

# Снижение внутренних потерь и теплового сопротивления в лазерных диодах со связанными волноводами

© А.Е. Жуков<sup>1,2</sup>, Н.Ю. Гордеев<sup>3,1</sup>, Ю.М. Шерняков<sup>3,1</sup>, А.С. Паюсов<sup>3,1,2</sup>, А.А. Серин<sup>2,3</sup>,  
М.М. Кулагина<sup>3</sup>, С.А. Минтаиров<sup>3,1</sup>, Н.А. Калюжный<sup>3,1</sup>, М.В. Максимов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: zhukale@gmail.com

(Получена 25 апреля 2018 г. Принята к печати 7 мая 2018 г.)

Представлены результаты исследований торцевых лазеров с квантовыми ямами, в которых используется слоевая конструкция со связанными планарными волноводами, позволяющая подавить генерацию возбужденных мод. При этом достигаются низкие внутренние потери ( $0.4 \text{ см}^{-1}$ ) в сочетании с малой глубиной ( $\sim 0.9 \text{ мкм}$ ) залегания активной области, приводящей к низкому тепловому сопротивлению  $6.0 \text{ (К/Вт)} \cdot \text{мм}$  без использования сабмаунта.

DOI: 10.21883/FTP.2018.11.46597.19

## 1. Введение

Предельная мощность современных полупроводниковых лазеров, работающих в непрерывном режиме, преимущественно ограничена их саморазогревом, т.е. увеличением температуры активной области лазера вследствие неполного преобразования подводимой электрической мощности в оптическую [1]. При достаточно больших токах дальнейшее увеличение накачки не компенсирует снижение выходной мощности, вызванное ростом порога генерации и уменьшением дифференциальной эффективности с температурой (см., например, [2]). В некоторых случаях для увеличения температурной стабильности характеристик лазера могут быть использованы такие методы, как модулированное легирование квантовых точек акцепторной примесью [3] и асимметричные барьерные слои в лазерном волноводе [4]. Однако большинство лазерных гетероструктур характеризуется достаточно сильной температурной чувствительностью, вызывающей тепловой загиб ватт-амперной характеристики.

В связи с этим чрезвычайно важным оказывается снижение теплового сопротивления лазерного диода, существенный вклад в которое дает протекание тепла через полупроводниковые слои [5]. Большинство мощных полупроводниковых лазеров характеризуется глубиной залегания активной области по отношению к поверхности  $> 1.5\text{--}2.5 \text{ мкм}$  (см. ссылки к данным, приведенным на рис. 5). Было бы желательно разработать такую слоевую конструкцию лазерной гетероструктуры, которая позволила бы разместить активную область ближе к теплоотводу. Еще одним важным фактором оптимизации лазерных характеристик является снижение внутренних оптических потерь, поскольку это позволит без заметного уменьшения внешней дифференциальной эффективности использовать длинные диоды, что в свою

очередь приведет к снижению как электрического, так и теплового сопротивления.

Ранее нами была разработана конструкция лазерного диода со связанными волноводами (CLOC, coupled large optical cavity), которая позволяет подавить генерацию возбужденной моды расширенного активного волновода за счет ее оптического туннелирования в легированный пассивный волновод [6]. С использованием этого метода нами была показана возможность пространственно-одномодовой генерации в лазере с шириной активного волновода  $4.8 \text{ мкм}$  [7]. При этом вертикальная угловая расходимость излучения (по уровню  $1/2$ ) составила  $13\text{--}14^\circ$ , что  $\sim 3$  раза меньше расходимости пучка лазера со стандартной геометрией волновода, оставаясь стабильной в пределах  $\pm 1.5^\circ$  по отношению к изменению тока накачки до 8 порогов и температуры до  $90^\circ\text{C}$ .

В настоящей работе нами представлены результаты экспериментальных исследований полупроводникового лазера со связанными оптическими волноводами, который характеризуется малой ( $< 1 \text{ мкм}$ ) глубиной залегания активной области на основе двойной квантовой ямы по отношению к поверхности. Достигнуто тепловое сопротивление  $(6.0 \pm 0.6) \text{ (К/Вт)} \cdot \text{мм}$ , что, насколько нам известно, является наименьшим значением для лазерных диодов, смонтированных на медный теплоотвод без использования сабмаунта. При этом внутренние оптические потери составили всего  $0.4 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует лучшим значениям, ранее полученным для лазеров на основе одиночной квантовой ямы.

## 2. Конструкция лазерной гетероструктуры

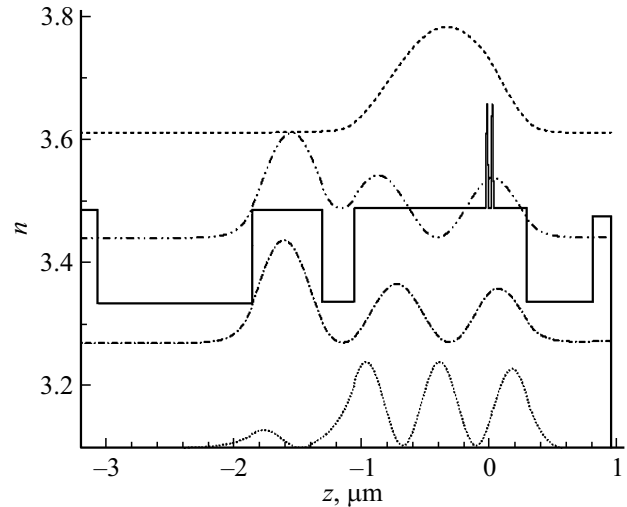
В настоящей работе нами было использовано свойство расширенных оптических волноводов сильно локализовать основную оптическую моду, так что ее

доля  $\Gamma_{\text{clad}}$ , заключенная в пределах эмиттерных слоев, оказывается малой. Это в свою очередь позволяет снизить поглощение на свободных носителях в эмиттерах и, что особенно важно, уменьшить толщину верхнего эмиттерного слоя без заметного утекания моды. Результаты расчетов показывают, что для трехслойного симметричного волновода  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$  величина  $\Gamma_{\text{clad}}$ , которая при толщине волновода  $d_{\text{WG}} = 0.4$  мкм составляет  $\sim 23\%$ , становится  $< 2\%$  начиная с  $d_{\text{WG}} = 1.3$  мкм. Кроме того, лазер с расширенным волноводом позволяет уменьшить вертикальную угловую расходимость лазерного излучения, а также снизить плотность оптической мощности на лазерном зеркале. В то же время при расположении активной области в центре симметричного волновода глубина ее залегания по отношению к поверхности лазера растет с ростом  $d_{\text{WG}}$ , негативно влияя на отвод тепла. Кроме того, в расширенном волноводе возможна генерация возбужденных поперечных мод, приводящая к ухудшению качества выходного пучка. Например, для упомянутого выше волновода  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$  1-я и 2-я возбужденные моды возникают при  $d_{\text{WG}} = 0.52$  и  $1.03$  мкм, соответственно.

Как будет показано в настоящей работе, перечисленных сложностей можно избежать в лазерной гетероструктуре со связанными волноводами и асимметричным расположением активной области. Схематическое изображение профиля показателя преломления приведено на рис. 1. Предлагаемая структура содержит (слева направо) подложку и буфер  $n^+$ -GaAs, эмиттер  $n\text{-Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  толщиной  $1.2$  мкм, узкий пассивный волновод  $n^+$ -GaAs ( $0.55$  мкм), оптический барьер  $n\text{-Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  ( $0.25$  мкм), расширенный легированный активный волновод GaAs ( $1.35$  мкм), эмиттер  $p\text{-Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  толщиной  $0.5$  мкм и контактный слой  $p^+$ -GaAs  $0.15$  мкм. Активная область, состоящая из двух квантовых ям InGaAs толщиной  $8.5$  нм с длиной волны излучения  $\sim 1$  мкм, разделенных барьером GaAs  $40$  нм, сдвинута на  $380$  нм от центра активного волновода к  $p$ -эмиттеру. За счет этого, а также благодаря малым толщинам верхнего эмиттера и контактного слоя активная область расположена на глубине  $d_{\text{cap}}$  всего  $0.92$  мкм от поверхности структуры.

На рис. 1 также показано распределение интенсивности (квадрата напряженности электрического поля) волноводных мод. Расчеты были выполнены с использованием программного пакета FIMMWAVE (Photon Design). Используемый активный волновод толщиной  $1.35$  мкм имеет три собственные оптические моды (нулевую и две возбужденные). Фундаментальная мода характеризуется достаточно высоким фактором оптического ограничения активной области ( $\Gamma_{\text{act}} = 1.46\%$ ) и почти полностью ( $97.5\%$ ) локализована в пределах активного волновода. В результате расчетное значение потерь на свободных носителях в легированных областях структуры для фундаментальной моды составляет  $\alpha_{\text{FC}} = 0.15 \text{ см}^{-1}$ .

Сильное смещение активной области от центра волновода к  $p$ -эмиттеру требует мер для подавления лазерной генерации на возбужденных модах. В исследуемой

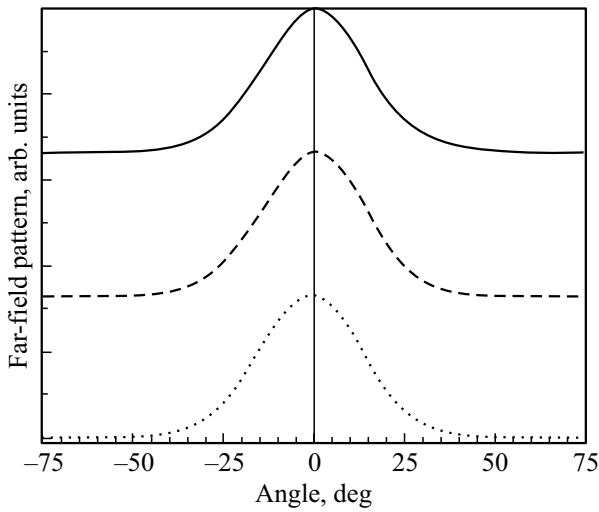


**Рис. 1.** Профиль показателя преломления  $n$  (сплошная линия) и пространственное распределение интенсивности оптических мод: основной (0, штриховая линия), 1-й и 2-й композитных (штрих-пунктирные линии), 2-й возбужденной (пунктирная линия).

лазерной структуре подавление первой возбужденной моды обеспечивалось за счет использования концепции резонансных оптически-связанных волноводов, подробно обсуждаемой в работе [8]. Толщины и химические составы подобраны таким образом, что эффективный показатель преломления единственной собственной моды пассивного волновода совпадает с эффективным показателем преломления первой возбужденной моды активного волновода. За счет равенства эффективных показателей преломления для этих двух собственных мод выполняется условие фазового синхронизма, и в результате оптического туннелирования они трансформируются в две композитные моды. Таким образом, полный набор оптических мод используемого волновода состоит из фундаментальной, двух композитных и второй возбужденной. Композитные моды имеют уменьшенный фактор оптического ограничения ( $\Gamma_{\text{act}} = 1.0\%$ ) и сильное перекрытие с легированными областями структуры ( $\alpha_{\text{FC}} = 3 \text{ см}^{-1}$ ). Вторая возбужденная мода также имеет заметную долю интенсивности в сильно легированных слоях вне активного волновода ( $\alpha_{\text{FC}} = 1.4 \text{ см}^{-1}$ ), а активная область расположена в минимуме ее интенсивности, что ведет к снижению  $\Gamma_{\text{act}}$  до  $0.5\%$ . Снижение фактора оптического ограничения и рост поглощения на свободных носителях для возбужденных мод обеспечивает генерацию на основной волноводной моде, профиль интенсивности которой близок к гауссовому с эффективной шириной (по уровню  $1/2$ )  $0.87$  мкм.

### 3. Изготовление и исследование характеристик лазерных диодов

Лазерная структура была синтезирована методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений



**Рис. 2.** Расчетная (сплошная линия) и экспериментальные картины дальнего поля, измеренные для  $L = 1.5$  мм при токе 0.6 А (штриховая линия) и 6 А (пунктирная линия).

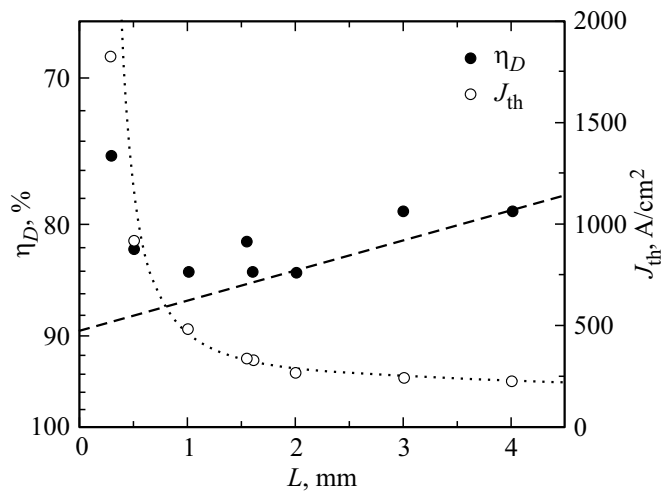
на подложке  $n^+$ -GaAs. Лазеры полосковой конструкции шириной 100 мкм были изготовлены с использованием стандартных методов фотолитографии и травления мелкой мезы ионным пучком сквозь подконтактный слой. Для создания омического контакта к подложке была использована вплавная металлизация AuGe/Ni/Au. К верхнему слою  $p^+$ -GaAs был применен неплавной контакт AgMn/NiAu, что позволило более чем в 2 раза уменьшить толщину контактного слоя по сравнению со стандартно используемым. Лазерные диоды со сколотыми гранями с различной длиной резонатора  $L$  от 500 мкм до 4 мм были питаемы  $p$ -контактом на медный теплоотвод ( $F$ -mount), покрытый индием. Лазерные характеристики, за исключением измерения теплового и электрического сопротивлений, были исследованы при импульсной накачке при комнатной температуре. Длительность импульсов составляла 200 нс, частота следования 3 кГц. Удельное электрическое сопротивление было определено равным  $9 \cdot 10^{-5}$  Ом  $\cdot$  см<sup>2</sup>, что соответствует лучшим значениям для лазерных диодов в системе материалов AlGaAs/GaAs [9].

Угловое распределение интенсивности излучения в вертикальном направлении (рис. 2), измеренное вплоть до 12 порогов генерации в лазерах различной длины, близко к функции Гаусса и имеет один лепесток с полной шириной на половине высоты 33°. Максимум интенсивности находится на оси резонатора. Все это, а также анализ распределения интенсивности оптической моды в ближнем поле, выполненный методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии, свидетельствуют о том, что генерация имеет пространственно-одномодовый характер и происходит на фундаментальной моде.

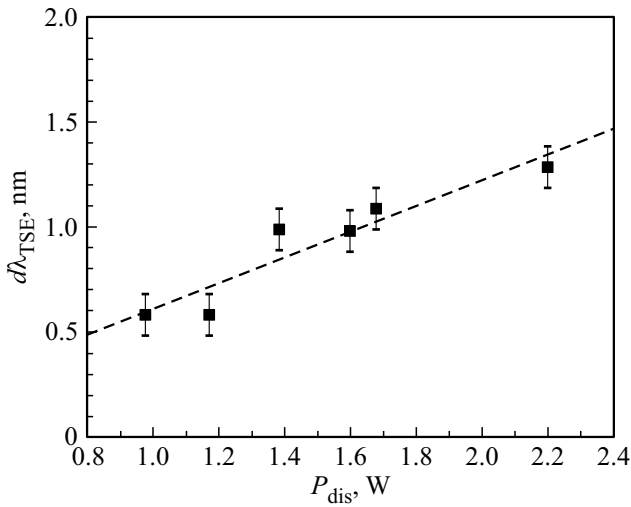
На рис. 3 показана зависимость внешней дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_D$  от длины лазерного резонатора. Наибольшее значение, достигну-

тое для лазеров длиной  $L = 1-2$  мм, составило 84%. При увеличении  $L$  до 4 мм сохраняются высокие значения,  $\eta_D = 79\%$ . Аппроксимация лучших экспериментальных значений, полученных в длинных резонаторах, выражением  $\eta_D = \eta_{in}/(1 + \alpha_{in}L/\ln R^{-1})$  позволила оценить внутреннюю дифференциальную эффективность как  $\eta_{in} = 90\%$  и внутренние оптические потери как  $\alpha_{in} = 0.4$  см<sup>-1</sup> (коэффициенты отражения лазерных граней полагали равными  $R = 0.3$ ). На рис. 3 также представлены экспериментальные значения пороговой плотности тока  $J_{th}$ , которые для не слишком коротких резонаторов могут быть хорошо аппроксимированы с помощью выражения  $J_{th} = J_0 \exp[(\alpha_{in} + L^{-1} \ln R^{-1})/G_0]$ . Наилучшее соответствие достигается для значения параметра усиления  $G_0 = 13$  см<sup>-1</sup> и плотности тока прозрачности  $J_0 = 175$  А/см<sup>2</sup>.

Тепловое сопротивление  $R_T$  находили как отношение приращения температуры  $dT_{act}$  активной области лазерного диода, работающего в непрерывном режиме, к величине приращения рассеиваемой тепловой мощности  $dP_{dis}$ . Последнюю величину определяли как разность между подводимой к лазеру электрической мощностью и излучаемой им оптической мощностью. При этом температура теплоотвода поддерживалась на уровне 20°С. В свою очередь величину  $dT_{act}$  оценивали по сдвигу  $d\lambda_{TSE}$  длинноволнового края спектров истинного спонтанного излучения (TSE, true spontaneous emission [10]) на половине высоты, измеряемого через окно в  $n$ -контакте. Для захвата спонтанного излучения и ввода его в монохроматор мы использовали сколотое волокно диаметром 200 мкм. Температурный коэффициент  $d\lambda_{TSE}/dT_{act} = (0.37 \pm 0.01)$  нм/К был предварительно определен по спектрам, измеренным при различной температуре лазерного теплоотвода в импульсном режиме накачки лазера. В качестве примера



**Рис. 3.** Зависимость от длины лазерного резонатора внешней дифференциальной квантовой эффективности (точки — эксперимент, штриховая линия — расчет для  $\eta_{in} = 90\%$ ,  $\alpha_{in} = 0.4$  см<sup>-1</sup>) и пороговой плотности тока (точки — эксперимент, пунктирная линия — расчет для  $G_0 = 13$  см<sup>-1</sup>,  $J_0 = 175$  А/см<sup>2</sup>).



**Рис. 4.** Зависимость положения края спектра спонтанного излучения от рассеиваемой тепловой мощности для лазерного диода длиной 3 мм. Точки — эксперимент, штриховая линия — линейная аппроксимация 0.615 нм/Вт.

на рис. 4 показана зависимость  $d\lambda_{TSE}$  от  $P_{dis}$  одного из исследованных лазеров длиной 3 мм, наклон которой  $d\lambda_{TSE}/dP_{dis} = 0.62$  нм/Вт позволяет оценить тепловое сопротивление как равное 1.7 К/Вт. Среднее значение теплового сопротивления, оцененное для диодов этой длины, составило 2 К/Вт, что соответствует удельному (нормированному на длину лазерного резонатора) тепловому сопротивлению  $\sim 6.0$  (К/Вт) · мм. Высокая внутренняя дифференциальная квантовая эффективность, низкий уровень внутренних оптических потерь и уменьшенное тепловое сопротивление позволили получить линейную ватт-амперную характеристику вплоть до выходной оптической мощности 6 Вт при накачке постоянным током. Исследования максимальной выходной оптической мощности в структурах такого типа выходят за рамки данной статьи.

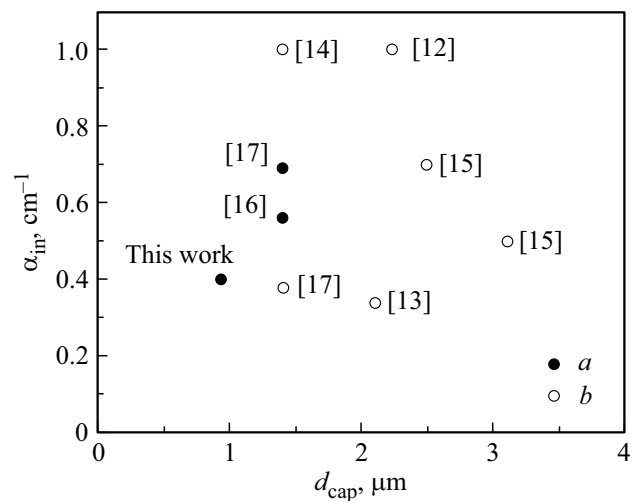
#### 4. Обсуждение

Полученные значения  $G_0$  и  $J_0$  близки сообщенным для лазера с экстремальной дважды асимметричной вертикальной структурой (extreme-double-asymmetric structure, EDAS) и активной областью в виде двойной квантовой ямы ( $G_0 = 11.5$  см<sup>-1</sup>,  $J_0 = 160$  А/см<sup>2</sup>), имеющего схожую вертикальную угловую расходимость, который, однако, характеризуется большими внутренними потерями (0.7 см<sup>-1</sup>) и более глубоким залеганием активной области (1.4 мкм) [11]. Отметим, что расположение активной области в центре активного волновода в исследуемой лазерной структуре привело бы к увеличению  $\Gamma_{act}$  до  $\sim 2.1\%$  (и соответствующему росту  $G_0$  в  $\sim 1.5$  раза). Однако в этом случае помимо увеличения расстояния до теплоотвода фактор оптического ограничения для 2-й моды возрос бы почти в 3.5 раза, что

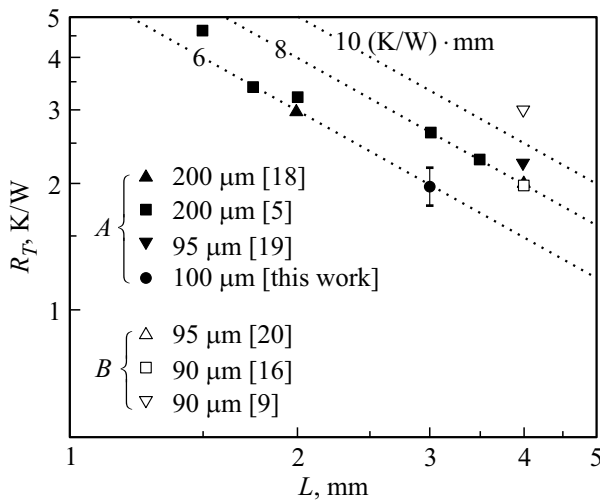
привело бы к возможности ее генерации. Использованный в настоящей работе сдвиг активной области ближе к  $p$ -эмиттеру также ведет к уменьшению интеграла перекрытия моды и области накопления в волноводе инжектированных дырок, имеющих большое сечение поглощения по сравнению с электронами ( $11 \cdot 10^{-18}$  против  $3.7 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> [1]). В данной конструкции волновода размер области накопления дырок почти в 4 раза меньше области накопления электронов, что приводит к существенному уменьшению оптических потерь на свободных дырках непосредственно в волноводном слое.

На рис. 5 обобщены экспериментальные данные [12–17] по глубине залегания активной области ( $d_{cap}$ ) и внутренним потерям в мощных лазерных диодах ближнего инфракрасного (ИК) диапазона с расширенным волноводом различной конструкции с одиночной (SQW) или двойной (DQW) квантовыми ямами. Как видно, достигнутые в настоящей работе внутренние потери  $0.4$  см<sup>-1</sup> соответствуют лучшим сообщенным значениям  $\alpha_{in}$  при заметно меньшей  $d_{cap}$  по сравнению с другими известными конструкциями. Например, в работе [13] была показана возможность снижения  $\alpha_{in}$  до  $0.34$  см<sup>-1</sup> за счет локализации оптической моды в расширенном волноводе толщиной 1.7 мкм с асимметричным расположением одиночной квантовой ямы. Однако  $d_{cap}$  составила  $> 2$  мкм вследствие использования достаточно толстого ( $> 1$  мкм) верхнего эмиттерного слоя и слабого смещения активной области относительно центра лазерного волновода. В работе [15] сообщалось о достижении  $\alpha_{in} = 0.5$  и  $0.7$  см<sup>-1</sup>. При этом одиночная квантовая яма располагалась на глубине 3.1 и 2.5 мкм соответственно. Наконец, для лазерных диодов с EDAS-волноводом величина  $\alpha_{in} = 0.38$  см<sup>-1</sup> (SQW) и  $0.69$  см<sup>-1</sup> (DQW) при  $d_{cap} = 1.4$  мкм [17].

Достигнутое в настоящей работе тепловое сопротивление является, насколько нам известно, наименьшим



**Рис. 5.** Экспериментальные данные по глубине залегания активной области и внутренним потерям в лазерных диодах ближнего ИК диапазона с расширенным волноводом различной конструкции с двойной (a) или одиночной (b) квантовой ямой.



**Рис. 6.** Тепловое сопротивление в зависимости от длины полоска для лазерных диодов ближнего ИК диапазона с широким полоском, монтированных на медный теплоотвод без использования (A) или с использованием (B) сабмаунта. Ширина лазерного полоска указана. Штриховые линии соответствуют фиксированному удельному тепловому сопротивлению.

по сравнению со значениями  $R_T$ , опубликованными для других конструкций лазерных диодов ближнего ИК диапазона с широким полоском, монтированных непосредственно на медный теплоотвод [5,18,19], и соответствует лазерам, использующим дорогостоящие алмазные или композитные сабмаунты [9,16,20] (рис. 6). При этом оценка теплового сопротивления, вносимого полубесконечным теплоотводом  $(\pi L\kappa)^{-1}[1 + \ln(2L/W)]$  [21] (здесь  $\kappa$  — теплопроводность меди), дает для диода с размерами  $W = 100$  мкм,  $L = 3$  мм значение 1.35 К/Вт.

## 5. Заключение

Разработана и подтверждена расчетами модовой структуры конструкция лазерной гетероструктуры, дающая возможность радикально снизить глубину залегания активной области по отношению к поверхности лазера ( $< 1$  мкм) при одновременном достижении лазерной генерации на фундаментальной пространственной моде с уменьшенной угловой расходимостью и низкими внутренними потерями ( $0.4 \text{ см}^{-1}$ ). Сочетание этих параметров позволяет уменьшить тепловое сопротивление за счет уменьшения толщины полупроводникового материала, расположенного между активной областью и теплоотводом, а также возможности применения длинных лазерных диодов, обладающих высокой внешней дифференциальной эффективностью. Предложенная конструкция основана на использовании волновода лазера, состоящего из двух оптически связанных резонаторов, в сочетании с асимметричным расположением активной области вблизи верхнего эмиттера малой толщины и тонкого контактного слоя. Результаты моделирования

показывают возможность дальнейшего уменьшения глубины залегания активной области до значений менее 0.7 мкм за счет использования верхнего эмиттерного слоя с более высоким содержанием алюминия.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект 14-42-00006).

## Список литературы

- [1] P. Crump, G. Erbert, H. Wenzel, C. Frevert, C.M. Schultz, K.-H. Hasler, R. Staske, B. Sumpf, A. Maassdorf, F. Bugge, S. Knigge, G. Traenkle. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **19** (4), 1501211 (2013).
- [2] S.S. Saini, S.H. Cho, M. Dagenais. *Proc. SPIE*, **6478**, 647805 (2007).
- [3] S.S. Mikhlin, A.R. Kovsh, I.L. Krestnikov, A.V. Kozhukhov, D.A. Livshits, N.N. Ledentsov, Yu.M. Shernyakov, I.I. Novikov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. *Semicond. Sci. Technol.*, **20** (5), 340 (2005).
- [4] A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, F.I. Zubov, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, E.S. Semenova, K. Yvind, L.V. Asryan. *Appl. Phys. Lett.*, **100** (2), 021107 (2012).
- [5] А.Л. Тер-Мартиросян, Д.М. Демидов, М.А. Свердлов, А.В. Кулик, С.Ю. Карпов. *Науч. приб.*, **23** (4), 40 (2013).
- [6] N.Yu. Gordeev, A.S. Payusov, Yu.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.M. Kulagina, M.V. Maximov. *Optics Lett.*, **40** (9), 2150 (2015).
- [7] A. Serin, N. Gordeev, A. Payusov, Y. Shernyakov, Y. Kalyuzhnyy, S. Mintairov, M. Maximov. *J. Phys. Conf. Ser.*, **929**, 012077 (2017).
- [8] N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. *Laser Phys.*, **27** (8), 086201 (2017).
- [9] T. Kaul, G. Erbert, R. Platz, A. Maassdorf, S. Knigge, P. Crump. *25th Int. Semicond. Laser Conf. (ISLC 2016)* (Kobe, Japan, 2016) Paper WD4.
- [10] G.E. Shtengel, R.F. Kazarinov, G.L. Belenky, M.S. Hybertsen, D.A. Ackerman. *Int. J. High Speed Electron. Syst.*, **9** (4), 901 (1998).
- [11] M. Winterfeldt, J. Rieprich, S. Knigge, A. Maassdorf, M. Hempel, R. Kernke, J.W. Tamm, G. Erbert, P. Crump. *Proc. SPIE*, **9733**, 973300 (2016).
- [12] Д.А. Лившиц, А. Ю. Егоров, И. В. Кочнев, В.А. Капитонов, В.М. Лантратов, Н.Н. Леденцов, Т.А. Налет, И.С. Тарасов. *ФТП*, **35** (3), 380 (2001).
- [13] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Р. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **39** (3), 388 (2005).
- [14] M. Kanskar, T. Earles, T.J. Goodnough, E. Stiers, D. Botez, L.J. Mawst. *Electron. Lett.*, **41** (5), 245 (2005).
- [15] В.В. Безотосный, В.В. Васильева, Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, О.Н. Крохин, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.В. Мурашова, Т.А. Налет, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Ю.М. Попов, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов. *ФТП*, **42** (3), 357 (2008).
- [16] K.H. Hasler, H. Wenzel, P. Crump, S. Knigge, A. Maassdorf, R. Platz, R. Staske, G. Erbert. *Semicond. Sci. Technol.*, **29**, 045010 (2014).

- [17] M. Winterfeldt, J. Rieprich, S. Knigge, A. Maassdorf, M. Hempel, R. Kernke, J.W. Tomm, G. Erbert, P. Crump. Proc. SPIE, **9733**, 97330O (2016).
- [18] X. Li, Y. Zhang, J. Wang, L. Xiong, P. Zhang, Zh. Nie, Zh. Wang, H. Liu, X. Liu. IEEE Trans. Comp. Pack. Manufact. Technol., **2** (10), 1592 (2012).
- [19] V.V. Bezotosnyi, O.N. Krokhin, V.A. Oleshchenko, V.F. Pevtsov, Yu.M. Popov, E.A. Cheshev. Quant. Electron., **46** (8), 679 (2016).
- [20] P. Crump, H. Wenzel, G. Erbert, G. Traenkle. Proc. SPIE, **8241**, 82410U (2012).
- [21] W.B. Joyce, R.W. Dixon. J. Appl. Phys., **46** (2), 855 (1975).

*Редактор Л.В. Шаронова*

### **Reduction of internal loss and thermal resistance in diode lasers with coupled waveguides**

*A.E. Zhukov<sup>1,2</sup>, N.Yu. Gordeev<sup>3,1</sup>,  
Yu.M. Shernyakov<sup>3,1</sup>, A.S. Payusov<sup>3,1,2</sup>,  
A.A. Serin<sup>2,3</sup>, M.M. Kulagina<sup>3</sup>, S.A. Mintairov<sup>3,1</sup>,  
N.A. Kalyuzhnyy<sup>3,1</sup>, M.V. Maximov<sup>1,2,3</sup>*

<sup>1</sup> St. Petersburg Academic University,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University,  
195251 St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup> Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Results on edge-emitting quantum-well lasers based on coupled waveguides design capable of suppressing excited transverse mode lasing are presented. The design allowed us to achieve the internal loss as low as  $0.4\text{ cm}^{-1}$  and to locate the active region at the small depth of about  $0.9\text{ }\mu\text{m}$  resulting in the low thermal resistance of  $6.0\text{ (K/W)} \cdot \text{mm}$  without submount.