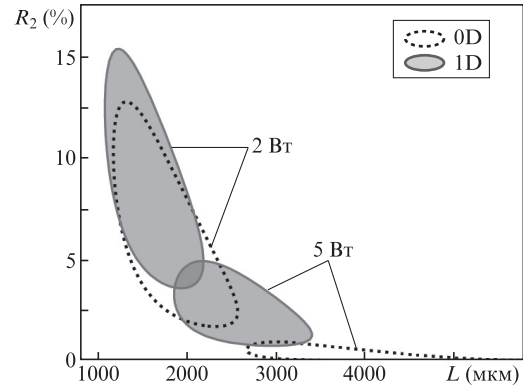


Рис.4. Области длин резонатора  $L$  и коэффициентов  $R_2$  для достижения максимального КПД при фиксированном уровне выходной оптической мощности, полученные при решении скоростных 0D (в отсутствие LSHB) и 1D уравнений (с учетом LSHB).

предназначенного для работы в области умеренных значений выходной мощности (примерно 1–10 Вт при  $W = 100$  мкм).

Далее рассмотрим параметры лазера, определяемые в процессе эпитаксиального роста. Особый интерес представляет фактор оптического ограничения  $\Gamma$ , т. к. он зависит от конструкции волновода и числа квантовых ям и поэтому может изменяться в достаточно широких пределах. Как видно из рис.5, фактор  $\Gamma$  оказывает заметное влияние на LSHB, причем его увеличение является предпочтительным. Очень похожие результаты достигаются при варьировании коэффициента усиления  $g_0$ .

Сравнив кривые 1 и 4 на рис.5, можно заключить, что увеличение коэффициента Оже-рекомбинации  $C$  приводит к большему падению мощности на начальном участке ВТАХ. Выбранное нами для сравнения значение  $C$  на один порядок превышает значение, использованное в расчетах (см. разд.2), что соответствует лазерам, работающим на длине волны  $\lambda = 1.55$  мкм. Схожее (но более слабое) влияние оказывает коэффициент излучательной рекомбинации  $B$ . Для объяснения данных результатов следует обратиться к работе [8], где было показано, что увеличение  $I'_{th}$  вызвано нелинейностью зависимостей  $g(N_e)$  и  $R_{sp}(N_e)$ . Таким образом, увеличение коэффициентов  $B$  и  $C$  или средней концентрации электронов за счет уменьшения  $\Gamma$  и  $g_0$  приводит к росту  $I'_{th}$ , о чем свидетельствует увеличение как высоты, так и ширины максимума на начальном участке кривой  $\Delta P(I)$ .

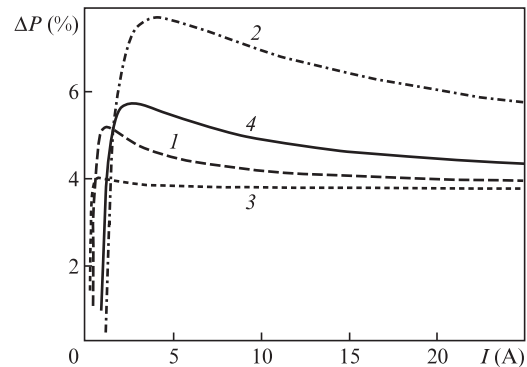


Рис.5. Падение выходной мощности в результате LSHB для лазеров с  $\Gamma = 0.87\%$  и  $C = 5 \times 10^{-30}$  см<sup>6</sup>/с (1),  $\Gamma = 0.43\%$ ,  $C = 5 \times 10^{-30}$  см<sup>6</sup>/с (2),  $\Gamma = 1.74\%$ ,  $C = 5 \times 10^{-30}$  см<sup>6</sup>/с (3),  $\Gamma = 0.87\%$ ,  $C = 5 \times 10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с (4).



В то же время локальная дифференциальная эффективность  $\eta'$ , которая определяет наклон ВТАХ при больших токах, очень слабо зависит от рассмотренных выше параметров эпитаксиальной структуры. В первую очередь  $\eta'$  определяется внутренними оптическими потерями  $\alpha_i$ . Зависимости  $\Delta P(I)$ , соответствующие  $\alpha_i = 0.5, 1.0$  и  $1.5 \text{ см}^{-1}$ , приведены на рис.6,а. Видно, что при больших токах относительное падение мощности  $\Delta P$ , вызванное LSHB, практически пропорционально  $\alpha_i$ . Данный факт важен в связи с тем, что рост внутренних оптических потерь, обусловленный поглощением на свободных носителях заряда, считается основным механизмом насыщения ВТАХ мощных полупроводниковых лазеров в импульсном режиме работы [13, 16]. На рис.6,б показаны расчетные ВТАХ, полученные в приближении  $\alpha_i = \alpha_i^0 + kJ$  ( $k = 1.2 \times 10^{-4} \text{ см/А}$ ,  $J$  – плотность тока) [16, 17]. В этом случае при учете LSHB относительное падение выходной мощности, вызванное увеличением  $\alpha_i$ , оказывается примерно на 30% больше.

Другой механизм уменьшения выходной мощности, который часто связывают с LSHB, – это утечка носителей заряда в волновод [10, 18], приводящая к увеличению поглощения на свободных носителях заряда и к уменьшению эффективности инжекции  $\eta_i$ . Поскольку величина утечки определяется не только концентрацией свободных носителей заряда в активной области, но и изгибом энергетических зон [10, 13], оценить ее в рамках используемой в данной работе модели не представляется возможным. Можно только отметить, что в случае  $\eta_i = \text{const}$ , как видно из сравнения уравнений (4), (5) и (9), (10), само значение  $\eta_i$  никак не влияет на LSHB.

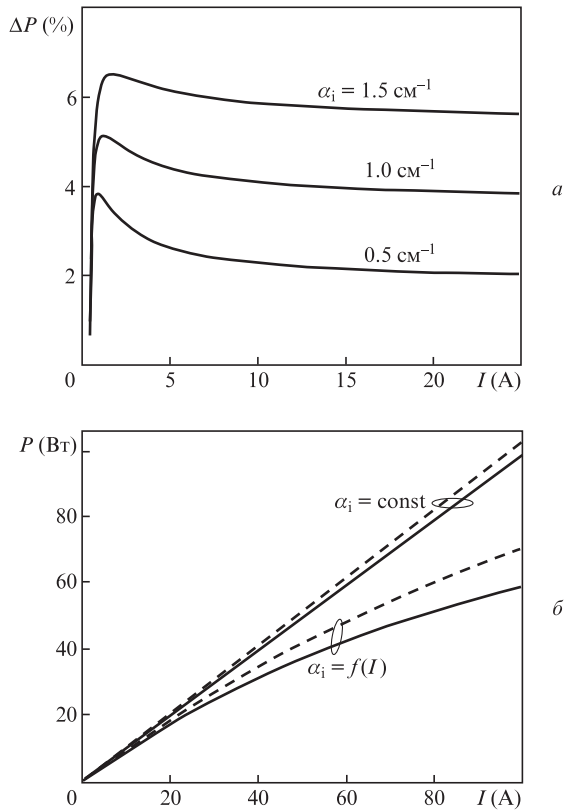


Рис.6. Падение выходной мощности в результате LSHB для лазеров с различными  $\alpha_i$  (а), а также расчетные ВТАХ для 0D (штриховые кривые) и 1D моделей (сплошные кривые) при  $\alpha_i = \text{const}$  и  $\alpha_i = f(I)$  (б).

В качестве причин насыщения ВТАХ мощных полупроводниковых лазеров иногда также называют процессы двухфотонного поглощения (ТРА – two-photon absorption) [19, 20] и насыщения усиления. В первом приближении двухфотонное поглощение можно рассматривать как увеличение внутренних оптических потерь на величину  $\alpha_{\text{ТРА}} = \beta_{\text{ТРА}} J(z)$ , где  $\beta_{\text{ТРА}}$  – коэффициент двухфотонного поглощения, а  $J(z)$  – локальная интенсивность света, пропорциональная квадрату концентрации фотонов  $N_{\text{ph}}$ . Очевидно, что в этом случае учет неравномерности распределения фотонов вдоль оси резонатора оказывает большое влияние на ТРА. Действительно, для описанной в разд.2 конструкции лазера при  $\beta_{\text{ТРА}} = 20 \text{ см/ГВт}$  переход от 0D модели к 1D модели привел к почти двукратному увеличению относительного падения мощности, вызванного двухфотонным поглощением. Насыщение усиления, в свою очередь, обычно учитывается при использовании следующей модификации функции усиления:

$$g(N_e, N_{\text{ph}}) = \frac{g(N_e)}{1 + \epsilon N_{\text{ph}}}, \quad (14)$$

где  $\epsilon$  – коэффициент насыщения усиления. В наших расчетах мы не обнаружили никакой связи между LSHB и насыщением усиления, т.е. эти два механизма уменьшения выходной мощности действовали независимо друг от друга.

#### 4. Заключение

На основании проведенного численного анализа можно сделать ряд выводов, касающихся важности учета эффекта LSHB при разработке мощных полупроводниковых лазеров. Так, наличие LSHB приводит к тому, что широко используемая одномерная модель лазера (формулы (1)–(5)) перестает давать точные результаты даже при умеренных токах накачки. К увеличению ошибки могут приводить такие факторы, как сильное просветление выходного зеркала, высокое значение внутренних оптических потерь, низкое модальное дифференциальное усиление и высокая скорость спонтанной рекомбинации.

Одно из последствий несоответствия 0D и 1D моделей было проиллюстрировано на рис.4. При фиксированной конструкции лазера каждому значению выходной мощности соответствует некоторый оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала, при котором ток накачки минимален. Как в 1D, так и в 0D случае при увеличении мощности оптимальный коэффициент отражения будет стремиться к нулю, однако это будет происходить с различной скоростью.

Другая проблема, вызванная неточностью 0D модели, – различная дифференциальная эффективность у лазеров с напыленными диэлектрическими зеркалами и лазеров с зеркалами, образованными склотыми гранями. Последний тип лазеров обычно используется для определения внутренних оптических потерь, минимизация которых является одной из важнейших задач при разработке эпитаксиального дизайна. Однако наличие LSHB может приводить к тому, что лазеры, показывающие наилучшие результаты при первичной характеристике, будут работать существенно хуже после напыления зеркал.

Наиболее важен учет LSHB при моделировании процесса насыщения ВТАХ. Для получения максимальных значений выходной мощности обычно используются лазеры с большой длиной резонатора и сильным просвет-

лением выходного зеркала. Кроме того, одним из ведущих механизмов насыщения ВТАХ часто является рост внутренних оптических потерь, а для их минимизации нередко используются конструкции с «толстым» волноводом и, как следствие, с низким коэффициентом оптического ограничения  $G$ . Все эти факторы приводят к увеличению эффекта LSHB, который усиливает другие механизмы насыщения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

1. Pikhlin N.A., Slipchenko S.O., Sokolova Z.N., Stankevich A.L., Vinokurov D.A., Tarasov I.S., Alferov Zh.I. *Electron. Lett.*, **40** (22), 1413 (2004).
2. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алфёров Ж.И. *ФТП*, **38** (12), 1477 (2004) [*Semiconductors*, **38** (12), 1430 (2004)].
3. Crump P., Erbert G., Wenzel H., Frevert C., Schultz C.M., Hasler K.-H., Staske R., Sumpf B., Maaßdorf A., Bugge F., Knigge S., Tränkle G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **19** (4), 1501211 (2013).
4. Hasuo S., Ohmi T. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **13** (9), 1429 (1974).
5. Fang W.W., Bethea C.G., Chen Y.K., Chuang S.L. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1** (2), 117 (1995).
6. Bennett A., Clayton R., Xu J. *J. Appl. Phys.*, **83** (7), 3784 (1998).
7. Rinner F., Rogg J., Friedman P., Mikulla M., Weimann G., Poprawe R. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (1), 19 (2002).
8. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **109** (4), 043101 (2011).
9. Avrutin E.A., Ryvkin B.S. *J. Appl. Phys.*, **125** (2), 023108 (2019).
10. Wang X., Crump P., Wenzel H., Liero A., Hoffmann T., Pietrzak A., Schultz C.M., Klehr A., Ginolas A., Einfeldt S., Bugge F., Erbert G., Tränkle G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **46** (5), 658 (2010).
11. Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., Wang X., Erbert G., Tränkle G. *New J. Phys.*, **12** (8), 085007 (2010).
12. Zeghuzi A., Radziunas M., Wünsche H.-J., Klehr A., Wenzel H., Knigge A. *Opt. Quantum Electron.*, **50** (2), 88 (2018).
13. Piprek J., Li Z.-M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **30** (10), 963 (2018).
14. Coldren L.A., Corzine S.W., Mašanović M.N. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Hoboken, NJ: John Wiley and Sons, 2012).
15. Голикова Е.Г., Курешов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Рябоштан Ю.А., Скрынников Г.А., Тарасов И.С., Алфёров Ж.И. *ФТП*, **34** (7), 886 (2000) [*Semiconductors*, **34** (7), 853 (2000)].
16. Веселов Д.А., Капитонов В.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **44** (11), 993 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (11), 993 (2014)].
17. Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Капитонов В.А., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **45** (7), 597 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (7), 597 (2015)].
18. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **97** (11), 113106 (2005).
19. Avrutin E.A., Ryvkin B.S. *Semicond. Sci. Technol.*, **32** (1), 015004 (2016).
20. Dogan M., Michael C.P., Zheng Y., Zhu L., Jacob J.H. *Proc. SPIE. High-Power Diode Laser Technology and Applications XII*, **8965**, 89650P (2014).