

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

## Ч.1. Физическая модель

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

*Разработана физическая модель процесса катастрофической оптической деградации (КОД) выходной грани мощных поперечно-одномодовых диодных лазеров, отличающаяся как полнотой рассмотрения физических процессов, ответственных за КОД, так и учетом используемых для увеличения порога КОД конструктивных особенностей лазеров – защитного покрытия выходной грани и токового ограничения вблизи нее.*

**Ключевые слова:** мощные полупроводниковые лазеры, катастрофическая оптическая деградация.

### 1. Введение

Одной из главных проблем, препятствующих увеличению оптической мощности полупроводниковых лазеров, является катастрофическая оптическая деградация (КОД) выходной грани лазера при достижении плотностью оптического пучка некоторого критического значения. Это явление происходит, как правило, при нагреве выходной грани за счет поглощения приповерхностной областью излучения, распространяющегося внутри резонатора, до температуры плавления; далее начинается необратимое разрушение материала выходной грани. До настоящего времени, несмотря на существование большого числа работ по этой теме (см., напр., обзор [1] и ссылки в нем), механизм КОД нельзя считать окончательно понятным. Для понимания процессов КОД необходимо провести их моделирование и сравнить полученные результаты с данными экспериментальных измерений.

С помощью моделирования можно осуществить оптимизацию конструкции лазера для увеличения порога КОД, сократив число длительных и дорогостоящих экспериментов. При этом увеличение порога КОД позволит как получить большую выходную мощность, так и (при неизменной мощности) увеличить наработку на отказ.

Одной из первых моделей, в которой наиболее ясно была представлена физика КОД, стала модель Генри [2], предложенная им еще в 1979 г. Однако эту модель трудно считать сколько-нибудь удовлетворительной, поскольку она приводит к результатам, вообще говоря, не согласующимся (порой даже качественно) с экспериментом. Модель Генри впоследствии была развита и в других работах [3–5], в которых, однако, сохранились основные ее недостатки и лишь качественно объяснялись отдельные аспекты явления КОД. Затем появились новые модели [6–11], самосогласованно учитывающие тепловые и лазерные соотношения, но и они не дали полного описания

КОД, поскольку в них были учтены не все физические механизмы, ответственные за это явление

В настоящей работе развита модель, которая, во-первых, включает в себя все известные нам на настоящее время механизмы, в той или иной степени влияющие на порог КОД. Во-вторых, модель позволяет проводить расчеты для лазеров более сложных конструкций, чем использовавшиеся ранее. В частности, это лазеры с диэлектрическими покрытиями выходных граней, а также лазеры с блокированием тока инжекции вблизи выходного зеркала (непоглощающее зеркало). Эти конструкции особенно актуальны именно для мощных лазеров. Кроме того, рассматриваемая модель допускает анализ динамики развития КОД.

### 2. Модель

Основу модели составляют две самосогласованным образом связанные задачи, а именно трехмерная тепловая задача и квазитрехмерная лазерная задача.

Важной особенностью КОД является ее пороговый характер. Это следствие наличия положительной обратной связи, о которой шла речь в большом числе ранних работ (см., напр., [7, 8, 11–13]). В формировании положительной обратной связи играют роль сразу несколько процессов, обусловленных ростом температуры: падение теплопроводности, рост различных видов оптического поглощения, увеличение безызлучательной рекомбинации. Все они приводят к дополнительному тепловыделению, а значит, к еще большему росту температуры. Вместе с тем существует и отрицательная обратная связь. В основном она имеет место из-за падения лазерной мощности (а следовательно, уменьшения тепловыделения в результате поглощения) при нагреве объема или части объема резонатора лазера.

С ростом тока накачки могут реализовываться две возможности. При первой положительная обратная связь доминирует и, начиная с некоторого уровня лазерной мощности, становится достаточной для возникновения неустойчивости, при которой происходит лавинообразный рост температуры вплоть до начала плавления материала лазера. Это завершается наступлением необратимой КОД. Вторая возможность реализуется при доминирующей отрицательной обратной связи.

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

нирующей отрицательной обратной связи. В этом случае рост оптической мощности с ростом тока замедляется и даже доходит до насыщения, а затем она монотонно спадает. В англоязычной литературе этот процесс известен как rollover ватт-амперной характеристики (см., напр., [14]). Как правило, он обратим и не приводит к неизбежной деградации лазера хотя бы в течение одного испытания. При этом максимальная оптическая мощность ограничена не КОД, а совсем другими физическими причинами, которые здесь не рассматриваются.

Тем не менее, поскольку отрицательная обратная связь существует и она связана с тепловым изменением лазерных параметров, совершенно необходимо и тепловую и лазерную задачи рассматривать самосогласованно.

### 3. Тепловая задача

Уравнение теплопроводности в нашей модели имеет следующий вид:

$$C(\mathbf{r}) \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}[\kappa(\mathbf{r}, T)\text{grad}T] + F(\mathbf{r}, T), \tag{1}$$

где  $C$  и  $\kappa$  – коэффициенты теплоемкости и теплопроводности для разных областей расчета (рис.1), а  $F(\mathbf{r}, T)$  – плотность мощности источников тепловыделения, зависящая от координат  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  и температуры; далее эти источники будут рассмотрены подробнее.

Уравнение (1) решается в двух областях: в резонаторе лазера (область 1) и в покрытии его выходной грани (область 2) толщиной  $d_c$ . Рассматривается симметричная относительно плоскости  $x = 0$  упрощенная гетероструктура, состоящая из трех плоских слоев (квантоворазмерного активного и двух обкладочных слоев толщиной 25 мкм). Конечно, настоящая лазерная структура гораздо сложнее и может состоять из более чем десяти слоев, но нам представляется, что такое упрощение не оказывает принципиального влияния на результаты расчетов. Реальные соотношения для толщин слоев и их теплопроводности таковы, что представляется возможным заменить все эти слои двумя эффективными слоями с неким усредненным значением теплопроводности, расположенными по обе стороны от активной области.

Для коэффициента теплопроводности  $\kappa(T)$  в литературе обычно используется эмпирическое выражение

$$\kappa(T) = \kappa_0(\tilde{T}/T)^{n_\kappa}. \tag{2}$$

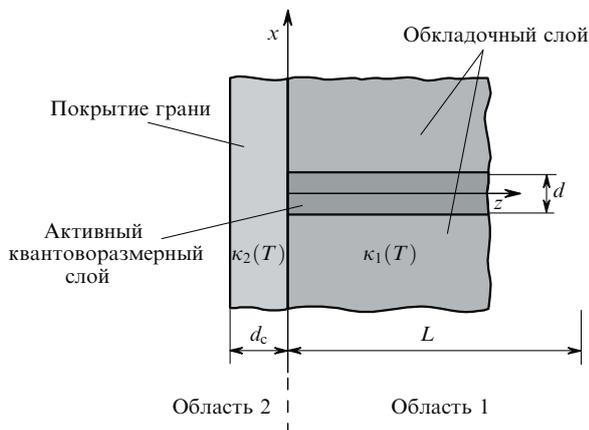


Рис.1. Область расчета.

Показатель степени  $n_\kappa$  здесь лежит в диапазоне  $1.2 \leq n_\kappa \leq 1.55$  (см., напр., [15] и ссылки там) для различных материалов и температурного диапазона. Здесь и далее  $\tilde{T}$  – температура окружающей среды. В нашей модели используется выражение  $n_\kappa(T) = n_\kappa^0 + (\partial n_\kappa / \partial T)(T - \tilde{T})$ . Оно справедливо для аномально большого температурного диапазона (от комнатной температуры до температуры плавления) при выборе соответствующих значений  $n_\kappa^0$  и  $\partial n_\kappa / \partial T$ . Нами использовались значения, полученные в результате подгонки данных работы [16].

В модели учтены шесть источников тепловыделения:

$$F(x, y, z, T) = \sum_{i=1}^6 F_i(x, y, z, T). \tag{3}$$

Рассмотрим эти источники.

1. Тепловыделение, связанное с термализацией инжектированных носителей в активной области ( $F_1$ ):

$$F_1 = \theta \left( \frac{d}{2} - |x| \right) \exp \left( - \frac{\pi y^2}{w^2} \right) \phi(z) \frac{j}{d} \left[ V_{p-n} - \frac{\hbar\omega}{e} \right]. \tag{4}$$

Здесь  $\theta$  – функция Хевисайда;  $d$  и  $w$  – толщина и ширина активной области;  $\phi(z)$  – безразмерная функция, характеризующая неоднородное возбуждение активной среды из-за токовой изоляции области вблизи выходного зеркала с длиной изолированной части  $a$ . При  $a = 0$  (нет ограничения тока) функция  $\phi(z) \equiv 1$ , а при  $a \gg \lambda$  ( $\lambda$  – длина диффузии носителей вдоль оси  $z$ ) она аппроксимируется выражением

$$\phi(z) = \left[ 1 + \exp \left( - \frac{z - a}{\lambda} \right) \right]^{-1}. \tag{5}$$

Этот источник тепла образуется из-за того, что инжекция неравновесных носителей с плотностью тока  $j$  осуществляется через p-n-переход с напряжением  $V_{p-n}$ , превышающим энергию лазерного фотона  $\hbar\omega$ . В результате термализации носителей (электронов и дырок) выделяется тепло, плотность мощности которого равна произведению плотности тока на разность  $V_{p-n} - \hbar\omega/e$ . Полагая тепловыделение в активной области равномерным по ее толщине, получим выражение (4). В модели мы считаем плотность тока пространственно однородной (за исключением области токового ограничения вблизи выходной грани).

2. Термализация носителей, образовавшихся за счет резонансного поглощения лазерного излучения ( $F_2$ ):

$$F_2 = -\theta \left( \frac{d}{2} - |x| \right) g(y, z, T) I(x, y, z) \frac{\hbar\omega - E_a^g(T)}{\hbar\omega} \tag{6}$$

для  $g(y, z) < 0$ ,

$$F_2 = 0 \text{ для } g(y, z) \geq 0.$$

Здесь  $g(y, z, T)$  – материальное усиление (резонансное поглощение);  $I(x, y, z)$  – плотность потока оптической мощности в активном слое;  $E_a^g(T)$  – ширина запрещенной зоны в активной области. Конкретное выражение для  $g$  приведено ниже (см. (22)). Зависимость ширины запрещенной зоны от температуры берется линейной, что соответствует экспериментальным данным (см., напр., [17] и ссылки там):

$$E_a^g = E_a^g(\tilde{T}) + \frac{\partial E_a^g}{\partial T} (T - \tilde{T}). \quad (7)$$

Как известно, нагрев активной области приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны. В сильно нагретых областях возникает поглощение, связанное с тем, что ширина активной области становится существенно меньше  $\hbar\omega$ . В результате такого поглощения образуются электронно-дырочные пары, термализация которых приводит к дополнительному тепловыделению. Последний множитель в выражении объясняется тем, что, после того как в результате быстрой внутризонной релаксации энергия электронно-дырочной пары упадет примерно до уровня ширины запрещенной зоны, эта пара рекомбинирует с излучением фотона (или рекомбинирует безызлучательно, что учтено ниже).

3. Тепловыделение за счет безызлучательной рекомбинации ( $F_3$ ):

$$F_3 = \theta \left( \frac{d}{2} - |x| \right) \frac{N(y, z)}{\tau_{nr}(T)} E_a^g(T). \quad (8)$$

Все возможные процессы безызлучательной рекомбинации носителей с концентрацией  $N(y, z)$ , независимо от их природы (оже-рекомбинация, многофононная рекомбинация и т. д.), мы описываем одним членом с характерным временем рекомбинации  $\tau_{nr}$ . Детали таких процессов здесь нас не интересуют, достаточно того, что энергия электронно-дырочных пар в этих процессах в конечном счете переходит в тепло. Эту энергию, как и в предыдущем случае, мы приравниваем ширине запрещенной зоны, пренебрегая энергетическим распределением неравновесных носителей. Учет этого распределения даст лишь малую поправку, лежащую за пределами точности модели.

Время безызлучательной рекомбинации удобно соотносить с временем спонтанной излучательной рекомбинации  $\tau$ , которое является единственным характерным масштабом:

$$\frac{1}{\tau_{nr}} = \frac{1}{\tau} \exp \left( \frac{T - T_b}{T_\tau} \right), \quad (9)$$

где  $T_b$  – температура, при которой скорости излучательной и безызлучательной рекомбинаций совпадают, а  $T_\tau$  – температура, характеризующая рост безызлучательной рекомбинации с нагревом. Эти две температуры зависят как от химического состава активного слоя, так и от качества его изготовления. В нашей работе используются типичные значения этих параметров, известные из литературы (см., напр., [18, 19]).

4. Тепловыделение, связанное с поглощением вблизи выходной грани ( $F_4$ ).

Механизм этого тепловыделения обусловлен изменением оптических свойств материала из-за дефектов кристалла вблизи грани лазера. Первопричиной таких дефектов являются нарушения кристаллической решетки вследствие разорванных электронных связей атомов на поверхности кристалла, приводящие к существенным искажениям его зонной структуры. Помимо этого имеет место адсорбция атомов из окружающей среды и последующая их диффузия в глубь кристалла. Эти нарушения при работе лазера служат затравкой для более сложных фотохимических, рекомбинационных и диффузионных

процессов, происходящих вблизи поверхности грани и вызывающих скопление в этой области различного рода кристаллических дефектов, таких как вакансии, междоузельные атомы, дислокации, а также локальное отклонение от стехиометрии.

Многочисленные экспериментальные исследования (см., напр., [12, 20]) показали, что область нарушенной кристаллической решетки со временем расширяется в глубь кристалла, причем скорость такого расширения значительно увеличивается с ростом мощности работающего лазера.

Изменение оптических свойств приповерхностного слоя моделируется нами введением поглощения

$$\alpha^{\text{deg}} = \alpha_0^{\text{deg}} \exp \left( -\frac{z}{z_0} \right), \quad (10)$$

где  $\alpha_0^{\text{deg}}$  – поглощение у самой поверхности;  $z_0$  – характерная глубина проникновения дефектов. Понятно, что при эксплуатации лазера параметр  $z_0$  растет из-за расширения дефектной области в глубь кристалла, о чем было сказано выше. Возможно и изменение параметра  $\alpha_0^{\text{deg}}$ . Сколько-нибудь достоверных расчетов для  $\alpha_0^{\text{deg}}$  и  $z_0$  на данный момент не существует. По этой причине в нашей модели эти параметры варьировались в диапазонах  $2 \times 10^4 \leq \alpha_0^{\text{deg}} \leq 5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$  и  $0 < z_0 \leq 3 \text{ мкм}$ . Поскольку поглощающая дефектная область возникает на поверхности как активной области, так и обкладочных слоев, то для удобства последующих расчетов мы приводим  $\alpha_0^{\text{deg}}$  и  $z_0$  к неким эффективным значениям, характерным только для активной области.

Тепловыделение, связанное с этим поглощением, дается выражением

$$F_4 = \theta \left( \frac{d}{2} - |x| \right) I(x, y, z) \alpha^{\text{deg}}(z). \quad (11)$$

Здесь можно отметить защитную роль покрытия выходной грани. Поскольку первопричиной возникновения поглощения являются нарушенные электронные связи, то после нанесения на достаточно чистую склотую грань оптимально выбранного защитного покрытия, атомы которого насыщают эти связи, можно ожидать уменьшения числа дефектов и, тем самым, уменьшения поглощения  $\alpha_0^{\text{deg}}$  и глубины деградации  $z_0$ .

Понятно, что такие же процессы развития дефектов происходят не только на выходной, но и на задней грани, однако мы их здесь не учитываем, поскольку плотность потока оптического излучения мощного лазера вблизи задней грани существенно меньше, чем около выходного зеркала. Поэтому КОД, скорее всего, произойдет в результате разрушения именно выходной грани.

5. Тепловыделение за счет приповерхностной безызлучательной рекомбинации ( $F_5$ ).

Как уже отмечалось, электронный спектр вблизи поверхности кристалла существенно отличается от такового в его толще. Возникновение новых состояний может способствовать появлению безызлучательных переходов электронов, переводящих энергию электронно-дырочной пары ( $\sim E_a^g(T)$ ) в тепло. Для скорости безызлучательной поверхностной рекомбинации  $R$  в модели использовано часто встречающееся в литературе (см., напр., [21]) соотношение

$$R = QN(y, z). \quad (12)$$

Коэффициент  $Q$ , как правило [22], находится в диапазоне  $7 \times 10^4 - 2 \times 10^6$  см/с. Такой широкий разброс значений обусловлен не столько низкой точностью измерений  $Q$ , сколько различным качеством поверхностей разных образцов из-за различий в технологиях и предыстории их обработки. С учетом (12) источник тепловыделения

$$F_5 = \theta \left( \frac{d}{2} - |x| \right) \delta(z) Q N(y, z) E_a^g(T), \quad (13)$$

где  $\delta(z)$  – дельта-функция, указывающая на то, что источники находятся на поверхности  $z = 0$ .

6. Тепловыделение за счет оптического поглощения в нагретых обкладочных слоях ( $F_6$ ).

В подавляющем большинстве работ, посвященных оптическому разрушению выходной грани, считается, что оптическое поглощение возможно только в активных слоях. В барьерных и обкладочных слоях поглощение обычно полагается отсутствующим, поскольку энергия кванта лазерного излучения существенно меньше ширины запрещенной зоны. Даже с учетом температурного уменьшения ширины запрещенной зоны энергия фотона не попадает в область фундаментального поглощения.

В настоящей работе рассмотрен принципиально другой механизм. С нашей точки зрения физической причиной такого поглощения являются «хвосты» электронных энергетических состояний, простирающиеся внутрь запрещенной зоны. Существует эмпирический закон, именуемый правилом Урбаха [23], согласно которому это поглощение убывает по экспоненциальному закону с уменьшением энергии кванта в глубь запрещенной зоны. В работе [24] было измерено такое поглощение для GaAs в диапазоне температур 52–632 °С; полученные экспериментальные данные для длинноволнового поглощения в обкладочных слоях  $\alpha^{cl}$  интерполировались соотношением

$$\alpha^{cl}(T) = \alpha_0^{cl} \exp \left( \frac{\hbar\omega - E_{eff}(T)}{\Delta(T)} \right), \quad (14)$$

где

$$E_{eff}(T) = E_{eff}^0 - pk\theta[\exp(\theta_E/T) - 1]^{-1}; \quad (15)$$

$$\Delta(T) = qk\theta_E \{ (1 + A)/2 + [\exp(\theta_E/T) - 1]^{-1} \};$$

$p$  и  $q$  – безразмерные постоянные;  $k$  – постоянная Больцмана;  $\theta_E$  – температура Эйнштейна;  $E_{eff}^0 = E_{eff}(T = 0)$  – эффективная энергия межзонного перехода с величиной поглощения  $\alpha^{cl}$ ;  $A$  – параметр разупорядоченности;  $\Delta$  – эффективная полоса поглощения в обкладочных слоях.

Физической причиной появления ответственных за длинноволновое поглощение электронных состояний внутри запрещенной зоны служат флуктуации кристаллического потенциала, которые нарушают его периодичность. Это могут быть как динамические флуктуации из-за фононов, так и статические («вмороженные») флуктуации, обусловленные нарушением порядка, например, из-за дефектов или примесей. За эти флуктуации отвечает параметр разупорядоченности  $A$ . В частности, в работе [24] поглощение для GaAs, легированного кремнием ( $n = 2 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>), больше, чем у нелегированного GaAs; это, по-видимому, обусловлено как раз большим значением  $A$  для легированного GaAs вследствие флуктуаций в пространственном распределении легирующей примеси.

В нашем случае мы имеем дело не с простым полупроводниковым соединением, таким как GaAs, а с твердыми растворами двух или более полупроводников. Экспериментальные данные по такому поглощению в твердых растворах полупроводников на настоящее время отсутствуют. Можно думать, что при изовалентном замещении одних атомов другими (например, Ga случайным образом замещается Al в твердом растворе AlGaAs) в типичных эмиттерных или барьерных слоях параметр разупорядоченности выше, чем мог бы быть в легированных образцах GaAs (см., напр., [24, 25]). Концентрация замещаемых атомов в типичных твердых растворах, используемых в полупроводниковых лазерах, на несколько порядков превышает концентрацию легирующей примеси. Поэтому данные работ [24, 25] можно рассматривать как нижний предел для длинноволнового поглощения в эмиттерных или барьерных слоях. В соответствии с этими соображениями, ориентируясь на данные [24, 25], значение  $A$  в формуле (15) варьировалось от 5 (что соответствует чистому GaAs) до 100 (для сравнения, данным работы [25] для p-GaAs с концентрацией примесей  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> соответствует  $A = 35$ ). Остальные параметры брались из [24] с коррекцией на соответствие длинноволновой границы фундаментального поглощения ширине запрещенной зоны. Соответственно

$$F_6 = \alpha^{cl}(T) I(x, y, z). \quad (16)$$

Теперь можно вычислить все источники тепловыделения в (1), определив предварительно плотность потока световой мощности и концентрацию носителей с помощью решения лазерной задачи.

#### 4. Лазерная задача

Для расчета лазерного режима предполагаем, что излучение в лазере распространяется в виде двух встречных волн одной поперечной моды. Это, например, соответствует случаю мощного гребневого лазера [26, 27]. Суммарное пространственное распределение их интенсивности  $I(x, y, z)$  задано соотношением

$$I(x, y, z) = u(x)v(y)[P^+(z) + P^-(z)], \quad (17)$$

где поперечные распределения интенсивностей волн определяются функциями  $u(x)$  и  $v(y)$ , а распределения мощностей в волнах, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях вдоль оси резонатора  $z$ , – функциями  $P^+(z)$  и  $P^-(z)$  соответственно. Для функций  $u(x)$  и  $v(y)$  будем использовать выражения

$$u(x) = \frac{A \exp(-\pi x^2/x_s^2)}{|x/x_0|^h + 1}, \quad (18)$$

$$v(y) = \frac{\exp(-\pi y^2/y_s^2)}{y_s},$$

где  $x_s$ ,  $x_0$  и  $y_s$  – ширины оптического пучка вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно;  $h$  – постоянный показатель степени. Эти величины определяли с помощью метода наименьших квадратов путем сравнения как с расчетными, так и с экспериментально измеренными функциями распределения для типичных гребневых лазеров, используя данные работы [26]. Коэффициент  $A$  вычисляется из условия нормировки  $\int u(x)dx = 1$ , при которой

$$A = \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\pi x^2}{x_s^2}\right) \left[ \left(\frac{x}{x_0}\right)^h + 1 \right]^{-1} dx \right\}^{-1}, \quad (19)$$

и представляет собой эффективную обратную полуширину оптического потока в направлении оси  $x$ . Для квантоворазмерных лазеров и лазеров с шириной активной области  $d < A$  этот коэффициент связан с хорошо известным фактором оптического ограничения  $\Gamma$  соотношением

$$A \approx \Gamma/d. \quad (20)$$

Концентрация носителей также имеет гауссово поперечное распределение:

$$N(y, z) = n(z) \exp\left(-\frac{\pi y^2}{w^2}\right), \quad (21)$$

где  $w$  – ширина гребня. Оптическое усиление в активном слое задается в линеаризованном виде соотношением

$$g = \sigma(T)[N - n_0(T)]. \quad (22)$$

Здесь  $\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-(T - \tilde{T})/T_\sigma]$  – сечение стимулированного излучения (дифференциальное усиление);  $n_0(T) = n_0 \exp[(T - \tilde{T})/T_N]$  – концентрация, при которой среда становится прозрачной (далее – концентрация прозрачности);  $T_\sigma$  и  $T_N$  – характеристические температуры. Введя обозначение

$$T_0^{-1} = T_N^{-1} - T_\sigma^{-1} > 0, \quad (23)$$

где  $T_0$  – характеристическая температура для порогового тока, перепишем (22) в виде

$$g = \sigma_0 N \exp\left(-\frac{T - \tilde{T}}{T_\sigma}\right) - \sigma_0 n_0 \exp\left(\frac{T - \tilde{T}}{T_0}\right). \quad (24)$$

Отметим, что поскольку в рассматриваемой модели поперечные распределения интенсивности излучения и носителей фиксированы, искомыми функциями лазерной задачи будут только продольные распределения  $P^+(z)$ ,  $P^-(z)$  и  $n(z)$ . Эти функции, во-первых, задают источники для решения тепловой задачи, а во-вторых, позволяют найти выходную мощность лазера. Для их нахождения используются лазерные уравнения для интенсивности и баланса носителей, подробно описанные во второй части настоящей работы. Там же представлены методика решения тепловой и лазерной задач, а также полученные результаты.

## 5. Обсуждение модели и выводы

Специфика физической модели КОД заключается в ее многофакторности. Оптическое разрушение материала резонатора (выходной грани) является результатом одновременного действия многих физических процессов: поглощения лазерного излучения из-за различных механизмов, распространения тепла в объеме резонатора, рекомбинации носителей и т. д.

Может показаться, что из всего возможного разнообразия механизмов тепловыделения достаточно выделить какой-то один, наиболее эффективный, и объявить КОД результатом действия именно этого механизма, а остальные рассматривать как некие поправочные или

возмущающие факторы. Однако понятно, что с практической точки зрения теория КОД необходима, в первую очередь, для поиска способов повышения его порога. Устранив «главный» механизм КОД и тем самым несколько повысив ее порог, мы тем самым вводим в действие следующий по эффективности механизм, после устранения которого появляется новый, и т. д. Поэтому принципиально, чтобы теория КОД включала в себя как можно больше реально участвующих в этом процессе физических механизмов. Кроме того, учет многих факторов, влияющих на КОД в данной модели, позволяет выяснить роль отдельного конкретного механизма путем вариации соответствующих параметров и тем самым сформулировать требования на характеристики рабочей среды лазера (например, скорость безызлучательной рекомбинации, поглощение в обкладочных слоях и т. д.) для обеспечения его надежной работы. Именно поэтому построение физической модели КОД уже само по себе представляет отдельную проблему. Наше видение этой проблемы послужило основой данной работы.

Другая особенность КОД заключается в том, что все механизмы, участвующие в этом процессе, плохо поддаются контролю в течение самого эксперимента. Как правило, ясен лишь его конечный результат – разрушение грани, причем для испытуемого образца проводимый эксперимент не может быть повторен. Это порождает дополнительные трудности при анализе КОД. В этом свете понятно достоинство предложенной модели, которая позволяет получать расчетные данные, характеризующие эффекты, предшествующие КОД. Их можно использовать как некий индикатор, указывающий, насколько велик «запас прочности» лазера, т. е. насколько порог КОД превышает рабочий уровень мощности, и тем самым характеризовать надежность работы лазера. Таким индикатором, например, может быть рост температуры выходной грани лазера при увеличении его мощности или времени работы. Тем самым можно прогнозировать КОД задолго до ее появления.

Может показаться, что слабым местом модели является неопределенность некоторых материальных параметров, характеризующих среду лазера, из-за чего они в данной модели используются как варьируемые величины. Однако, с нашей точки зрения, это объективное обстоятельство. Оно связано с тем, что эти параметры не являются абсолютными константами, значения которых задаются из «первых физических принципов», а напротив, могут меняться от одного образца лазера к другому. Например, такие параметры, как скорость поверхностной рекомбинации, оптическое поглощение в нарушенном слое  $\alpha_0^{\text{deg}}$  и его толщина  $z_0$ , а также поглощение в эмиттерных слоях, зависят от технологии изготовления лазера, и их значения могут свидетельствовать о качестве отдельной партии лазеров, изготовленных по одной технологии.

В модели используется упрощенная квазитрехмерная лазерная задача. Физическим обоснованием такого упрощения является тот факт, что поперечные (относительно оси резонатора лазера) пространственные вариации температуры более плавны, чем поперечные вариации интенсивности светового потока. Поэтому в данной модели влиянием температурных вариаций на поперечное распределение интенсивности мы пренебрегаем. Это безусловно справедливо для направления, перпендикулярного слоям структуры, и удовлетворительно выполняется

для гребнёвого лазера в направлении вдоль слоев. Заметим, что для лазера с широкой (свыше 5 мкм) активной областью это условие заведомо не выполняется. С практической точки зрения наибольший интерес представляют случаи КОД, наступающей в рабочем режиме лазера, когда сохраняются выходные параметры оптического пучка, в том числе и распределение интенсивности по его сечению. Поэтому учет изменения поперечного распределения интенсивности в пучке для теории КОД вряд ли целесообразен, поскольку с математической точки зрения его точность, скорее всего, превышает точность тепловой задачи, а с практической стороны он вряд ли может иметь существенную ценность. Еще раз подчеркнем, что такое рассмотрение несправедливо для лазеров с широкой активной областью, в которых поперечное распределение интенсивности может самосогласованно изменяться в зависимости от температурного профиля. Нахождение таких распределений интенсивности и температуры представляет отдельную задачу и выходит за рамки настоящей работы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке УНК ФИАН.

1. Eliseev P.G. *Prog. Quantum Electron.*, **20** (1), 1 (1996).
2. Henry C. H., Petroff P.M., Logan R.A., Merit F.R. *J. Appl. Phys.*, **50** (5), 3721 (1979).
3. Nakwaski W. *J. Appl. Phys.*, **57** (7), 2424 (1985).
4. Nakwaski W. *J. Appl. Phys.*, **67** (4), 1659 (1990).
5. Yoo J.S., Lee H.H., Zory P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (3), 635 (1992).
6. Chen G., Tien C.L. *J. Appl. Phys.*, **74** (4), 2167 (1993).
7. Schatz R., Bethea C.G. *J. Appl. Phys.*, **76** (4), 2509 (1994).
8. Hendrix J., Morthier G., Baets R. *IEE Proc. Optoelectron.*, **144** (2), 109 (1997).
9. Menzel U. *Semicond. Science and Technol.*, **13**, 265 (1998).
10. Romo G., Smy T., Walkey D., Reid B. *Microelectron. Reliability*, **43** (1), 99 (2003).
11. Smith W.R. *J. Appl. Phys.*, **87** (12), 8276 (2000).
12. Fukuda M., Okayasu M., Temmyo J., Nakano J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (2), 471 (1994).
13. Puchert R., Tomm J.W., Jaeger A., Barwolf A., Luft J., Spath W. *Appl. Phys. A*, **66**, 483 (1998).
14. Gao W., Cheng Z., Xu L., Luo X., Mastovito A., Shen K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6456**, OB1 (2007).
15. Adachi S. (Ed.) *Properties of Aluminium Gallium Arsenide* (London: INSPEC, 1993, p. 48).
16. Dubey K.S. *J. Thermal Analysis*, **14**, 213 (1978).
17. Adachi S. (Ed.) *Properties of Aluminium Gallium Arsenide* (London: INSPEC, 1993, p. 80).
18. Tansu N., Chang Y.-L., Takeuchi T., Bour D.P., Corzine S.W., Tan M.R., Mawst L.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38** (6), 640 (2002).
19. Pankove J.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4** (4), 119 (1968).
20. Snyder C.W., Lee J.W., Hull R., Logan R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **67** (4), 488 (1995).
21. Hoffman C.A., Gerritsen H.J., Nurmikko A.V. *J. Appl. Phys.*, **51** (3), 1603 (1980).
22. Ziegler M., Talalaev V., Tomm J.W., Elsaesser T., Ressel P., Sumpf B., Erbert G. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 203506-1 (2008).
23. Агранович В.М. *Теория экситонов* (М.: Наука, 1968, с. 152).
24. Johnson S.R., Tiedje T. *J. Appl. Phys.*, **78** (9), 5609 (1995).
25. Pankove J.I. *Phys. Rev.*, **140** (6A), A2059 (1965).
26. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б., Чельный А.А., Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А. *Квантовая электроника*, **32** (12), 1099 (2002).
27. Плисюк С.А., Батрак Д.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **36** (11), 1058 (2006).