

# Излучательные характеристики гребнёвых лазеров при больших токах накачки

Д.Р.Мифтахутдинов, И.В.Акимова, А.П.Богатов, Т.И.Гушик,  
А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков, В.В.Поповичев, А.П.Некрасов

*Проведены исследования гребнёвых лазеров на основе GaAs/AlGaAs-гетероструктур с квантоворазмерной активной областью при высоких токах накачки, показавшие, что процессу катастрофической оптической деградации (КОД) предшествует, как правило, гигантский кинк, обусловленный развалом волновода в горизонтальной плоскости. Установлено, что увеличение толщины покрытия выходной грани диода путем создания промежуточного слоя ZnSe между сколотой выходной гранью диода и покрытием, образующим выходное зеркало лазера, увеличивает порог КОД в 1.5–2 раза. Это оптическое упрочнение происходит за счет создания слоем ZnSe дополнительного канала теплоотвода от перегретой области выходной грани.*

**Ключевые слова:** мощный полупроводниковый лазер, катастрофическая оптическая деградация, оптическое разрушение выходной грани.

## 1. Введение

Увеличение выходной мощности полупроводниковых лазеров до сих пор остается одной из наиболее важных проблем. В частности, для лазеров ближнего ИК диапазона (0.8–1.2 мкм) эта проблема напрямую связана с повышением лучевой прочности выходной грани. Действительно, при плотности оптического потока  $\sim 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> наступает так называемая катастрофическая оптическая деградация (КОД) лазера, проявляющаяся, как правило, в виде оптического разрушения выходной грани диода [1–3]. Эта деградация ограничивает выходную мощность лазера  $W$  и одновременно – яркость оптического пучка [4] (если лазер работает в поперечно-одномодовом режиме). Несмотря на большое число теоретических работ, посвященных проблеме КОД (см., напр., [5–7] и ссылки там), полная физическая картина этого процесса пока не ясна. До настоящего времени проблема повышения лучевой прочности выходного зеркала сохраняет свою актуальность. В этом отношении представляют интерес экспериментальные исследования КОД с возможностью наблюдения динамики этого процесса для лазерных образцов, имеющих различные оптические покрытия выходных граней.

Кроме того, изучение поведения полупроводниковых лазеров при аномально высоких уровнях накачки само по себе представляет отдельный интерес, поскольку при распространении в резонаторе высокоинтенсивного оптического пучка лазер работает в режиме глубокого насыщения усиления. Обычно это поведение ускользает от внимания исследователей, т. к. наступление КОД исключает

возможность проведения экспериментов в непрерывном или импульсно-периодическом режиме работы. Использование в настоящей работе методики регистрации излучательных характеристик до момента наступления КОД устраняет это ограничение и тем самым позволяет получать новые данные о характере взаимодействия высокоинтенсивного пучка с усиливающей активной областью.

Для исследования были выбраны образцы гребнёвых лазеров с квантоворазмерной активной областью, работающие при умеренных накачках в поперечно-одномодовом режиме генерации. Этот выбор был сделан из соображения наиболее «чистого» эксперимента по определению порога КОД. В отличие от лазеров с широкой ( $\sim 100$  мкм и более) активной областью, в поперечно-одномодовом лазере можно довольно аккуратно оценить плотность оптического потока. В лазерах с широкой активной областью поперечное распределение интенсивности вдоль плоскости активного слоя крайне неравномерно из-за филаментации [8], при этом локальное значение интенсивности может на порядок превышать среднюю величину. Кроме того, это поперечное распределение может изменяться во времени с наносекундным и субнаносекундным масштабом, так что «среднее» по времени и по ширине активной области распределение в этом случае имеет весьма слабое отношение к тому распределению, при котором происходит КОД.

## 2. Образцы и методика

Исследовались образцы гребнёвых лазеров на основе полупроводниковой гетероструктуры AlGaAs/GaAs, состав и толщины слоев которой приведены в табл.1. Все образцы имели резонаторы с почти идентичными параметрами: оптимизированную в соответствии с методикой [4] конструкцию гребня, длину 1 мм и покрытие задней грани, обеспечивающее коэффициент отражения около 95%. Основное различие образцов заключалось в покрытии их выходных граней. По этому признаку лазеры

Д.Р.Мифтахутдинов, И.В.Акимова, А.П.Богатов, Т.И.Гушик, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru  
В.В.Поповичев, А.П.Некрасов. ФГУП «НИИ "Полнос" им. М.Ф.Степеля», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

Табл.1. Параметры слоев гетероструктуры AlGaAs/GaAs.

Состав	$x, y$	Толщина слоя (мкм)	Показатель преломления
P <sup>+</sup> -GaAs	–	0.35	3.6436
P-Al <sub>y</sub> Ga <sub>1-y</sub> As	0.37	1.95	3.3557
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As	0.31	0.12	3.3956
GaAs	–	0.009	3.6436
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As	0.31	0.12	3.3956
N-Al <sub>y</sub> Ga <sub>1-y</sub> As	0.37	2.74	3.3557
n-GaAs	–	100	3.529

Табл.2. Покрытия выходных граней исследованных образцов.

Группа	Наличие слоя ZnSe толщиной $d = \lambda/2$	Просветляющее покрытие
А	нет	нет
Б	нет	$R \approx 7\%$
В	есть	нет
Г	есть	$R \approx 5\%$

Примечание:  $R$  – коэффициент отражения.

были разбиты на четыре группы (табл.2). Группа образцов А не имела никакого специального покрытия, а их выходная грань представляла собой простой скол. На выходные грани образцов группы Б наносилось просветляющее покрытие. На грани образцов групп В и Г сразу после скальвания наносился слой ZnSe, при этом на грани образцов группы Г наносилось еще и просветляющее покрытие.

В связи с неизбежностью и необратимостью процесса КОД при высоких уровнях накачки перед началом исследований проводились измерения ватт-амперной характеристики, спектра и диаграммы направленности при умеренных токах накачки.

Исследования выполнялись в двух режимах: при квазинепрерывном и импульсном токах накачки. В работе использовалась такая же установка, как и в [1]. Излучение лазерного диода с помощью объектива фокусировалось на скоростной фотодиод ЛФД-3, сигнал с которого поступал на один из двух каналов запоминающего цифрового осциллографа Tektronix TDS-2022. На другой канал подавался сигнал, пропорциональный току накачки. Оба сигнала обрабатывались с помощью персонального компьютера, соединенного с осциллографом.

Источник питания лазера для исследований при квазинепрерывном токе накачки представлял собой генератор одиночных пилообразных импульсов с временем нарастания около 6 мкс и амплитудой тока около 4 А, что, как правило, приводило к оптическому пробое лазерного диода. Время нарастания тока было выбрано таким, чтобы обеспечить максимально возможное временное разрешение (2 нс/отсчет) использованного осциллографа. Предварительное изучение быстродействия схемы регистрации (тракта фотодиод–кабель) с помощью стробоскопического осциллографа С-91 показало, что оно адекватно используемой частоте дискретизации. Импульсный ток накачки обеспечивался генератором прямоугольных импульсов длительностью 50–200 нс – однократных или с частотой следования 1 кГц.

### 3. Основные излучательные характеристики исследованных образцов

На рис.1,а представлены типичные ватт-амперные характеристики лазерных диодов каждой группы, изме-

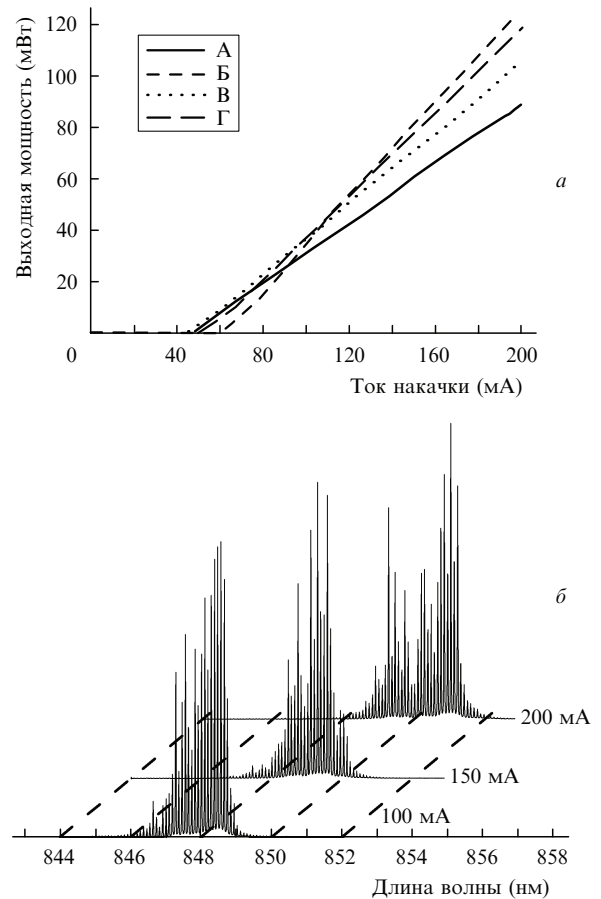


Рис.1. Ватт-амперные характеристики образцов из групп А–Г (а) и типичные спектры излучения образца из группы Г (б) при умеренных токах накачки.

ренные на автоматизированной установке с помощью фотодиода ФД-24. Калибровка мощности осуществлялась измерителем оптической мощности Ophir 12V-A1. Измеренные ватт-амперные характеристики впоследствии использовались для градуировки мощности при измерениях на высоких токах накачки.

Типичные спектры излучения исследованных лазеров (выбраны спектры одного из образцов группы Г) состоят из нескольких десятков продольных мод, огибающая которых носит нерегулярный характер (рис.1,б). Смещение огибающей в длинноволновую сторону с ростом тока накачки связано с нагревом образца, составляющим по оценке  $\sim 10^\circ\text{C}$ .

Показанная на рис.2,а диаграмма направленности в вертикальной плоскости определяется составом слоев гетероструктуры, имеющих сильно различающиеся показатели преломления (разность составляет несколько десятых долей единицы), и поэтому не зависит от тока накачки, наличия отражающих или просветляющих покрытий торцов диода и т. п. Видно, что при изменении тока накачки от примерно  $2J_{th}$  до примерно  $4J_{th}$  изменение диаграммы направленности незначительно и выражается лишь в некотором увеличении крыльев распределения, причем энергия, приходящаяся на это увеличение, составляет  $\sim 1\%$  от полной энергии излучения.

В отличие от диаграммы направленности в вертикальной плоскости, диаграмма направленности в горизонтальной плоскости (рис.2,б) зависит от тока накачки, а также меняется от образца к образцу. Это связано с тем, что встроенная разность эффективных показателей пре-

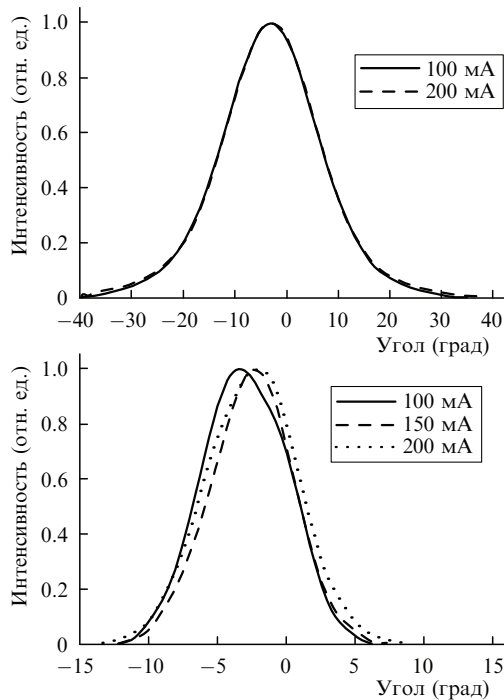


Рис.2. Типичные диаграммы направленности исследованных образцов при умеренных токах накачки в плоскости, перпендикулярной слоям (а), и в горизонтальной плоскости (б).

ломления вдоль горизонтального направления составляет несколько тысячных долей единицы и совпадает по порядку величины с характерным изменением показателя преломления с температурой или концентрацией носителей. Такое поведение горизонтальной диаграммы направленности обусловлено как конструктивными особенностями оптического волновода каждого конкретного образца, так и динамическим изменением его парамет-

ров при пространственном выгорании инверсии. Более подробно это обстоятельство исследовано в [9]. Однако из рис.2,б видно, что изменение диаграммы направленности при умеренных токах накачки не очень существенно: фактически меняется лишь положение ее максимума, тогда как ширина остается практически постоянной. В этом случае можно надеяться, что изменение поперечного распределения интенсивности оптического пучка на выходном зеркале будет не очень значительным, во всяком случае, для оценки его размеров и соответственно для количественного определения плотности мощности оптического потока.

### 4. Результаты

На рис.3 приведены зависимости выходной оптической мощности от времени при изменении тока накачки пилообразным импульсом, т. е. в квазинепрерывном режиме. Представлены наиболее типичные кривые для образцов каждой из групп лазеров, характеризующие их поведение при предельных выходных мощностях вплоть до КОД. В некотором смысле это ватт-амперные характеристики, представленные в неявной форме как параметрически заданные зависимости оптической мощности и тока накачки от времени. Поскольку зависимость тока от времени практически линейна (за возможным исключением небольшого интервала, о котором речь пойдет ниже), то и кривую мощности можно рассматривать в качестве ватт-амперной характеристики.

Резкое падение выходной мощности лазера обусловлено процессом КОД, который, как правило, представляет собой оптическое разрушение выходной грани лазерного диода (микрофотографии разрушенных выходных граней образцов – по одному из каждой группы – приведены на рис.4).

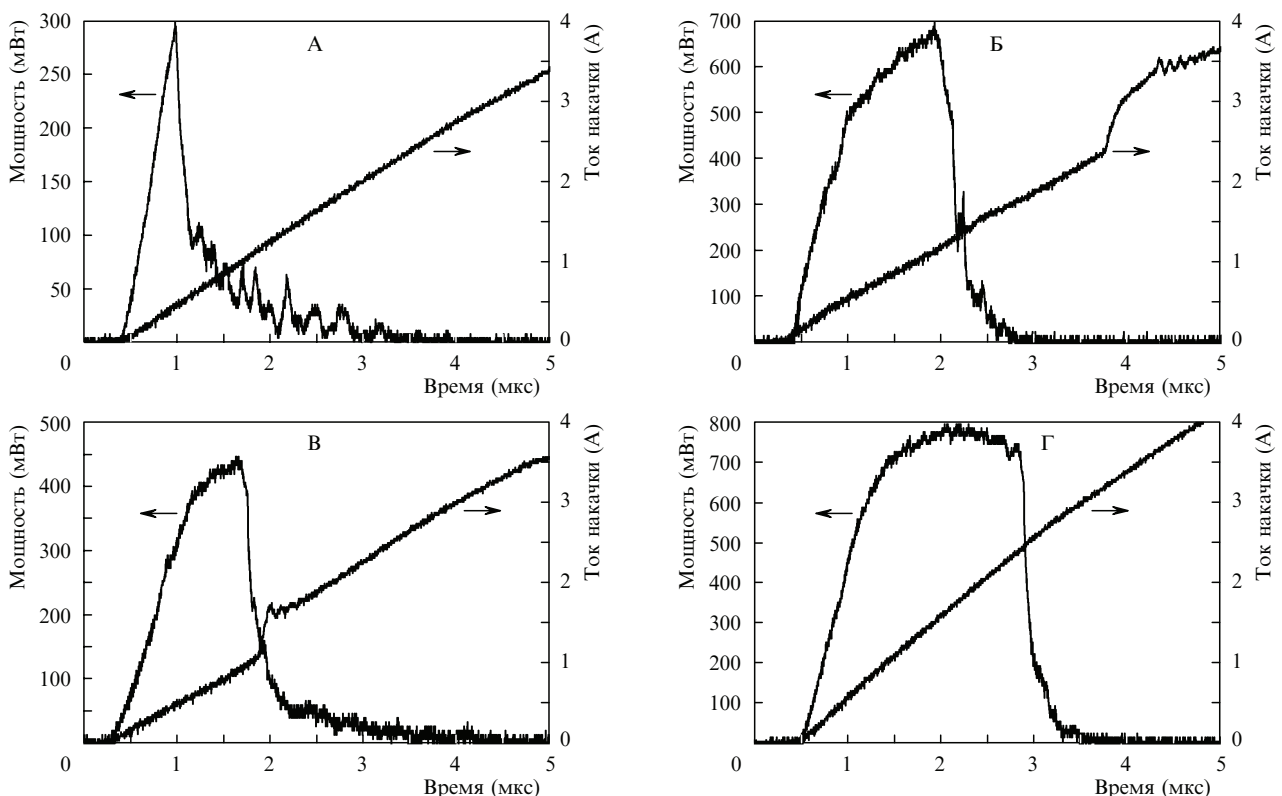


Рис.3. Временные зависимости тока накачки и выходной мощности при высоких уровнях накачки для одного из образцов серий А, Б, В и Г.

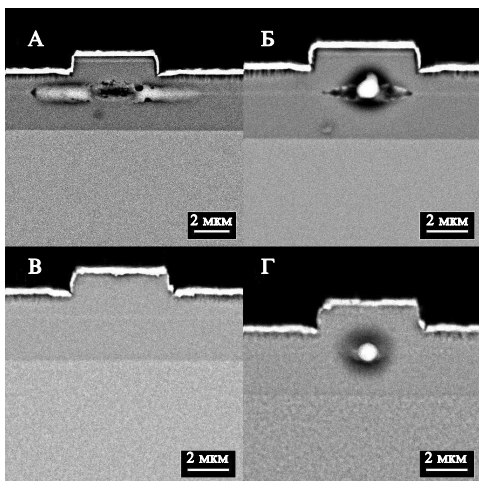


Рис.4. Микрофотографии выходных граней для одного из образцов, претерпевших КОД, серий А, Б, В и Г.

Качественно представленные на рис.3 зависимости для всех групп образцов схожи. Однако наблюдаются вполне определенные количественные различия между группами лазеров. Для того чтобы зафиксировать эти различия, рассмотрим более подробно зависимости  $P_{out}(t)$ .

На рис.5 в деталях показано поведение выходной мощности при высоких уровнях накачки для одного из лазеров группы Б. С ростом тока мощность сначала растет практически линейно, затем дифференциальная эффективность падает и мощность достигает своего максимального значения  $P_{max}$ . После этого мощность снижается, достигает некоторого критического уровня  $P_{cr}$ , а затем резко, за время порядка нескольких десятков наносекунд, падает до промежуточного уровня  $P_{int}$ , который в несколько раз ниже максимального. И наконец, в течение нескольких сотен наносекунд мощность спадает до уровня спонтанного излучения.

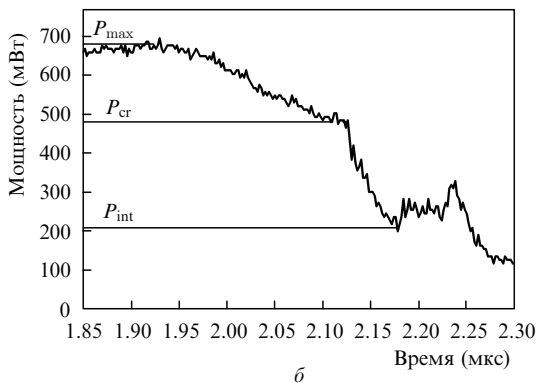
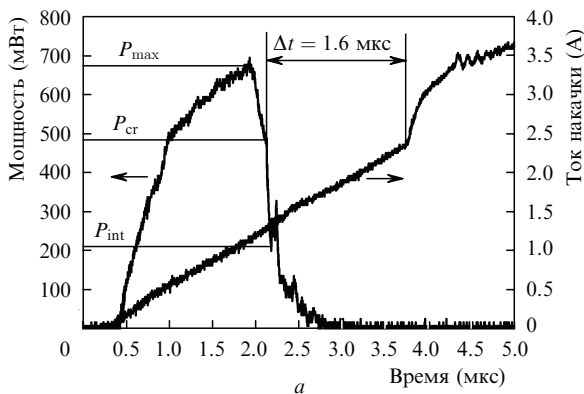


Рис.5. Временные зависимости тока накачки и выходной мощности при высоком уровне накачки для одного из образцов серии Б (а); б – то же в увеличенном масштабе.

кунд, падает до промежуточного уровня  $P_{int}$ , который в несколько раз ниже максимального. И наконец, в течение нескольких сотен наносекунд мощность спадает до уровня спонтанного излучения.

Для данного образца спустя время  $\Delta t \approx 1.6$  нс после оптического разрушения выходной грани происходит скачок тока накачки. Именно в этом небольшом интервале длительностью порядка ста наносекунд зависимость тока отличается от линейной, о чем уже упоминалось выше. Источник питания лазера представляет собой источник напряжения, нагруженный последовательно соединенными между собой лазером и балластным сопротивлением, поэтому скачок тока накачки можно связать со снижением сопротивления диода. При повторных импульсах накачки зависимость тока от времени приобретает новый наклон, что свидетельствует о необратимом создании канала тока, шунтирующего диод. По-видимому, таким шунтирующим каналом является короткая, образованная локальной областью оптического разрушения грани, переобогатившейся металлическими элементами третьей группы.

Заслуживает внимания тот факт, что возникновение электрической короткой в данном случае запаздывает на  $\sim 1.6$  нс от начала оптического разрушения. Для других образцов время запаздывания изменялось практически от нуля до момента окончания импульса. На некоторых образцах появления шунтирующего канала вообще не наблюдалось.

Теперь более подробно рассмотрим поведение различных групп образцов в квазинепрерывном режиме накачки. Характерной чертой образцов группы А является слабая выраженность или даже отсутствие нелинейностей ватт-амперной характеристики (кинков) вплоть до разрушения выходной грани (рис.3,а). Порог разрушения  $P_{cr}$  для данного лазера составил  $\sim 300$  мВт. На рис.4,а представлена фотография этого образца после разрушения, полученная с помощью электронного микроскопа. На выходной грани под гребнем видна миндалевидная область разрушения. Аналогичная картина оптического пробоя была описана ранее в работе [1].

В отличие от образцов группы А, образцы других групп характеризуются существенной нелинейностью ватт-амперной характеристики при высоких уровнях выходной мощности (рис.4,б–г). Однако эта нелинейность возникает при мощностях, превышающих 400–500 мВт, поэтому отсутствие кинка для образцов группы А обусловлено тем, что они претерпевают КОД до проявления кинка. Наиболее сильно кинк проявляется у образцов группы Г, имеющих из всех исследованных лазеров наиболее толстое покрытие выходной грани. Особенностью лазеров данной группы является очень длительный завал ватт-амперной характеристики, продолжающийся до разрушения выходной грани. Процесс развития деградации для образца с наибольшей длительностью такого завала показан на рис.6. Видно, что на протяжении примерно 2 нс, в течение которых ток возрастает почти до 2.5 А, выходная мощность излучения практически не меняется. Для других образцов той же группы характерное время такого завала составляет около 1.5 нс, что тоже значительно больше, чем у образцов других групп. Кроме того, процесс разрушения грани у образцов группы Г длится значительно дольше по сравнению с образцами других групп. Действительно, спад выходной мощности происходит квазимоноотонно на протяжении  $\sim 300$  нс.

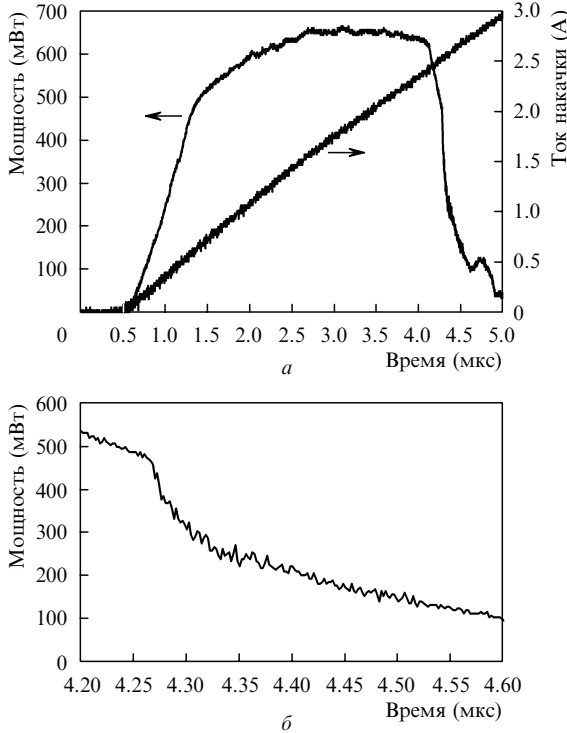


Рис.6. Временные зависимости тока накачки и выходной мощности при высоком уровне накачки для одного из образцов серии Г (а); б – то же в увеличенном масштабе.

Картина разрушения выходных граней диодов групп Б–Г (рис.4,б–г) также отличается от таковой для образцов группы А. Показанные на рис.4,б и г области разрушения имеют существенно меньший размер и по форме близки к кругу. На рис.4,в показан отдельный случай, в котором видимое повреждение грани вообще отсутствует. Тем не менее ватт-амперная характеристика этого образца свидетельствует, что он тоже претерпел КОД (рис.3,в). Отметим, что отсутствие видимого разрушения выходной грани этого диода не является общим и типичным свойством образцов группы В. Для большинства других образцов этой группы картина разрушения была аналогична представленной на рис.4,б и г. Редкие случаи отсутствия видимых разрушений наблюдались также и для образцов групп Б и Г.

Отсутствие видимого разрушения грани при КОД для образцов группы А не наблюдалось вообще, что является хотя и редким, но общим свойством лазеров с покрытием выходной грани. Исследования показали, что такое событие имеет место для тех образцов, у которых  $P_{cr}$  по какой-то причине заметно меньше типичного значения для данной группы. Например, для группы В типичное  $P_{cr}$  составило  $\sim 540$  мВт, тогда как для образца на рис.4,в  $P_{cr} \approx 390$  мВт.

Данные исследований поведения лазеров при квазинепрерывном токе накачки сведены в табл.3, в которой помимо выходных мощностей указана суммарная внутренняя мощность волн у выходного зеркала (набегающей и отраженной) при КОД.

Ниже представлены результаты исследований в режиме импульсной накачки. На рис.7,а показаны характерные формы импульсов тока накачки и световой мощности лазера. Использованный источник тока не позволял получать строго прямоугольный импульс накачки, поэтому далее под величиной тока подразумевается

Табл.3. Критические значения мощностей лазеров группы А–Г.

Группа	$P_{max}$ (мВт)	$P_{cr}$ (мВт)	$P_{in}$ (мВт)	$S_{CD}$ ( $10^7$ Вт/см <sup>2</sup> )
А	300	300	557	4.64
Б	670	470	530	4.42
В	540	540	1000	8.33
Г	750	650	732	6.10

Примечание:  $P_{max}$  – максимальная достигаемая мощность;  $P_{cr}$  – критический уровень мощности;  $P_{in}$  – суммарная мощность внутри резонатора у выходного зеркала;  $S_{CD}$  – плотность мощности при КОД.

средний по импульсу ток. Ватт-амперная характеристика при длительности импульса 100 нс показана на рис.7,б. Видно, что при токах более 6 А мощность излучения не только перестает расти, а даже слегка падает. То, что динамическая ватт-амперная характеристика имеет тенденцию к насыщению и даже отрицательному наклону, можно заметить из сравнения форм импульсов тока и излучения (рис.7,а). Действительно, вершина импульса тока имеет положительный наклон, тогда как соответствующий временной интервал для импульса излучения характеризуется отрицательным наклоном.

Главным отличием ватт-амперной характеристики в импульсном режиме (рис.7,б) от таковой в квазинепрерывном режиме (рис.3) является отсутствие резкого падения мощности из-за КОД в течение только первого импульса накачки. Конечно, такая деградация имеет место и при импульсном возбуждении, однако ее четкая регистрация оказалась затруднительной, по крайней мере для импульсов накачки с длительностью свыше 100 нс. По-

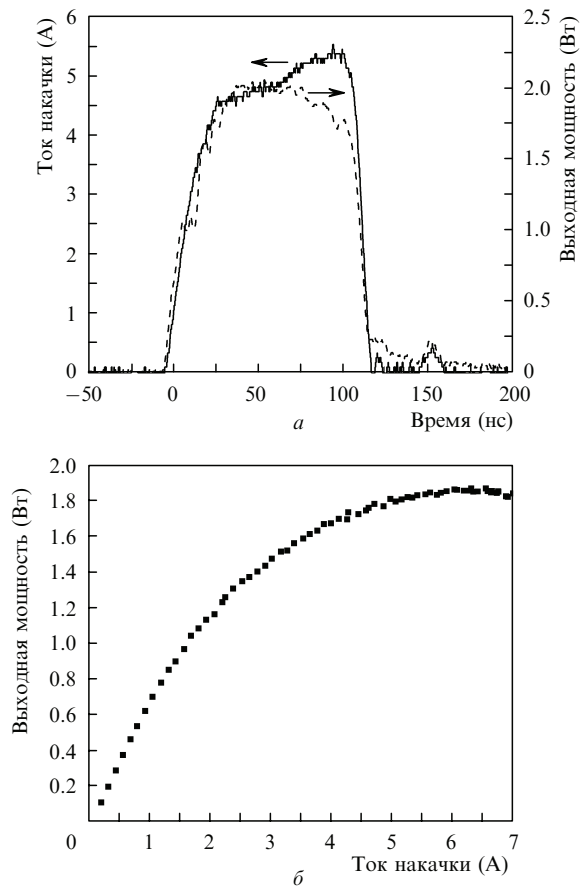


Рис.7. Формы импульсов тока накачки и мощности излучения (а) и ватт-амперная характеристика при исследованиях в импульсном режиме (б).

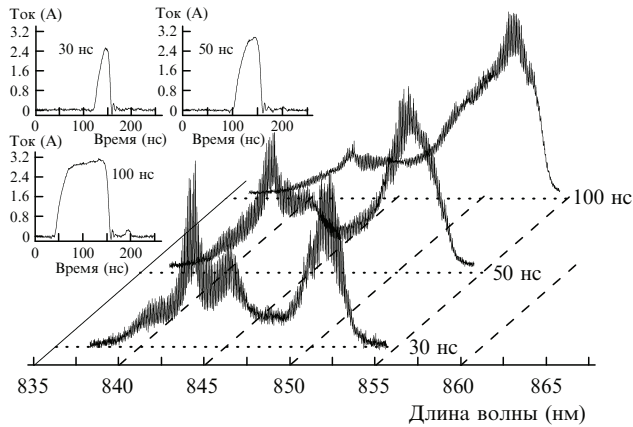


Рис.8. Спектры излучения в импульсном режиме для импульсов накачки разных длительностей.

видимому, в этом случае дефект образуется за несколько импульсов. В результате радикальное изменение выходной мощности происходит не в течение одного первого импульса накачки, а только после многих импульсов излучения. В наших экспериментах такая деградация имела место при импульсной мощности  $\sim 1.7 - 1.8$  Вт, что близко к уровню мощности, соответствующему насыщению ватт-амперной характеристики (рис.7,б).

Для выяснения причин насыщения выходной мощности с ростом накачки были выполнены спектральные измерения с изменяемой длительностью импульса (рис.8). Видно, что даже при длительности импульса  $\sim 30$  нс спектр излучения имеет сложный вид. Возбуждено большое число (свыше сотни) продольных мод, занимающих спектральный интервал  $\sim 13$  нм. Моды просматриваются вполне отчетливо, а это означает отсутствие «чирпинга», который мог бы сгладить спектр. Однако при увеличении длительности импульса до 50 нс и далее до 100 нс появляется и возрастает сглаживание мод. И хотя спектральные пики, соответствующие продольным модам, еще просматриваются, их контраст существенно падает. Это свидетельствует о том, что динамическое изменение оптической длины резонатора в течение импульса за счет изменения эффективного показателя преломления уже становится сравнимым с половиной длины волны. Другая характерная особенность спектра при высоких уровнях возбуждения состоит в том, что огибающая спектра имеет сложный вид и включает в себя два-три локальных максимума. Следует отметить, что хотя высоты этих максимумов изменяются, а ширины увеличиваются, их спектральное положение при увеличении длительности импульса изменяется слабо. Это свидетельствует о незначительности влияния нагрева активной области на спектральную кривую усиления в течение импульса накачки.

На рис.9 показана зависимость диаграммы направленности в горизонтальной плоскости от тока накачки при импульсном режиме работы лазера. С ростом тока накачки диаграмма направленности уширяется, на ней появляются шумы. Причину появления шумов следует искать в том, что диаграмма направленности регистрируется не за один импульс, а за много импульсов, для каждого из которых диаграмма направленности своя. При предельных токах накачки ширина усредненной по времени диаграммы направленности увеличивается более чем в два раза. Очевидно, что это также является

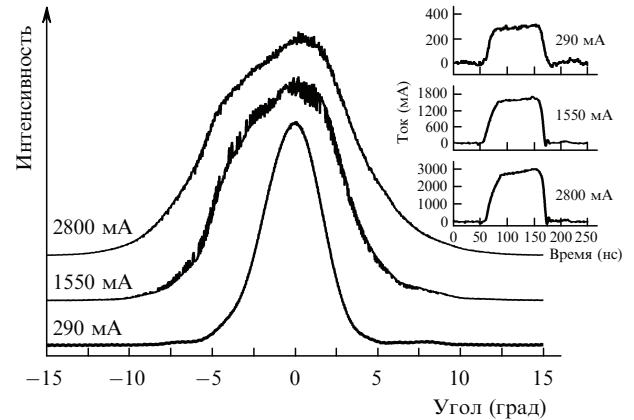


Рис.9. Диаграммы направленности в горизонтальной плоскости в импульсном режиме для разных токов накачки.

следствием ее динамического изменения в течение импульса накачки.

## 5. Обсуждение результатов и выводы

Анализ вышеизложенных экспериментальных результатов позволяет выделить два существенных явления, присущих лазеру при высоких уровнях возбуждения. Первое – насыщение ватт-амперной характеристики и даже ее падение (отрицательный наклон), начиная с некоторых уровней тока. Причем это имеет место даже в динамическом режиме, при котором исключен перегрев активной области, во всяком случае «средний» по длине резонатора.

Насыщение ватт-амперной характеристики и наличие падающего участка можно назвать гигантским кинком (по аналогии с аналогичными, но меньшими по масштабам аномалиями ватт-амперных характеристик при умеренных уровнях накачек). Весь набор экспериментальных данных свидетельствует о том, что этот гигантский кинк является результатом значительного ухудшения волноводных свойств резонатора лазера в плоскости слоев структуры (развал горизонтального волновода) из-за антиволноводного действия инжектированных в активную область носителей. Если при умеренных токах накачки (100–200 мА) антиволноводное действие носителей лишь ослабляет «встроенный» волновод, созданный благодаря гребневой геометрии диода, то при токах  $\sim 2$  А антиволноводное действие носителей настолько велико, что оно «выталкивает» оптический пучок из накачиваемой области. Пространственное перекрытие области, занятой оптическим потоком, и усиливающей области резко уменьшается, в результате чего происходит насыщение или даже падение мощности. Процесс «выталкивания» поля характеризуется неустойчивостью, т. к. вследствие пространственно-неоднородного выгорания инверсии (за счет стимулированных переходов) происходит самовоздействие оптического пучка на геометрию его распространения в резонаторе. При умеренных уровнях возбуждения эти эффекты подробно экспериментально и теоретически изучены в [9], а в настоящей работе они представлены на рис.2,б в виде некоторого изменения диаграммы направленности. Очевидно, что при большем на порядок токе накачки эти эффекты настолько сильны, что изменяют не только вид ватт-амперной характеристики, но и спектр излучения. Ради-

кальное динамическое изменение диаграммы направленности и спектра усиления при изменении волноводных свойств активной области было обнаружено давно (см., напр., [10]) при исследовании излучательных характеристик полосковых лазеров с волноводом, формируемым усилением.

Траектория оптического пучка в резонаторе [9] представляет собой извилистую линию. Ее локальные отклонения от оптической оси резонатора сравнимы или даже превышают поперечный размер активной области. Об этом свидетельствует более чем двукратное увеличение ширины диаграммы направленности (рис.9). В этом случае результирующее усиление формируется пространственными областями, имеющими различные спектральные контуры материального усиления.

Здесь уместно отметить, что в полупроводниковой активной среде (особенно это касается квантоворазмерных слоев) положение спектрального максимума материального усиления сильно зависит от концентрации носителей. Так, из экспериментальных данных [11] можно найти, что при изменении концентрации носителей на  $\sim 30\%$  (с  $1.0 \times 10^{18}$  до  $1.3 \times 10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ ) максимум смещается на  $\sim 10$  нм. Движение пучка от одного зеркала резонатора к другому сопровождается усилением в пространственных участках со смещенными по отношению друг к другу спектральными максимумами. Таким образом, спектральный контур результирующего усиления оптического пучка, обладающего извилистой траекторией, может иметь два и более локальных максимума.

Поскольку пространственная конфигурация оптического пучка в резонаторе при высоких уровнях накачки является принципиально неустойчивой, то очевидно, что для конкретного образца лазера форма спектрального контура, количество локальных максимумов и их ширины вряд ли поддаются моделированию. Конструктивный выход из этой ситуации заключается, скорее всего, только в том, чтобы найти способы устранения пространственной неустойчивости оптического пучка и тем самым повысить его качество.

Второе и вполне ожидаемое явление при высоких уровнях накачки – это катастрофическая деградация лазера, сопровождаемая, как правило, оптическим разрушением выходной грани лазерного диода. В настоящей работе выяснено влияние оптического покрытия выходной грани на характер ее разрушения. Главная закономерность состоит в том, что чем толще пленка покрытия, тем выше оптическая прочность выходной грани. Об этом свидетельствуют данные табл.3, согласно которым существенное увеличение оптической прочности достигается для тех диодов, на выходные грани которых нанесена пленка ZnSe (группы В и Г). Это не совсем тривиальное заключение, если учесть, что разрушению подвергается не само покрытие, которое является оптически прозрачным для лазерного излучения, а материал активной области и обкладочных слоев лазерного диода. Заметим, что данные по оптическому разрушению грани диодов без покрытия, полученные в настоящей работе для активной области из GaAs, близки к данным, полученным в [1] для непокрытых граней из InGaAs. Это означает, что количественные параметры, которые определяют и характеризуют процесс разрушения грани для GaAs и InGaAs, также близки.

Тот факт, что геометрические размеры оптически поврежденной области выходной грани лазера с покры-

тием, имеющей форму круга, существенно меньше размера миндалевидной разрушенной области грани без покрытия, тоже свидетельствует об отводе тепла от перегретой части активной области через пленку покрытия грани. Скорее всего, роль покрытия ZnSe ограничивалась только дополнительным теплоотводом. Хотя за счет него и повысилась критическая мощность оптического разрушения  $P_{cr}$ , вряд ли можно считать, что оно является эффективным пассивирующим покрытием, существенно изменяющим физические свойства поверхности сколотой грани. Действительно, если КОД происходила без оптического разрушения грани, то регистрируемая мощность  $P_{cr}$  была не выше, а ниже типичных значений. Это означает, что грань не разрушалась не из-за повышения ее оптической прочности, а в результате присутствия в объеме лазера участков активной области с более низким порогом разрушения, чем порог разрушения грани. Поэтому поиск технологии создания пассивирующего покрытия, которое могло бы принципиально повлиять на процесс оптического разрушения и тем самым значительно повысить  $P_{cr}$ , остается актуальной задачей.

Анализ динамики оптического разрушения наводит на мысль о существовании некоего инерциального процесса длительностью  $\sim 100$  нс (или, возможно, более), предшествующего непосредственному образованию необратимого повреждения грани. Указанием на это служит отсутствие резкого уменьшения выходной мощности в течение короткого (менее 100 нс) импульса накачки даже при аномально высоком (до 6 А в нашем случае) уровне накачки. Таким инерционным процессом может, по-видимому, являться нагрев пространственных областей объема лазерного диода, смежных с перегретой областью, потенциально подверженной оплавлению и оптическому разрушению. Заметим, что, согласно данным [1] и настоящей работы, сам процесс необратимого разрушения перегретого локального участка выходной грани занимает, как правило, 20–40 нс (например, время падения мощности от  $P_{cr}$  до уровня  $P_{int}$ , рис.5.б). Это время необходимо только для накопления энергии, равной теплоте плавления в небольшом объеме перегретой области. Данный процесс происходит при практически постоянной температуре, равной температуре плавления материала активной области. Температура смежных областей при этом не изменяется и энергия в этих областях не расходуется. Однако для того чтобы повысить температуру области, потенциально подверженной разрушению, от рабочей ( $\sim 300$  К) до температуры плавления ( $\sim 1500$  К), необходима дополнительная энергия для нагрева смежных областей, поскольку температурные градиенты не могут быть неограниченно велики. Накопление такой энергии и может являться тем самым инерциальным процессом, о котором говорилось выше. Поэтому кажущееся отсутствие катастрофической деградации или увеличение ее порога при накачке лазера короткими импульсами означает только одно: эта деградация происходит не за один первый импульс, как при квазинепрерывной накачке, а характеризуется постепенным ростом области оптического разрушения от импульса к импульсу.

Основные выводы из настоящей работы можно сформулировать следующим образом.

Использование дополнительно к покрытию, формирующему зеркала резонатора, покрытия ZnSe позволяет

повысить в 1.5–2 раза критическую мощность оптического разрушения. Представляются перспективными покрытия выходной грани с увеличенной толщиной и коэффициентом теплопроводности. В этом свете ZnSe является одним из наиболее подходящих материалов, поскольку близость его постоянной решетки в кристаллическом состоянии к постоянной решетки GaAs позволяет создавать достаточно толстые слои без серьезных дефектов и микротрещин и с хорошей адгезией к сколотой поверхности GaAs.

Тем не менее для дальнейшего существенного повышения мощности лазера по-прежнему актуальна проблема разработки пассивирующего покрытия. Кроме того, исследования показали, что для повышения мощности лазера в поперечно-одномоновом режиме, наряду с решением задачи повышения оптической прочности грани, необходимо обеспечить также такие свойства горизонтального волновода его резонатора, которые способны гарантировать работу при высоких уровнях накачки и не допускать возникновения гигантского кинка ватт-амперной характеристики.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программ Президиума РАН «Квантовые наноструктуры», ФЦП «Исследования и разработки по при-

оритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы» (Госконтракт № 02.513.11.3168) и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ (№ НШ-3168.2008.02).

1. Акимова И.В., Богатов А.П., Дракин А.Е., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **25**, 647 (1998).
2. Eliseev P.G. *Progr. Quantum Electron.*, **20**, 1 (1996).
3. Walker C.L., Bryce A.C., Marsh J.H. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **14**, 1394 (2002).
4. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б., Чельный А.А., Богатов А.П., Плисюк С.А., Стратонников А.А. *Квантовая электроника*, **32**, 1099 (2002).
5. Schatz R., Bethea C.G. *J. Appl. Phys.*, **76**, 2509 (1994).
6. Menzel U. *Semicond. Sci. Techn.*, **13**, 165 (1998).
7. Smith W.R. *J. Appl. Phys.*, **87**, 8276 (2000).
8. Богатов А. П., Дракин А. Е., Стратонников А. А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 402 (2000).
9. Плисюк С.А., Батрак Д.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **36**, 1058 (2006).
10. Алавердян С.А., Баженов В.Ю., Богатов А.П., Гуров Ю.В., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **7**, 123 (1980).
11. Батрак Д.В., Богатова С.А., Бородаенко А.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **35**, 316 (2005).