

Катастрофическая оптическая деградация выходной грани мощных поперечно-одномодовых диодных лазеров.

Ч.2. Расчет пространственного распределения температуры и порога катастрофической оптической деградации

Д.Р.Мифтахутдинов, А.П.Богатов, А.Е.Дракин

Проведены расчеты распределения температуры и пороговой мощности при катастрофической оптической деградации (КОД) в рамках разработанной модели КОД выходной грани мощных поперечно-одномодовых полупроводниковых лазеров. Сравнение результатов расчетов с экспериментом показывает адекватность модели. Проанализирован вклад различных физических механизмов в разогрев выходной грани лазера. Показано, как на основе рассматриваемой модели может быть разработана методика прогнозирования срока службы лазера по ускоренным тестам.

Ключевые слова: мощные полупроводниковые лазеры, катастрофическая оптическая деградация.

1. Методика расчета

В первой части настоящей работы описана физическая модель построения теории катастрофической оптической деградации (КОД) [1]. Во второй части на основе этой модели выполнены расчеты температурных распределений внутри резонатора лазера и порога КОД для типичных параметров мощных поперечно-одномодовых лазеров, работающих в ближнем (0.8–1.2 мкм) ИК диапазоне. Порогом КОД мы считаем такие условия, при которых возникает самопроизвольный лавинообразный во времени рост температуры, ограниченный только необратимыми разрушениями материала лазера.

Для нахождения этих условий необходим расчет распределения температуры и интенсивности лазерного излучения внутри резонатора. В нашей модели [1] эти распределения определялись самосогласованным решением одномерной (вдоль оси резонатора z) лазерной задачи с распределением концентрации носителей $n(z)$ и мощностью излучения $P^+(z)$ ($P^-(z)$), распространяющегося в положительном (отрицательном) направлении оси z , и трехмерной тепловой задачи с зависящим в общем случае от времени t распределением температуры $T(x, y, z, t)$.

Мощность оптического потока внутри резонатора находилась как решение уравнения

$$\frac{dP^\pm}{dz} = \pm \left\{ \Gamma \left[\sigma_0 (\beta n(z) - \gamma n_0) - \alpha_0^{\text{deg}} \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) - \xi \alpha_0^{\text{cl}} - \alpha_{\text{int}} \right] P^\pm \right. \quad (1)$$

с граничными условиями на зеркалах резонатора

$$P^+(0) = R_1 P^-(0), \quad P^-(L) = R_2 P^+(L), \quad (2)$$

где R_1 и R_2 – коэффициенты отражения переднего и заднего зеркал соответственно. Концентрация носителей n , входящая в (1), определялась выражением

$$n = n_0 \left[\left(\frac{j}{j_0} \right) \phi(z) + \gamma \left(\frac{P^+ + P^-}{P_{\text{sat}}} \right) \right] \times \left[1 + \eta + \frac{Q\tau}{\lambda} \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) + \beta \left(\frac{P^+ + P^-}{P_{\text{sat}}} \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

в которое введены плотность тока достижения прозрачности среды j_0 и мощность насыщения P_{sat} :

$$j_0 = \frac{n_0 e d}{\tau}, \quad P_{\text{sat}} = \frac{\hbar \omega d w}{\sigma_0 \Gamma \tau}. \quad (4)$$

Входящие в уравнения (1)–(4) параметры, такие как фактор оптического ограничения Γ , сечение стимулированного перехода σ_0 , концентрация прозрачности среды n_0 , скорость поверхностной рекомбинации Q , время жизни носителей τ , функция $\phi(z)$, описывающая диффузионное расплывание концентрации носителей при использовании токового ограничения, длина диффузии носителей λ , потери в обкладочных слоях α_0^{cl} и в деградировавшем слое α_0^{deg} , определены в [1]. Дополнительно к ранее описанным потерям в уравнении (1) присутствуют потери α_{int} , связанные с оптическими неоднородностями среды, которые приводят к рассеянию лазерного излучения и не дают прямого вклада в локальное тепловыделение. Они вызывают лишь общий нагрев лазерного диода и поэтому в рамках нашей модели не учитываются как источники тепла. Типичные значения всех используемых в расчетах параметров представлены в табл. 1. Уравнения (1) и (3) представляют собой результат интегрирования по сечению в плоскости xu уравнений для интенсивности лазерного излучения и активных носителей. Они являются также уравнениями баланса энергии и числа частиц в тонком слое, лежащем в проходящей через точку z плоскости xu . В результате такого усреднения по плоскости xu появляются безразмерные параметры β , γ , ξ , η порядка

Д.Р.Мифтахутдинов, А.П.Богатов, А.Е.Дракин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 53; e-mail: mifta@sci.lebedev.ru

Табл.1.

Обозначение	Физическая величина	Базовое значение
C_1	Теплоемкость обкладочных слоев	1.84 Дж·см ⁻³ ·К ⁻¹
C_2	Теплоемкость покрытия выходной грани	1.79 Дж·см ⁻³ ·К ⁻¹
\tilde{T}	Температура окружающей среды	300 К
κ_1	Коэффициент теплопроводности обкладочных слоев	0.15 Вт·К ⁻¹ ·см ⁻¹ (при $T = \tilde{T}$)
κ_2	Коэффициент теплопроводности покрытия выходной грани	0.14 (при $T = \tilde{T}$) Вт·К ⁻¹ ·см ⁻¹
n_k	Безразмерный коэффициент	1.3 (при $T = \tilde{T}$)
$\partial n_k / \partial T$		-5.4 × 10 ⁻⁴ К ⁻¹
d	Толщина активной области	90 Å
w	Ширина активной области	5 мкм
λ	Длина диффузии носителей в направлении оси z	1.5 мкм
V_{p-n}	Напряжение на p-n-переходе	1.5 В
$\hbar\omega$	Энергия кванта лазерного излучения	1.265 эВ
E_a^g	Ширина запрещенной зоны в активной области	1.265 эВ ($E_a^g = \hbar\omega$) (при $T = \tilde{T}$)
$\partial E_a^g / \partial T$		-0.0005 эВ·К ⁻¹
τ	Время спонтанного излучения	1 нс
T_b	Температура, при которой $\tau = \tau_{nr}$	450 К
T_{nr}	Характеристическая температура роста безызлучательной рекомбинации	150 К
α_0^{deg}	α^{deg} на границе кристалла	20000 см ⁻¹
z_0	Глубина деградировавшей области	0.5 мкм
Q	Коэффициент поверхностной рекомбинации	1.5 × 10 ⁵ см/с
α_0^{sl}	Поглощение в обкладочных слоях при $\hbar\omega = E_{eff}^0$	8000 см ⁻¹
E_{eff}^0	Эффективная энергия межзонного перехода в обкладочных слоях при $T = 0$	2 эВ
k	Постоянная Больцмана	8.6 × 10 ⁻⁵ эВ·К ⁻¹
θ_E	Температура Эйнштейна	260 К
P	Безразмерные константы связи	0.09
q		6
A	Параметр разупорядоченности	5
x_0	Характерные размеры распределения интенсивности вдоль оси x	0.24 мкм
x_s		1.225 мкм
h	Показатель степени	1.62
A	Нормировочный коэффициент для $u(x)$	5.64 мкм ⁻¹
Γ	Фактор оптического ограничения	0.0155
y_s	Характерный размер распределения интенсивности вдоль оси y	3 мкм
σ	Дифференциальное усиление	5 × 10 ⁻¹⁶ см ² (при $T = \tilde{T}$)
n_0	Концентрация, при которой достигается прозрачность	1.5 × 10 ¹⁸ см ⁻³ (при $T = \tilde{T}$)
T_σ	Характеристическая температура дифференциального усиления	200 К
T_N	Характеристическая температура концентрации прозрачности	90 К

T_0	Характеристическая температура порогового тока	164 К
L	Длина лазера	0.1 см
α_{int}	Потери на рассеяние в резонаторе лазера	5 см ⁻¹
$R_1 (R_2)$	Коэффициент отражения по мощности от переднего (заднего) зеркала	0.05 (0.95)

единицы, которые учитывают пространственное перекрытие температурного поля с пространственным распределением интенсивности оптического потока и с пространственным распределением инверсии:

$$\beta(z) = \frac{1}{y_s} \int \exp \left[-\frac{\pi y^2}{W^2} - \frac{T(0, y, z) - \tilde{T}}{T_\sigma} \right] dy,$$

$$\gamma(z) = \frac{1}{y_s} \int \exp \left[-\frac{\pi y^2}{y_s^2} - \frac{T(0, y, z) - \tilde{T}}{T_0} \right] dy,$$

$$\xi(z) = Ay_s^{-1} \int \left[1 + \left(\frac{x}{x_0} \right)^h \right]^{-1} \exp \left[-\pi \left(\frac{x^2}{x_s^2} + \frac{y^2}{y_s^2} \right) + \frac{\hbar\omega - E_{eff}^0 + pk\theta_E \exp[\theta_E/T(x, y, z) - 1]^{-1}}{qk\theta_E[(1+A)/2] + \exp[\theta_E/T(x, y, z) - 1]^{-1}} \right] dx dy, \quad (5)$$

$$\eta(z) = \frac{1}{w} \int \exp \left[-\frac{\pi y^2}{w^2} + \frac{T(0, y, z) - T_b}{T_{nr}} \right] dy,$$

где $W = (w^{-2} + y_s^{-2})^{-2}$; остальные параметры определены в [1].

Стационарное уравнение для температурного поля $T(x, y, z)$ имеет вид

$$\text{div}[\kappa(x, y, z, T)\text{grad}T] + F(x, y, z, T) = 0, \quad (6)$$

где функция источников тепла $F(x, y, z, T)$ определена в [1]; все входящие в нее величины, заданные через $n(z)$ и $P^\pm(z)$, определены равенствами (4), (5) и параметрами лазера, приведенными в табл.1. Поскольку толщина активной области лазера d , как правило, много меньше всех характерных размеров как тепловой, так и лазерной задач, то источники выделяемого в активной области тепла при численном счете заменены соответствующими потоками тепла из бесконечно тонкого слоя. В этом случае уравнение (6) можно решать только для двух функций коэффициента теплопроводности: $\kappa_1(T)$ для коэффициента теплопроводности обкладочных слоев и $\kappa_2(T)$ для теплопроводности материала покрытия грани. При решении тепловой задачи использованы следующие граничные условия: торцевые грани теплоизолированы, а температура боковых граней равна температуре окружающей среды.

Алгоритм численных расчетов основан на схеме, представленной на рис.1. В ней учитывается тот факт, что характерное время установления стационарного распределения интенсивности внутри лазера на много порядков меньше, чем характерное время установления стационарного распределения температуры. Основным параметром при нахождении решения для $T(x, y, z)$, $P^\pm(z)$ и $n(z)$ является ток накачки лазера J , изменяющийся в пределах $J_0 < J < J_{cr}$. Здесь J_{cr} – то максимальное значение тока, при котором еще существует стационар-



Рис.1. Схема решения стационарной задачи.

ное решение. Ток J_{cr} вместе с соответствующей ему выходной мощностью P_{cr} (здесь и далее индекс «сг» используется для всех физических величин, характеризующих решение стационарной задачи для тока накачки J_{cr}) являются пороговыми значениями КОД для тока накачки и лазерной мощности. Математически точку срыва стационарного решения можно характеризовать точкой J_{cr} , при стремлении к которой неограниченно растет производная $\partial T/\partial J$. При численном счете с конечным шагом по току ΔJ счет, очевидно, будет обрываться при J , отличающемся от J_{cr} на величину ΔJ . Это значение и определяет точность нахождения порога КОД в рамках принятой модели.

Для исследования динамических характеристик КОД решалось нестационарное уравнение теплопроводности

$$\text{div}[\kappa(x, y, z, T)\text{grad}T] + F(x, y, z, T) = C \frac{dT}{dt}, \quad (7)$$

причем алгоритм его решения был несколько изменен. Учитывалось то обстоятельство, что объем нагретой области вблизи выходного зеркала довольно мал по сравнению с полным объемом резонатора и, следовательно, не влияет на лазерную мощность. Это подтверждено ниже результатом расчета для стационарного случая. Соответственно с большой степенью точности можно считать, что КОД развивается при неизменных во времени лазерной мощности и распределении концентрации носителей в объеме резонатора. В уравнение (7) (а именно в функцию источников тепла $F(x, y, z, T)$) входят два параметра, определяемые решением лазерной задачи (концентрация носителей $n(z)$ и оптическая мощность $P^\pm(z)$), а также ток накачки J . Для решения уравнения брались следующие значения этих параметров:

$$n(z) = n_{cr}(z), \quad P^\pm(z) = P_{cr}^\pm(z)K, \quad J = J_{cr}K, \quad (8)$$

где коэффициент $K > 1$.

Вычисления выполнялись на персональном компьютере с процессором Intel Core 2 Duo 2.2 GHz, расчет зависимости профиля температуры от тока накачки с нахождением порога КОД для одного набора параметров в среднем занимал ~ 1 ч. Тепловая задача как в стационарном, так и в нестационарном случае решалась с помощью программы FlexPDE (www.pdesolutions.com).

2. Результаты численного счета и их обсуждение

На рис.2 и 3 представлены результаты решения самосогласованной стационарной задачи для базового набора параметров. Из данных рис.2 следует, что при заданном $z_0 = 0.5$ мкм эффективность генерации составляет 0.92 Вт/А, а пороговый ток равен 43 мА, что с большой точностью совпадает с соответствующими значениями, которые можно найти аналитически, используя приближение распределенных потерь и данные табл.1. Размер z_0 деградировавшей области вблизи выходного зеркала достаточно слабо влияет на выходные характеристики лазера. Это наглядно демонстрируют данные рис.3, по которым можно определить падение выходной мощности лазера при постоянном (рабочем) токе лазера с ростом оптических потерь за счет увеличения размера z_0 . Величина $P^{-1}(\partial P/\partial z_0)$ в данном случае составляет $\sim 3 \times 10^{-2}$ мкм $^{-1}$.

Напротив, температура и, соответственно, P_{cr} сильно зависят от z_0 . На рис.4 показаны зависимости от тока накачки температуры в центре поверхности выходной грани лазера ($x = y = 0$) относительно температуры окружающей среды (т.е. $T - \bar{T}$). Зависимость $T - \bar{T} = f(J)$, в соответствии с данными рис.2 и 3, можно также представить как зависимость температуры от выходной мощности лазера P . Верхняя шкала служит для иллюстрации такой зависимости (заметим, что поскольку эффективность и пороговый ток слабо меняются с изменением z_0 , для данной зависимости можно использовать одну шкалу мощности для всех значений z_0). Параметром кривых

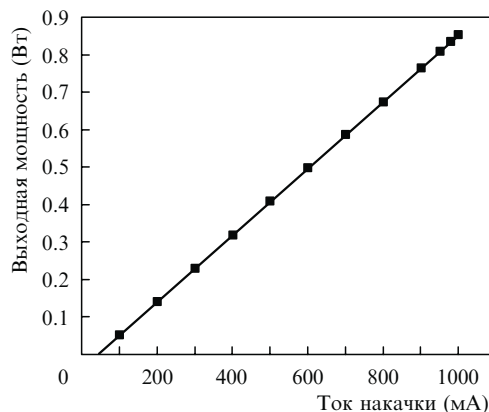


Рис.2. Ватт-амперная характеристика для базового набора параметров.

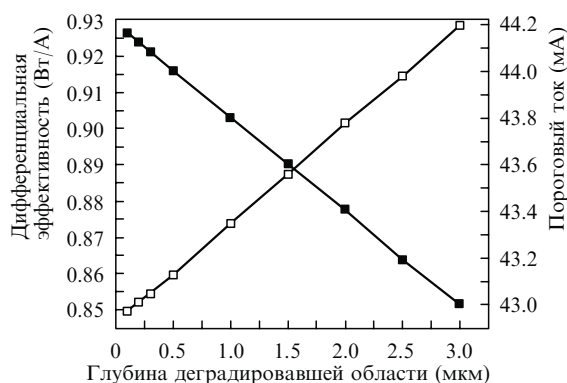


Рис.3. Зависимости дифференциальной эффективности (■) и порогового тока (□) от глубины деградировавшей области.

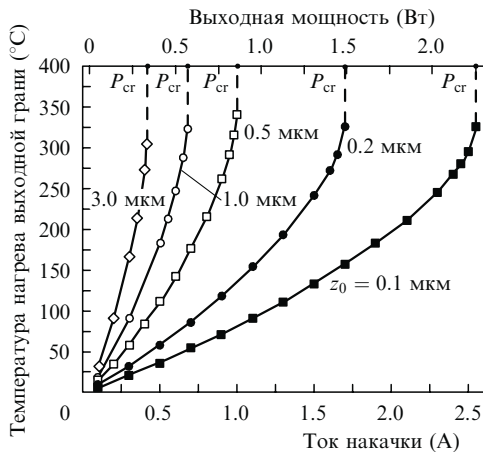


Рис.4. Зависимости температуры нагрева выходной грани относительно температуры окружающей среды $T - \bar{T}$ от тока накачки (выходной мощности) для различных глубин деградировавшей области z_0 .

является z_0 . Видно, что на начальном участке зависимость $T - \bar{T} = f(P)$ близка к линейной. Коэффициент наклона кривых $\partial T / \partial P$ для $\alpha_0^{\text{deg}} = 2 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ и z_0 , лежащих в диапазоне 0.1–3 мкм, меняется от 80 до 670 К/Вт, что будет соответствовать данным работ [2–6], если привести их значения к значениям параметров, используемых в расчете. По мере увеличения выходной мощности лазера наклон кривых неизменно увеличивается (это хорошо видно и в экспериментах [4, 6]), и при $P = P_{\text{cr}}$ стационарные решения «обрываются». Уменьшение шага по току J при численном счете в пределах принятой точности не изменяет ситуации. Анализируя данные рис.4, можно обратить внимание на то, что чем выше P_{cr} , тем более резким оказывается переход в срыв (т. е. при фиксированном шаге по току большим значениям P_{cr} отвечают меньшие значения $\partial T / \partial J$ в точке, предшествующей срыву). Это вполне соответствует описанному в [1] качественному представлению о развитии КОД как о процессе с положительной обратной связью. Расчетный диапазон P_{cr} удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными работ [7–12]. Конечно, следует учитывать некоторую свободу в выборе значений z_0 и α_0^{deg} , о чем говорилось выше и в части 1 настоящей работы [1]. По данным, например, работ [4, 13] в зависимости от технологии изготовления и условий наработки параметр z_0 может находиться в диапазоне от долей микрона до нескольких микрон.

Обработка данных, аналогичных представленным на рис.4, позволяет найти зависимость пороговой мощности КОД от глубины деградировавшей области z_0 . Такая зависимость, показанная на рис.5 для базового набора параметров, может иметь ключевое значение не только для определения максимально достижимой выходной мощности лазера, но и для прогноза его надежности и срока службы. Действительно, как уже было отмечено в [1], глубина z_0 растет с временем работы лазера, и скорость этого роста определяется скоростями образования дефектов и их диффузии вблизи выходной грани лазера. Конечно, надо понимать, что нахождение зависимости z_0 от времени работы лазера является решением совершенно другой задачи, связанной с деградацией материала и генерацией дефектов при высоких значениях температуры, интенсивностей оптического потока и скоростей безызлучательной рекомбинации. Но если мы можем каким-то образом оценить эту зависимость, то, ис-

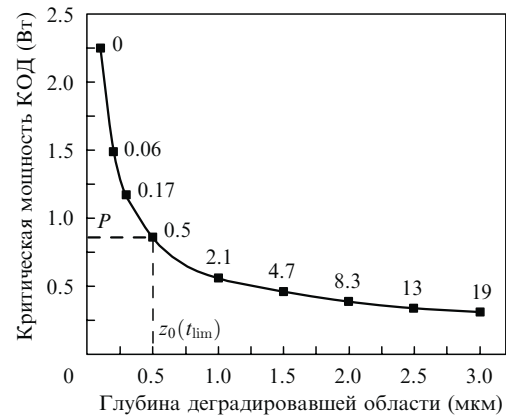


Рис.5. Зависимость критической мощности КОД от глубины деградировавшей области (рядом с точками указано предельное время работы t_{lim} (в условных единицах) в предположении постоянного коэффициента диффузии дефектов вдоль оси z).

пользуя данные, аналогичные представленным на рис.5, мы можем оценить и предельное время работы лазера. Для заданного рабочего уровня выходной мощности лазера P это будет означать, что P_{cr} к концу времени работы t_{lim} уменьшится до P , т. е. $P_{\text{cr}}(t_{\text{lim}}) = P$, что показано на рис.5 штриховой линией. Если предположить наличие диффузии дефектов вдоль оси z с постоянной скоростью D , то $z_0^2(t) = z_0^2(0) + Dt$. Время t в условных единицах (тысячи часов в рассмотренном ниже примере), соответствующее значениям z_0 , указано возле каждой точки кривой на рис.5.

Здесь уместно отметить, что в рамках настоящей теории расчет с использованием данных рис.3 и 5 позволяет одновременно определять падение P_{cr} и рабочей мощности лазера с ростом z_0 . Это резко ограничивает диапазон подбора значений α_0^{deg} и z_0 из экспериментальных результатов, а значит, повышает надежность прогноза срока службы лазера. Поскольку дифференциальная эффективность лазера определяется отношением потерь на выходном зеркале к общим потерям, нетрудно получить, что

$$\Gamma \Delta(\alpha_0^{\text{deg}} z_0) = \left| \frac{\Delta P}{P} \right| \alpha_{\text{tot}} L, \quad (9)$$

где α_{tot} – общие модовые потери, включающие потери на зеркалах, но не учитывающие потерь, связанных с деградацией; $\Delta P / P$ – относительное изменение мощности в течение времени работы лазера. Экспериментально полученная скорость падения выходной мощности лазера из работы [11], составляющая $2 \times 10^{-6} - 2 \times 10^{-5} \text{ ч}^{-1}$, соответствует $\Delta(\alpha_0^{\text{deg}} z_0)$ в диапазоне 0.1–1 для времени работы 500 ч. При $P_{\text{cr}} = 850 \text{ мВт}$ и скорости падения выходной мощности $2 \times 10^{-5} \text{ ч}^{-1}$ получим, что после времени работы в течение 500 ч $\alpha_0^{\text{deg}} = 2 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta z_0 = 0.5 \text{ мкм}$, а скорость диффузии дефектов $D = 0.5 \text{ мкм}^2/\text{тыс.ч}$. Указанное на рис.5 время t_{lim} как раз соответствует этим параметрам.

На рис.6 представлено распределение температуры вдоль оси резонатора на участке вблизи выходной грани лазерного диода. Точка $z = 0$ соответствует границе раздела материалов активной области и покрытия выходного диэлектрического зеркала. Параметром кривых является ток накачки лазера и соответствующие значения его выходной мощности. Видно, что область с максимальной температурой находится не в точке $z = 0$, а сдви-

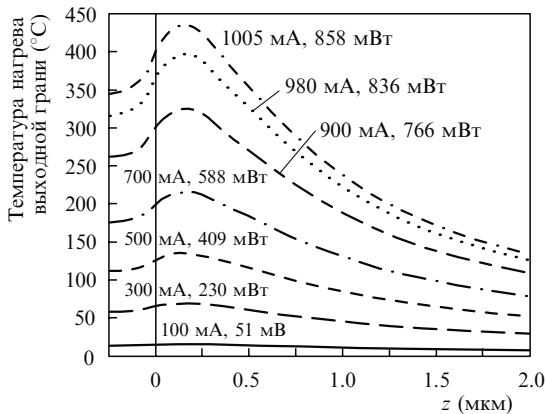


Рис.6. Распределения температуры нагрева $T - \tilde{T}$ вдоль оси z при различных токах накачки и выходных мощностях лазера.

нута в глубь резонатора лазерного диода вследствие дополнительного отвода тепла от нагретой области, обеспечиваемого покрытием выходной грани лазера. Размер области равен ~ 1 мкм.

Поперечные распределения температуры для оптической мощности вблизи P_{cr} и различных сечений $z = const$ представлено на рис.7. Видно, что площадь сечения перегретой области довольно мала (~ 3 мкм²) (рис.7,б), а объем ее с учетом данных рис.6 составляет ~ 3 мкм³. Эти расчетные данные согласуются с результатами экспериментов, выполненных в работах [7–9]. Поскольку характерные размеры источников тепловыделения вдоль оси x существенно меньше, чем вдоль оси y , сечение перегретой области имеет вытянутую вдоль оси y минда-

левидную форму, причем наиболее сильно эта область вытянута в месте, соответствующем области с наибольшей температурой (рис.7,б). Экспериментально наблюдаемые формы разрушения поверхности выходного зеркала [7–9] полностью подтверждают эти результаты.

Зависимость критической мощности КОД P_{cr} от действия различных физических механизмов иллюстрируют данные рис.8–11, что позволяет оценить условия, при которых эти механизмы начинают работать и даже доминировать. Так, из рис.8 следует, что при скорости поверхностной рекомбинации $Q > 3 \times 10^4$ см/с значение P_{cr} начинает заметно уменьшаться. Эти данные позволяют сформулировать достаточные требования к качеству поверхности грани лазера в плане поверхностной рекомбинации с тем, чтобы она не оказывала существенного воздействия на порог КОД. Влияние объемной безызлучательной рекомбинации на порог КОД можно оценить из

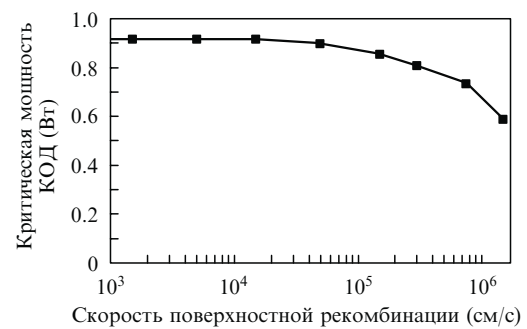


Рис.8. Зависимость критической мощности КОД от скорости поверхностной рекомбинации.

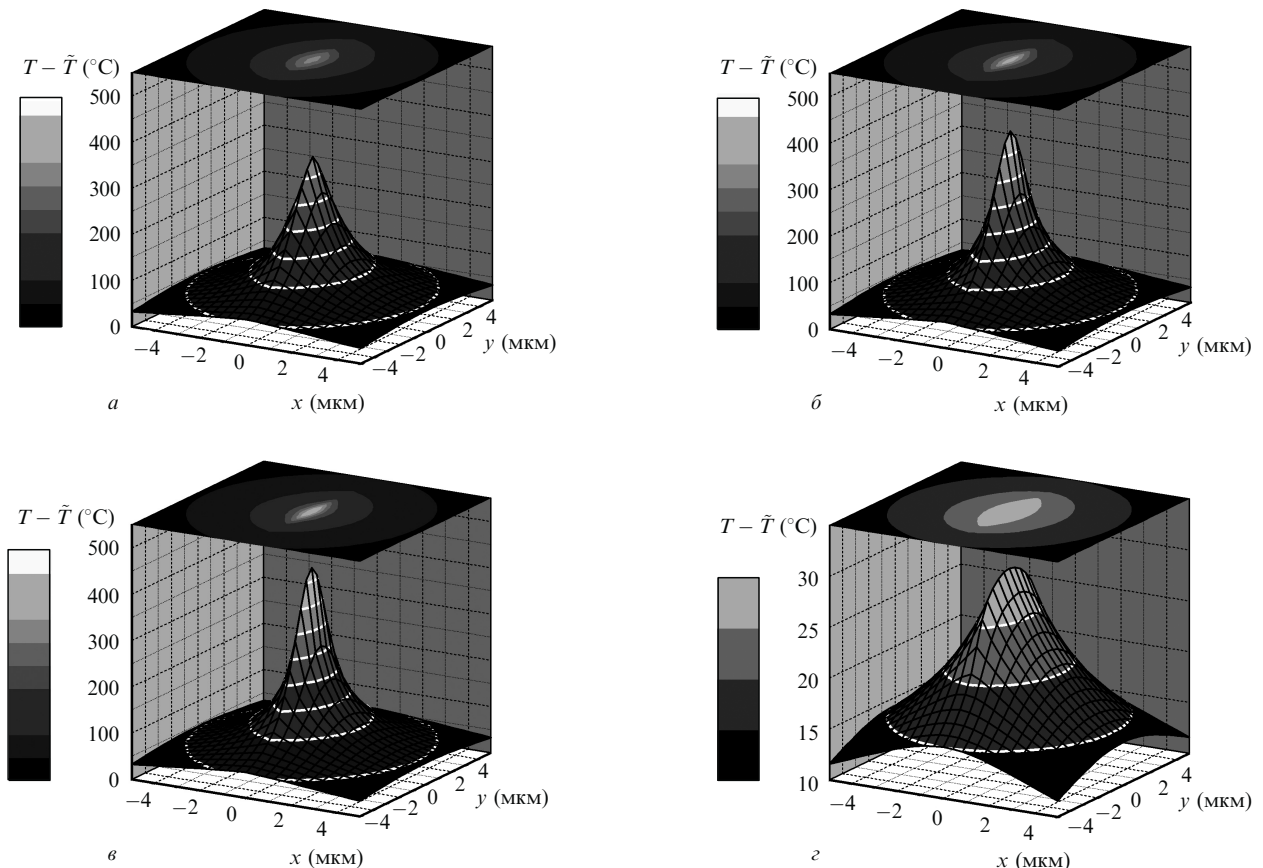


Рис.7. Распределения температуры нагрева $T - \tilde{T}$ в плоскости xy на поверхности защитного покрытия (а), на границе раздела выходного зеркала и защитного покрытия (б), в области с максимальной температурой (в) и в толще лазера (г).

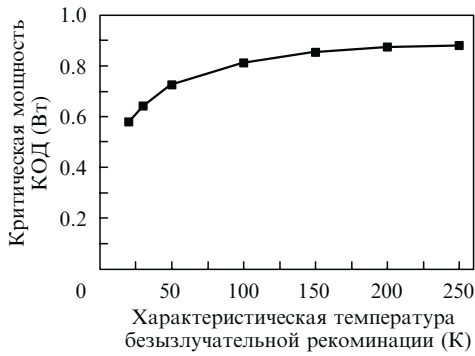


Рис.9. Зависимость критической мощности КОД от характеристической температуры безызлучательной рекомбинации.

данных рис.9. Они свидетельствуют о том, что он существенно уменьшается только при достаточно сильной температурной зависимости рекомбинации, когда характеристическая температура $T_{nr} < 100$ К.

Данные рис.10 позволяют анализировать увеличение порога КОД вследствие дополнительного отвода тепла, обеспечиваемого покрытием выходной грани диода, что дает возможность оптимизировать общую толщину покрытия выходной грани. Действительно, в конкретном случае, соответствующем рис.10, оптимальная толщина покрытия составляет ~ 1.5 мкм. При большей толщине порог КОД практически не растет, тогда как вероятность отслаивания «толстого» покрытия от грани диода может увеличиваться.

Остаточное поглощение в широкозонных слоях, связанное с нарушением кристаллографической упорядоченности, влияет на порог КОД только при параметре разупорядоченности $A > 60$ (рис.11). На рис.11 также указаны значения оптического поглощения, соответствующие максимальной температуре в точке, близкой к порогу КОД.

Расчеты, кроме того, показали, что оптическая плотность приповерхностного (деградировавшего) слоя, т.е. произведение $\alpha_0^{deg} z_0$, не служит «инвариантом» при нахождении как порога, так и хода температурной зависимости от тока накачки даже при условии $\alpha_0^{deg} z_0 \ll 1$. Оказалось, что падение P_{cr} является более резким при росте α_0^{deg} , чем при росте z_0 .

Исследование динамики КОД выявило существенную особенность, состоящую в том, что началу КОД предшествует довольно длительное время нагрева области разрушения, смежной с областью значительно большего объема. Вследствие этого время развития КОД имеет достаточно «инерционную» составляющую, что показано на рис.12. Непосредственное оптическое разрушение грани происходит при температурах свыше 1200°C . Как

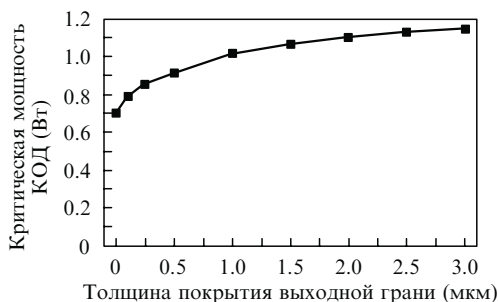


Рис.10. Зависимость критической мощности КОД от толщины защитного покрытия выходной грани.

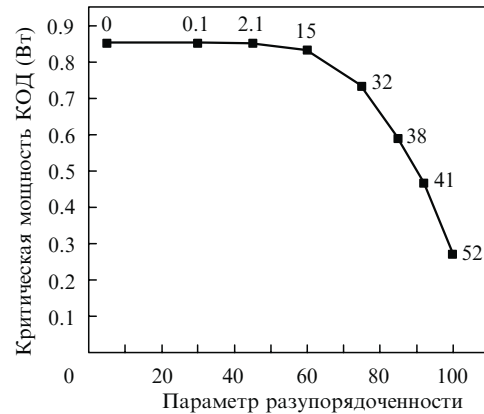


Рис.11. Зависимость критической мощности КОД от параметра разупорядоченности A . Цифры у точек – значения оптического поглощения (в см^{-1}).

следует из рис.12, в этом диапазоне температур и в использованном масштабе времени кривые зависимости $T_{max}(t)$ имеют почти вертикальный наклон. Расчеты показали, что на этом участке скорость изменения температуры превышает 40 К/нс, что соответствует данным эксперимента, согласно которым падение лазерной мощности в результате КОД происходит в течение $50-80$ нс. Участку стремительного роста температуры предшествует участок ее относительно медленного роста. Длительность этого участка зависит от тока накачки и может быть больше 10 нс в случае превышения выходной мощности над P_{cr} не более 10% .

Эти данные свидетельствуют о том, что при импульсном режиме возбуждения можно повысить порог КОД, если за время импульса процесс не успеет пройти медленный участок своего развития. Однако возможности такого повышения ограничены. В данном случае при трехкратном превышении импульсной выходной мощностью критического значения для стационарного режима длительность медленного участка сокращается до ~ 50 нс, т.е. до тех значений, которые характеризуют сам необратимый процесс КОД [7–9].

Расчеты также показали, что блокирование тока на участке толщиной a в области выходной грани не приводит к существенному увеличению порога КОД. Так, при $a = 10$ мкм P_{cr} возрастает примерно на 10% , а в случае $a < 10$ мкм P_{cr} не изменяется ни из-за диффузии носителей, ни вследствие растекания тока. При $a > 10$ мкм P_{cr}

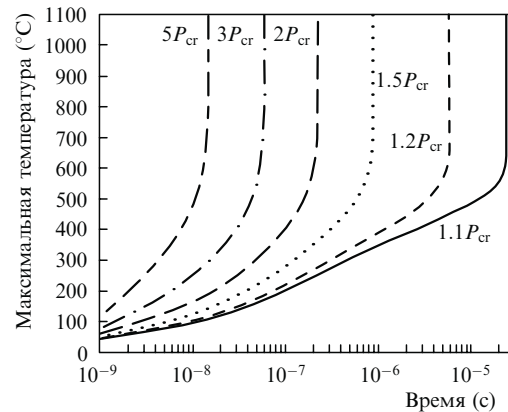


Рис.12. Зависимости максимальной температуры в резонаторе лазера от времени для разных превышений выходной мощности над пороговой мощностью КОД.

также не меняется, поскольку концентрация носителей на этом участке при большой мощности лазера определяется оптическим поглощением, а не током накачки.

Представленные выше результаты получены для вполне определенных параметров активной среды, слоев гетероструктуры и резонатора лазера. Как уже отмечалось в [1], большая часть этих значений является не физическими константами, а скорее данными, характеризующими состояние среды лазера как после различного рода технологических процессов при его изготовлении, так и после его определенного срока работы. Поэтому, в принципе, параметры, используемые при расчетах (см. данные табл.1), не могут иметь строго одинаковые значения даже для конструктивно одинаковых лазеров, изготовленных по близким технологиям, так же как не реализуется на практике и единый порог КОД для таких лазеров. Это обстоятельство служит основной причиной значительного разброса значений P_{cr} и J_{cr} для различных образцов лазерных диодов. Другое дело, что для конкретизации результатов нами использован базовый набор значений этих параметров, в наибольшей степени соответствующий современному уровню технологии и производства наиболее распространенных типов лазеров, конструкция которых, позволяет наиболее адекватно сравнивать результаты расчетов и эксперимента.

3. Выводы

Обе части настоящей работы посвящены развитию теории КОД применительно к современным мощным диодным лазерам. В основу этой теории положен механизм оптического поглощения дефектным слоем, который является неким стартовым (затравочным) механизмом, запускающим КОД. Расчеты распределения температуры в объеме резонатора лазера, значений P_{cr} , а также других характеристик лазера удовлетворительно согласуются с экспериментом, что свидетельствует в пользу адекватности этой теории.

Теория позволяет сформулировать требования к оптическому качеству среды лазера и его выходной грани для обеспечения надежной работы лазера. Так, показано, что при выбранных основных параметрах лазера скорость поверхностной рекомбинации Q не должна превышать 10^5 см/с, чтобы не ограничивать надежность и выходную мощность лазера, а темп температурного роста объемной безызлучательной рекомбинации должен характеризоваться параметром $T_{nr} > 100$ К, чтобы существенно не влиять на пороговую мощность КОД. Кроме того, кристаллографическое совершенство эмиттерных (обкладочных) слоев лазера должно быть таким, чтобы при нагреве на 400°C поглощение в них на лазерной длине волны было меньше 10 см^{-1} .

Кроме того, на основе расчетов можно установить связь между характером зависимости температуры на выходном зеркале лазера от мощности лазера и скоростью падения P_{cr} , а также между «медленным» снижением выходной мощности лазера с временем эксплуатации и ре-

сурсом его работы. Это в совокупности открывает возможности создания новых методик для определения срока службы лазеров, изготовленных по определенной технологии, на основе предварительных испытаний.

И наконец, выявленная в настоящей работе наиболее сильная зависимость P_{cr} от толщины деградировавшего нарушенного слоя позволяет более целенаправленно искать пути повышения лучевой прочности выходной грани лазера и, тем самым, пути повышения его ресурса и выходной мощности. Отметим здесь важность пассивации скола выходной грани диода, которая обеспечила бы минимальные значения параметров α_0^{deg} и z_0 .

В заключение подчеркнем, что в настоящей работе КОД рассматривалась как разрушение выходной грани диода. Тем не менее на основе полученных результатов можно предположить, что в определенных условиях, например при наличии дефектного участка активной области, обладающего достаточными поглощением α_0^{deg} и толщиной z_0 внутри диода, процесс КОД может «запуститься» и от нагрева этого участка. В этом случае КОД реализуется в результате разрушения внутри лазера без разрушения выходной грани (что, например, было описано в [14]). Так могут себя вести лазеры с оптически упрочненными гранями.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке УНК ФИАН.

1. Мифтахутдинов Д.Р., Богатов А.П., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **40** (7), 000 (2010).
2. Brugger H., Epperlein P.W. *Appl. Phys. Lett.*, **56** (11), 1049 (1990).
3. Tang W.C., Rosen H.J., Vettiger P., Webb D.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1634**, 198 (1992).
4. Tomm J.W., Thamm E., Bärwolff A., Elsaesser T., Luft J., Baeumler M., Mueller S., Jantz W., Rechenberg I., Erbert G. *Appl. Phys. A*, **70** (4), 377 (2000).
5. Rinner F., Roga J., Kelemen M.T., Mikulla M., Weimann G., Tomm J.W., Thamm E., Poprawe R. *J. Appl. Phys.*, **93** (3), 1848 (2003).
6. Tomm J. W., Esquivias I. 'Mirror Heating and COD in High-power Lasers (Catastrophic Optical Damage)', *Tutorial at the BRIGHTER Meeting* (Lund University, Sweden, 2007).
7. Акимова И.В., Богатов А.П., Дракин А.Е., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **25** (7), 647 (1998).
8. Мифтахутдинов Д.Р., Дьячков Н.В., Поповичев В.В., Некрасов А.П., Дракин А.Е., Богатов А.П. В кн.: *Сборник статей 6-го Белорусско-российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе»* (Минск, 2007, с. 23).
9. Мифтахутдинов Д.Р., Акимова И.В., Богатов А.П., Гушик Т.И., Дракин А.Е., Дьячков Н.В., Поповичев В.В., Некрасов А.П. *Квантовая электроника*, **38** (11), 993 (2008).
10. Horie H., Arai N., Mitsuishi Y., Komuro N., Kaneda H., Gotoh H., Usami M., Matsushima Y. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **12** (10), 1304 (2000).
11. Ressel P., Erbert G., Zeimer U., Hausler K., Beister G., Sumpf B., Klehr A., Trankle G. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **17** (5), 962 (2005).
12. Kamikawa T., Kawaguchi Y., Vaccaro P.O., Ito S., Kawanishi H. *Appl. Phys. Lett.*, **95** (3), 031106 (2009).
13. Fukuda M., Okayasu M., Temmyo J., Nakano J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (2), 471 (1994).
14. Chu S.N.G., Nakahara S., Twigg M.E., Koszi L.A., Plinn E.J., Chin A.K., Segner B.P., Johnston W.D. *J. Appl. Phys.*, **63** (3), 611 (1988).