

Мощные многомодовые полупроводниковые лазеры ($\lambda = 976$ нм) на основе асимметричных гетероструктур с расширенным волноводом и пониженной расходимостью излучения в перпендикулярной плоскости

С.О.Слипченко, А.А.Подоскин, Д.Н.Николаев, В.В.Шамахов,
И.С.Шашкин, М.И.Кондратов, И.Н.Гордеев, А.Е.Гришин,
А.Е.Казакова, П.С.Гаврина, К.В.Бахвалов, П.С.Копьев, Н.А.Пихтин

Исследовано влияние конструкции активной области на расходимость излучения в дальней зоне, в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, мощных полупроводниковых лазеров на основе асимметричных гетероструктур с расширенным волноводом толщиной 4 мкм, с одной (SQW) и двумя (DQW) квантовыми ямами InGaAs. Показано, что количество квантовых ям оказывает существенное влияние на величину расходимости, определяемую углом, захватывающим 95% излучаемой мощности ($\Theta_{95\%}$). Для асимметричных гетероструктур с активной SQW-областью угловая расходимость излучения на уровне половины высоты от максимума интенсивности составила 12.9° . Экспериментально показано, что переход от SQW- к DQW-конструкции активной области приводит к увеличению значения $\Theta_{95\%}$ с 23.2° до 41.8° . Для обоих типов структур внутренние оптические потери и внутренний квантовый выход стимулированного излучения составили 0.27 см^{-1} и 99% соответственно. На основе асимметричных гетероструктур с активной SQW-областью были продемонстрированы мощные полупроводниковые лазеры, излучающие в непрерывном режиме мощность 9 Вт при температуре и токе накачки: $25^\circ\text{C}/10 \text{ А}$, $55^\circ\text{C}/11.4 \text{ А}$.

Ключевые слова: мощные полупроводниковые лазеры, угловая расходимость в перпендикулярной плоскости, дизайн активной области, угол, захватывающий 95% излучаемой мощности.

1. Введение

В настоящее время мощные полупроводниковые лазеры Фабри–Перо, излучающие в спектральном диапазоне 900–1100 нм, активно используются для решения широкого спектра практических задач, таких как накачка твердотельных и волоконных лазеров, нелинейное преобразование частоты, дальнометрия и лидарные комплексы, прямая обработка материалов. Для всех практических приложений требуется решать задачу согласования оптических элементов и лазерного пучка с целью его преобразования (коллимации или фокусировки) для последующего эффективного использования. Для мощных полупроводниковых лазеров направленность выходного излучения принято характеризовать параметрами угловой расходимости, отдельно для перпендикулярного и параллельного слоям гетероструктуры направлений. Это связано с тем, что в перпендикулярном направлении расходимость определяется свойствами поперечного волновода, поддерживающего нулевую моду и сформированного слоями гетероструктуры. Расходимость в параллельном направлении определяется свойствами конструкции латерального волновода, который в большинстве случаев

формируется вытравленными мезаканавками. Для мощных полупроводниковых лазеров ширина латерального волновода может составлять от 100 до 1000 мкм [1, 2], что определяет его многомодовый характер. Несмотря на многомодовый характер латерального волновода, типичная расходимость излучения в параллельном направлении составляет $6\text{--}12^\circ$ [3, 4]. Поперечный волновод конструируют таким образом, чтобы он поддерживал только одну фундаментальную моду, однако расходимость излучения в перпендикулярном направлении может составлять десятки градусов [5, 6]. Снижение расходимости излучения в перпендикулярном направлении позволит упростить требования к оптическим элементам, используемым для преобразования этого излучения.

Во многих работах исследовалась расходимость излучения мощных полупроводниковых лазеров в перпендикулярной плоскости и предлагались решения для ее снижения. Так, в [7] рассматривались мощные полупроводниковые лазеры на длину волны 980 нм на основе структуры с волноводом $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 4 мкм, где экспериментально была продемонстрирована угловая расходимость излучения $16\text{--}19^\circ$ на уровне половины высоты от максимума интенсивности (FWHM).

В работе [8] авторы обращают внимание на влияние активной области на основе трех квантовых ям InGaAs на волноводные свойства при использовании сверхшироких волноводных слоев. Высокий показатель преломления квантовых ям InGaAs локализует распределение поля моды, что делает неэффективным расширение волноводного слоя для решения задачи снижения расходимости излучения перпендикулярного дальнего поля. В качестве решения данной проблемы была предложена кон-

С.О.Слипченко, А.А.Подоскин, Д.Н.Николаев, В.В.Шамахов, И.С.Шашкин, М.И.Кондратов, И.Н.Гордеев, А.Е.Гришин, А.Е.Казакова, П.С.Гаврина, К.В.Бахвалов, П.С.Копьев, Н.А.Пихтин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: SergHPL@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 9 ноября 2022 г., после доработки – 13 февраля 2023 г.

струкция активной области с оптимизированными по толщине и составу барьерами GaAsP, характеризующимися пониженным показателем преломления [9]. Это позволило создать на основе симметричной гетероструктуры с волноводным слоем толщиной 8.6 мкм мощные полупроводниковые лазеры на длину волны 1065 нм с угловой расходимостью $\Theta_{95\%} = 15.6^\circ$ [9]. Как отмечают авторы [9], характеристики полученных лазерных диодов были ограничены эффектом накопления дырок в р-части волновода из-за сниженной эффективности инжекции дырок в активную область из-за широкозонных GaAsP-барьеров.

Другой подход, позволяющий снизить расходимость, основан на использовании одномерных фотонных кристаллов, сформированных периодическими гетероструктурами [10, 11]. В работе [11] продемонстрирована возможность создания полупроводниковых лазеров на основе гетероструктуры с одномерным фотонным кристаллом общей толщиной более 16 мкм, что позволило получить для перпендикулярной плоскости расходимость $\Theta_{95\%} = 9.8^\circ$. Данные характеристики были получены для квазинепрерывного режима работы мощных полупроводниковых лазеров с апертурой 150 мкм при мощности 4.2 Вт, которая была ограничена тепловым насыщением ватт-амперной характеристики (ВтАХ).

Снизить расходимость излучения в перпендикулярном направлении также возможно за счет использования сверхузких волноводов [12]. В этом случае нет необходимости решать задачу модовой селекции, как в сверхшироких волноводах [13]. В работе [12] показано, что использование сверхузкого волновода толщиной 100 нм позволило для лазеров, излучающих на длине волны 1050 нм, снизить расходимость в перпендикулярном направлении до 18° . В предельном случае волновод может быть сформирован только одной квантовой ямой. Так, в работе [14] продемонстрированы лазеры на длину волны 1065 нм, в которых волновод сформирован одиночной квантовой ямой InGaAs. Это позволило обеспечить в перпендикулярной плоскости расходимость, равную 15° , однако отсутствие барьеров, ограничивающих инжектированные носители заряда и лазерную моду, привело к существенным электрическим и оптическим потерям.

Таким образом, сохраняет актуальность задача создания высокоэффективных мощных полупроводниковых лазеров с пониженной расходимостью излучения в дальней зоне, в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры. В настоящей работе исследованы подходы, направленные на снижение расходимости излучения перпендикулярного дальнего поля мощных полупроводниковых лазеров ($\lambda = 976$ нм), изготовленных на основе асимметричных AlGaAs/GaAs-гетероструктур с различной конструкцией активной области, и проведен анализ их эффективности в непрерывном режиме генерации.

2. Результаты исследований

Как было отмечено выше, расходимость в перпендикулярном направлении определяется конструкцией волновода лазерной гетероструктуры. Если рассмотреть классический трехслойный волновод, то видно, что минимальную расходимость излучения можно получить в структурах со сверхузким, а также с расширенным волноводом (рис. 1). В качестве примера приведен расчет расходимости поля нулевой моды в волноводе симметричной

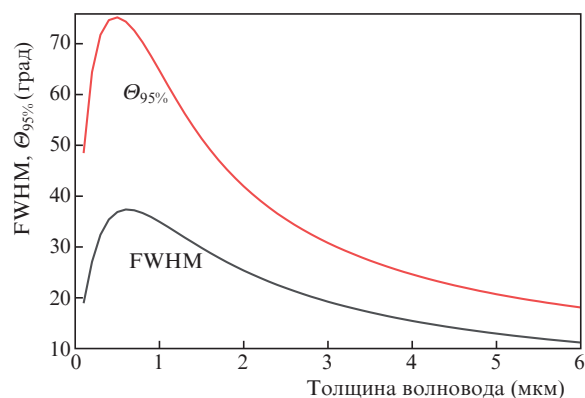


Рис.1. Расчетные угловые расходимости излучения для нулевой моды на уровне половины высоты от максимума интенсивности (FWHM) и на уровне, захватывающем 95% излучаемой мощности ($\Theta_{95\%}$), в зависимости от толщины волновода для гетероструктуры с волноводом $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.2$), эмиттерами $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.35$), квантовой ямой InGaAs, расположенной в центре волновода ($\lambda = 976$ нм).

гетероструктуры ($\lambda = 976$ нм) с различной толщиной волноводного слоя, широкозонных эмиттеров и квантовой ямы InGaAs, расположенной в центре. В расчете формы моды методом конечных элементов (Comsol) использовалось приближение диэлектрического волновода. На начальных этапах исследования полупроводниковых инжекционных лазеров проводились оценки влияния ширины волновода на расходимость излучения [15]. Однако данные расчеты проводились для двойных гетероструктур без квантово-размерных активных областей, что, как будет показано ниже, является критически важным для получения точных количественных результатов.

В работе [12] было показано, что для узких волноводов снижение расходимости возможно не только за счет изменения толщины волноводного слоя, но и при использовании тонких широкозонных барьеров на границе волновод – эмиттер. Получено, что оптимизация толщины таких барьеров позволяет снизить расходимость до 15° . Однако если рассматривать распределение лазерной моды в сверхтонком волноводе, то видно, что она распределена в области, размер которой существенно шире толщины волновода [12]. Чтобы ограничить моду в волноводном слое и сохранить низким значение расходимости в перпендикулярном направлении, толщина волноводного слоя должна быть увеличена. Увеличение толщины волноводного слоя приводит к тому, что волновод может поддерживать также моды высокого порядка. По этой причине требуется оптимизация конструкции, направленная на селекцию мод. В качестве базовой была выбрана конструкция гетероструктуры, включающая асимметричные эмиттеры и волноводный слой толщиной 4 мкм. Профиль показателя преломления n гетероструктуры показан на рис.2,а. Другим следствием расширения волноводного слоя является снижение фактора оптического ограничения в активной области. В связи с этим были рассмотрены конструкции, где активная область сформирована на основе одной (SQW-тип) и двух (DQW-тип) квантовых ям. На этапе моделирования проводилась оптимизация гетероструктур обоих типов, направленная на поиск положения активной области, при котором обеспечивается следующее условие:

$$\Gamma_{\text{QW0}}/\Gamma_{\text{QWN}} > 2.3, \quad (1)$$

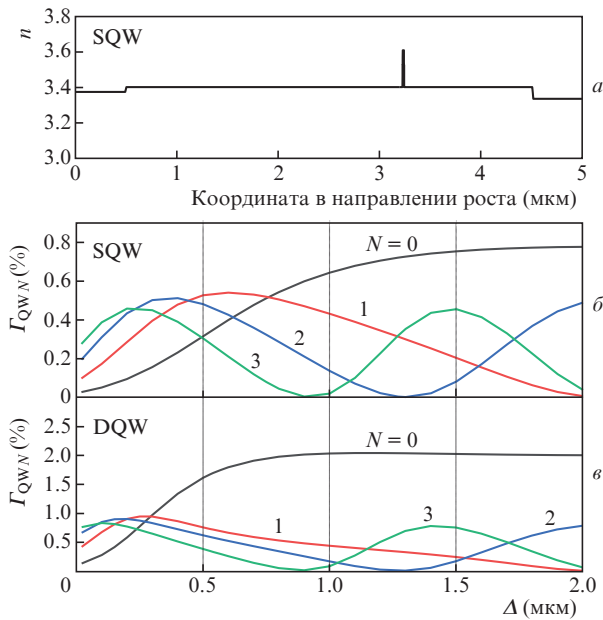


Рис.2. Профиль показателя преломления n для структуры типа SQW (а), а также расчетные факторы оптического ограничения мод от нулевой до 3-го порядка в одной квантовой яме (б) и двух квантовых ямах (в) для SQW- и DQW-структуры соответственно в зависимости от положения активной области в волноводе относительно р-эмиттера.

где $\Gamma_{QW,0}$ – фактор оптического ограничения в активной области для нулевой моды; $\Gamma_{QW,N}$ – фактор оптического ограничения в активной области для моды порядка N . На рис.2,б и в показаны зависимости факторов оптического ограничения в активной области всех волноводных мод для SQW- и DQW-структур. Видно, что для обеих структур факторы оптического ограничения существенно зависят от положения в волноводном слое. Максимальное значение $\Gamma_{QW,0}$ для структуры SQW составляет 0.78%, при этом неравенство (1) удовлетворяется при положении активной области, соответствующем смещению относительно р-эмиттера на расстояние 1.27 мкм (см. табл.1). Использование двух квантовых ям в структуре DQW приводит к формированию сильного встроенного волновода для нулевой моды. Это проявляется в увеличении фактора оптического ограничения в активной области нулевой моды до 2.01%, что более чем в два раза выше по сравнению с SQW-конструкцией, причем для мод высшего порядка такого увеличения не наблюдается. Это позволяет для DQW-структуры расширить диапазон положений активной области в волноводном слое, при которых выполняется неравенство (1); при этом минимальное расстояние от активной области до р-эмиттера может составить 0.3 мкм.

В связи с существенным влиянием квантово-размерных активных областей на волноводные свойства был проведен расчет расходимости в перпендикулярном направлении для нулевой моды при различных положениях активной области в волноводном слое (рис.3). Видно, что расходимость на уровне FWHM максимальна для положения в центре волновода (расстояние 2 мкм до р-эмиттера) и составляет 14.7° и 15.8° для SQW- и DQW-структуры соответственно. Смещение активной области в сторону р-эмиттера, обеспечивающее выполнение условия (1) при расстоянии до р-эмиттера $\Delta = 1.27$ мкм (SQW) и $\Delta = 0.53$ мкм (DQW), приводит для этих структур к не-

Табл.1. Параметры экспериментальных и расчетных лазерных гетероструктур.

Параметр	Тип структуры	
	SQW	DQW
Минимальное расстояние от активной области до р-эмиттера (Δ) при $\Gamma_{QW,0} \leq \Gamma_{QW,N}$ (мкм)	0.75	0.3
Фактор $\Gamma_{QW,0}$ при $\Delta = 2$ мкм (%)	0.78	2.01
Расчетное значение FWHM при $\Delta = 2$ мкм (град)	14.7	15.8
Расчетное значение $\Theta_{95\%}$ при $\Delta = 2$ мкм (град)	24	28.2
Положение активной области относительно р-эмиттера (Δ) при $\Gamma_{QW,0}/\Gamma_{QW,N} = 2.3$ (мкм)	1.27	0.53
Фактор $\Gamma_{QW,0}$ для положения Δ , когда $\Gamma_{QW,0}/\Gamma_{QW,N} = 2.3$ (%)	0.72	1.68
Расчетное значение $\Theta_{95\%}$ для Δ при $\Gamma_{QW,0}/\Gamma_{QW,N} = 2.3$ (град)	24.3	34.1
Расчетное значение FWHM для Δ при $\Gamma_{QW,0}/\Gamma_{QW,N} = 2.3$ (град)	14.3	13.9
Экспериментальное значение $\Theta_{95\%}$ для Δ при $\Gamma_{QW,0}/\Gamma_{QW,N} = 2.3$ (град)	23.2	41.8
Экспериментальное значение FWHM для Δ при $\Gamma_{QW,0}/\Gamma_{QW,N} = 2.3$ (град)	12.9	15.6

существенному снижению расходимости на уровне FWHM до 14.3° и 13.9° соответственно. Ситуация заметно меняется, если рассматривать угол расходимости, в котором излучается 95% мощности ($\Theta_{95\%}$). Из рис.3 видно, что для обоих типов структур зависимость $\Theta_{95\%}$ от положения активной области в волноводе имеет явный максимум, при этом наблюдается резкое снижение расходимости для крайних положений активной области. Так, значение $\Theta_{95\%}$ в структуре DQW падает с 34.1° (для расстояния до р-эмиттера $\Delta = 0.53$ мкм) до 20° (для расстояния $\Delta = 0.05$ мкм). Другим важным выводом для зависимостей $\Theta_{95\%}$ является то, что использование DQW-конструкций приводит к заметному увеличению данной величины. Так, при положениях активной области, которые удовлетворяют неравенству (1), угол расходимости $\Theta_{95\%}$ составляет 24.3° и 34.1° для структур SQW (расстояние

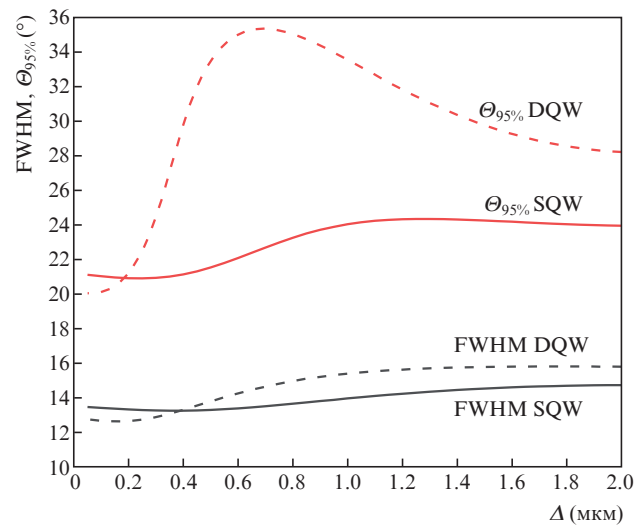


Рис.3. Расчетные расходимости в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры, на полувысоте (FWHM) и на уровне, заключающем 95% энергии ($\Theta_{95\%}$), для нулевой моды в зависимости от положения активной области относительно р-эмиттера для структур SQW и DQW.

до р-эмиттера $\Delta = 1.27 \text{ мкм}$) и DQW (расстояние до р-эмиттера $\Delta = 0.53 \text{ мкм}$) соответственно. Основная причина такого различия в значениях $\Theta_{95\%}$ связана с появлением «ушей» в диаграмме направленности из-за увеличения силы волновода за счет увеличения среднего показателя преломления в активной области на основе двух квантовых ям.

На основании проведенного моделирования были изготовлены две гетероструктуры. Обе структуры включали в себя асимметричные эмиттеры (для п-эмиттера $n = 3.38$, для р-эмиттера $n = 3.34$) и волноводный слой ($n = 3.40$) толщиной 4 мкм на основе твердых растворов AlGaAs, обеспечивающих профиль показателя преломления, показанный на рис.2,а. Для SQW-гетероструктуры использовалась активная область InGaAs на основе одной квантовой ямы, расположенной на расстоянии 1.27 мкм от р-эмиттера. Для DQW-гетероструктуры использовалась активная область на основе двух квантовых ям InGaAs, расположенных на расстоянии 0.53 мкм от р-эмиттера. Гетероструктуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на установке с вертикальным реактором Emcore. На основе выращенных гетероструктур были изготовлены полупроводниковые лазеры Фабри–Перо мезаполосковой конструкции с шириной излучающей апертуры 100 мкм . Для исследования излучательных характеристик все экспериментальные образцы напаивались р-контактом вниз на медные теплоотводы.

В первой части экспериментальных исследований была проведена характеристика обоих типов гетероструктур. Для этого исследовались ватт-амперные характеристики в непрерывном режиме генерации, при температуре 25° , для лазеров с естественно сколотыми зеркалами и различной длиной резонатора. На рис.4 приведены экспериментальные зависимости обратной дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора и пороговой плотности тока от обратной длины резонатора для исследуемых гетероструктур. Видно, что гетероструктуры обладают одинаковыми внутренними оптическими потерями и внутренним квантовым выходом, которые составили 0.27 см^{-1} и 99% соответственно. Увеличение количества квантовых ям привело к повышению пороговой плотности тока для DQW-структуры. Так, значения тока прозрачности составили $94 \text{ и } 143 \text{ А/см}^2$ для SQW- и DQW-структуры соответственно. Несмотря на то что объем активной области вырос в два раза, ток прозрачности увеличился примерно в 1.5 раза, что связано с усилением волноводных свойств и увеличением фактора оптического ограничения в активной области для DQW-структуры более чем в два раза (табл.1).

На рис.5 показаны экспериментальные диаграммы направленности по быстрой оси лазера (плоскость, перпендикулярная слоям гетероструктуры). Видно, что для SQW-структуры экспериментальное дальнее поле с достаточной степенью точности повторяет расчетное. При этом экспериментальные расходимости перпендикулярного дальнего поля на уровне FWHM и $\Theta_{95\%}$ в этом случае составили 12.9° и 23.2° , что сравнимо с расчетными значениями (см. табл.1). Картина существенно другая для структуры DQW. Как видно из рис.5, экспериментальное дальнее поле заметно шире расчетного, при этом наиболее сильно отличия проявляются на уровне основания (рис.5,б). Как отмечалось выше, для DQW-конструкции уже в расчете структура дальнего поля содержала пара-

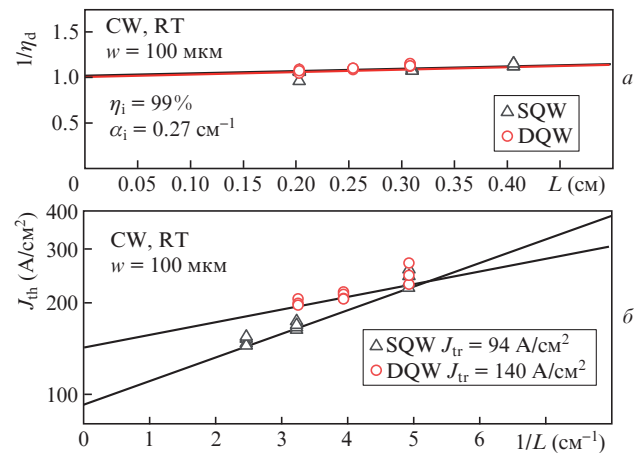


Рис.4. Экспериментальные зависимости обратной дифференциальной квантовой эффективности η_d^{-1} от длины резонатора L (а) и пороговой плотности тока J_{th} от обратной длины резонатора (б) для лазеров, изготовленных на основе оптимизированных SQW- и DQW-конструкций. Приведены расчетные значения внутреннего квантового выхода (η_i), внутренних оптических потерь (α_i) и пороговой плотности тока прозрачности (J_{tr}).

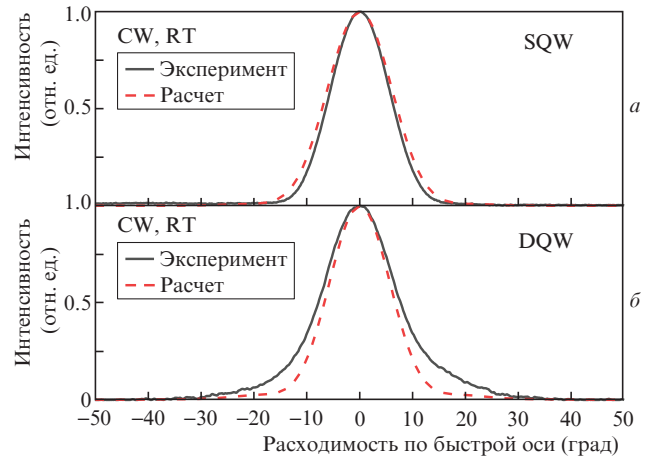


Рис.5. Сравнение экспериментальных и расчетных диаграмм направленности в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры, для лазеров на основе оптимизированных конструкций SQW (а) и DQW (б).

зитные «уши», однако в эксперименте данный эффект усилился. В результате для этой конструкции значения экспериментальных параметров FWHM и $\Theta_{95\%}$ заметно выше расчетных и составили 15.6° и 41.8° соответственно (табл.1).

Вторая часть экспериментальной работы была направлена на исследования мощностных характеристик одиночных полупроводниковых лазеров в непрерывном режиме генерации. В связи с низкими внутренними оптическими потерями имеется возможность увеличения длины Фабри–Перо-резонатора полупроводниковых лазеров без заметного падения выходной дифференциальной квантовой эффективности. Для экспериментальных исследований была выбрана гетероструктура SQW, на основе которой изготавливались лазеры с длиной резонатора 6 мм , а также с нанесенными просветляющими и отражающими покрытиями (AR/HR). Лазерные кристаллы так же, как и в первой части исследований, напаивались р-стороной вниз на медные теплоотводы. При измерениях поддерживалась постоянная температура медного

основания, на которое был смонтирован теплоотвод с лазерным диодом.

На рис.6 показан набор ватт-амперных характеристик, полученных для температур 25, 35, 45 и 55 °С. Видно, что в указанном диапазоне температур пороговый ток лазера меняется незначительно – от 790 мА/25 °С до 980 мА/55 °С, несмотря на низкий фактор оптического ограничения в активной области из-за широкого волновода и конструкции активной области на основе одной квантовой ямы. Из рис.6 также следует, что для температуры эксперимента 25 °С и непрерывного режима генерации ВТАХ сохраняет линейность для всего исследуемого диапазона, что свидетельствует о высокой эффективности отвода тепла из-за низкого теплового сопротивления, обеспеченного длинным резонатором. В результате для рабочей температуры 25 °С продемонстрирована непрерывная мощность 9 Вт при токе 10 А. Типичная форма спектра лазерной генерации при выходной мощности 9 Вт и температуре теплоотвода 25 °С показана на вставке к рис.6. Повышение рабочей температуры приводит к снижению излучательной эффективности, что выражается в падении достигаемой выходной оптической мощности (рис.6). В результате для рабочей температуры 55 °С непрерывная мощность 9 Вт была получена для тока накачки 11.4 А. Если для рабочей температуры 25 °С отклонение ВТАХ от линейной зависимости было незначительным, то для рабочей температуры 55 °С отклонение ВТАХ начинается примерно с 6.5 А. Как показал экспериментальный анализ факторов, определяющих насыщение ВТАХ [16], такое поведение связано как с ростом внутренних оптических потерь, так и со снижением внутреннего квантового выхода. Для рассматриваемых конструкций кристаллов, характеризующихся увеличенной длиной резонатора, рост внутренних оптических потерь может оказывать существенное влияние. Стоит отметить, что повышение температуры также не привело к «катастрофическому» разрушению выходного зеркала. Мы связываем это с двумя факторами. Первый – это используемое покрытие выходного зеркала на основе пленки AlN [17], второй фактор обусловлен снижением плотности мощности за счет увеличения объема моды в конструкции гетероструктуры с волново-

дом, расширенным до 4 мкм, по сравнению с конструкциями на основе более узких волноводов, как, например, в работе [18].

3. Заключение

Полученные результаты показали, что использование расширенных волноводов для решения задачи снижения угловой расходимости излучения в дальней зоне требует оптимизировать конструкцию гетероструктуры. В первую очередь данная работа должна быть связана с выбором конструкции активной области, куда входит не только оптимизация параметров непосредственно квантово-размерных активных областей, но также их положение в расширенном волноводном слое. Как показали расчеты, последнее оказывает существенное влияние на величину $\Theta_{95\%}$, которая является ключевой при решении задач, связанных с вводом лазерного излучения в оптические волокна с низкими потерями или с формированием внешних резонаторов. Полученные результаты показали, что работа может быть продолжена в направлении снижения именно величины $\Theta_{95\%}$ за счет разработки гетероструктур с высокой степенью асимметрии, сохраняющих при этом приемлемое значение фактора оптического ограничения в активной области для нулевой моды.

Исследования выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072). В части разработки технологии постростовых операций изготовления полупроводниковых лазеров исследования проводились за счет Государственного задания ФТИ им. А.Ф.Иоффе.

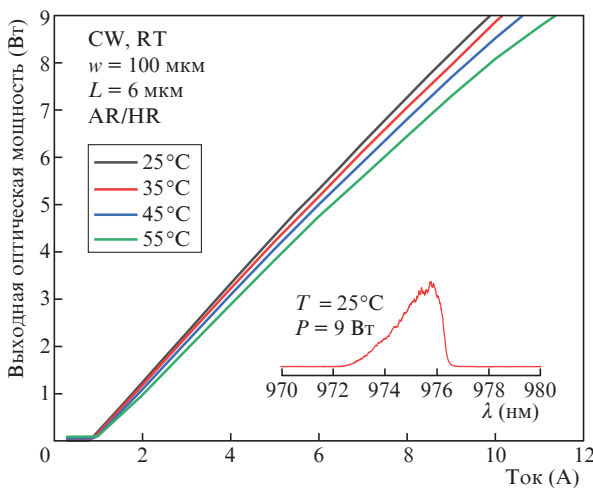


Рис.6. Непрерывные ватт-амперные характеристики лазера оптимизированной конструкции типа SQW, полученные для различных значений температуры теплоотвода. На вставке – спектр лазерной генерации при выходной мощности 9 Вт и температуре теплоотвода 25 °С.

- Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Golovin V.S., Pikhtin N.A., Kop'ev P.S. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **33** (1), 7 (2021). DOI: 10.1109/LPT.2020.3040063.
- Platz R., Erbert G., Pittroff W., Malchus M., Vogel K., Tränkle G. *High Power Laser Sci. Eng.*, **1** (1), 60 (2013). DOI: 10.1017/hpl.2012.1.
- Bai J.G. et al. *Proc. SPIE*, **7953**, 79531F (2011). DOI: 10.1117/12.875849.
- Winterfeldt M., Crump P., Wenzel H., Erbert G., Tränkle G. *J. Appl. Phys.*, **116** (6), 063103 (2014). DOI: 10.1063/1.4892567.
- Hasler K.H. et al. *Semicond. Sci. Technol.*, **29** (4), 045010 (2014). DOI: 10.1088/0268-1242/29/4/045010.
- Слипченко С.О. и др. *ФТП*, **47** (8), 1082 (2013).
- Слипченко С.О. и др. *Письма в ЖТФ*, **29** (23), 26 (2003).
- Crump P., Pietrzak A., Bugge F., Wenzel H., Erbert G., Tränkle G. *Appl. Phys. Lett.*, **96** (13), 131110 (2010). DOI: 10.1063/1.3378809.
- Pietrzak A., Crump P., Wenzel H., Erbert G., Bugge F., Tränkle G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **17** (6), 1715 (2011). DOI: 10.1109/JSTQE.2011.2109939.
- Maximov M.V., Shernyakov Y.M., Novikov I.I., Shchukin V.A., Shamid I., Ledentsov N.N. *Electron. Lett.*, **39** (24), 1729 (2003). DOI: 10.1049/el:20031127.
- Lijie Wang et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **21** (6), 343 (2015). DOI: 10.1109/JSTQE.2015.2420669.
- Шашкин И.С. *ФТП*, **54** (4), 414 (2020). DOI: 10.1134/S1063782620040181.
- Слипченко С.О. и др. *ФТП*, **38** (12), 1477 (2004).
- Слипченко С.О., Подоскин А.А., Пихтин Н.А., Лешко А.Ю., Рожков А.В., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **39** (8), 9 (2013).
- Богданкевич О.В., Дарзек С.А., Елисеев П.Г. *Полупроводниковые лазеры* (М.: Наука, 1976).
- Veselov D.A., Bobretsova Y.K., Klimov A.A., Bakhvalov K.V., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. *Semicond. Sci. Technol.*, **36** (11), 115005 (2021). DOI: 10.1088/1361-6641/ac1f83.
- Берт Н.А. и др. *ФТП*, **49** (10), 1429 (2015).
- Гаврина П.С. и др. *Квантовая электроника*, **51** (2), 129 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (2), 129 (2021)].