

Плисюк Сергей Анатольевич

Высокояркостные полупроводниковые лазеры с
гребневой геометрией резонатора

Специальность: 01.04.21 — лазерная физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Автор:

Москва — 2007

Работа выполнена в Физическом институте им. П.Н. Лебедева
Российской Академии Наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Богатов Александр Петрович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Молчанов Александр Георгиевич

доктор технических наук,
лауреат Государственной премии СССР
Дураев Владимир Петрович

Ведущая организация: Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Защита состоится “___” _____ 2007 года в ____ часов на заседании диссертационного совета К002.023.02 в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) по адресу: 119991, Москва, Ленинский просп., 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН.

Автореферат разослан “___” _____ 2007 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физ.-мат. наук

Чуенков В.А.

Общая характеристика работы

Актуальность работы.

Современные полупроводниковые гетеролазеры являются примером наукоемкого и высокотехнологичного продукта, находящего применение не только в исследовательских лабораториях, но также и в повседневной жизни. Расширение возможностей оптоволоконных и открытых оптических систем связи, оптических устройств хранения информации, систем оптической локации требует увеличения яркости пучка излучения применяемого полупроводникового лазера. Одним из подходов в конструировании высокояркостных полупроводниковых лазеров является использование гребневой конструкции волновода (ridge waveguide) с шириной области накачки и распределения поля порядка нескольких длин волн.

Преимущество такого типа лазеров состоит в том, что кроме одной моды в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры (вертикальная плоскость), они обычно имеют одномодовое распределение поля и в плоскости слоев гетероструктуры (горизонтальная плоскость), то есть пучок излучения у данного типа лазеров уже имеет почти дифракционное качество. И для повышения яркости его излучения необходимо увеличивать выходную мощность излучения при сохранении стабильного поперечно-одномодового распределения поля. При этом возникает ряд проблем. Первая связана с тем, что в полупроводниковом лазере пространственное распределение концентрации носителей не фиксируется на пороге лазерной генерации, а с изменением тока накачки оно деформируется, что может привести к возникновению генерации на следующих модах волновода и ухудшению качества пучка. Вторая — из-за малых размеров поля в гребневом лазере достигаются плотности потока излучения, при которых происходит оптическое разрушение выходных граней резонатора. Все это требует нахождения оптимальных геометрических параметров гребня, определяющего волноводный эффект в горизонтальной плоскости, что невозможно без численного моделирования.

В настоящее время наиболее адекватной моделью гребневого лазера мо-

жет считаться модель, основанная на методе распространения пучка (в англоязычной литературе beam propagation method). Несмотря на обилие работ по моделированию полупроводниковых лазеров с применением подобных моделей расчеты, как правило, выполнялись либо для лазеров с мощностью на уровне нескольких мВт, либо для лазеров с волноводом наведенным усилением. Что касается мощных поперечно-одномодовых гребневых лазеров, работающих в диапазоне выходных мощностей свыше 200 мВт, их моделирование является актуальной задачей, поскольку они особенно востребованы в современных приложениях.

Изучение полупроводниковых лазеров невозможно без экспериментальных исследований. Знание их излучательных характеристик, таких как распределения полей, ватт-амперная и вольт-амперная характеристики, уровень шумов, спектральные свойства, степень поляризации, позволяет судить о физических процессах происходящих внутри лазера, оценивать материальные характеристики среды образующей лазер, а также проверять достоверность моделей описывающих их поведение.

Цель работы.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное изучение излучательных характеристик полупроводниковых лазеров гребневого типа при выходных мощностях излучения, превышающих 100 мВт в непрерывном режиме работы, а также численное моделирование влияния геометрических параметров гребня на яркость выходного излучения таких лазеров и поиск оптимальных, с точки зрения получения максимальной яркости, значений этих параметров.

Научная новизна.

1. Разработаны оригинальные методики измерений на основе созданных и автоматизированных в ходе работы измерительных комплексов для исследования излучательных характеристик полупроводниковых лазеров.

Методики позволяют получить результаты измерений, таких характеристик лазеров, как распределение интенсивности в ближней и дальней зонах, спектральные распределения, ватт-амперные характеристики и др., в виде числовых массивов данных, записанных в файлы. Это открыло новые возможности сравнения результатов эксперимента с расчетами не только по некоторому “усредненному” или интегральному параметру, например такому, как полуширина диаграммы направленности или спектральная ширина контура линии, как это практиковалось ранее в подавляющем числе традиционных измерений, но и позволило использовать полностью информацию, содержащуюся в больших массивах данных. Следствием применения методик стало, во-первых, повышение точности измерений, а во-вторых — возможность получения принципиально новой информации за счет более глубокой численной обработки результатов измерений, что было практически недоступно для прежних методик измерений.

2. Создана более реалистичная, по сравнению с предшествующими, физическая модель для описания распределения высокоинтенсивного оптического излучения в резонаторе гребневого гетеролазера с квантоворазмерной активной областью. Отличительной особенностью модели является учет изменения поперечного профиля оптического пучка и волноводных свойств активной области вдоль оси резонатора лазера. Модель использует новый подход к рассмотрению трехмерной оптической задачи, который заключается в сочетании метода эффективного показателя преломления для "быстрой" оси перпендикулярно слоям структуры с методом распространяющегося пучка в плоскости слоев структуры.
3. Экспериментально исследованы особенности излучательных характеристик поперечно-одномодовых полупроводниковых лазеров (дальняя зона излучения, ватт-амперная характеристика, флуктуации мощности и др.), работающих при высоких плотностях $\gtrsim 1 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ оптического потока, достигающих уровня оптического разрушения среды (выходной

грани) лазера. Предшествующие исследования относились, как правило, или к поперечно-одномодовым лазерам, работающим при сравнительно низкой оптической плотности потока $\lesssim 1 \cdot 10^6 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ или к лазерам, работающим с высокой плотностью оптического потока, но при этом режим их генерации не был одномодовым.

4. Сформулирован новый подход к оптимизации конструкции гребневого лазера для получения максимальной яркости излучения, заключающийся в методике выбора для каждой конкретной гетероструктуры и длины резонатора пары оптимальных значений — ширины гребня и скачка эффективного показателя преломления.

Практическая значимость работы.

- Разработаны и созданы, с участием научного коллектива НИИ “Полюс”, высокояркостные гребневые лазеры с длинами волны излучения 0.98 и 0.81 мкм. В поперечно-одномодовом режиме генерации достигнуты выходная мощность более 200 мВт и яркость $5 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср}}$. На настоящий момент эти лазеры обладают наиболее высокими излучательными характеристиками среди отечественных приборов и на уровне мировых достижений для аналогичных приборов. И являются перспективными источниками излучения для систем космической связи, а также для накачки оптоволоконных лазеров;
- Создано программное обеспечение, позволяющее численно рассчитывать излучательные характеристики гребневых лазеров как на пороге, так и в режиме лазерной генерации. Его использование позволит сократить как временные, так и материальные затраты на разработку мощных поперечно-одномодовых лазеров;
- Найденный в ходе работы уровень низкочастотных флуктуаций мощных поперечно-одномодовых лазеров позволяет определять предельные шумовые характеристики проектируемых оптоэлектронных систем, использующих высокояркостные полупроводниковые лазеры.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы представлены в 6 публикациях, докладывались на 5-ом Белорусско-Российском семинаре “Полупроводниковые лазеры и системы на их основе” (Беларусь, Минск, 2005 г.), на семинарах отделения ОКРФ и отдела оптоэлектроники ФИАН, на научных конференциях МФТИ.

Положения выносимые на защиту.

1. Методика экспериментальных исследований, созданная в настоящей работе и основанная на использовании автоматизированных измерений, позволяет получать данные, характеризующие распределение интенсивности в ближней и дальней зонах, спектральную плотность и флуктуации интенсивности излучения мощных гребневых лазеров, в оцифрованном виде, наиболее адаптивном для сравнения и анализа с результатами расчета, полученными путем численного моделирования.
2. Метод эффективного показателя преломления обладает точностью необходимой для численного моделирования излучательных характеристик гребневых лазеров.
3. Спектральная плотность флуктуаций интенсивности поперечно одномодового лазера не превышает $6 \cdot 10^{-17} \text{ Вт}^2\text{Гц}^{-1}$ при выходной мощности на уровне 60 мВт в режиме генерации, соответствующем устойчивой рабочей точке. Резкое возрастание уровня флуктуаций в некотором диапазоне токов накачки связано с выходом из устойчивой рабочей точки и переходом в режим переключения продольных мод.
4. Численное моделирование ватт-амперной характеристики по методике, развитой в настоящей работе, позволяет определять для заданных геометрии гребня, длины резонатора и гетероструктуры максимально достижимую мощность излучения лазера в режиме поперечно-одномодовой генерации и, соответственно, проводить оптимизацию конструкции гребневого лазера для получения максимальной яркости пучка излучения.

Методика основана на физической модели, учитывающей двухмерное (вдоль оптической оси и вдоль горизонтальной оси лазера) и самосогла-сованное изменение амплитуды поля и “выгорание” инверсии.

5. Яркость оптического пучка гребневого лазера, работающего в диапазоне 0.81 мкм – 0.98 мкм, достигает максимального значения при ширинах гребня W в диапазоне $3 \div 5$ мкм. При $W < 3$ мкм ограничена явлением оптического разрушения выходной грани лазера, а при $W > 5$ мкм — возбуждением высших поперечных мод. Оптимизация резонатора гребневого лазера позволяет достичь значений яркости $5 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2_{\text{ср}}}$.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы из 64 наименований, изложена на 104 страницах и проиллюстрирована 36 рисунками и 5 таблицами.

Краткое содержание диссертации

В первой главе описана конструкция полупроводникового лазера гребневого типа и проведено сравнение результатов расчета гребневых волноводов методом эффективного показателя преломления (МЭПП) и методом конечных элементов (МКЭ).

Гребневый волновод образуется за счет вариации толщины одного или нескольких обкладочных слоев плоской многослойной гетероструктуры. Формирование такого волновода приводит к тому, что поле ограничено не только в плоскости перпендикулярно слоям гетероструктуры (вдоль оси X) за счет изменения показателей преломления этих слоев, но также и в плоскости слоев (вдоль оси Y).

Для решения волнового уравнения в таком волноводе широко используется метод эффективного показателя преломления, в рамках которого двумерная волноводная задача сводиться к двум одномерным задачам для планарного волновода. Точное решение задачи для плоского волновода с произвольным числом слоев, легко находится численными методами с использованием

теории функций комплексного переменного. Следовательно МЭПП позволяет легко находить решение двумерной волновой задачи в гребневом волноводе, однако точность получаемых решений остается предметом дискуссий.

Для оценки точности МЭПП в случае гребневой конструкции волновода было проведено сравнение решений, получаемых этим методом и МКЭ, применимым для любой геометрии волновода. На рисунке 1 приведены результаты расчётов для трёх сочетаний ширины гребня W и остаточной толщины обкладочного слоя вне гребня h_∞ для гетероструктуры, типичной для лазеров с длиной волны излучения 0.98 мкм. Ширины ближнего ($W_{\text{бп}}$) и дальнего ($W_{\text{дп}}$) полей вычислялись по уровню половинной интенсивности. Относительная точность совпадения результатов расчёта по МЭПП и МКЭ для наименьшей рассмотренной ширины гребня $W = 2$ мкм и практически реализующегося случая гребня со сгла-

женными границами находится в пределах 0.01% для эффективного показателя преломления, 3% для ширины ближнего поля и 1.5% для ширины дальнего поля. По мере увеличения ширины гребня точность совпадения результатов увеличивалась и для $W = 4$ мкм находится на уровне 1.5×10^{-5} для эффективного показателя преломления, 2% для ширины ближнего поля и 0.5% для ширины дальнего поля. Даже в самом худшем случае, соответствующем резким границам, абсолютная разница в значениях модовых показателей преломления не превышает 1×10^{-3} , что находится на уровне или меньше

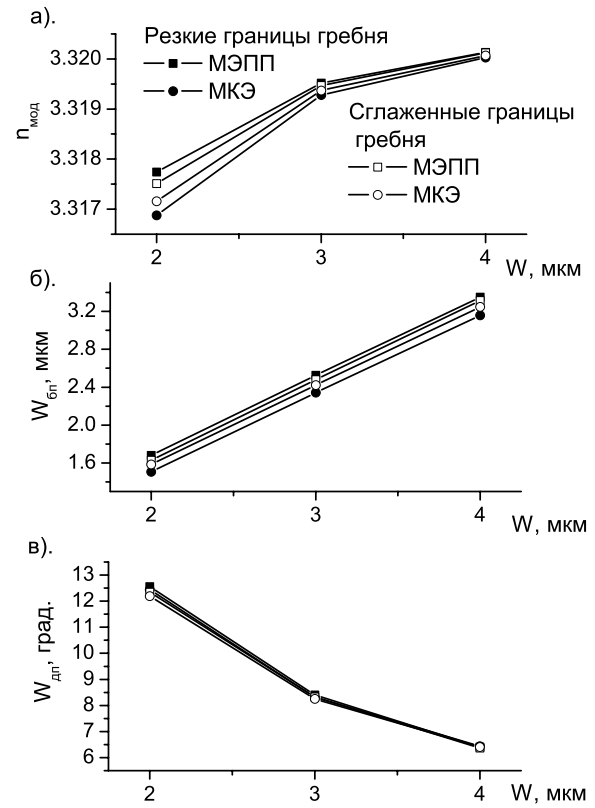


Рис. 1 Расчётные зависимости а) модового показателя преломления, б) ширины ближнего поля и в) ширины дальнего поля от ширины гребня W (при постоянной “силе” волновода).

тех величин, которые, как правило, характеризуют разброс значений для разных приборов, изготовленных по одной технологии. Это означает, что такая точность МЭПП вполне достаточна для адекватного расчета типичных волноводов гребневых лазеров на основе полупроводниковых гетероструктур.

Во второй главе изложены принципы построения автоматизированных экспериментальных установок для исследования излучательных характеристик полупроводниковых лазеров.

В качестве операционных систем для персонального компьютера, управляющего экспериментальными установками, нами было выбрано семейство “Microsoft Windows” из-за его распространенности и наличия большого числа программных продуктов для него, позволяющих производить обработку полученных данных. Для проведения исследований в которых необходимо проводить измерения в режиме “реального времени”, например, если считывание или подачу сигналов необходимо осуществлять через определенный интервал времени, в качестве плат ввода-вывода нами были использованы платы фирмы “L-Card” с установленными сигнальными процессорами фирмы “Analog Devices” ADSP 218х. Непосредственное управление устройствами осуществлялось сигнальным процессором, а с помощью персонального компьютера производились загрузка исполняемых файлов в память сигнального процессора, а после исполнения, считывание из его памяти результатов измерений и их обработка.

В большинстве случаев при экспериментальных исследованиях излучательных характеристик полупроводниковых лазеров приходится выполнять одни и те же действия: изменение тока накачки лазера, поворот на заданный угол и измерение сигнала с фотодиода. Это позволяет создать базовые схемы управления на основе которых разрабатываются экспериментальные установки. Такой блочный подход сокращает и время затрачиваемое на создание новых, так и затраты необходимые на модернизацию существующих установок. В качестве базовых схем можно выделить следующие. На рисунке 2 приведена упрощенная блок-схема установки, позволяющей изменять и контролировать протекающий через лазер ток. При автоматизации измере-

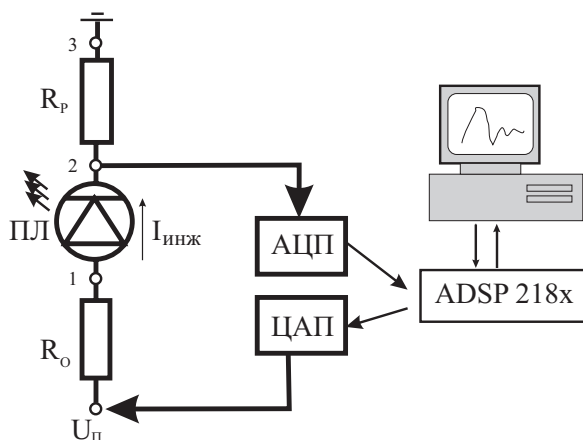


Рис. 2 Блок-схема управления током инжекции $I_{\text{инж}}$ полупроводникового лазера

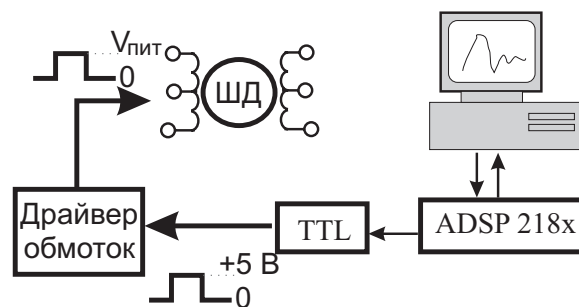


Рис. 3 Блок-схема автоматизированного управления шаговым двигателем

ний, в которых необходимо осуществлять поворот на заданный угол, таких как распределения излучения в дальней зоне, спектральных характеристик, степени поляризации излучения полупроводникового лазера, использовались шаговые двигатели, угол поворота вала которых определяется числом совершенных шагов. На рисунке 3 приведена блок-схема управления шаговым двигателем.

Кроме того, в этой главе представлены методики автоматизированных измерений ватт-амперной и вольт-амперной характеристик, спектра излучения, распределения излучения в ближней зоне, а также методика по измерению флуктуаций интенсивности выходного излучения полупроводникового лазера. Объемы экспериментальных данных, получаемых при этих автоматизированных измерениях, во много раз превышают объемы, которые могут быть получены при проведении аналогичных измерений в ручном режиме, что позволяет повысить точность измерений, а так же получать принципиально новую информацию об измеряемых характеристиках за счет численной обработки данных.

В третьей главе изложены результаты экспериментальных исследований излучательных характеристик мощных поперечно-одномодовых гребневых лазеров.

В первой части данной главы представлены результаты измерений степени поляризации, распределения интенсивности в ближней и дальней зонах, ватт-амперной характеристики и спектров излучения для гребневых лазеров с длиной волны 0.81 мкм и выходной мощностью более 100 мВт. Экспериментально получено, что при типичных геометрических параметрах гребня и гетероструктурах, используемых для изготовления мощных полупроводниковых лазеров, степень поляризации их выходного излучения превышает 90 %, распределение поля в вертикальной плоскости практически не зависит от тока накачки. Кроме того, в результате экспериментальных исследований распределения интенсивности излучения в ближней и дальней зонах гребневого лазера показано, что двумерное распределение (2D) интенсивности в ближней зоне можно с хорошим приближением представлять в факторизованном виде - как произведение двух соответствующих одномерных распределений. Это упрощает как задачу регистрации 2D распределения интенсивности излучения лазеров гребневого типа, так и задачу моделирования распределения интенсивности по сечению пучка. Представляя поперечное распределение поля в гребневом лазере в факторизованном виде и учитывая то, что распределение вдоль вертикальной оси не изменяется с током накачки, качество пучка (M^2 -фактор) гребневого лазера определяется произведением ширин горизонтального распределения в ближней $G(y)$ и дальней зонах $I(\psi)$.

$$M_y^2 = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma_y \cdot \sigma_{\sin \psi}$$

$$\sigma_y = \left[\frac{\int (y^2 - \bar{y}^2) G(y) dy}{\int G(y) dy} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad \sigma_{\sin \psi} = \left[\frac{\int (\sin^2(\psi) - \overline{\sin(\psi)^2}) I(\psi) d(\sin \psi)}{\int I(\psi) d(\sin \psi)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

В этих лазерах достигнуты выходная мощность 200 мВт и яркость $5 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср}}$, причем пучок излучения имел дифракционное качество с $M^2 < 1.1$.

Во второй части главы представлены результаты исследования низкочастотных флуктуаций мощности в гребневом лазере с длиной волны излучения 0.98 мкм. В диапазоне частот $f \leq 5 \text{ кГц}$ спектр флуктуаций имеет характер шума $1/f$, а при частотах $f > 5 \text{ кГц}$ характер “белого” шума со спектральной плотностью в виде плато. Получено, что в таких лазерах существуют два ре-

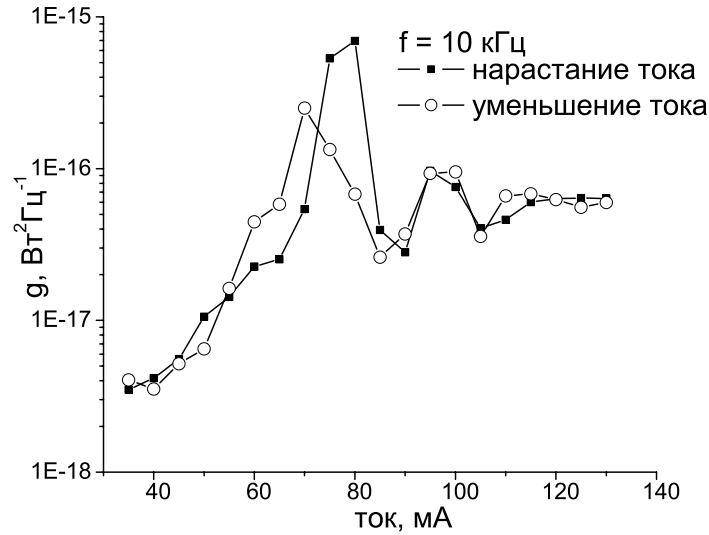


Рис. 4 Спектральная плотность $g(f = 10 \text{ кГц})$ в зависимости от тока накачки

жима генерации: “спокойная” генерация и режим переключения продольных мод. Спектральная плотность флуктуаций интенсивности минимальна в режиме “спокойной” генерации и возрастает на несколько порядков в режиме переключения мод. На рисунке 4 показано поведение спектральной плотности на частоте $f = 10 \text{ кГц}$, соответствующей плато спектральной кривой, в зависимости от тока накачки. Наличие пика на данном рисунке 4 свидетельствует о существовании дополнительного параметра влияющего на амплитуду флуктуаций. Оказалось, что таким параметром является температура активной области лазера. Это подтвердилось непосредственным измерением зависимости g от температуры T хладопровода лазера при фиксированной частоте $f = 10 \text{ кГц}$. При изменении температуры частоты продольных мод последовательно проходят через максимум спектрального контура усиления, соответственно периодическим образом изменяется устойчивость генерации. Когда частота продольной моды совпадает с максимумом кривой усиления устойчивость наибольшая и переключение мод маловероятно. Напротив, когда две ближайшие моды симметрично расстроены относительно спектрального максимума устойчивость минимальна, и резко повышается вероятность переключения генерации с одной моды на другую. При изменении тока накачки происходит неявное изменение температуры активной области, то и

получается резкий пик на кривой, соответствующей относительно плавному росту флуктуаций с ростом средней мощности лазера.

В проведенных измерениях $1/f$ компонента в частотном интервале до 5 кГц связана с наличием резких и значительных по амплитуде флуктуаций интенсивности. Что касается компоненты $g(f)$ в частотном диапазоне, соответствующем плато, то значения этой величины имело существенно меньший разброс и определялось в основном режимом работы лазера.

В четвертой главе приведена постановка задачи об оптимизации волноводных характеристик гребневого лазера для получения пучка излучения высокой яркости и изложена реализация линейной модели гребневого лазера, в рамках которой можно находить пороговый ток лазерной генерации и дефициты усиления высших поперечных мод волновода относительно нулевой моды на пороге генерации.

В основе линейной модели лежит предположение, что интенсивность вынужденного излучения в резонаторе лазера вблизи порога генерации мала и, соответственно, в уравнении для носителей можно пренебречь вынужденными переходами. Тогда нахождение порогового тока в гребневом лазере сводится к нахождению распределения концентрации носителей, при котором модовый коэффициент усиления одной из мод волновода сравнивается с полными потерями, равными сумме потерь на зеркалах и нерезонансных потерь. Для нахождения распределения носителей в активной области в горизонтальной плоскости, вдоль оси Y , используем диффузионное уравнение:

$$\frac{\lambda_D^2}{\tau_{\text{сп}}} \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} = \frac{N}{\tau_{\text{сп}}} - \frac{J_{QW}(y)}{d \cdot e} \quad (1)$$

где λ_D – длина диффузии, $\tau_{\text{сп}}$ – время спонтанной рекомбинации, e – заряд электрона, d – толщина активного слоя. Определение модового состава осуществляется в приближении эффективного показателя преломления, описанного в первой главе.

Вышеупомянутая оптимизация есть результат баланса противоположных тенденций в поведении лазерной генерации при изменении волноводного эффекта в горизонтальной плоскости. Если конструктивно-встроенный волно-

вод, образованный за счет гребня, слабый (скачок эффективного показателя преломления $\delta n_{\text{ст}}$ порядка $1 \cdot 10^{-3}$), то хотя режим одномодовой генерации сохраняется до высоких мощностей, само распределение поля определяется не только этим волноводом, но также и волноводом, образованным инжектируемыми носителями. Это приводит к тому, что горизонтальное распределение амплитуды поля становится нестабильным, оно изменяется при изменении режима работы лазера. Очевидно, что для устранения этого нежелательного явления необходимо увеличивать эффективность конструктивно-встроенного волновода путем увеличения $\delta n_{\text{ст}}$. Однако при значительном увеличении $\delta n_{\text{ст}}$, например до уровня $1 \cdot 10^{-2}$, вступает в действие другой противоположный эффект. Он состоит в том, что волновод уже может поддерживать не только одну фундаментальную моду, но и несколько высших мод, причем, с увеличением $\delta n_{\text{ст}}$ дефициты усиления для мод более высокого порядка уменьшаются. На рисунке 5 представлен пример зависимости порогового тока $J_{\text{пор}}$ для нулевой моды от $\delta n_{\text{ст}}$ (а) и дефицита модового усиления для следующих двух мод (б), рассчитанные для описанной в главе 3 гетероструктуры и гребня прямоугольной формы с шириной $W = 4$ мкм. Это приводит к тому, что хотя при большом $\delta n_{\text{ст}}$ распределение отдельной выделенной поперечной моды в гребневом лазере очень стабильно и определяется встроенным волноводом, однако уже при выходной мощности несколько десятков милливатт, возникает режим генерации на нескольких поперечных модах.

Появление нескольких мод в трехслойном волноводе определяется не только скачком показателя преломления, но и шириной среднего слоя W . Для заданного скачка показателя преломления уменьшение W в трехслойном волноводе приводит к тому, что волновод поддерживает только одну моду. Казалось бы, это дает прямой способ получения лазерной генерации в одномодовом режиме с распределением поля, независимым от тока накачки. Однако при уменьшении ширины гребня при той же выходной мощности увеличивается плотность потока излучения, и для больших мощностей это ведет к разрушению выходной грани лазера. Таким образом, с точки зрения “разгрузки” выходного зеркала желательно увеличивать ширину гребня. Но с увели-

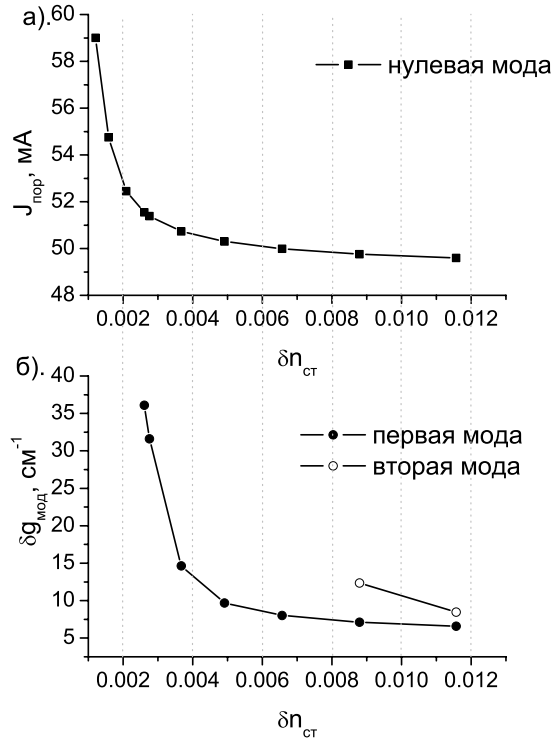


Рис. 5 Зависимости от $\delta n_{ст}$ порогового тока для нулевой моды $J_{пор}$ (а) и дефицитов усиления для первой и второй мод при этом токе накачки ($W = 4$ мкм).

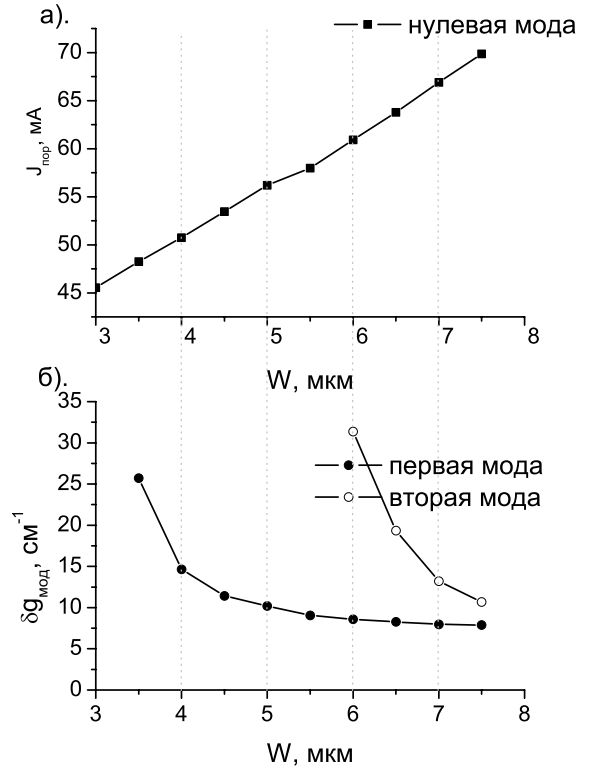


Рис. 6 Зависимости от W порогового тока для нулевой моды (а) и дефицитов усиления для первой и второй мод при токе накачки $J_{пор}$ ($\delta n_{ст} \simeq 0.0037$)

чением ширины гребня дефициты усиления для подпороговых мод уменьшаются, а следовательно и уменьшается выходная мощность, при которой возникает режим поперечно-многомодовой генерации, аналогично как и при увеличении скачка показателя преломления. На рисунке 6 приведены порог генерации для нулевой моды (а) и дефициты усиления для первой и второй мод (б) в зависимости от ширины прямоугольного гребня W с $\delta n_{ст} \simeq 0.0037$.

Анализ в рамках линейной модели позволяет определить область значений ширины гребня и скачка эффективного показателя преломления, в которой находятся оптимальные их значения для получения максимальной мощности при сохранении дифракционного качества пучка излучения лазера. Однако, для получения ответа на вопрос, какую максимальную мощность при сохранении дифракционного качества пучка мы можем получить, линейной модели недостаточно. Для этого требуется исследование излучательных характери-

стик лазера в режиме лазерной генерации, с учетом взаимодействия поля и носителей.

Пятая глава посвящена нелинейной модели гребневого лазера, в которой учтены нелинейное взаимодействие излучения и носителей, а также их распределения вдоль оси резонатора.

Модель основана на приближении эффективного показателя преломления. В этом приближении распределение поля в резонаторе лазера можно представить в виде:

$$E(x, y, z, t) = \text{Re} \left[v(x, y) \cdot (u^+(y, z) \cdot e^{ik_0 z} + u^-(y, z) \cdot e^{-ik_0 z}) \cdot e^{-i\omega t} \right], \quad (2)$$

где ω - частота лазерной генерации, k_0 - волновое число, $u^\pm(y, z)$ — функции, характеризующие “медленное” распределение амплитуды поля в плоскости слоев гетероструктуры, а $v(x, y)$ — распределение амплитуды поля в плоскости перпендикулярной слоям гетероструктуры. Подставляя это выражение для поля в скалярное волновое уравнение, получим уравнения для $u^\pm(y, z)$ и $v(x, y)$. Как уже говорилось, в гребневом лазере $v(x, y)$ практически не зависит от тока накачки и нахождение распределения поля в резонаторе гребневого лазера в зависимости от тока накачки, сводится к решению следующей системы связанных уравнений для $u^\pm(y, z)$ и концентрации носителей N .

$$\frac{\partial u^\pm}{\partial z} = \mp \frac{1}{2 \cdot i \cdot k_0} \left[\frac{\partial^2 u^\pm}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{c^2} (\delta\epsilon_{\text{ст}} + \delta\epsilon_N + \delta\epsilon_T) u^\pm \right] \quad (3)$$

$$\frac{\lambda_D^2}{\tau_{\text{сп}}} \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} = \frac{N}{\tau_{\text{сп}}} - \frac{J(y)}{d \cdot e} + \frac{\text{Im}(\delta\epsilon_N)}{8 \cdot \pi \cdot \hbar \cdot d} \cdot (|u^+|^2 + |u^-|^2), \quad (4)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, $\tau_{\text{сп}}$ — время жизни электрона, d — толщина активного слоя. Величина $\delta\epsilon_{\text{ст}}(y)$ определяет конструктивно-встроенный горизонтальный волновод, а $\delta\epsilon_N$ и $\delta\epsilon_T$ — вклады носителей и температуры в эффективную диэлектрическую проницаемость, соответственно.

Самосогласованное решение этой системы связанных уравнений находилось методом аналогичным методу итераций Фокса-Ли. Для распространения поля в процессе этих итераций применялся метод распространения пучка с использованием быстрого преобразования Фурье (БПФ). Решение считалось

найденным, если после распространения поля “туда-назад” по резонатору его форма и амплитуда не изменялись. Решение нелинейного уравнения для носителей при заданном распределении поля находилось с помощью итераций Ньютона и БПФ.

При нахождении профиля $T(x, y)$, который определяет $\delta\varepsilon_T$, мы пренебрегаем наличием гребня, и ищем $T(x, y)$ в планарной гетероструктуре с заданными для каждого слоя коэффициентом теплопроводности χ_i , толщиной w_i и распределением плотности мощности источников тепла $f(x, y)$. Для этого используем теорию функций Грина и метод, аналогичный методу трансляционных матриц в оптике. В качестве источников тепла учитываем только источники, локализованные под гребнем: джоулево тепловыделение в слоях гетероструктуры и тепло термализации носителей в активном слое.

Используя вышеописанную модель, были проведены расчеты излучательных характеристик гребневого лазера, имеющего прямоугольную форму гребня и один квантоворазмерный $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ активный слой. В начале для упрощения анализа мы пренебрегли влиянием теплового волновода. При исследовании зависимости максимальной выходной мощности, при которой поле еще является поперечно-одномодовым, от ширины гребня W и встроенного скачка показателя преломления $\delta n_{\text{ст}}$ было найдено, что исследованное множество параметров можно разделить на 4 области, представленные на рисунке 7.

Первая область - скачок показателя преломления $\delta n_{\text{ст}} \sim 0.001$ сравним с величиной антиволноводного вклада носителей. При таких $\delta n_{\text{ст}}$ и используемых значениях W влияние носителей приводит к тому, что лазер работает с волноводом, образованным усилением (gain-guided laser), распределение поля в дальней зоне при этом сильно зависит от тока накачки, а M^2 -фактор для выходного пучка существенно больше единицы.

Вторая область на рисунке 7 — область относительно “слабого” волновода. Она характеризуется тем, что во всем диапазоне токов накачки существует только нулевая поперечная мода. В этой области для используемых параметров расчетная выходная мощность в поперечно-одномодовом режиме не ограничена (расчет проводился до мощности 1 Вт), а профиль поля практи-

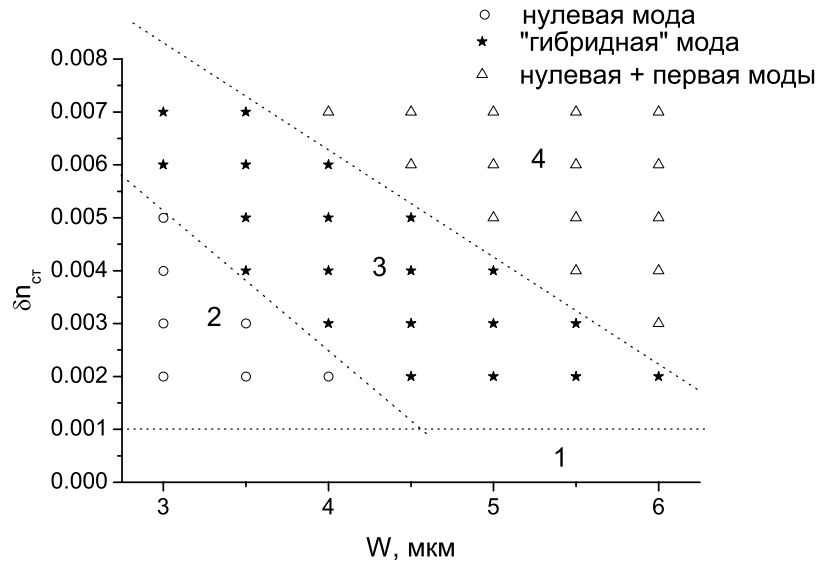


Рис. 7 Области значений ширины гребня W и встроенного скачка показателя преломления $\delta n_{ст}$ с различными типами срыва поперечно-одномодовой генерации (деление прямыми условно).

чески не изменяется во всем диапазоне токов. В реальности же мощность в лазерах с такими параметрами горизонтального волновода будет ограничена величиной плотности потока излучения, при которой наблюдается оптический пробой выходного зеркала лазера.

В области 4, которая характеризуется относительно большими $\delta n_{ст}$ и W волновод поддерживает более одной моды (“сильный” волновод). Даже при малых уровнях накачки отношение модового усиления для первой и нулевой поперечных мод близко к единице. Поэтому уже при токах накачки, превышающих пороговый в 2-5 раз, модовый коэффициент усиления для первой моды достигает порогового значения. При использованных значениях параметров модели это ограничивает максимальную выходную мощность в одномодовом режиме на уровне 120 мВт.

В области 3, которая является промежуточной между областями 2 и 4, волновод поддерживает более одной моды, но отношение модовых коэффициентов усиления для первой и нулевой моды заметно меньше единицы. Так, для $W = 4$ мкм и $\delta n_{ст} = 0.004$ модовый коэффициент усиления для первой по-

перечной моды, рассчитанный в линейном приближении при фиксированном распределении $\varepsilon_{\text{эфф}}(y, z)$, соответствующем распределению поля при мощности вблизи точки срыва поперечно-одномодовой генерации, составляет $\sim 7 \text{ см}^{-1}$, что на 8 см^{-1} ниже порога генерации. В данной области максимальная мощность одномодовой генерации ограничена как эффектом “гуляния” пучка, который в англоязычной литературе называется beam steering, так и оптическим пробоем. Однако поскольку в этом случае W может быть несколько больше, чем в области 2, то можно ожидать, что и оптический пробой будет происходить при большей выходной мощности. В этой связи, область 3, наряду с областью 2, можно считать областями наиболее оптимальных параметров волновода с точки зрения получения максимальной яркости излучения. Определение значений этих параметров требует численного моделирования излучательных характеристик для каждой гетероструктуры. Учет наведенного теплового волновода не меняет качественного разделения на указанные области, но деформирует границы между ними.

Рассчитанные в рамках развитой модели пороговый ток, дифференциальная эффективность и распределения интенсивности в дальней зоне при различных токах накачки хорошо согласуются с экспериментально полученными результатами для лазера, описанного в главе 3.

Основные результаты.

По результатам настоящей работы можно сделать следующие выводы:

1. На основе автоматизированных измерительных комплексах созданы оригинальные методики измерений для исследования излучательных характеристик полупроводниковых лазеров. Методики позволяют получать результаты измерений в виде файлов оцифрованных данных. Это открыло новые возможности сравнения результатов эксперимента с расчетами не только по некоторому “усредненному” или интегральному параметру, например такому, как полуширина диаграммы направленности или спектральная ширина контура линии, как это практиковалось ра-

нее в подавляющем числе традиционных измерений, но и позволило использовать полностью информацию, содержащуюся в больших объемах данных. Следствием применения методик стало, во-первых, повышение точности измерений, как правило, на порядок величины, так что в типичных случаях относительная ошибка не превышала 0.5%. Во-вторых - появилась возможность получения принципиально новой информации за счет более глубокой численной обработки результатов измерений, что было практически недоступно для прежних методик измерений.

2. В результате исследований шумовых характеристик показано, что в пространственно одномодовых лазерах уровень низкочастотных флуктуаций интенсивности излучения находится в диапазоне $6 \cdot 10^{-17} \div 10^{-15} \text{ Вт}^2 \cdot \text{Гц}^{-1}$ при средней выходной мощности 60 мВт и определяется стабильностью режима генерации. Дальнейшее уменьшение уровня флуктуаций может быть связано с использованием не только пространственно-одномодовых, но и спектрально-одномодовых волноводов, за счет чего можно было бы исключить не только режим переключения мод, но и существенно подавить подпороговые моды и соответственно уменьшить их роль в лазере.
3. Показано, что метод эффективного показателя преломления обладает достаточной точностью для нахождения оптических характеристик волновода гребневых лазеров. Различия в значениях ширины ближнего поля получаемого этим методом и методом конечных элементов не превышало 3%, а различие в значениях модовых констант распространения не превышало долей процента.
4. Создана более реалистичная, по сравнению с предшествующими, физическая модель для описания усиления и распределения высокоинтенсивного оптического излучения в резонаторе гребневого гетеролазера с квантоворазмерной активной областью. Эта модель позволяет анализировать влияние различных параметров гребневого лазера на поперечно-одномодовую генерацию при большой выходной мощности с целью по-

лучения высокояркостного пучка излучения.

Отличительной особенностью модели является учет изменения поперечного профиля оптического пучка и волноводных свойств активной области вдоль оси резонатора лазера. Модель использует новый подход к рассмотрению трехмерной оптической задачи, который заключается в сочетании метода эффективного показателя преломления для “быстрой” оси перпендикулярно слоям структуры с методом распространяющегося пучка в плоскости слоев структуры. Это позволяет свести сложную трехмерную оптическую задачу к двум задачам, одна из которых одномерная, а другая двумерная. В результате с одной стороны, резко упрощается решение полной трехмерной задачи, а с другой, сохраняется ее физическая адекватность применительно к гребневому лазеру.

5. Показано, что учет распределений поля и концентрации носителей вдоль оси резонатора является существенным для мощных гребневых лазеров, так как модовое усиление на "глухом" и выходном зеркалах уже при превышении тока накачки над пороговым в 2 раза могут различаться в 1.7 раза.
6. На основе выполненных в данной работе исследований, совместно с научным коллективом НИИ “Полус” разработаны и созданы гребневые лазеры с длиной волны 0.81 и 0.98 мкм, с выходной мощностью в непрерывном режиме свыше 200 мВт при сохранении поперечно-одномодовой генерации поля и яркостью оптического пучка излучения на уровне $5 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \text{ср}}$.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А., Кобякова М.Ш., Зубанов А.В., Мармалюк А.А., Падалица А.А. “Низкочастотные флуктуации интенсивности в мощных одномодовых гребневых полупроводниковых лазерах на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaAs/AlGaAs” *Квантовая электроника*, **32**, № 9, 809(2002)
2. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б., Челный А.А., Стратонников А.А., Плисюк С.А., Богатов А.П., Дракин А.Е. “Мощные поперечно-одномодовые полупроводниковые лазеры с гребневой конструкцией оптического волновода” *Квантовая электроника*, **32**, № 12, 1099(2002)
3. Плисюк С.А., Дракин А.Е., Богатов А.П., Поповичев В.В. “Моделирование полупроводниковых лазеров гребневого типа”, тезисы V Российско-Белорусского семинара “Полупроводниковые лазеры и системы на их основе”, Минск (2005)
4. Плисюк С.А., Акимова И.В., Дракин А.Е., Бородаенко А.В., Стратонников А.А., Поповичев В.В., Богатов А.П. “Качество оптического пучка мощного поперечно-одномодового AlGaAs—гетеролазера ($\lambda = 0.81$ мкм) с гребневой конструкцией резонатора” *Квантовая электроника*, **35**, № 6, 515 (2005)
5. Батрак Д.В., Плисюк С.А. “Применимость метода эффективного показателя преломления для моделирования гребневых оптических волноводов” *Квантовая электроника*, **36**, № 4, 349 (2006)
6. Плисюк С.А., Батрак Д.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. “Моделирование излучательных характеристик и оптимизация волноводных параметров гребневого полупроводникового гетеролазера для получения максимальной яркости излучения” *Квантовая электроника*, **36**, № 11, 1058 (2006)