

УДК 621.373.826.038.825.5

© Д. М. Демидов, А. Л. Тер-Мартirosян, К. А. Булашевич,
О. В. Хохлев, С. Ю. Карпов**МОЩНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ
ИЗЛУЧЕНИЯ 808 нм.****I. ТЕРМИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ОГРАНИЧЕНИЯ
ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ**

В работе приведен обзор термических механизмов, ограничивающих выходную мощность излучения лазерных диодов. Хотя акцент данного исследования и сделан на лазерах с длиной волны излучения 808 нм, рассматриваемые механизмы имеют общий характер и работают в широком диапазоне длин волн. Катастрофическое разрушение зеркал резонатора и сублинейность ватт-амперных характеристик являются двумя наиболее общими механизмами ограничения выходной мощности лазеров. В статье обсуждается природа и основные особенности процесса катастрофического разрушения зеркал в мощных лазерных диодах. В свою очередь сублинейность ватт-амперных характеристик определяется факторами, среди которых наиболее важными являются увеличение порогового тока лазера, уменьшение его дифференциальной квантовой эффективности с температурой, а также утечка носителей из гетероструктуры и их последующая безызлучательная рекомбинация на омических контактах. Обзор литературы иллюстрируется результатами моделирования работы лазерных гетероструктур.

Кл. сл.: полупроводниковые лазеры, лазерные диоды, мощность излучения, катастрофическое разрушение зеркал, тепловые эффекты, накопление носителей, время жизни носителей, стимулированное излучение

ВВЕДЕНИЕ

Благодаря высокому коэффициенту полезного действия (КПД) преобразования электрической энергии в оптическую, компактности, надежности и высокому уровню развития технологии изготовления мощные лазерные диоды (ЛД), линейки и сборки лазеров нашли широкое применение в системах накачки твердотельных и волоконных лазеров и оптических усилителей, оборудовании для обработки материалов, в метрологии, полиграфии, медицине, системах оптической локации, робототехнике и других отраслях (см. обзор истории вопроса, критических элементов технологии, проблем и подходов к их решению в [1–3]). Подавляющее число приборов этого класса выполняется в виде торцевых излучателей с широким полосковым контактом, обеспечивающим многомодовую в плоскости эпитаксиальных слоев лазерной структуры генерацию света. Ключевой задачей разработки таких излучателей является максимальное повышение удельной мощности излучения, т. е. мощности, приходящейся на единичную ширину полоскового контакта. Для решения этой задачи необходимо детальное понимание механизмов, ограничивающих мощность излучения ЛД, и их связи с конструктивными особенностями лазерной гетероструктуры (ГС) и чипа.

В данной работе представлены результаты обзора термических механизмов, ограничивающих выходную мощность полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 808 нм. Большинство из рассмотренных механизмов не являются привязанными к выбранной выше длине волны излучения, а имеют общий характер. Проведенный анализ сфокусирован на одиночных ЛД и не рассматривает механизмов, специфических для лазерных линеек иборок.

**ТЕРМИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ
ОГРАНИЧЕНИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛД**

В общем случае мощность когерентного излучения лазера P связана с током I , протекающим через ЛД, соотношением

$$P = \frac{\hbar\omega}{q} \cdot \frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_i} \eta_{st} (I - I_{th}), \quad (1)$$

где $\hbar\omega$ — энергия фотонов, доминирующая в спектре излучения; q — заряд электрона; I_{th} — пороговый ток; η_{st} — квантовый выход стимулированного излучения; α_i — коэффициент внутренних оптических потерь, существенно зависящий от распределения концентраций электронов и ды-

рок в лазерной ГС, а

$$\alpha_R = -\frac{1}{2L} \ln(R_F R_B) \quad (2)$$

есть коэффициент потерь на излучение. Здесь L — длина резонатора (полоскового контакта) ЛД; R_B — коэффициент отражения генерируемого света от заднего (сильно отражающего) зеркала, а R_F — коэффициент отражения света от переднего (обычно слабо отражающего) зеркала резонатора. Безразмерный параметр

$$\eta_D = \left(\frac{q}{\hbar\omega} \right) \cdot \frac{dP}{dI} = \eta_{st} \frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_i} \quad (3)$$

в (1) есть дифференциальная квантовая эффективность (ДКЭ) лазера.

Обсуждаемые в литературе механизмы ограничения мощности излучения полупроводниковых лазеров можно разделить на термические и нетермические. Исключение составляет катастрофическое разрушение зеркал лазерных диодов (КРЗ), в основе которого лежат связанные между собой механизмы различной природы. Ниже различные механизмы ограничения выходной мощности ЛД рассмотрены отдельно.

1. Катастрофическое разрушение зеркал лазерных диодов

1.1. Природа КРЗ

КРЗ инициируется разогревом выходного зеркала ЛД из-за безызлучательной рекомбинации на его поверхности электронов и дырок в активной области. В результате разогрева и сужения запрещенной зоны в узком слое, прилегающем к зеркалу, возникает усиленное поглощение света, приводящее к генерации в этом слое избыточных электрон-дырочных пар. В свою очередь эти пары рекомбинируют на поверхности и в объеме активной области, усиливая тем самым разогрев выходного зеркала и прилегающей к нему области. Такая положительная обратная связь приводит к взрывному повышению температуры активной области ЛД у выходного зеркала при превышении мощностью излучения некоторого порогового значения. В результате такого повышения температуры происходит разрушение ГС вблизи выходного зеркала лазерного резонатора [4].

Основываясь на результатах просвечивающей электронной микроскопии, авторы [4] связали разрушение лазерной ГС с ее локальным плавлением и последующим образованием в рекристаллизованной области большого числа точечных и протяженных дефектов, усиливающих безызлучательную рекомбинацию неравновесных носителей.

Отмечалось проникновение дефектной области от выходного зеркала в глубь материала на несколько сотен микрон, что связывалось с движением фронта плавления.

Дальнейшие исследования механизма КРЗ, включая комплексную диагностику лазеров с высоким временным разрешением [5–8], позволили установить, что а) КРЗ имеет существенно нестационарный характер, вызванный неустойчивостью стационарного переноса тепла в ЛД; б) взрывной подъем температуры и область генерации дефектов имеют локальный характер, т. е. КРЗ происходит в относительно малой части полоскового контакта [7, 8], и в) существует критический перегрев зеркала относительно объема ГС, выше которого возникает КРЗ [6]. Последнее, в частности, приводит к задержке КРЗ во времени при импульсной накачке: сначала зеркало разогревается до критической температуры, а затем инициируется взрывное повышение температуры, приводящее к КРЗ [8]. Кроме того, в работе [9] была экспериментально продемонстрирована качественная корреляция между скоростью поверхностной рекомбинации неравновесных носителей на выходном зеркале ЛД и его разогревом: большая скорость рекомбинации соответствовала большему разогреву зеркала.

Конкретный механизм разрушения ЛД в настоящее время нельзя считать надежно установленным. В частности, столь разветвленную и анизотропную границу дефектной области, какая наблюдалась в [8], трудно ассоциировать с фронтом плавления материала под действием разогрева выходного зеркала ЛД. Возможно, что в формировании дефектов участвуют нестационарные термоупругие напряжения, вызывающие массовую генерацию дислокаций и точечных дефектов вблизи активной области. Несомненными, однако, являются резкий подъем локальной температуры у зеркала и пороговый характер КРЗ. Именно эти два аспекта существенны для поиска различного рода путей увеличения порога КРЗ за счет модификации конструкций лазерной гетероструктуры и чипа.

1.2. Модели КРЗ

Чтобы понять роль различных факторов, влияющих на КРЗ, были предприняты попытки построения теоретических моделей этого процесса. Уже грубые оценки баланса тепловыделения и теплоотдачи, сделанные в [4], показали возможность разогрева выходного зеркала ЛД вплоть до значений, соответствующих плавлению материала. Существенной для такой возможности являлась сильная температурная зависимость коэффициента поглощения стимулированного излучения α .

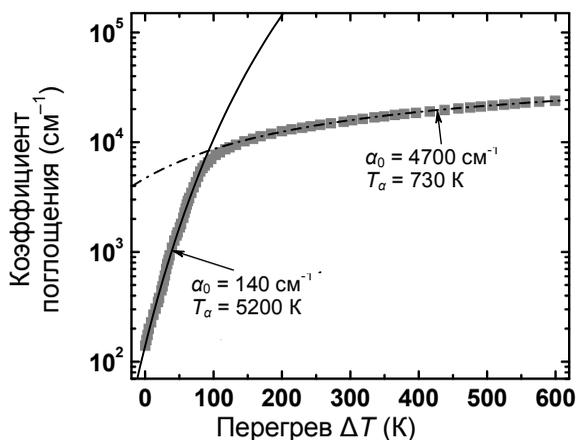


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения излучения от перегрева ΔT относительно комнатной температуры.

Эксперимент — квадраты [4]; линии — аппроксимации этих данных зависимостью (4) с указанными на поле рисунка параметрами; $T_0 = 300$ К

Именно такую зависимость демонстрировали при перегревах менее 90 К экспериментальные данные, приведенные в работе [4] (см. рис. 1). Аппроксимация этих данных зависимостью

$$\alpha(T) = \alpha_0 \exp \left[T_a \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (4)$$

с параметрами T_0 , T_a и α_0 показала, что поглощение света возрастает на порядок уже при перегревах ~ 40 – 50 К. Однако при перегревах, превышающих 90 К, рост α замедляется, а его величина стремится к насыщению вблизи максимального значения $\alpha_{\max} = \alpha_0 \exp(T_a/T_0)$. Значение этого эффекта для КРЗ ни в работе [4], ни в последующих исследованиях, к сожалению, не анализировалось.

Для ЛД с полосковым контактом шириной W , монтируемого на теплоотвод p -слоями вниз, в работе [10] была развита полуэмпирическая модель КРЗ, во многом использующая идеи работы [4]. В этой модели подъем температуры ΔT вблизи зеркала ЛД связан с выделяемой в этой области тепловой мощностью Q соотношением, следующим из упрощенного стационарного подхода:

$$\Delta T = R_{th} Q, \quad (5)$$

$$R_{th} = \frac{1}{\pi W} \left(\frac{1}{\kappa_E} \ln \frac{d_E}{l_T} + \frac{1}{\kappa_C} \ln \frac{d_E + d_C}{d_E} \right),$$

где κ_E и κ_C — коэффициенты теплопроводности, а d_E и d_C — толщины материала p -эмиттера лазерного диода и p -контактного слоя соответственно; l_T — ширина области, примыкающей к выходному зеркалу, в которой происходит поглощение света и тепловыделение. В свою очередь мощность Q оценивается как

$$Q = (1 + R_F)(1 - R_F)^{-1} (\alpha l_T) \Gamma P, \quad (6)$$

где Γ — фактор оптического ограничения поперечной моды лазерного волновода. Линеаризуя температурную зависимость коэффициента поглощения α , авторы [10] получили следующие соотношения:

$$\Delta T = \frac{\Delta T_0}{1 - \frac{1}{\alpha_0} \frac{\partial \alpha}{\partial T} \Delta T_0}, \quad (7)$$

$$\Delta T_0 = R_{th} \frac{1 + R_F}{1 - R_F} (\alpha_0 l_T) \Gamma P.$$

Как видно из (7), перегрев зеркала ΔT стремится к бесконечности при приближении $\alpha_0^{-1} (\partial \alpha / \partial T) \Delta T_0$ к единице. По мнению авторов [10], это определяет порог КРЗ, или максимально достижимую мощность излучения ЛД, как

$$P_{\text{КРЗ}} = \frac{1 - R_F}{1 + R_F} \left(l_T \frac{\partial \alpha}{\partial T} R_{th} \Gamma \right)^{-1}. \quad (8)$$

На практике авторы [10] оценивали $\partial \alpha / \partial T$ экспериментально по сдвигу края поглощения в GaAs с температурой. Такая оценка дала значение примерно в 60 раз более высокое, чем аппроксимация (4). Параметры α_0 и l_T рассматривались в [10] как подгоночные, изменяющиеся в диапазоне $\sim 10^3$ – 10^4 cm^{-1} и ~ 0.1 – 1.0 мкм соответственно. В этом случае длина l_T по порядку величины соответствовала длине амбиполярной диффузии неравновесных носителей, что вполне разумно с физической точки зрения. Таким образом, для увеличения порога КРЗ, согласно (8), нужно либо понижать плотность оптической энергии в активной области путем уменьшения фактора оптического ограничения Γ , либо улучшать отвод тепла от активной области (снижать тепловое сопротивление R_{th}).

К сожалению, безызлучательная рекомбинация носителей на поверхности выходного зеркала как существенный элемент модели КРЗ в подходе [10] не учитывалась, а "убегание" температуры трактовалось как стационарный процесс. Поэтому наблюдаемый экспериментально критический перегрев зеркала, приводящий к КРЗ [6], в модели [10] как таковой отсутствует. Все это не позволяет с помощью данной модели выявить пути повышения критического перегрева выходного зеркала лазерного диода.

В [11] построена самосогласованная стационарная модель переноса тепла, транспорта носителей и поглощения стимулированного излучения в условиях, предшествующих началу КРЗ. Хотя в [11] и отмечено, что порог КРЗ может быть найден из анализа неустойчивости полученного стационарного решения, такой анализ в работе проведен не был. Несмотря на это, исследование [11] оказалось весьма полезным с точки зрения выявления дополнительных факторов, влияющих на КРЗ и порог его возникновения. В частности, было установлено, что а) необходимо учитывать температурную зависимость коэффициентов теплопроводности используемых материалов и б) нужно учитывать уменьшение времен жизни электронов и дырок, связанное со стимулированным излучением. Последующие исследования показали, что одномерное приближение в задаче переноса тепла существенно переоценивает перегрев лазерных зеркал, в то время как 2D- и 3D-модели дают сходные и вполне разумные результаты [12].

Предложенные к настоящему времени модели КРЗ рассматривают этот процесс как происходящий однородно по всей площади выходного зеркала. Это предположение, однако, исходно неверно. Действительно, область разрушений в ГС, идентифицированная в [7, 8], имеет микронные латеральные размеры, что свидетельствует о локализации процесса КРЗ в узком канале. Теория образования таких каналов и связанного с ними КРЗ еще требуют своей разработки и экспериментальной верификации. Поэтому экспериментальные методы определения порога КРЗ и идентификации факторов, на него влияющих, являются сегодня доминирующими.

На данный момент качественная модель "убегания" (взрывного повышения) температуры, предложенная в [4], считается наиболее адекватной для объяснения КРЗ лазерных диодов, несмотря на не вполне удачные попытки количественной ее реализации. Именно на основе этой модели сформулированы основные пути повышения порога КРЗ: а) защита зеркал, уменьшающая поверхностную рекомбинацию неравновесных носителей; б) уменьшение плотности оптической мощности в активной области лазерной гетероструктуры различными конструктивными методами

и в) улучшение отвода тепла из активной области. Конкретные технические решения, разработанные в этих направлениях, рассмотрены в нашей последующей работе (Д.М. Демидов, А.Л. Тер-Мартirosян, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, С.Ю. Карпов Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. III. Пути повышения мощности излучения).

2. Термические механизмы

В данном разделе рассмотрены термические эффекты, не вызывающие КРЗ, но понижающие ДКЭ полупроводниковых лазеров, приводя к сублинейности их ватт-амперных характеристик.

2.1. Разогрев лазерной гетероструктуры

Из-за температурной зависимости рекомбинационных коэффициентов и уменьшения оптического усиления с температурой разогрев активной области ЛД приводит к увеличению его порогового тока. Температурную зависимость порогового тока принято аппроксимировать экспоненциальной функцией

$$I_{th}(T) = I_{th}(T_{HS}) \cdot \exp\left(\frac{T - T_{HS}}{T_0}\right), \quad (9)$$

где T и T_{HS} суть температуры активной области и теплоотвода, а T_0 — параметр, отражающий темп изменения порогового тока при разогреве лазера. Выражение (9) не отражает реального степенного характера температурной зависимости порогового тока [13], а скорее является удобной аппроксимацией. У различных ЛД температура T_0 может меняться в широких пределах, от ~50 до ~300–350 К.

Оценить влияние разогрева активной области лазера на его ватт-амперную и другие характеристики можно, используя выражение (1) для мощности лазерного излучения, температурную зависимость порогового тока (9) и соотношение

$$\begin{aligned} T - T_{HS} &= R_{th}(1 - \eta_w)I \cdot V_f, \\ \eta_w &= P / I \cdot V_f, \end{aligned} \quad (10)$$

связывающее перегрев активной области $T - T_{HS}$ с прикладываемой электрической мощностью. Здесь V_f — рабочее напряжение ЛД, обеспечивающее ток I ; R_{th} — тепловое сопротивление лазера а η_w — его КПД. Для такой оценки зависимость рабочего напряжения V_f от тока удобно представить в упрощенной форме: $V_f = V_{to} + IR_S$, где V_{to} — напряжение "включения" лазерного диода, а R_S — его последовательное сопротивление.

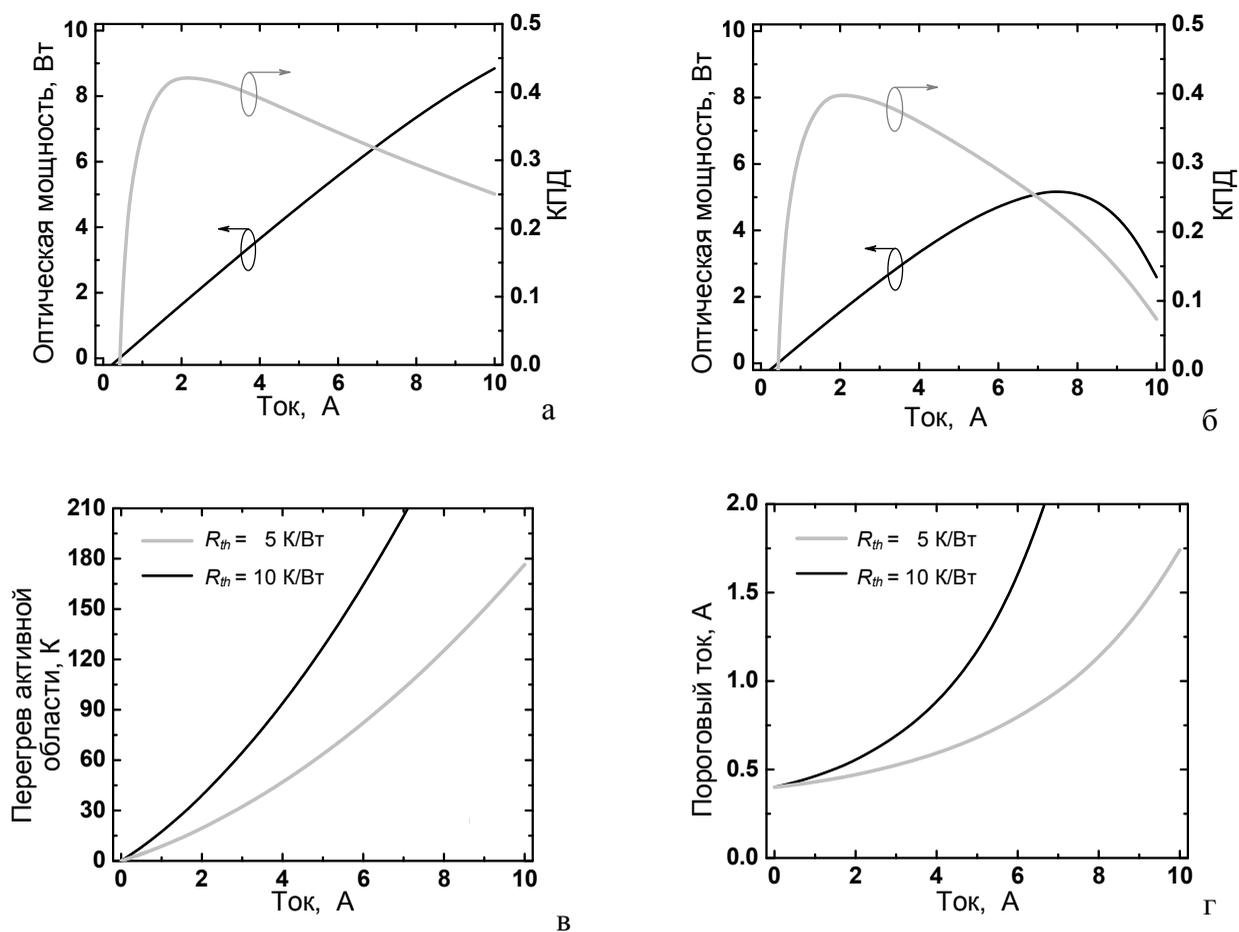


Рис. 2. Ватт-амперные характеристики и КПД лазерных диодов с тепловым сопротивлением 5 К/Вт (а) и 10 К/Вт (б). Перегрев активной области (в) и пороговый ток лазеров (г) в зависимости от протекающего тока

Игнорируя для наглядности слабые температурные зависимости ДКЭ, напряжения включения V_{to} и сопротивления R_s , примем в качестве неизменных параметров: $\eta_D = 0.7$, $V_{to} = \hbar\omega/q = 1.53 \text{ В}$, $R_s = 0.2 \text{ Ом}$, $I_{th}(300 \text{ К}) = 0.4 \text{ А}$ и $T_0 = 120 \text{ К}$.

На рис. 2, а, б, показаны рассчитанные ватт-амперные характеристики ЛД и зависимости КПД от тока, полученные для тепловых сопротивлений 5 и 10 К/Вт. Из сравнения характеристик видна их высокая чувствительность к разогреву активной области: если при $R_{th} = 5 \text{ К/Вт}$ ватт-амперная характеристика визуально близка к линейной, то при $R_{th} = 10 \text{ К/Вт}$ предсказывается "завал" мощности излучения лазера при токах более $\sim 7 \text{ А}$ и более быстрое, чем в первом случае, падение КПД лазерного диода с током.

Предсказываемые перегревы активной области, превышающие сотню градусов (рис. 2, в), и рост порогового тока (рис. 2, г) представляются не-

сколько завышенными из-за принятых значений теплового и последовательного сопротивлений ЛД. Тем не менее общая тенденция, вытекающая из сделанных оценок, весьма показательна: при больших токах, а также при малых значениях характерной температуры T_0 разогрев ЛД приводит к заметной сублинейности его ватт-амперной характеристики. Такой эффект неоднократно наблюдался экспериментально (см., например, [14–18]).

Данные оценки учитывают наиболее сильный эффект — изменение порогового тока ЛД при его разогреве. Однако рост порогового тока означает также увеличение пороговой концентрации электронов и дырок, усиление поглощения света свободными носителями и, как следствие, уменьшение ДКЭ лазерного диода с током, инициирующим разогрев. Этот механизм, опущенный в приведенных выше оценках, усиливает сублинейность ватт-амперной характеристики лазера.

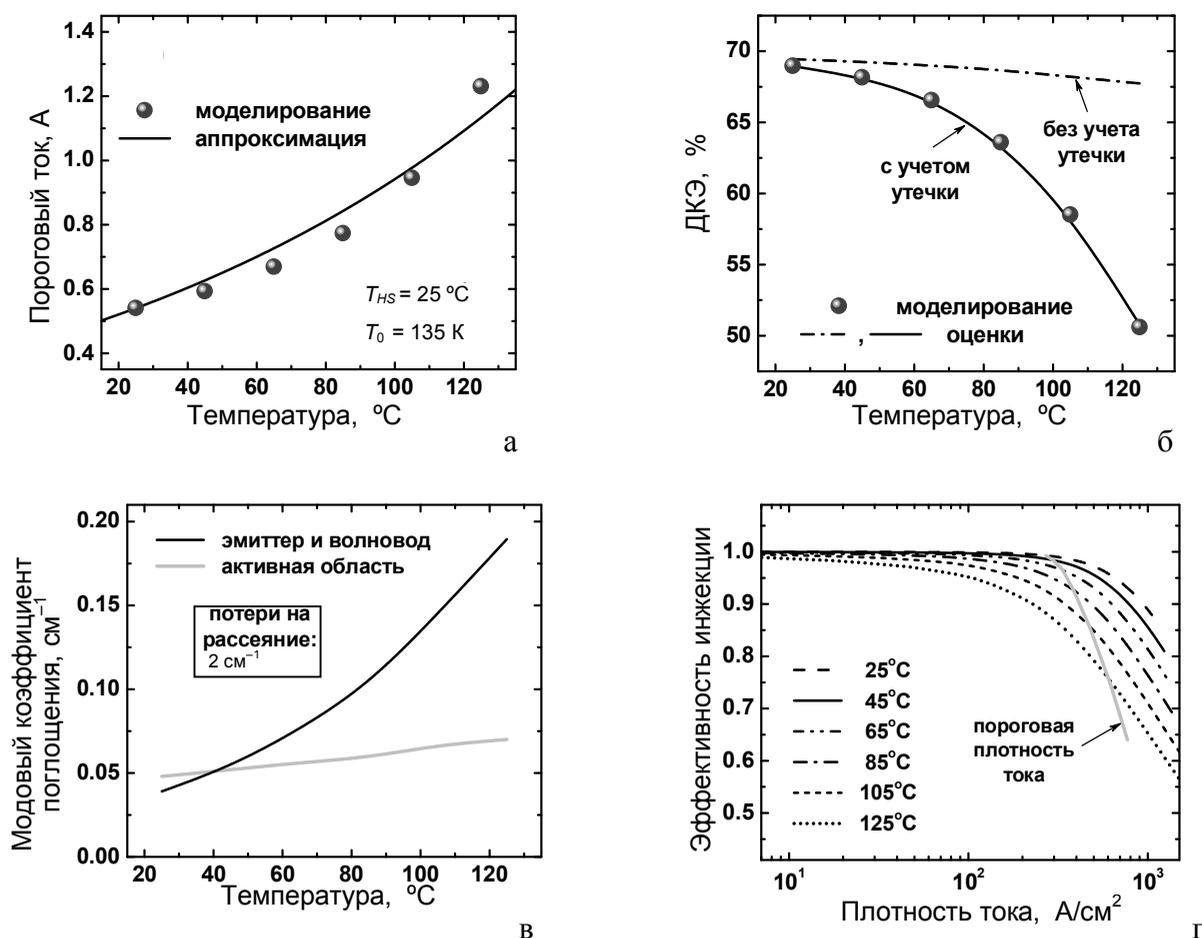


Рис. 3. Температурные зависимости порогового тока (а), дифференциальной квантовой эффективности (б), модовых коэффициентов поглощения света в активной области ЛД и за пределами ее (в), а также эффективности инжекции неравновесных носителей как функции плотности тока при различных температурах (г), полученные с помощью моделирования

Падение ДКЭ полупроводниковых лазеров с температурой наблюдалось неоднократно, в том числе в [19]. Авторы этой работы связали рост оптических потерь в исследуемых ГС с увеличением концентрации неравновесных носителей в волноводных слоях, а не в сильно легированных эмиттерах и активной области. Чтобы проверить этот вывод, мы промоделировали работу простейшей лазерной ГС, излучающей свет с длиной волны 808 нм. Эта структура состояла из 2 мкм $n\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ эмиттера с концентрацией доноров $1 \times 10^{17}\text{ см}^{-3}$; двух нелегированных $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ волноводных слоев толщиной 0.74 мкм с нелегированной 20 нм $\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$ активной областью между ними; 2 мкм $p\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ эмиттера с концентрацией акцепторов $1 \times 10^{17}\text{ см}^{-3}$ и тонкого контактного $p^+\text{-GaAs}$ слоя. Моделирование осуществлялось с помощью пакета SiLENSe 5.0 [20]. Пред-

полагалось, что лазер имеет полосковый контакт шириной 100 мкм и длиной 2 мм. Чтобы получить близкие к экспериментальным (см., например, [21]) значения ДКЭ, мы полагали, что кроме потерь, связанных с поглощением света свободными носителями, в лазерной ГС происходит также рассеяние основной волноводной ТЕ-моды, характеризующее коэффициентом потерь $\alpha_{sc} = 2\text{ см}^{-1}$.

На рис. 3, а, точки показывают полученное с помощью моделирования изменение порогового тока ЛД с температурой. Видно, что при перегреве ГС на $\sim 100\text{ K}$ пороговый ток возрастает примерно в 2 раза. Результаты моделирования неплохо аппроксимируются зависимостью (9) с параметром $T_0 = 135\text{ K}$.

Сильный спад ДКЭ с температурой, полученный моделированием, показан точками на

рис. 3, б). Чтобы интерпретировать это поведение, были рассчитаны модовые коэффициенты поглощения света на свободных носителях в активной области лазера и за ее пределами (рис. 3, в), а также эффективность инжекции неравновесных носителей, определяемая как отношение плотности тока носителей, рекомбинирующих в ГС, к полной плотности тока. Как видно из рис. 3, в, поглощение света на свободных носителях существенно растет с температурой, особенно в нелегированных волноводных слоях. Это связано с ростом концентрации в них электронов и дырок при повышении температуры (рис. 4). Однако при выбранном относительно малом уровне легирования эмиттеров потери на свободных носителях остаются во много раз меньшими потерь, связанных с рассеянием волноводной моды, которые от температуры не зависят. Поэтому оценка ДКЭ лазерного диода, сделанная по формуле (3) с $\eta_{st} = 1$, дает весьма слабую зависимость от температуры (см. рис. 3, б).

На самом деле разогрев рассматриваемой лазерной ГС приводит к утечке носителей и прежде всего электронов из активного и волноводного слоев с последующей безызлучательной рекомбинацией на электродах, формирующих омические контакты. Эта утечка, в частности, проявляется в отличной от единицы эффективности инжекции носителей (рис. 3, г), которая в свою очередь определяет квантовый выход стимулированного излучения выше порога генерации лазерного диода. Оценка ДКЭ лазерного диода, сделанная по формуле (3) с $\eta_{st} = \eta_{inj}$, полностью воспроизводит результаты численного анализа (рис. 3, б).

Таким образом, приведенные выше результаты моделирования работы лазерной ГС демонстрируют важность еще одного механизма, дающего вклад в сублинейность ватт-амперной характеристики, — утечки неравновесных носителей из гетероструктуры на металлические контакты (см. также обсуждение этого механизма в [22] применительно к ЛД, излучающим красный свет). Этот механизм отличен от часто обсуждаемого выброса электронов и дырок из активной области в волноводный слой и определяется преимущественно электронами, имеющими более высокую подвижность, чем дырки. В частном случае, рассмотренном выше, утечка электронов оказывается на порядок сильнее, чем утечка дырок. Повышение температуры усиливает утечку носителей (см. рис. 3, г).

2.2. Разогрев зеркал резонатора

Как отмечалось в разделе 1, области лазерной ГС, примыкающие к зеркалам резонатора, дополнительно перегреваются относительно объема материала, что связано с рекомбинацией неравновесных электронов и дырок на поверхности зеркал.

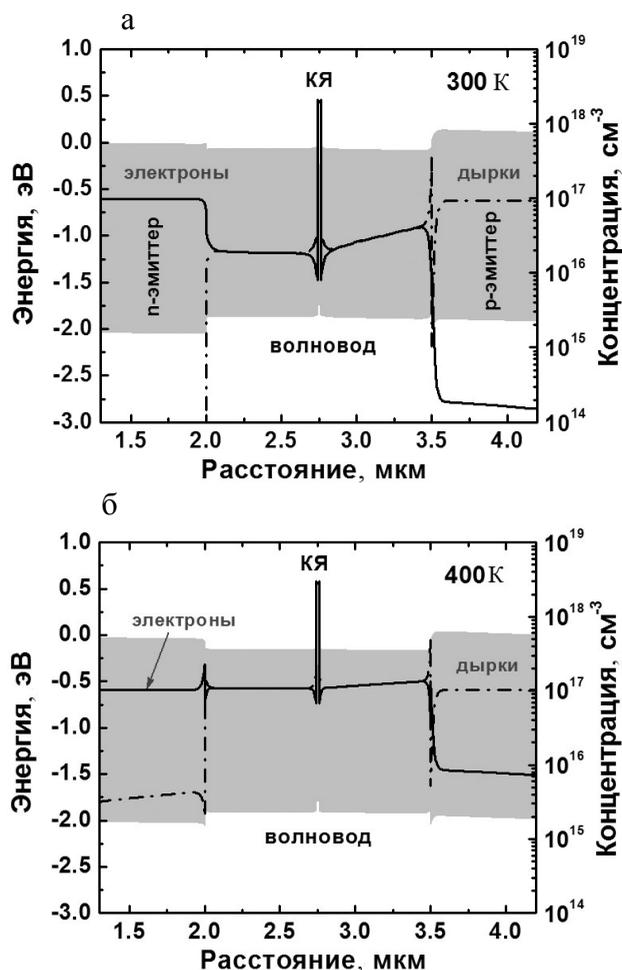


Рис. 4. Зонные диаграммы и распределения концентраций электронов и дырок в лазерной гетероструктуре, излучающей свет на длине волны 808 нм, при температурах 300 К (а) и 400 К (б) и токах, соответствующих порогу генерации при данной температуре

Экспериментально этот перегрев трудно выделить из общего разогрева лазерной ГС. Поэтому чаще всего в литературе приводятся данные по измерению локальной температуры на выходных зеркалах лазерных диодов. Эта температура может достигать $\sim 50\text{--}150\text{ }^\circ\text{C}$ в зависимости от тока, пропускаемого через диод [5, 8, 23–25]. При этом распределение температуры в лазерной структуре и подложке в стационарных условиях определяется условиями теплоотвода и может быть предсказано на основе тепловых расчетов [26].

Несмотря на заметный перегрев зеркал резонатора ЛД, его влияние на пороговый ток и ДКЭ прибора может быть незначительным, что связано с малыми размерами перегретых областей. Действительно, согласно работе [25], ширина области, примыкающей к зеркалу, в которой возникает перегрев, оказывается порядка нескольких микрон,

а по данным работы [12] — не превышает ~10 мкм. Эта ширина во много раз меньше полной длины резонатора типичных лазерных диодов. С другой стороны, именно разогрев областей, примыкающих к зеркалам лазерных диодов, инициирует КРЗ, что указывает на сильные изменения поглощения/усиления света в этих областях. На наш взгляд, вопрос о степени влияния перегрева зеркал резонатора на характеристики лазерных диодов в отсутствие КРЗ остается на сегодняшний день недостаточно изученным и требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ литературы и численное моделирование различных аспектов работы лазерных структур показали, что в режиме непрерывной накачки основными механизмами, ограничивающими выходную мощность ЛД, являются КРЗ и тепловые эффекты, приводящие к сублинейности ватт-амперных характеристик приборов. Относительная значимость того или иного механизма зависит от конкретной конструкции лазерной ГС и чипа и, в частности, от организации отвода тепла из активной области. Улучшение теплоотвода позволяет как увеличить порог КРЗ, так и уменьшить сублинейность ватт-амперной характеристики ЛД.

Среди не решенных к настоящему времени проблем следует выделить построение количественной модели КРЗ, учитывающей все значимые оптические, тепловые и рекомбинационные механизмы. Решение этой задачи позволило бы получить новый взгляд на дальнейшие пути повышения мощности полупроводниковых ЛД, а также разработать критерии оптимизации длины лазерного резонатора и отражающих покрытий, наносимых на его зеркала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Welch D.F. A brief history of high-power semiconductor lasers // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. 2000. V. 6. P. 1470–1477.
2. Erbert G., Bärwolff A., Sebastian J., Tomm J. High-power broad-area diode lasers and laser bars // Topics Appl. Phys. High-Power Diode Lasers / Ed. R. Diehl. 2000. V. 78. P. 173–223.
3. Тарасов И.С. Мощные полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур отдельного ограничения // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. С. 661–681.
4. Henry C.H., Petroff P.M., Logan R.A., Merritt F.R. Catastrophic damage of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ double-heterostructure laser material // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 50. P. 3721–3732.
5. Bou Sanayeh M., Brick P., Schmid W. et al. The physics of catastrophic optical damage in high-power Al-

- GaInP laser diodes // Proc. SPIE. 2008. V. 6997. P. 699703-1–699703-12.
6. Ziegler M., Tomm J.W., Reeber D. et al. Catastrophic optical mirror damage in diode lasers monitored during single-pulse operation // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94, N 19. P. 191101 (3 pages).
7. Ziegler M., Tomm J.W., Zeimer U., Elsaesser T. Imaging catastrophic optical mirror damage in high-power diode lasers // J. Electron. Mat. 2010. V. 39. P. 709–714.
8. Hempel M., La Mattina F., Tomm J.W., Zeimer U., Broennimann R., Elsaesser T. Defect evolution during catastrophic optical damage of diode lasers // Semicond. Sci. Technol. 2011. V. 26. P. 075020-1–075020-10.
9. Ziegler M., Talalaev V., Tomm J.W. et al. Surface recombination and facet heating in high-power diode lasers // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 203506-1–203506-3.
10. Алфёров Ж.И., Кацавец Н.И., Петриков В.Д. и др. Об оптической прочности зеркал высокомошных квантово-размерных лазерных диодов с отдельным ограничением, работающих в непрерывном режиме // ФТП. 1996. Т. 30. С. 474–483.
11. Schatz R., Bethea C.G. Steady state model for facet heating leading to thermal runaway in semiconductor lasers // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 2509–2521.
12. Romo G., Smy T., Walkey D., Reid B. Modeling facet heating in ridge lasers // Microelectronics Reliability. 2003. V. 43. P. 99–110.
13. Баженев Н.Л., Мынбаев К.Д., Иванов-Омский В.И. и др. Температурная зависимость порогового тока лазеров на квантовых ямах // ФТП. 2005. Т. 39. С. 1252–1256.
14. Gao W., Xu Z., Cheng L., Luo K., Mastrovito A., Shen K. High power high reliable single emitter laser diodes at 808 nm // Proc. SPIE. 2007. V. 6456. P. 64560B-1–64560B-5.
15. Saini S.S., Cho S.H., Dagenais M. Thermal considerations in high power semiconductor lasers and semiconductor optical amplifiers // Proc. SPIE. 2007. V. 6478. P. 647805-1–647805-14.
16. Безотосный В.В., Васильева В.В., Винокуров Д.А. и др. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм на основе различных типов асимметричных гетероструктур со сверхшироким волноводом // ФТП. 2008. Т. 42. С. 357–360.
17. Алуев А.В., Леишко А.Ю., Лютецкий А.В. и др. GaInAsP/GaInP/AlGaInP-лазеры, излучающие на длине волны 808 нм, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии // ФТП. 2009. Т. 43. С. 556–560.
18. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В. и др. Срыв генерации в мощных полупроводниковых лазерах // ФТП. 2009. Т. 43. С. 1409–1412.
19. Слипченко С.О., Шапкин И.С., Вавилова Л.С. и др. Температурная делокализация носителей заряда в полупроводниковых лазерах // ФТП. 2010. Т. 44. С. 688–693.
20. URL: (<http://www.str-soft.com/SimuLED/SiLENSe>).
21. Bulashevich K.A., Mymrin V.F., Karpov S.Yu. et al. Effect of free-carrier absorption on performance of 808 nm AlGaAs-based high-power laser diodes // Se-

- micond. Sci. Technol. 2007. V. 22. P. 502–510.
22. Bour D.P., Treat D.W., Thornton R.L., Geels R.S., Welch D.F. Drift leakage current in AlGaInP quantum-well lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1993. V. 29. P. 1337–1343.
23. Epperlein P.W. Micro-temperature measurements on semiconductor laser mirrors by reflectance modulation: a newly developed technique for laser characterization // Jpn. J. Appl. Phys. 1993. V. 32, N 1. P. 5514–5522.
24. Tijero J.M.G., Odriozola H., Esquivias I. et al. Simulation of facet heating in high-power red lasers // Proc. SPIE. 2010. V. 7597G1–7597G11.
25. Menzel U., Puchert R., Bärwolff A., Lau A. Facet heating and axial temperature profiles in high-power GaAlAs/GaAs laser diodes // Microelectronics Reliability. 1998. V. 38. P. 821–825.
26. Piwoński T., Wawer D., Szimański M., Oshalski T., Bugajski M. Thermoreflectance study of temperature distribution on semiconductor laser mirror // Optica Applicata. 2005. V. 35. P. 611–617.
- ЗАО "Полупроводниковые приборы", г. Санкт-Петербург** (Демидов Д.М., Тер-Мартirosян А.Л.)
- ООО "Софт-Импакт", г. Санкт-Петербург** (Булашевич К.А., Хохлев О.В., Карпов С.Ю.)
- Контакты: Тер-Мартirosян Александр Леонович, ter@atcsd.ru
- Материал поступил в редакцию 27.04.2012.

HIGH-POWER LASER DIODES EMITTING 808 nm. I. THERMAL MECHANISMS LIMITING OUTPUT OPTICAL POWER

**D. M. Demidov¹, A. L. Ter-Martirosyan¹,
K. A. Bulashevich², O. V. Khokhlev², S. Yu. Karpov²**

¹ATC Semiconductor Devices, Saint-Petersburg

²STR Group — Soft-Impact, Ltd., Saint-Petersburg

The paper reviews thermal mechanisms limiting the output optical power of laser diodes. Though the review is focused on the laser emitting light at 808 nm, the mechanisms considered are of general character and work in a wide range of the emission wavelengths. The catastrophic optical damage of the resonator mirrors and sublinearity of the light-current characteristics are two general mechanisms of the output power limitation. The paper discusses the nature and specific features of the catastrophic optical damage. The sublinearity of the light-current characteristics is, in turn, controlled by a number of factors. The most important among them are the rise of the threshold current and degradation of the differential quantum efficiency of the laser diodes with temperature, as well as the carrier leakage from the heterostructure followed by their non-radiation recombination at the ohmic contacts. The literature review is illustrated by the results of simulations of the laser structures operation.

Keywords: semiconductor lasers, laser diodes, optical power, catastrophic optical damage, thermal effects, carrier accumulation, carrier life time, stimulated emission