

# Однородность излучения лазерной ЭЛТ на основе низкоразмерной структуры GaInP/AlGaInP с резонансно-периодическим усилением

В.Ю.Бондарев, В.И.Козловский, А.Б.Крыса, Ю.М.Попов, Я.К.Скасыйский

*Методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений выращена периодическая структура с 25 квантовыми ямами GaInP/AlGaInP и изготовлен активный элемент для лазера с продольной накачкой сканирующим электронным пучком. Структура предназначена для реализации резонансно-периодического усиления, когда квантовые ямы находятся в пучностях моды резонатора, соответствующей максимуму линии усиления. Исследованы влияние неоднородности структуры по толщине (до 5%) на характеристики генерации, а также температурная отстройка от условий резонансного усиления. Показано, что для достижения 10%-ной однородности порога генерации вдоль активного элемента период структуры должен отличаться от оптимального значения не более чем на 0.7%.*

**Ключевые слова:** лазерная электронно-лучевая трубка, соединения  $A_3B_5$ , низкоразмерные гетероструктуры.

## 1. Введение

Лазерные электронно-лучевые трубки (ЭЛТ) являются перспективными источниками монохроматического света для дисплейных технологий [1, 2]. Использование низкоразмерных структур в качестве активного элемента существенно снижает порог генерации и улучшает другие характеристики лазерных ЭЛТ [3]. Улучшение характеристик было достигнуто при использовании периодической структуры с относительно малым (15–25) числом квантовых ям (КЯ), которые находятся в пучностях моды резонатора, соответствующей максимуму линии усиления [4]. Подобные лазерные структуры, используемые для оптической накачки, получили название структур с резонансно-периодическим усилением [5]. Однако необходимость настройки на резонанс повышает требования к точности их изготовления. В частности, уход периода структуры от оптимального значения будет приводить к увеличению порога генерации и ухудшению других характеристик лазера. Дело в том, что в реальных условиях период структуры, как и однородность толщины слоев вдоль ее поверхности, можно воспроизвести от опыта к опыту лишь с определенной точностью. В лазерной ЭЛТ неоднородность толщины слоев может привести к неприемлемой пространственной неоднородности характеристик генерации вдоль активного элемента.

В данной работе исследуется зависимость основных характеристик генерации активного элемента лазерной ЭЛТ, изготовленного из структуры с резонансно-периодическим усилением, от точности совпадения положения КЯ с пучностями стоячей волны резонатора, и на осно-

вании полученных результатов формулируются требования на параметры структуры с целью достижения нужной однородности излучения лазерной ЭЛТ.

## 2. Эксперимент

Исследуемая структура была получена в Технологическом центре при Университете Шеффилда (Великобритания) методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ПФЭМОС) на подложке GaAs, разориентированной на  $10^\circ$  от (001) к (111)A. Подложка в процессе эпитаксии не вращалась. Структура содержала последовательно наращенные буферный слой GaAs толщиной 1 мкм, слой  $Ga_{0.5}In_{0.5}P$  толщиной 6 нм, 25 пар барьерных слоев  $Al_{0.35}Ga_{0.15}In_{0.5}P$  толщиной 185 нм и слоев КЯ  $Ga_{0.5}In_{0.5}P$  толщиной 8 нм, пассивный слой  $Al_{0.35}Ga_{0.15}In_{0.5}P$  толщиной 4.38 мкм и слой  $Ga_{0.5}In_{0.5}P$  толщиной 6 нм. Слои  $Ga_{0.5}In_{0.5}P$  толщиной по 6 нм использовались для предотвращения окисления крайних слоев  $Al_{0.35}Ga_{0.15}In_{0.5}P$  в процессе формирования активного элемента лазера. Указанные толщины являются расчетными. Толщина барьерных слоев выбиралась такой, чтобы суммарная оптическая толщина барьерного слоя и слоя КЯ равнялась длине волны генерации:

$$h_b N_b + h_{qw} N_{qw} = \lambda_g, \quad (1)$$

где  $h_b$  и  $h_{qw}$  – толщины барьерного слоя и слоя КЯ;  $N_b$  и  $N_{qw}$  – показатели преломления барьерного слоя и слоя КЯ на длине волны генерации  $\lambda_g$ . В расчетах использовались данные, взятые из [6, 7]:  $N_b = 3.3$  и  $N_{qw} = 3.6$  при  $\lambda_g = 640$  нм. На рис.1 представлено изображение исходной структуры в свете натриевой лампы. На поверхности структуры видны интерференционные полосы равной толщины, свидетельствующие о ее неоднородности по толщине. На большей части поверхности имеются 5 полос, следовательно, при полной толщине структуры 9.2 мкм неоднородность составляет примерно 5%. Эта не-

В.Ю.Бондарев, В.И.Козловский, А.Б.Крыса, Ю.М.Попов, Я.К.Скасыйский. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53; e-mail: vikoz@mail1.lebedev.ru; адрес А.Б.Крысы в настоящее время: The University of Sheffield, EPSRC National Center for III-V Technologies, UK

Поступила в редакцию 17 июня 2004 г.

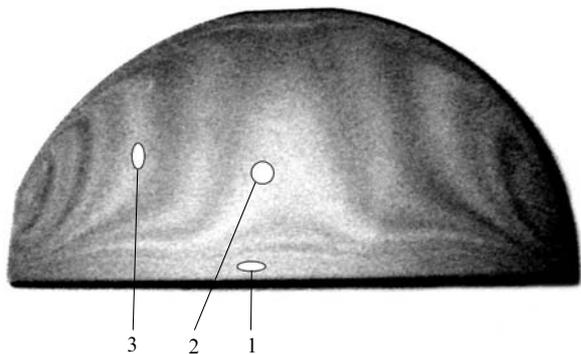


Рис.1. Изображение структуры (половина пластины диаметром 50 мм) в свете натриевой лампы; 1, 2, 3 – области, для которых проводится сравнение лазерных характеристик.

однородность была использована для исследования влияния отстройки от резонанса на характеристики лазера. На рис.1 отмечены три области, для которых далее проводится сравнение характеристик лазера.

При изготовлении активного элемента на ростовую поверхность структуры сначала напылялось полупрозрачное зеркало, состоящее из 5 пар четвертьволновых слоев  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  и рассчитанное на длину волны  $\lambda_g$ . Расчетное значение коэффициента отражения этого зеркала было равно 94%. Затем структура оптически эпоксидным клеем приклеивалась напыленной поверхностью к сапфировому диску. Далее подложка GaAs механически полировалась до толщины 80 мкм, а оставшаяся часть подложки и буферный слой GaAs удалялись селективным травлением в растворе  $\text{KOH} - \text{NH}_3\text{OH} - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$ . При этом первый тонкий слой GaInP являлся хорошим стоп-слоем. Наконец, на свободную поверхность структуры напылялось глухое зеркало, содержащее 7.5 пар слоев  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  и слой Al толщиной 0.1 мкм. Два зеркала формировали оптический резонатор, длина которого (9.2 мкм) была равна толщине структуры. Использование слоя  $\text{SiO}_2$  с меньшим показателем преломления в качестве первого четвертьволнового слоя зеркала должно было обеспечить сдвиг фазы отраженной волны на границе зеркало – структура, близкий к нулю. Это важно для совмещения положения КЯ с пучностями стоячей волны резонатора.

Исследование лазерных характеристик активного элемента проводилось в разборной ЭЛТ. Активный элемент помещался в тороидальный криостат, через который наряду с продувкой паров жидкого азота можно было прокачивать воду. В случае водяного охлаждения криостат соединялся с внешним термостатом, в котором температура воды могла стабилизироваться в диапазоне 14–100 °С. Температура криостата контролировалась медь-константановой термопарой.

Активный элемент возбуждался остросфокусированным электронным пучком. Диаметр электронного пятна  $d_e$  на поверхности активного элемента составлял примерно 25 мкм по поперечному сечению при полном токе электронного пучка  $I_e = 200$  мкА и энергии электронов  $E_e = 40$  кэВ. С ростом  $I_e$  и уменьшением  $E_e$  диаметр пятна увеличивался. Характеристики исследовались в импульсно-сканирующем режиме вдоль выбранной строки при  $E_e = 25 - 60$  кэВ и  $I_e = 0 - 2$  мА. Длина строки составляла 2 см, частота импульсов – 50 Гц, скорость сканирования  $v_{sc}$  была равна  $4 \times 10^5$  см/с. Ток измерялся танталовым токосъем-

ником, калиброванным по цилиндру Фарадея. Спектр генерации фиксировался фотоприемником на основе ПЗС-линейки, изготовленным в Институте спектроскопии РАН. Фотоприемник размещалась на выходе спектрометра МДР-4 (ЛОМО). Мощность измерялась калиброванным фотоэлементом ФЭК-29.

Исследовались также спектры катодолюминесценции при малом уровне непрерывного возбуждения и фотоотражения исходной структуры. Спектр излучения при  $E_e = 40$  кэВ,  $I_e = 1$  мкА и  $d_e = 1$  мм соответствовал спонтанному излучению. В обоих случаях использовался объектив, собирающий излучение в телесном угле  $\sim 0.1$  ср вблизи нормали к ростовой поверхности структуры.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Спектр генерации активных элементов в основном состоял из одной или двух продольных мод резонатора (в зависимости от положения области генерации на исходной структуре, см. рис.1). В ряде случаев наблюдался перескок длины волны генерации на расстояние в несколько межмодовых интервалов. Типичный пример такого перескока представлен на рис.2, где показаны спектры генерации участка 3 (см. рис. 1) при температуре  $t = 95$  °С,  $E_e = 40$  кэВ,  $I_e = 2$  мА и разных превышениях над порогом генерации. Превышение над порогом увеличивалось путем уменьшения диаметра электронного пятна от  $\sim 1$  мм до 40 мкм. Из рис.2 видно, что существенно ниже порога генерации спектр излучения активного элемента состоит из ряда продольных мод резонатора с максимумом огибающей на  $\lambda = 648$  нм (нижний спектр). Форма огибающей примерно соответствует спектру спонтанного излучения исходной структуры до изготовления резонатора. На пороге генерации интенсивность одной из мод существенно возрастает, и на длине волны 648 нм наблюдается одномодовый режим генерации. Однако при дальнейшем уменьшении диаметра электронного пятна возникает дополнительная генерация на моде, отстоящей от линии генерации на четыре межмодовых интервала в коротковолновую сторону. При некотором значении  $d_e$  интенсивности двух линий генерации сравниваются, однако с дальнейшим увеличением уровня

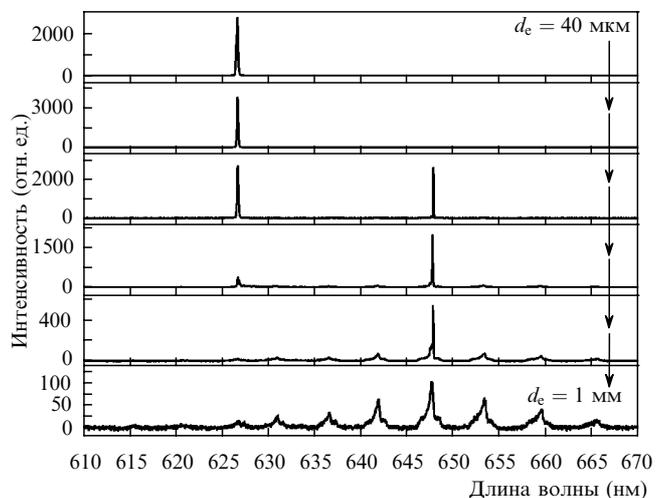


Рис.2. Спектры излучения лазера для участка 3 (рис.1) при диаметрах электронного пятна  $d_e$  от 40 мкм (верхний спектр) до 1 мм (нижний спектр),  $E_e = 40$  кэВ,  $I_e = 2$  мА и  $t = 95$  °С.

возбуждения (уменьшением  $d_c$ ) интенсивность более коротковолновой линии при  $\lambda = 627$  нм становится больше.

Качественное объяснение наблюдаемого перескока длины волны генерации заключается в том, что период расположения КЯ у выбранного участка структуры меньше оптимального. В этом случае пороговое условие сначала достигается для моды, ближайшей к спектральному максимуму линии усиления, который при относительно низких уровнях возбуждения и комнатной температуре примерно соответствует максимуму линии спонтанного излучения. (Для более точного нахождения максимума линии усиления необходимо учитывать длинноволновый сдвиг относительно максимума спонтанного излучения из-за перенормировки ширины запрещенной зоны и коротковолновый сдвиг из-за заполнения электронных состояний в разрешенных подзонах КЯ.) Однако поскольку расстояние между КЯ меньше расстояния между пучностями генерирующей моды резонатора, то лишь часть КЯ (в нашем случае – примерно половина) эффективно участвует в генерации.

В связи с этим концентрация неравновесных носителей в КЯ, находящихся вблизи узлов генерируемой моды резонатора и практически не участвующих в генерации, продолжает расти по мере увеличения накачки выше порога. Это приводит к дальнейшему увеличению коэффициента усиления на других длинах волн, в частности с коротковолновой стороны от линии генерации. В результате при некотором уровне возбуждения выше порогового возникает генерация на моде, расстояние между пучностями которой совпадает с расстоянием между КЯ. Для генерации этой согласованной моды оптическое усиление в КЯ должно быть существенно меньше, чем для ближайших соседних мод, и почти вдвое меньше, чем для первой генерируемой моды, поскольку число эффективно работающих КЯ для согласованной моды вдвое больше.

Перескок линии генерации с увеличением интенсивности накачки при той же температуре  $t = 95^\circ\text{C}$  не наблюдался для участка 1 на рис.1, и при всех уровнях накачки осуществлялся одномодовый режим генерации. Для этого участка период структуры при данной температуре был близок к оптимальному, что позволило получить наиболее низкий для исследованной структуры порог генерации (см. ниже рис.4). Однако оптимальное значение периода структуры изменяется с температурой. Это связано с тем, что температурные зависимости максимума линии спонтанного излучения и соответственно максимума линии усиления существенно отличаются от температурной зависимости оптического расстояния между двумя соседними КЯ.

На рис.3 представлены спектры фотоотражения и катодоллюминесценции одного из участков исходной структуры (близкого к участку 3 на рис.1) при разных температурах. Спектры фотоотражения имеют характерную модуляцию, обусловленную интерференцией отраженных лучей от поверхности структуры и от гетерограницы с GaAs-подложкой, а также особенность, связанную с дополнительным брэгговским отражением, обусловленным периодичностью структуры. Именно вблизи этой особенности эффективное число КЯ, участвующих в генерации, максимально. Брэгговское отражение в общем случае должно влиять на порог генерации. Оценки, однако, показывают, что в нашем случае используются зеркала

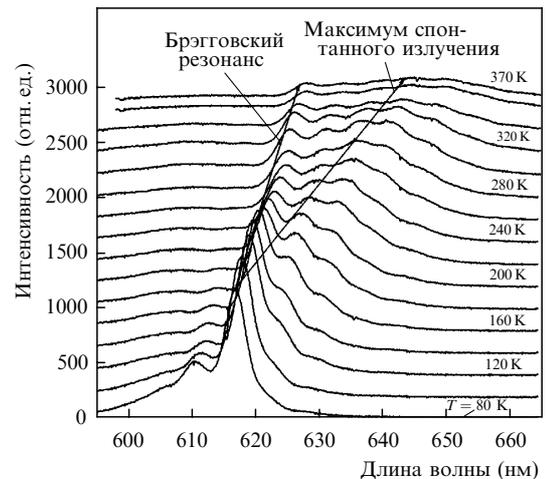
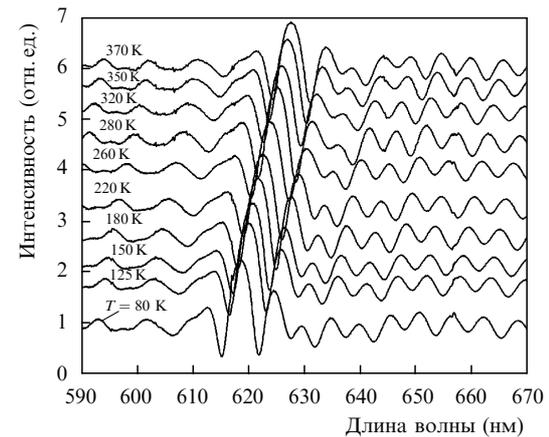


Рис.3. Спектры фотоотражения вблизи участка 3 (а) и спектры спонтанного излучения (б) исходной структуры при  $T = 80 - 370$  К.

ла с высокими коэффициентами отражения ( $R_1 R_2 = 0.94$ ), поэтому брэгговское отражение структуры можно не учитывать. С изменением температуры от температуры жидкого азота до  $t = 95^\circ\text{C}$  существенного изменения в форме спектра отражения не наблюдается, однако максимум особенности сдвигается в длинноволновую сторону со скоростью  $0.031$  нм/К.

Спектры катодоллюминесценции также промодулированы из-за интерференции выходящих лучей, обусловленной толщиной структуры, и имеют особенность, связанную с брэгговским отражением структуры. Видно, что локальный максимум огибающей спектра катодоллюминесценции в области максимума линии спонтанного излучения сдвигается в длинноволновую сторону с температурой значительно быстрее (примерно как  $0.092$  нм/К), чем особенность, связанная с брэгговским отражением. Это различие в температурном сдвиге линии излучения и брэгговского резонанса приводит к температурной зависимости оптимального периода структуры.

На рис.4 представлены основные зависимости характеристик генерации трех участков, отмеченных на рис.1, от температуры активного элемента. На рис.4,а точками обозначены генерируемые моды, штриховыми линиями – температурное изменение брэгговского резонанса и сплошной линией – изменение положения максимума спонтанного излучения с температурой. Видно, что при разных температурах генерация происходит вблизи максимума спонтанного излучения и брэгговского резонанса структуры. Если брэгговский резонанс находится при

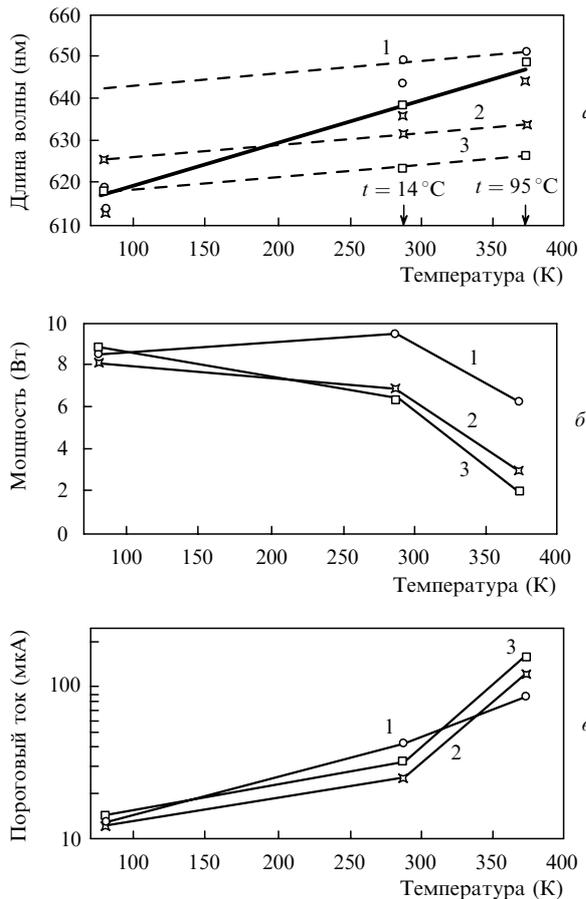


Рис.4. Спектральное положение мод генерации (а), мощность генерации при  $I_e = 2$  мА (б) и пороговый ток (в) для участков структуры 1, 2 и 3 (рис.1) и  $T = 80, 287$  и  $368$  К;  $d_c \approx 25$  мкм при  $I_e < 0.2$  мА и  $40$  мкм при  $I_e = 2$  мА,  $E_c = 40$  кэВ. Сплошной жирной линией показано температурное изменение максимума спонтанного излучения исходной структуры, штриховыми линиями – температурные изменения брэгговского резонанса для каждого участка структуры.

меньшей длине волны, то при максимальных уровнях возбуждения интенсивность моды генерации вблизи этого резонанса заметно выше, чем вблизи максимума спонтанного излучения. Совпадение брэгговского резонанса с максимумом спонтанного излучения приводит к уменьшению порога генерации при комнатной температуре и  $t = 95^\circ\text{C}$ . Действительно, минимальный порог при комнатной температуре и  $E_c = 40$  кэВ (рис.4,в) наблюдается на участке 2, а при  $t = 95^\circ\text{C}$  – на участке 1. Минимальные значения порогового тока  $I_{th} = 25$  и  $88$  мкА (плотности тока  $j_{th} = 8$  и  $28$  А/см<sup>2</sup>) получены соответственно при  $t = 14$  и  $95^\circ\text{C}$ . Столь низкий порог при повышенной температуре ( $t = 95^\circ\text{C}$ ) достигнут впервые. При температуре жидкого азота порог генерации еще ниже и примерно одинаков для всех трех участков. Связано это с тем, что при низкой температуре коэффициент усиления начинает превышать порог просветления очень быстро, и поэтому порог генерации в основном определяется порогом просветления.

Хотя генерация была получена при комнатной температуре во всем исследованном диапазоне энергий электронов ( $E_e = 25 - 60$  кэВ), максимальная эффективность генерации имела место в диапазоне  $40 - 50$  кэВ. При этих энергиях достигается наилучшее согласование области возбуждения с активной частью структуры по глубине. Температурное изменение мощности генерации при токе

$I_e = 2$  мА и  $E_e = 40$  кэВ представлено на рис.4,б. Отметим, что мощность генерации зависит не только от порога генерации, но и от ее длины волны. Так, максимальная мощность генерации при комнатной температуре достигалась для участка 1 при более высоком пороге генерации, чем для участков 2 и 3. Полученная при этом мощность составила  $9.5$  Вт при эффективности преобразования мощности накачки примерно  $12\%$ , рекордной для лазера с продольной накачкой электронным пучком со столь низкой энергией электронов ( $40$  кэВ). Более того, при  $t = 95^\circ\text{C}$  мощность снизилась лишь до  $6.2$  Вт. Существенно большее температурное падение мощности наблюдалось для участков 2 и 3: с  $6.8$  до  $3$  Вт и с  $6.4$  до  $2$  Вт соответственно при повышении температуры от  $14$  до  $95^\circ\text{C}$ . Основная причина такого различия связана с ростом внутренних потерь резонатора при увеличении температуры, особенно быстрым для генерации на коротковолновых модах. Эти потери, по-видимому, связаны с краевым поглощением в барьерных слоях AlGaInP. Выяснение этого вопроса требует дальнейших исследований.

Отметим, что при низкой температуре ( $80$  К) эффективность генерации для участка 1 ниже, чем при комнатной температуре. При этом брэгговский резонанс сильно сдвинут в длинноволновую сторону от максимума линии спонтанного излучения и генерация наблюдается только вблизи этого максимума. Это означает, что лишь условно половина всех КЯ активно участвует в генерации и преобразует мощность накачки в мощность генерации. Другая половина переполняется носителями, причем значительная их часть остается в окружающих барьерных слоях. Это приводит к тому, что половина мощности накачки не используется и, кроме того, увеличиваются внутренние потери, связанные с поглощением генерируемого излучения на свободных носителях. Конечно, часть носителей диффундирует в работающие КЯ, и часть спонтанного излучения переполненных КЯ и окружающих их барьеров поглощается работающими КЯ и их барьерами. Поэтому эффективность генерации падает не столь значительно, как это могло бы быть в отсутствие данных эффектов.

На рис.5,а представлены зависимости порогового тока от отстройки периода структуры от оптимального значения для температур активного элемента  $t = 14$  и  $95^\circ\text{C}$ . За оптимальное значение мы взяли период, при котором брэгговский резонанс структуры совпадает с максимумом спонтанного излучения. Для каждой температуры через экспериментальные точки проведены кривые, имеющие минимум при оптимальном значении периода структуры. Горизонтальными линиями отмечен ток, превышающий минимальные значения порогового тока на  $10\%$ . Вертикальные стрелки, соответствующие пересечениям этих линий с аппроксимирующими кривыми, определяют диапазон изменения периода структуры, при котором пороговый ток не превышает минимальное значение на  $10\%$ . Оказалось, что при  $t = 14^\circ\text{C}$  этот диапазон равен  $0.9915 - 1.0068$ , а при  $t = 95^\circ\text{C}$  он составляет  $0.9926 - 1.0074$ . Таким образом, полный диапазон равен примерно  $1.5\%$  для обеих температур.

Однако для ряда применений более важным параметром является выходная мощность лазера. На рис.5,б представлены зависимости мощности генерации от отстройки периода структуры от оптимального (по пороговому току) значения при  $E_e = 40$  кэВ,  $I_e = 2$  мА и  $t = 14$  и

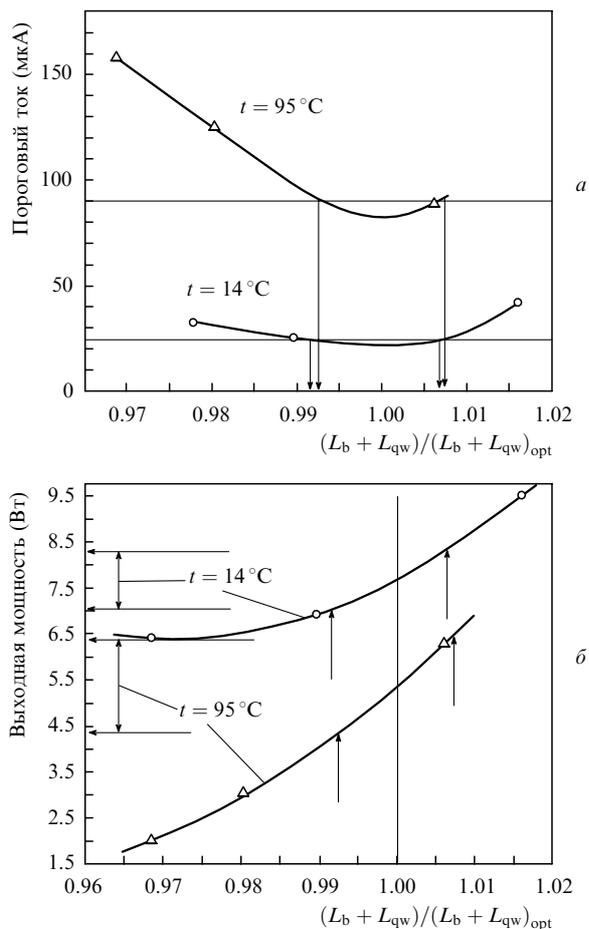


Рис.5. Зависимости порогового тока (а) и выходной мощности генерации при  $I_e = 2$  мА (б) от отстройки периода структуры от оптимального значения, соответствующего минимуму порогового тока, для  $t = 14$  и  $95^\circ\text{C}$  и тех же параметров, что и на рис.4. Горизонтальные линии на рис.5,а соответствуют 10%-ному превышению минимального порога, а вертикальные стрелки указывают диапазон изменения периода структуры, где порог превышает минимальное значение не более чем на 10%. Вертикальные и горизонтальные стрелки на рис.5,б определяют диапазон изменения мощности генерации, соответствующий диапазону изменения периода структуры, где порог генерации также превышает минимальное значение не более чем на 10%.

$95^\circ\text{C}$ . Видно, что при оптимальном периоде мощность генерации не имеет максимума, который должен иметь место при некотором большем периоде структуры вследствие роста порога генерации с увеличением периода. Однако на исследованной структуре выявить его не удалось. Сдвиг максимума в сторону больших периодов (больших длин волн) связан, как уже указывалось выше, со спектрально-зависимыми внутренними потерями в барьер-

ных слоях. Отметим, что в диапазоне 10%-ного изменения порогового тока (обозначен на рис.5,б вертикальными стрелками) мощность излучения при  $t = 14^\circ\text{C}$  изменяется на 17%, а при  $t = 95^\circ\text{C}$  – на 38%. Видно, что стабилизация мощности требует большей точности изготовления структуры. Кроме того, оптимизация структуры необходима для снижения влияния поглощения в барьерах на мощность генерации.

#### 4. Заключение

Низкоразмерные структуры GaInP/AlGaInP с резонансно-периодическим усилением позволяют существенно улучшить параметры лазерных ЭЛТ, работающих при температурах выше комнатной. Эффективность генерации может достигать 12% при выходной мощности 9–10 Вт на длине волны 643 нм при комнатной температуре и относительно низких (40–45 кэВ) ускоряющих напряжениях. Однако однородность параметров лазерной ЭЛТ вдоль поверхности активного элемента существенно зависит от точности изготовления структуры. Для достижения однородности генерации по пороговому току не хуже 10% период расположения КЯ вдоль рабочей площади структуры не должен отличаться от оптимального более чем на 0.7% (характерная площадь  $4 \times 3$  см). Для работы при комнатной температуре стабилизация мощности требует более высокой точности (примерно  $\pm 0.5\%$ ). Современное оборудование для ПФЭМОС позволяет ее достигнуть.

Авторы благодарят Джона Робертса за помощь в получении исследованной структуры. Работа выполнена при поддержке научных программ РАН «Полупроводниковые лазеры» и «Низкоразмерные квантовые структуры», федеральной программы «Физика твердотельных наноструктур», РФФИ (грант 04-02-16877), Научной школы (грант НШ-1466.2003.2) и компании Principia Light Works Inc., CA.

1. Козловский В.И., Попов Ю.М. *Квантовая электроника*, **33**, 48 (2003).
2. Tiberi M.D., Sherman G., Kozlovsky V.I. *SMPTE 143 Tech. Conf. and Exhibition* (New York, 2001, p. 1).
3. Kozlovsky V.I., Korostelin Yu.V., Kuznetsov P.I., Krysa A.B., Skasyrsky Ya.K., Popov Yu.M. *Proc. XII Intern. Symp. «Advanced Display Technologies (FLOWERS'2003)»* (Korolev, Moscow Region, Russia, 2003, p. 33–36).
4. Bondarev V.Yu., Kozlovsky V.I., Krysa A.B., Roberts J.S., Skasyrsky Ya.K. *Intern. J. Nanoscience*, **3**, 193 (2004).
5. Raja M.Y.A., Brueck S.R.J., Osinski M., Schaus C.F., McInerney J.G., Brennan T.M., Hammons B.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1500 (1989).
6. Mosel M., Winterhoff R., Geng C., Scholz F., Dornen A. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 235 (1994).
7. Kaneko Y., Kishino K. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1809 (1994).