

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПОРОГОВЫХ И МОЩНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РО ДГС InGaAsP/InP-ЛАЗЕРОВ ( $\lambda=1.3$ мкм)

Гарбузов Д. З., Овчинников А. В., Пихтин Н. А.,  
Соколова З. Н., Тарасов И. С., Халфин В. Б.

В настоящей работе выполнены теоретические и экспериментальные исследования ватт-амперных характеристик InGaAsP/InP-лазеров раздельного ограничения с длиной волны 1.3 мкм. Детально исследованы причины аномального падения дифференциальной квантовой эффективности при уменьшении длины резонатора лазерного диода и сублинейности ватт-амперных характеристик при больших плотностях тока. Показано, что поглощение на свободных носителях дает относительно небольшой вклад в наблюдаемое падение эффективности излучения. Развита теоретическая модель, объясняющая падение дифференциальной эффективности возрастанием концентрации неравновесных носителей в волноводе за порогом генерации и ростом утечки носителей в  $p$ -эмиттер. Модель удовлетворительно согласуется с экспериментом.

В InGaAsP/InP-лазерах с раздельным ограничением и тонкими активными областями, изготовленных модифицированным методом жидкостной эпитаксии [1], получены рекордные значения мощности в непрерывном режиме генерации [2]. Исследования таких лазеров обнаружили аномальное уменьшение дифференциальной эффективности в лазерах с короткими резонаторами и насыщение ватт-амперных характеристик при сильном превышении над порогом [3]. Недавно подобные результаты были получены для AlGaAs РО ДГС лазеров [4].

В данной работе выполнены соответствующие расчеты и проведено более детальное исследование этих эффектов с использованием импульсного возбуждения, позволяющего исключить влияние тепловых эффектов при высоких плотностях тока.

Объектом исследования служили зарощенные [5] и оксидно-полосковые лазеры с шириной полоски  $W=12$  и  $60$  мкм соответственно, изготовленные из РО ДГС структур, зонная диаграмма которых приведена на рис. 1, а. Толщина активной области составляла около  $300 \text{ \AA}$ , толщина волноводных слоев около  $0.5$  мкм. Измерения ватт-амперных характеристик проводились при длительности токовых импульсов  $100$  нс и частоте повторения  $5$  кГц. Для оценки ряда параметров дополнительные измерения были проведены на оксидно-полосковых диодах такой же геометрии, изготовленных из тестовых структур, в которых преднамеренно не выращивались либо активная область (волноводные структуры), либо вообще не содержалось слоев InGaAsP ( $p$ - $n$  InP-структуры).

Помимо ватт-амперных характеристик были измерены также зависимости от тока интенсивности полос излучения, генерированных в волноводных слоях и в InP-эмиттере. При этом спонтанное излучение волноводов наблюдалось через боковую грань образца в направлении, перпендикулярном оси резонатора Фабри—Перо, с использованием диафрагмы, исключавшей попадание когерентного излучения в монохроматор. Спонтанное излучение эмиттеров наблюдалось при выводе излучения через зеркало лазерного диода (рис. 1).

На рис. 2 приведены типичные ватт-амперные характеристики для двух исследованных лазеров. Зависимости пороговой плотности тока и дифферен-

дифференциальной квантовой эффективности от величины потерь на выход  $\alpha = (1/2L) \times \ln(1/R_1 R_2)$  ( $L$  — длина резонатора,  $R_1, R_2$  — коэффициенты отражения гра-

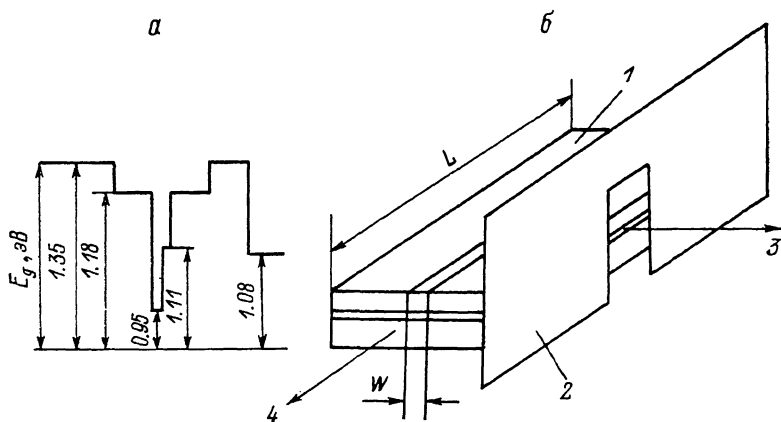


Рис. 1. Схематическое изображение энергетической зонной диаграммы лазерной гетероструктуры (а); схема наблюдения спонтанного излучения эмиттерных и волноводных слоев лазера с длиной резонатора  $L$  и шириной полоскового контакта  $W$  (б).

1 — образец, 2 — шторка, 3 — излучение из волновода, 4 — излучение из эмиттера,

ней) показаны на рис. 3. Из зависимостей, представленных на рис. 2, видно, что уже при сравнительно небольших превышениях тока накачки над пороговым значением наблюдается насыщение ватт-амперных характеристик. На рис. 4 для тех же двух лазеров показаны зависимости от плотности тока накачки

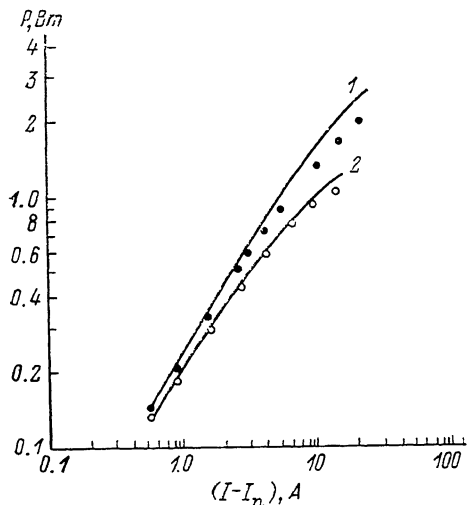


Рис. 2. Теоретические (сплошные кривые) и экспериментальные (точки) ватт-амперные характеристики лазеров с шириной полоска  $W=60$  мкм и длиной резонатора 800 (1) и 400 мкм (2).

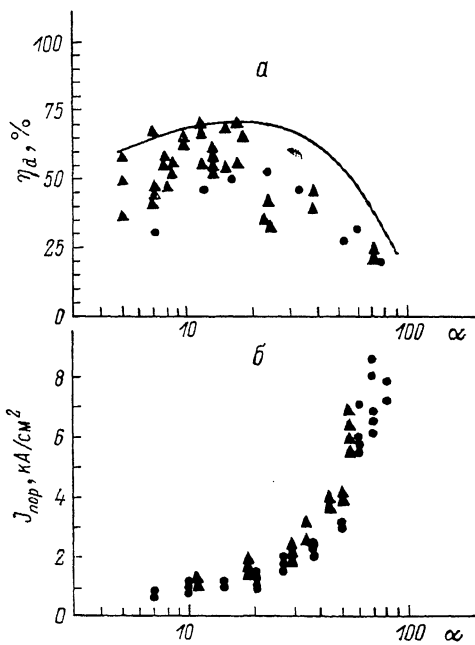
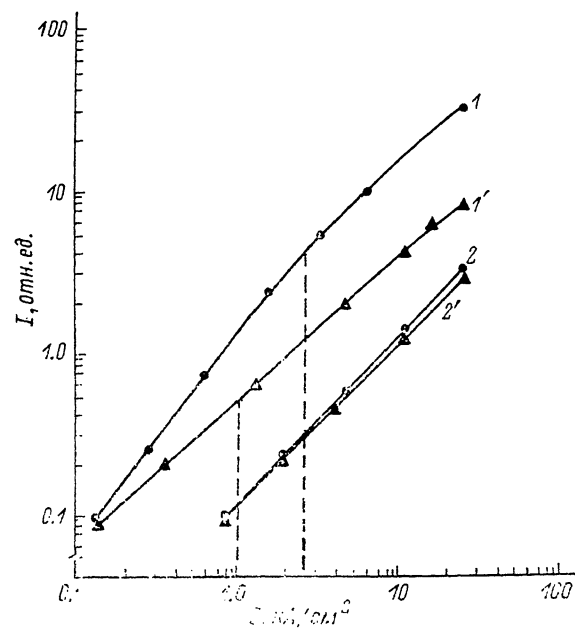


Рис. 3. Зависимости дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_d$  (а) и пороговой плотности тока  $I_{пор}$  (б) от потерь на выход ( $\alpha$ ). Точки — лазеры оксидной конструкции с шириной полоска  $W=60$  мкм. Треугольники — лазеры зарощенной конструкции с шириной полоска  $W=12$  мкм. Сплошная кривая — результаты расчета.

интенсивности излучения волноводных (кривые 1, 1') и эмиттерных полос излучения (кривые 2, 2'). Обращает на себя внимание тот факт, что после порога генерации (отмеченного на рис. 4 пунктирными линиями) интенсивности

излучения этих полос продолжают расти. Естественно предположить, что именно соответствующие токовые утечки могут являться причиной насыщения ваттамперных характеристик. Для количественной оценки величины этих утечек были проведены эксперименты с диодами, изготовленными из упоминавшихся выше тестовых структур. В этих экспериментах при идентичной геометрии эксперимента определялась плотность тока в тестовых диодах, необходимая для получения той же интенсивности полос волноводного и эмиттерного излучения, что и в исследуемых РО ДГС структурах. Соответствующие эксперименты, выполненные с тестовыми диодами, не имевшими активной области, показали, что рекомбинация в волноводе не может быть единственной причиной уменьшения дифференциальной эффективности с ростом тока, так как даже



для коротких лазеров с  $L = 0.4$  мм при полной плотности тока  $40 \text{ кА/см}^2$  эквивалентная плотность волноводного тока в тестовых диодах не превышает  $4 \text{ кА/см}^2$ , что не может объяснить наблюдаемое при соответствующей плотности тока более чем двукратное снижение дифференциальной эффективности.

Эксперименты с тестовыми диодами на основе гомо- $p-n$ -переходов в  $\text{InP}$  при оценке

Рис. 4. Зависимость интенсивности волноводной ( $I, I'$ ) ( $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ ) и эмиттерной ( $2, 2'$ ) ( $\lambda = 0.95 \text{ мкм}$ ) полос излучения от плотности тока накачки.

Точки — длина резонатора  $L = 400 \text{ мкм}$ , треугольники — длина резонатора  $L = 800 \text{ мкм}$ .

соответствующих утечек также дают значения их величин ( $\leq 10\%$ ), казалось бы, недостаточные для объяснения экспериментально наблюдаемого уменьшения значений  $\eta_d$ . Однако следует отметить, что применяемая методика позволяет оценить лишь компоненту тока утечки, связанную с рекомбинацией в эмиттере, в то время как обсуждаемые далее расчеты показывают, что основную часть тока неосновных носителей в  $p$ -эмиттере составляет утечка носителей в контакт, величина которой растет с увеличением тока основных носителей в связи с ростом дрейфовой компоненты электрического тока в  $p$ -эмиттере.

Простые соображения показывают, что электронная утечка в  $p$ -эмиттер должна быть много больше, чем дырочная компонента тока утечки в  $n$ -эмиттер, поэтому в приведенных далее расчетах последняя рассматриваться не будет. Кроме утечки в  $p\text{-InP}$ -эмиттер в расчетах учитывались также потери на поглощение в активной области и в волноводе на свободных носителях, в том числе и на межподзонных переходах в спин-орбитально отщепленную подзону. Сечения поглощения для электронов и дырок считались независимыми от концентрации, что справедливо для внутрizonных переходов, а для межподзонных переходов справедливо в случае не слишком сильного вырождения дырок.

Модель расчетов, учитывающая указанные механизмы потерь, основывалась на следующих предположениях.

1) Все слои структуры (активная область, волновод, эмиттеры) квазинейтральны, причем квазиуровни Ферми для основных и неосновных носителей непрерывны на всех границах раздела (волновод—активная область и волновод—эмиттеры).

2) Слои пространственного заряда в волноводе, образующиеся у границы раздела и обеспечивающие выполнение условий п. 1, занимают малую часть от общей толщины волновода и рекомбинация в них незначительна.

3) Размерное квантование в активной области учитывалось только при вычислении положения уровней Ферми электронов и дырок в активной области и определении скорости спонтанных излучательных переходов.

4) Оже-рекомбинация учитывалась только в активной области.

5) Предполагалось, что после порога генерации концентрация электронов и дырок в активной области и соответственно положения квазиуровней Ферми в активной области и в волноводе у границы с активной областью не изменяются.

Для расчета компоненты тока, связанной с утечкой электронов в  $p$ -эмиттер, необходимо найти концентрацию электронов в волноводе у границы с эмиттером, которая также зависит от тока. Приращение концентрации дырок  $\Delta p$  (равное в силу квазинейтральности приращению концентрации электронов  $\Delta n$ ) в части волновода, заключенной между активной областью и  $p$ -эмиттером, может быть грубо оценено из следующего соотношения:

$$I_p = eD_a \frac{\Delta p}{(d_w/2)}, \quad (1)$$

где  $I_p$  — рекомбинационный ток в активной области, включающий оже-рекомбинацию и спонтанную и стимулированную излучательную рекомбинацию,  $d_w$  — толщина волновода,  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии. Однако через указанный участок волновода протекает еще и электронный ток, равный току утечки электронов в  $p$ -эмиттер ( $I_n$ ), в результате чего электрическое поле в волноводе отличается от поля для случая чисто амбиполярной диффузии. Можно показать, что с учетом этого обстоятельства более точная связь между  $I_p$  и  $\Delta p$  дается выражением

$$I_p = D_p \frac{\Delta p}{(d_w/2)} \frac{n_0 + 2p_1}{n_0 + \gamma p_1}. \quad (2)$$

Обозначения, использованные в выражении (2), имеют следующий смысл:  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок в волноводе,  $n_0$  — равновесная концентрация электронов в волноводе,  $p_1$  — концентрация дырок в волноводе на границе с квантовой ямой,

$$\gamma = 1 - I_n/I_p \frac{\mu_p^n}{\mu_n^p}, \quad (3)$$

где  $\mu_p^n$  и  $\mu_n^p$  — подвижности электронов и дырок в волноводе.

В выражение (3) входит величина тока электронной утечки в  $p$ -эмиттер ( $I_n$ ), которая в свою очередь зависит от  $\Delta p$  и определяется следующим выражением:

$$I_n = eD_n^c n^c (1/L_S \operatorname{cth} S/L_S + 1/2z), \quad (4)$$

где  $D_n^c$  — коэффициент диффузии электронов в  $p$ -эмиттере,  $S$  — толщина  $p$ -эмиттера,

$$L_S = \sqrt{(1/L_n^2 + 1/4z^2)}, \quad (5)$$

$L_n$  — длина диффузии электронов в эмиттере,

$$z = kT/eE, \quad (6)$$

$E$  — электрическое поле в эмиттере, равное

$$E = \frac{I_p}{e\mu_p^c N_a}, \quad (7)$$

где  $\mu_p^c$ ,  $N_a$  — подвижность дырок и уровень легирования эмиттера,  $n^c$  — концентрация неравновесных электронов у границы эмиттер—волновод, связанная с  $\Delta n$  соотношением

$$n^o = N_c^o \exp[(\Delta E_g - \xi_p^o - \xi_p^e + \xi_n^o)/kT], \quad (8)$$

где  $\xi_p^e$  — дырочный уровень Ферми в эмиттере, а  $\xi_n^o$  и  $\xi_p^e$  — уровни Ферми электронов и дырок в волноводе у границы с эмиттером, определяемые величинами  $(n_0 + p_1 + \Delta p)$  и  $(p_1 + \Delta p)$ .

Расчет свет-токовых характеристик выполнялся по следующей схеме. Для произвольной концентрации плазмы в активной области с учетом излучательной и безызлучательной рекомбинации рассчитывался рекомбинационный ток в квантовой яме, равный дырочному току  $I_p$ , и определялись концентрации дырок и электронов в волноводе ( $p$  и  $n_0 + n_1$ ). Затем, полагая  $I_n = 0$ , считывались величины  $\Delta p$  и  $I_n$  по формулам (2) и (4), после чего с использованием полученного значения  $I_n$  рассчитывалось следующее приближение для поправок  $\Delta p''$  и  $I_n''$ . Процедура повторялась до достижения самосогласованного решения. Общая плотность тока в диоде считалась равной сумме  $I_p + I_n + I_w$ , где  $I_w$  — рекомбинационный ток в волноводе, при расчете которого предполагалась независимость от тока константы излучательной рекомбинации в волноводе ( $B_w$ ). Ток рекомбинации в волноводе достаточно мал по сравнению с  $I_p$  и  $I_n$ , поэтому его учет только на последней стадии расчета оправдан.

Экспериментальные зависимости  $I_{\text{пор}f}(\alpha)$ , представленные на рис. 3, б, использовались для нахождения потерь на выход  $\alpha$ , при которых величина  $I$  соответствует пороговым условиям. Для расчета дифференциальной квантовой эффективности для лазера с заданной величиной  $\alpha$  задавалось произвольное приращение рекомбинационного тока в яме  $\Delta I_p$  (в соответствии с пунктом 5 допущений концентрации носителей в яме считались постоянными) и по рассмотренной схеме рассчитывалось приращение тока утечки  $\Delta I_n$  и тока рекомбинации в волноводе  $\Delta I_w$ .

Снижение дифференциальной эффективности за счет утечек определялось соотношением

$$\beta = \frac{\Delta I_p}{\Delta I_n + \Delta I_p + \Delta I_w}. \quad (9)$$

Вклад поглощения на свободных носителях в величину дифференциальной эффективности рассчитывался из обычного соотношения

$$\eta_n = \frac{\alpha}{\alpha + \alpha_a \Gamma_a + \alpha_w \Gamma_w + \alpha_{\text{фон}}}, \quad (10)$$

где  $\alpha_a$  и  $\alpha_w$  — потери на поглощение в активной области и волноводе,  $\Gamma_a$  и  $\Gamma_w$  — соответствующие факторы оптического ограничения,  $\alpha_{\text{фон}}$  — фоновые потери.

При этих расчетах сечения поглощения на свободных носителях предполагались одинаковыми в квантовой яме и волноводе. Значение дифференциальной эффективности ( $\eta_n$ ) при данном токе накачки ( $I + \Delta I_n + \Delta I_p + \Delta I_w$ ) полагалось равным произведению  $\eta_n = \beta \eta_n$ . Анализ литературных данных показы-

Параметры	Величины параметров
Ширина запрещенной зоны волновода	1,2 эВ
Толщина активной области	300 Å
Толщина волновода	0,5 мкм
Толщина $p$ -эмиттера	2 мкм
Уровень легирования волновода ( $n$ -тип)	$10^{17} \text{ см}^{-3}$
Уровень легирования $p$ -эмиттера	$10^{18} \text{ см}^{-3}$
Постоянная излучательной рекомбинации $B$	$10^{10} \text{ см}^3/\text{с}$
Постоянная оже-рекомбинации $C$	$2 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6/\text{с}$
Подвижность дырок в волноводе	$80 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Подвижность дырок в эмиттере	$30 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Подвижность электронов в волноводе	$2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Подвижность электронов в эмиттере	$1,5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Сечение поглощения излучения на электронах	$3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$
Сечение поглощения излучения на дырках	$1,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$

вает, что имеется неопределенность в значениях параметров, необходимых для расчета  $\eta_d$ . Величины этих параметров, принятые в настоящей работе, приведены в таблице. Как видно из рис. 3, а, использование этих значений параметров позволяет получить удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными значениями дифференциальной квантовой эффективности вблизи порога генерации от потерь на выход. Анализ результатов расчетов показывает, что основной причиной уменьшения  $\eta_d$  в коротких диодах с большими потерями на выход является рост электронной утечки тока в  $p$ -эмиттер. Потери на поглощение растут приблизительно пропорционально потерям на выход, поэтому при увеличении потерь на поглощение при росте  $\alpha$  происходит лишь стабилизация значений дифференциальной эффективности, но не спад величины  $\eta_d$ . В этом смысле наши результаты отличаются от выводов работы [4], в которой для AlGaAs/GaAs-лазеров аномальное падение  $\eta_d$  с ростом  $\alpha$  объясняется поглощением на свободных носителях в волноводе и активной области.

Расчетные ватт-амперные характеристики, показанные на рис. 2, были получены при тех же значениях параметров, которые были использованы для построения теоретических зависимостей  $\eta_d=f(\alpha)$ . Расхождение между экспериментальными и теоретическими кривыми в области максимальных токов ( $\sim 10-20\%$ ) указывает на то, что кроме учтенных в расчетах, возможно, имеются и другие механизмы потерь, например, связанные с разогревом носителей [6].

Следует отметить, что рассматриваемые аномалии ватт-амперных характеристик и зависимостей  $\eta_d=f(\alpha)$  должны быть характерны только для РО ДГС лазеров с достаточно широким волноводом и не слишком большим энергетическим барьером между волноводом и эмиттерами. Расчеты, выполненные для ДГС InGaAsP/InP-лазеров, показывают, что в таких лазерах рассмотренные механизмы потерь не должны быть эффективными.

Суммируя полученные результаты, следует отметить, что в данной работе впервые экспериментально и теоретически показано, что для РО ДГС лазерных диодов средняя концентрация неравновесных носителей в волноводе продолжает расти с увеличением тока накачки и после порога генерации, вследствие чего возрастают утечки неравновесных носителей в  $p$ -эмиттер и происходит насыщение ватт-амперных характеристик. Рост утечек с возрастанием плотности носителей в яме и волноводе вследствие возрастания порогового тока при росте потерь на выход может быть так же причиной аномального уменьшения дифференциальной эффективности в лазерных диодах при росте потерь на выход.

В заключение авторы благодарят Т. Н. Дрокину, А. Н. Ермакову за помощь в подготовке образцов, Ю. В. Ильина и Н. Л. Рассудова за помощь в проведении измерений.

#### Список литературы

- [1] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 824—827.
- [2] Берিশев И. Э., Гарбузов Д. З. и др. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 23. С. 2045—2049.
- [3] Гарбузов Д. З., Зайцев С. В., Ильин Ю. В. и др. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 9. С. 50—54.
- [4] Wilcox J. Z., Ou S., Yang J. J., Jausen M., Peterson G. L. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. P. 825.
- [5] Гарбузов Д. З., Зайцев С. В. и др. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 2. С. 99—104.
- [6] Пищалко В. Д., Толстихин В. И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 462—471.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 11.01.1991  
Принята к печати 28.01.1991