

Повышение порога оптического разрушения фронтального зеркала полупроводникового лазера при пассивации ZnSe

Е.И.Давыдова, В.В.Дмитриев, Ю.Ю.Козлов, И.А.Кукушкин, М.Б.Успенский, В.А.Шишкин

Исследована работа одномодовых полупроводниковых лазеров с фронтальным зеркалом, пассивированным пленками ZnSe различной толщины, в импульсном режиме (длительность импульсов $\tau = 0.2 - 10$ мкс). Обнаружено, что в режиме коротких (0.2 мкс) импульсов порог катастрофической оптической деградации почти линейно увеличивается по мере утолщения пленки на фронтальном зеркале от 0.1 до 0.5 мкм. Показано, что лазеры с зеркалами, пассивированными «толстыми» (0.4–0.6 мкм) пленками ZnSe способны стабильно работать в режиме «длинных» (2–10 мкс) импульсов. Предполагается, что в данном импульсном режиме пленка ZnSe обеспечивает дополнительный теплоотвод из горячей зоны фронтального зеркала и, следовательно, повышает порог оптического разрушения.

Ключевые слова: катастрофическая оптическая деградация, полупроводниковый лазер, пассивация.

1. Введение

Несмотря на большое количество публикаций, посвященных повышению стойкости зеркал полупроводниковых лазеров к разрушению собственным излучением, эта проблема до сих пор не решена. С практической точки зрения наибольший интерес представляет технологический вариант скалывания полосок на воздухе с последующей очисткой и пассивацией поверхности в вакууме. Наиболее сложной задачей остается очистка поверхности зеркал от кислорода, особенно в случае структур, содержащих Al. Именно на этом сосредоточены основные усилия разработчиков, предлагающих использовать методы ионной и газовой химической обработки [1–5]. Все авторы данных работ единодушны в том, что после пассивации зеркальных граней их необходимо защитить пленкой из подходящего материала.

В настоящей работе эти проблемы не затронуты. В ней с использованием ранее разработанной технологии пассивации с помощью ZnSe [6] исследовался альтернативный способ повышения порога катастрофической оптической деградации (КОД) за счет увеличения толщины пленки ZnSe, обладающей хорошей теплопроводностью ($\sim 0.2 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$). Ожидалось, что эта пленка сможет отводить тепло из наиболее горячей области на поверхности зеркала.

2. Методика экспериментов, результаты и их обсуждение

Выполнены три серии экспериментов с использованием эпитаксиальных структур с двойной квантовой ямой и длиной волны излучения $\lambda = 0.97 - 0.98$ мкм, вы-

ращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Технология изготовления гребневых лазерных диодов (ЛД) с шириной полоски $w = 2.5 - 4.0$ мкм и пассивированными ZnSe-зеркалами описана в работе [6]. Лазерные чипы припаивались индием к медным теплоотводам полоской как вниз, так и вверх. Для измерения электрических и оптических характеристик теплоотводы с чипами монтировались в специальную оснастку с прижимными контактами.

В первой серии экспериментов изучалось влияние толщины ZnSe-пленки на порог КОД в импульсном режиме (частота следования импульсов $f = 2$ кГц, длительность импульсов $\tau = 0.2$ мкс). С учетом достаточно больших внутренних потерь ($\alpha = 3 - 4 \text{ см}^{-1}$) в использованных эпитаксиальных структурах длина L резонатора ЛД с $\lambda = 0.97 - 0.98$ мкм была выбрана равной 600 мкм.

Пленки ZnSe, сформированные на фронтальном зеркале с оптической толщиной $\lambda/4$, $3\lambda/4$, $5\lambda/4$ и $7\lambda/4$, являлись также просветляющими покрытиями с коэффициентом отражения $R_a = 8\% - 10\%$. Покрытия с высоким коэффициентом отражения $R_h \geq 97\%$ на полосках ZnSe различной толщины на фронтальном зеркале наносились на заднюю грань методом электронно-лучевого напыления за один вакуумный цикл. Перед импульсными испытаниями ЛД в непрерывном режиме измерялись их ватт-амперные характеристики (ВтАХ) и диаграммы угловой расходимости в плоскости p–n-перехода.

На рис.1 приведена серия ВтАХ, снятых для ЛД из структуры Ж-109 ($w = 3$ мкм). Видно почти линейное повышение порога КОД с ~ 0.4 Вт (для толщины пленки $\lambda/4$) до ~ 1.2 Вт ($7\lambda/4$). Сходные результаты были получены и для ЛД из других структур с $\lambda = 0.97$ мкм, причем порог КОД повышался с увеличением ширины полоски w от 2.5 до 4.0 мкм и максимальной мощности P_{sm} в одномодовом режиме. Эти результаты создали предпосылки для последующих экспериментов.

Во второй серии экспериментов исследовалось поведение ЛД, пассивированных «толстыми» ($\lambda - 1.5\lambda$) пленками ZnSe при более длинных импульсах (от 0.2 до 10 мкс). Для увеличения мощности ЛД использовались бо-

Е.И.Давыдова, В.В.Дмитриев, Ю.Ю.Козлов, И.А.Кукушкин, М.Б.Успенский, В.А.Шишкин. ФГУП «НИИ "Полнос" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: i_a_kukushkin@mail.ru

Поступила в редакцию 4 февраля 2011 г.

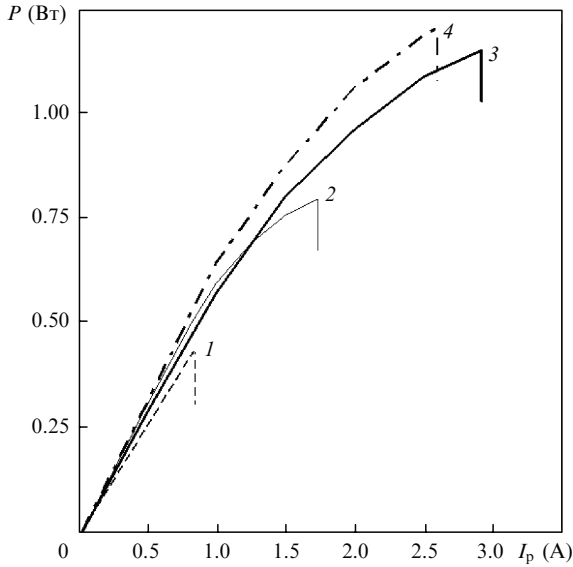


Рис.1. Зависимости порога КОД от толщины эпитаксиальной пленки ZnSe на примере испытаний ЛД из структуры Ж-109 ($w = 3$ мкм) при $\tau = 0.2$ мкс, $f = 2$ кГц: 1 – $\lambda/4$, $R_a = 9\%$; 2 – $3\lambda/4$, $R_a = 8\%$; 3 – $5\lambda/4$, $R_a = 9\%$; 4 – $7\lambda/4$, $R_a = 10\%$.

лее качественные эпитаксиальные структуры с $\alpha = 1.5 - 2$ см⁻¹, длина резонатора была увеличена до 1000 мкм, а на фронтальное зеркало поверх пассивирующего покрытия методом электронно-лучевого напыления дополнительно наносилось просветляющее покрытие из Al₂O₃ толщиной $\lambda/4$ ($R_a = 3\%$). Как и в первой серии экспериментов, на задние грани наносились только отражающие покрытия с $R_h \geq 97\%$. Из тех же структур изготавливались контрольные ЛД (без пассивации) с теми же значениями R_a и R_h . Перед импульсными испытаниями смонтированные ЛД проходили предварительную аттестацию в непрерывном режиме. Результаты измерения их параметров наряду с особенностями конструкции эпитаксиальных структур и лазерных элементов приведены в табл.1. Как следует из табл.1, три из четырех выбранных эпитаксиальных структур имели одинаковую конструкцию. Четвертая структура, А-20, используемая для сравнения, отличалась меньшей угловой расходимостью излучения в плоскости, перпендикулярной р-п-переходу (ширина на полувысоте $\theta_{\perp} = 20 - 21^\circ$), и, следовательно, большим размером лазерного пятна. Импульсные испытания выполнялись путем последовательного измерения ВтАХ при накачке ЛД током от 0 до 4.5 А и $\tau = 0.2 - 10$ мкс при $f = 2$ кГц. Ток накачки повышался ступенями по 0.32 А, а длительность импульсов – ступенями по 0.4 мкс (до $\tau = 2.0$ мкс) и по 1.0 мкс (от 2.0 до 10.0 мкс). Средняя выходная мощность $\langle P \rangle$ в импульсном режиме регистрировалось через 10–15 нс после повышения тока накачки. Эта методика, в отличие от использо-

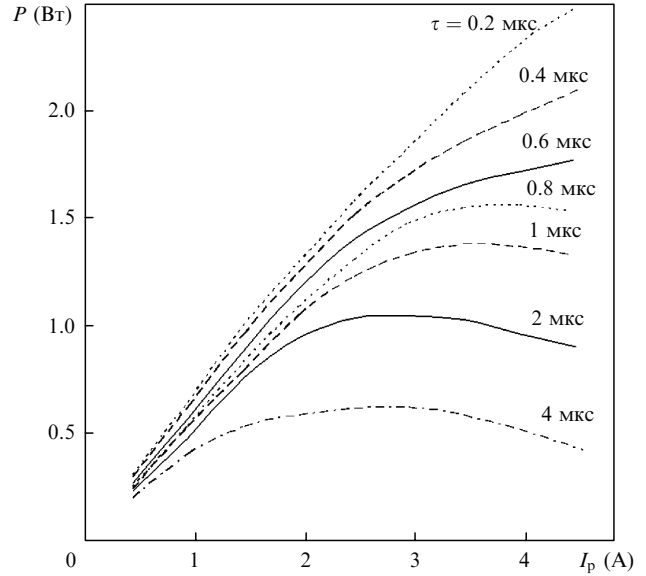


Рис.2. Серия ВтАХ для типичного ЛД из структуры А-20 с пассивирующей пленкой ZnSe толщиной $\lambda/2$ ($R_a = 3\%$, $R_h \geq 97\%$).

ванной в работе [7], не позволяла точно определить сам момент оптического разрушения внутри длинного импульса, но надежно фиксировала уровень мощности, предшествующей КОД.

Результаты измерений представлены на рис.2, 3 и 4 сериями ВтАХ для пассивированных ЛД из структур А-20, Н-67 и А-101 (ВтАХ структуры В-31 с $L = 1000$ мкм не приведены ввиду их схожести с полученными для структуры Н-67). Несмотря на некоторое различие в выходных мощностях при максимальном токе накачки $I_p =$

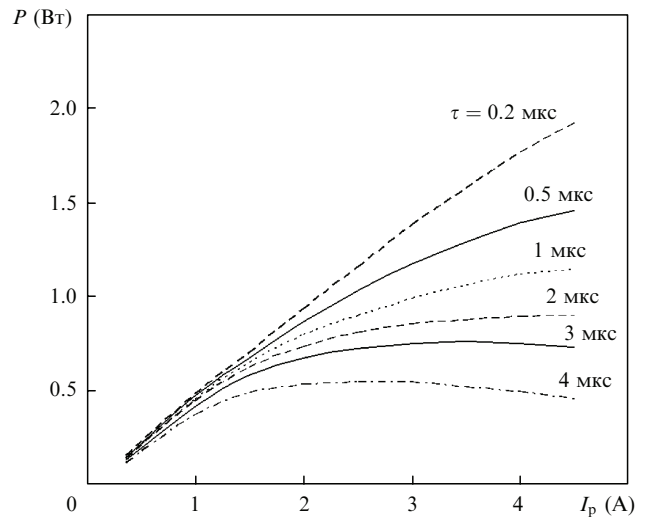


Рис.3. Серия ВтАХ для типичного ЛД из структуры Н-67 с пассивирующей пленкой ZnSe толщиной $3\lambda/2$ ($R_a = 4\%$, $R_h \geq 97\%$).

Табл.1. Особенности конструкции ЛД и их основные параметры при работе в непрерывном режиме.

Структура	λ (мкм)	d_{wave} (мкм)	w (мкм)	L (мкм)	d_{ZnSe} (λ)	R_a (%)	R_{cons} (Ом)	θ_{\perp} (град)	θ_{\parallel} (град)	P_{sm} (мВт)
Н-67	0.96	0.3	3.0	1000	1.5	4	3.6	30–32	8.5	180
А-20	0.85	0.12	4.6	1000	0.5	3	2.2	20–21	6.5	190
А-101	0.98	0.3	3.3	1000	1.0	4	4.7	27–29	9.0	200
В-31	0.97	0.3	4.3	1000	1.0	3	2.2	28–30	8	240
В-31	0.97	0.3	4.3	2000	1.0	4	1.2	28–30	8	260

Примечание: d_{wave} – толщина волновода; молярные доли алюминия в волноводных слоях исследуемых ЛД составляли 27%–31%.

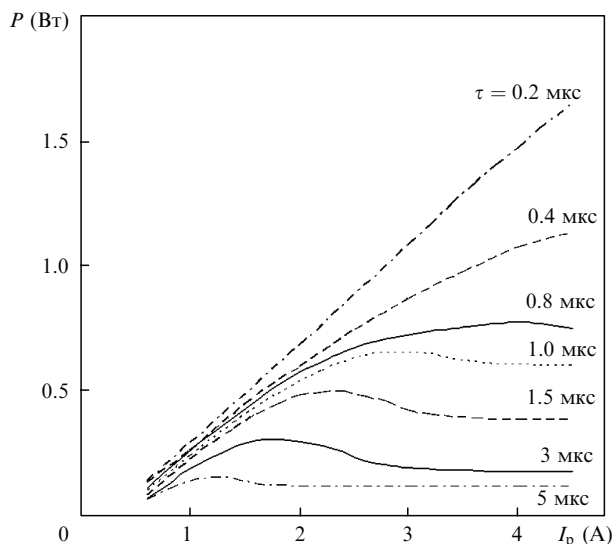


Рис.4. Серия ВтАХ для типичного ЛД из структуры А-101 с пассивирующей пленкой ZnSe толщиной λ ($R_a = 4\%$, $R_h \geq 97\%$).

4.5 А, зависимости $\langle P \rangle_{\max}$ от длительности импульса τ весьма схожи для всех трех структур. Заметное искривление формы ВтАХ и уменьшение $\langle P \rangle_{\max}$ наблюдается уже при $\tau = 0.4$ мкс и растет с увеличением τ . При этом $\langle P \rangle_{\max}$ на рисунках смещается по мере увеличения τ в сторону меньших токов накачки. Более ярко этот эффект выражен у ЛД из структуры А-101, имеющих самое высокое последовательное сопротивление $R_{\text{cons}} = 4.4 - 4.7$ Ом (рис.4). Такой характер кривых и снижение $\langle P \rangle_{\max}$ объясняется, скорее всего, адиабатическим характером нагрева зоны генерации во время действия импульса, т. к., согласно расчетам, до $\tau \approx 10$ мкс теплоотвод из зоны нагрева через подложку незначителен [8]. Полярность сборки, равно как и рост f во время измерений от 1 до 8 кГц, на величину $\langle P \rangle_{\max}$ практически не влияли. Хорошо известная для непрерывного режима трактовка снижения квантовой эффективности η_{eff} по мере нагрева зеркала собственным теплом позволяет предположить, что и в нашем случае наблюдается своего рода импульсный «roll-over» (переход ВтАХ через максимум).

Преимущество пассивации фронтальных зеркал «толстыми» пленками ZnSe выявляется при сравнении приведенных ВтАХ с результатами для непассивированных ЛД. Это сказывается прежде всего на зависимости порога КОД от τ . Наиболее сильно различия проявились у ЛД из структуры А-20. Если у пассивированных ЛД резкий спад мощности происходил в интервале $\tau = 3.0 - 6.0$ мкс, то непассивированные зеркала взрывались уже при $\tau = 0.4 - 0.6$ мкс. Сходная картина наблюдалась и для ЛД из структуры В-31 ($L = 1000$ мкм): взрыв непассивированных зеркал происходил в интервале 0.8–1.6 мкс, тогда как некоторые пассивированные ЛД «выживали» при $\tau = 5 - 7$ мкс. У ЛД из структур Н-67 и А-101 временные интервалы резкого спада мощности пассивированных и непассивированных ЛД частично перекрывались. Особенно это было заметно в случае структуры А-101: $\tau = 0.6 - 2.4$ мкс для непассивированных ЛД и 1.6–5.0 мкс для пассивированных. По нашему мнению, стабилизирующая роль «толстых» (0.4–0.6 мкм) пленок ZnSe заключается в том, что они осуществляют дополнительный теплоотвод из наиболее горячей зоны, тем самым снижая температуру в области выходного зеркала.

Если непассивированная поверхность зеркала покрыта только тонкой ($\lambda/4$) пленкой Al_2O_3 , то теплоотвод из горячей зоны в структуру в соответствии с принятой двумерной моделью [9] осуществляется через волновод, а при наличии пленки ZnSe, теплопроводность которой приблизительно в два раза превышает теплопроводность $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, необходимо учитывать и растекание тепла через пленку ZnSe. При этом наиболее важен отвод тепла из наиболее горячей центральной зоны в направлении, перпендикулярном плоскости зеркала. В результате в присутствии «толстых» ZnSe-пленок температура в центре горячей зоны ниже опасного уровня, инициирующего КОД. К аналогичным выводам пришли и авторы работы [7]. Дополнительно отметим, что ЛД из структуры Н-67 с покрытием из ZnSe ($3\lambda/2$) и структуры А-20 с более тонким ($\lambda/2$) покрытием из ZnSe, но с более широким лазерным пятном, продемонстрировали практически идентичные результаты.

В третьей серии опытов нами анализировались причины резкого спада мощности при испытаниях ЛД в режиме генерации микросекундных импульсов, объясняемого обычно взрывом зеркал. Однако оказалось, что, как правило, это справедливо только для непассивированных зеркал. Опыты с «толстыми» пленками ZnSe выявили конкуренцию между волноводом и зеркалом. Как показал оптический контроль ЛД из структуры В-31 и А-20, КОД нередко завершалась не разрушением фронтального зеркала, а процессами внутри лазерного элемента. У менее эффективных структур Н-67 и особенно А-101, отличавшихся повышенным значением R_{cons} (см. табл.1), нередко фиксировалось ступенчатое снижение мощности на 30%–40%. Регистрация диаграмм угловой расходимости излучения θ_{\parallel} ряда ЛД в непрерывном режиме показала, что после первого спада мощности вместо исходной однолепестковой диаграммы (рис.5,а) появляется характерная для первой моды двухлепестковая (рис.5,б, в). «Выгорание» основной моды сопровождалось снижением η_{eff} и повышением порога в 1.5–2 раза. На рис.5,б, в представлено изменение θ_{\parallel} в непрерывном режиме при увеличении I_p от 150 до 280 мА. Дальнейшая накачка приводила к полному разрушению волновода. Следует подчеркнуть, что контроль модового состава (в случае одномодовых лазеров) оказался эффективным средством «сортировки» обоих типов КОД – зеркала и волновода.

Для проверки предположения, что при пассивации «толстыми» пленками ZnSe более слабым звеном может являться волновод, была снижена тепловая нагрузка внутри волновода. Для этого из структуры В-31 были дополнительно изготовлены ЛД с тем же пассивирующим покрытием из ZnSe толщиной λ , но с увеличенной до 2000 мкм длиной резонатора. Испытания десяти ЛД с $L = 2000$ мкм были проведены в тех же режимах, что и для ЛД с $L = 1000$ мкм, т. е. в диапазоне длительностей импульсов 0.2–10 мкс. На рис.6 приведены ВтАХ, усредненные по данным для семи ЛД, выдержавших испытания без разрушения (три ЛД разрушились при $\tau = 8$ мкс). Достиженные результаты разительно отличаются от результатов для ЛД с $L = 1000$ мкм, когда лишь один ЛД разрушился при $\tau = 7$ мкс, а остальные – в интервале 4–6 мкс. Отметим также, что на ВтАХ отсутствуют максимумы, а $\langle P \rangle$ в импульсном режиме увеличивается с ростом I_p во всем диапазоне длительностей импульсов, вплоть до $\tau = 10$ мкс.

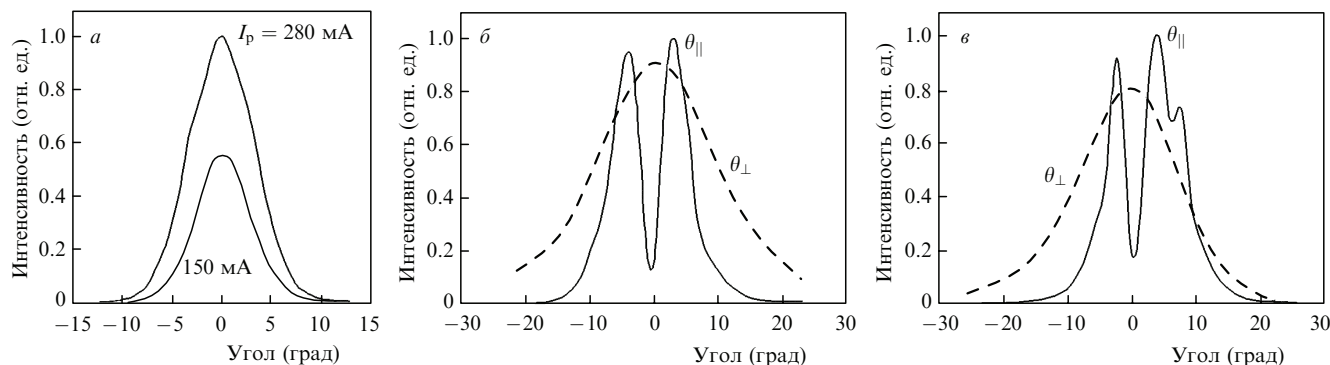


Рис.5. Диаграммы угловой расходимости для ЛД ($L = 2000$ мкм) из структуры В-31 в непрерывном режиме до импульсных испытаний при $I_p = 150$ и 280 мА, θ_{\parallel} ($I_{th} = 37$ мА, $\eta_{eff} = 0.64$ Вт/А) (а) и после «выгорания» нулевой моды при $I_p = 150$ мА (б) и $I_p = 280$ мА (в) ($I_{th} = 68$ мА, $\eta_{eff} = 0.29$ Вт/А).

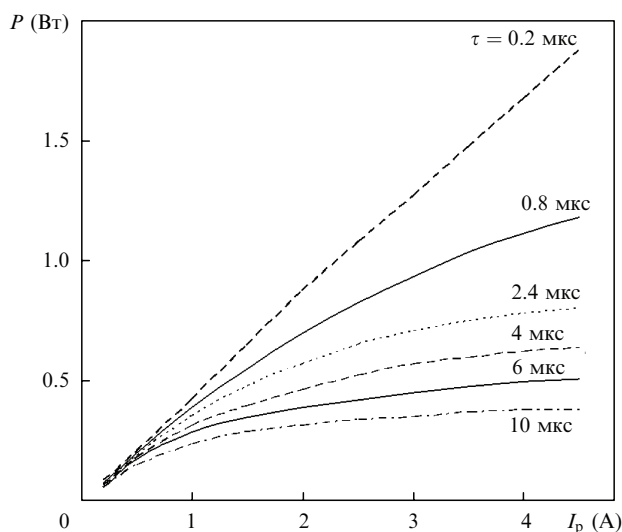


Рис.6. Серия ВгАХ для типичного ЛД из структуры В-31 ($L = 2000$ мкм) с пассивирующей пленкой ZnSe толщиной λ ($R_a = 4\%$, $R_b \geq 97\%$).

Достигнутые результаты обусловлены снижением тепловыделения внутри волновода (в расчете на 1 мкм длины резонатора) и, как следствие, повышением η_{eff} и его термостабильности. Это означает также, что в исследованных нами режимах длинных (до 10 мкс) импульсов фронтальное зеркало с пассивирующим покрытием из ZnSe толщиной λ , как правило, не ответственно за разрушение ЛД.

3. Выводы

1. Исследована работа полупроводниковых лазеров с различной толщиной пассивирующей пленки ZnSe на фронтальном зеркале. При испытаниях в импульсном

режиме ($\tau = 0.2$ мкс, $f = 2$ кГц) обнаружено почти линейное увеличение порога КОД по мере увеличения толщины ZnSe-пленки от 0.1 до 0.5 мкм.

2. Продемонстрировано преимущество лазеров с «толстыми» (0.4–0.6 мкм) пассивирующими покрытиями из ZnSe при работе в импульсном режиме ($\tau = 1–10$ мкс).

3. Авторы полагают, что эти эффекты связаны со снижением температуры на зеркале вследствие дополнительного теплоотвода из горячей зоны в центре лазерного пятна через пленку ZnSe.

4. Показано, что по мере повышения уровня порога КОД зеркала «ответственность» за внезапный спад мощности ЛД «перемещается» от зеркала к лазерному активному элементу.

5. Испытания ЛД в микросекундном режиме позволяют проводить экспрессную оценку качества как зеркал, так и активных элементов.

1. Lindstrom C., Tihanyi P. *IEEE J. Trans. Electron. Devices*, **30** (6), 711 (1983).
2. Chand N., Hobson W.S., de Jong J.F., Parayanthal P., Chakrabarti U.K. *Electron. Lett.*, **32** (17), 1595 (1996).
3. Horie H., Ohta H., Fujimori T. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **5** (3), 832 (1999).
4. Izumi A., Masuda A., Matsumura H. *Thin Solid Films*, **343-344**, 528 (1999).
5. Ressel P., Erbert G., Zeimer U., Hausler K., Beister G., Sumpf B., Klehr A., Trankle G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17** (5), 962 (2005).
6. Давыдова Е.И., Дракин А.Е., Елисеев П.Г., Пак Г.Т., Поповичев В.В., Успенский М.Б., Хлопотин С.Е., Шишкин В.А. *Квантовая электроника*, **19** (10), 1024 (1992).
7. Мифтахутдинов Д.Р., Акимова И.В., Богатов А.П., Гущик Т.И., Дракин А.Е., Дьячков Н.В., Поповичев В.В., Некрасов А.П. *Квантовая электроника*, **38** (11), 993 (2008).
8. Елисеев П.Г. В сб. *Итоги науки и техники. Сер. Электроника* (М.: ВИНТИ, 1989, т. 23, с. 3).
9. Hayakawa T. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (10), 1467 (1999).