

# Исследование многомодовых полупроводниковых лазеров на основе гетероструктуры типа зарощенная меза

В.В.Шамахов, Д.Н.Николаев, В.С.Головин, Д.А.Веселов, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин

*Методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке GaAs создана лазерная гетероструктура AlGaAs/GaAs/GaInAs типа зарощенная меза с длиной волны излучения 1050 нм. На основе полученной гетероструктуры изготовлены и исследованы мезаполосковые лазерные диоды с апертурой 100 мкм. Внутренние оптические потери лазерных диодов составили  $2.4 \text{ см}^{-1}$ . При длине резонатора лазера 2900 мкм достигнута выходная оптическая мощность в две стороны 2.1 и 23 Вт в непрерывном и импульсном режимах генерации соответственно.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, лазерный диод, гетероструктура, МОС-гидридная эпитаксия, зарощенная меза.

## 1. Введение

Мощные полупроводниковые лазеры являются наиболее эффективными источниками лазерного излучения [1, 2], поэтому они широко используются для накачки активных сред волоконных и твердотельных лазеров. Вместе с тем высокая надежность и высокая выходная оптическая мощность делают такие источники привлекательными для решения задач обработки материалов без использования промежуточных стадий усиления лазерного излучения. Однако эффективному использованию мощных лазерных систем на основе полупроводниковых лазеров мешает плохое качество излучения в параллельной плоскости, характерное для мощных многомодовых лазеров с широким полосковым контактом [3, 4]. Применение слабых латеральных волноводов в многомодовых мощных лазерах позволяет сохранить качество латерального поля, однако приводит к образованию замкнутых модовых структур [5, 6], что снижает излучательную эффективность. Таким образом, оптимизация конструкции латерального волновода мощных многомодовых полупроводниковых лазеров является актуальной задачей.

Один из путей повышения качества модовой структуры мощных полупроводниковых лазеров основан на использовании области усиления, локализованной только в области токовой инжекции [7]. В настоящей работе представлены экспериментальные исследования излучательных характеристик мощных многомодовых полупроводниковых лазеров, для которых локализация области усиления на основе квантовой ямы обеспечивалась за счет двухстадийного эпитаксиального роста и селективного травления. Важно отметить, что реализация такого подхода требует как проведения исследований технологии двухстадийного эпитаксиального роста, направленных на

поиски решений, обеспечивающих высокое оптическое и электрическое качество формируемых структур с минимальным количеством дефектов, так и проведения работ по оптимизации конструкции латерального волновода, связанных с выбором составов эпитаксиальных слоев, используемых для зарощивания, а также структуры области зарощивания. В настоящей работе основной акцент сделан на результатах, демонстрирующих возможность минимизации таких негативных эффектов, как рост безизлучательных потерь и падение внутреннего квантового выхода, возникающих при использовании технологии двухстадийного эпитаксиального роста и селективного травления.

## 2. Экспериментальные образцы

Экспериментальные образцы лазерной гетероструктуры выращивались на подложке n-GaAs (100) методом МОС-гидридной эпитаксии на установке EMCORE GS3100 с вертикальным типом реактора и резистивным нагревом подложкодержателя при температуре 750 °С. В качестве основных реагентов элементов III группы использовался триметилалюминий, триметилгаллий и триметилиндий, а в качестве элементов V группы – арсин. Источниками легирующей примеси n- и p-типа проводимости служили моносилан и бисциклопентодиенил магния соответственно.

Рост лазерной гетероструктуры осуществлялся в два этапа. На первом этапе на подложке n-GaAs (100) выращивалась часть лазерной гетероструктуры, включающая эмиттерный слой (ЭС) n-Al<sub>0.27</sub>Ga<sub>0.73</sub>As:Si толщиной 1 мкм, нижний волноводный слой (ВС) GaAs толщиной 0.4 мкм, квантовую яму (КЯ) GaInAs толщиной 9 нм и часть верхнего ВС GaAs толщиной 0.2 мкм. Фотолюминесцентные исследования при  $T = 300 \text{ К}$  показали, что максимум спектра для данной квантовой ямы GaInAs приходится на длину волны 1040 нм. На полученной структуре была сформирована маска из фоторезиста, позволяющая методом «мокрого» химического травления получить мезаполоски шириной 90 мкм. Между полосками структура вытравливалась на глубину 0.4 мкм (рис.1). После травления полученная структура проходила второй этап зарощива-

В.В.Шамахов, Д.Н.Николаев, В.С.Головин, Д.А.Веселов, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: shamakhov@yandex.ru

Поступила в редакцию 17 сентября 2019 г., после доработки – 2 октября 2019 г.

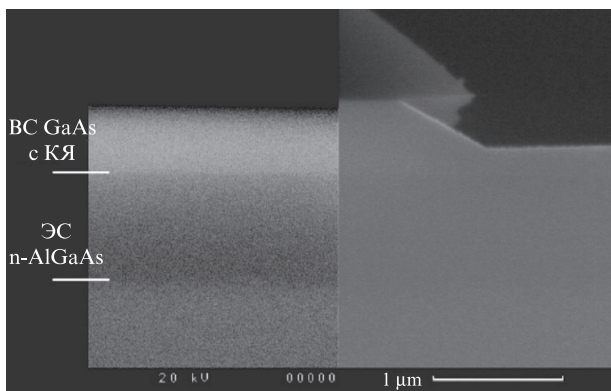


Рис.1. Полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) изображение мезаполосковой конструкции, изготовленной «мокрым» химическим травлением гетероструктуры после первого этапа роста.

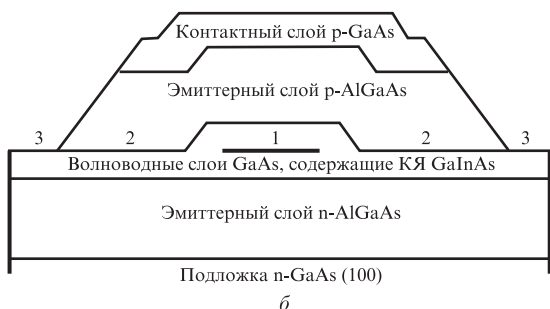
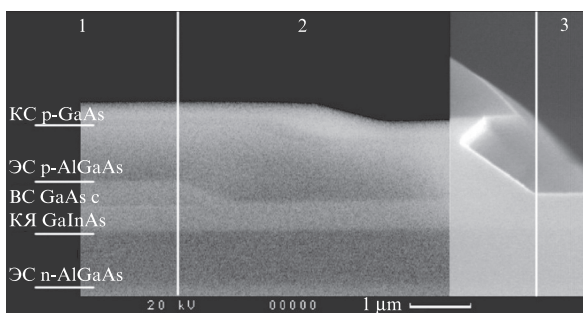


Рис.2. СЭМ-изображение лазерного диода на основе зарощенной гетероструктуры (а) и схематическое изображение гетероструктуры (б). Указаны три области: 1 – часть мезаполоски, в которой имеется квантовая яма; 2 – часть мезаполоски, в которой активная область отсутствует; 3 – мезаканавка.

ния, который включал рост верхнего BC GaAs толщиной 0.2 мкм, верхнего ЭС p-Al<sub>0.27</sub>Ga<sub>0.73</sub>As:Mg толщиной 1 мкм и контактного слоя (КС) p-GaAs:Mg толщиной 0.3 мкм.

На основе полученной после второго этапа структуры изготавливались лазерные диоды типа глубокая меза с шириной полоскового контакта 100 мкм и глубиной травления до волноводного слоя GaAs. На рис.2 представлены фотография скола лазерного диода и схематическое изображение его конструкции. На рисунке указаны три области: 1 – область полоскового контакта (излучающая апертура), содержащая активную область; 2 – область мезаполоски, в которой активная область отсутствует из-за ее стравливания после первого этапа роста; 3 – область мезаканавки.

Омические контакты на мезаполосковую структуру наносились при помощи стандартных постростовых процедур. Изготовленные лазерные диоды имели зеркала, образованные естественными сколами.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследования лазерных характеристик проводились при температуре теплоотвода 25°C. Для исследований использовались лазерные диоды с шириной полоскового контакта  $W = 100$  мкм и длиной резонатора  $L$  в диапазоне 1000 – 4000 мкм.

На основе ватт-амперных характеристик (ВтАХ), измеренных в околопороговом режиме (когда тепловым разогревом можно пренебречь), была построена зависимость обратной дифференциальной эффективности от длины резонатора. Из этой зависимости были определены значения внутреннего квантового выхода стимулированного излучения  $\eta_i$  и внутренних оптических потерь  $\alpha_i$ , составившие 95% и 2.4 см<sup>-1</sup> соответственно. Полученное значение квантового выхода  $\eta_i$  близко к максимальному и соответствует стандартным значениям, характерным для мощных полупроводниковых лазеров [1]. В то же время значение оптических потерь  $\alpha_i$  заметно выше, чем у лазерных гетероструктур с расширенными волноводами, что обусловлено высокими потерями в сильнолегированных эмиттерах из-за высокого фактора оптического ограничения, имеющего место в структурах с узким волноводом. Из зависимости пороговой плотности тока от обратной длины резонатора было определено минимальное значение пороговой плотности тока  $J_0$  при длине резонатора  $L \rightarrow \infty$ , что соответствует нулевым потерям на выход из резонатора Фабри–Перо. Полученное значение  $J_0 = 270$  А/см<sup>2</sup> выше, чем у структур мощных высокоэффективных полупроводниковых лазеров, что может быть связано как с более высокими внутренними оптическими потерями [8], так и с эффектом вытекания моды, о чем будет сказано ниже.

На рис.3 приведена ВтАХ лазерного диода ( $W = 100$  мкм,  $L = 2900$  мкм) в импульсном режиме генерации (частота следования импульсов 1 кГц, длительность импульса 100 нс). Максимальная пиковая мощность составила 23 Вт в две стороны. На вставке к рисунку представлена ВтАХ того же лазера в непрерывном режиме генерации, при этом максимальная мощность излучения в две стороны составила 2.1 Вт. В обоих режимах генерации на ВтАХ наблюдаются отклонения от линейности. В непрерывном режиме отклонение связано с разогревом лазера и проявляется при токе накачки более 3.5 А. В импульсном режиме линейность ВтАХ сохраняется до тока на-

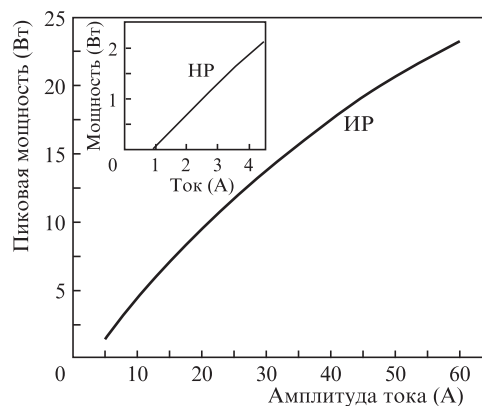


Рис.3. Ватт-амперная характеристика лазерного диода в импульсном режиме (ИП) генерации (1 кГц, 100 нс). На вставке – ВтАХ лазерного диода в непрерывном режиме (ИР) генерации. Мощность измерена в обе стороны;  $W = 100$  мкм,  $L = 2900$  мкм.

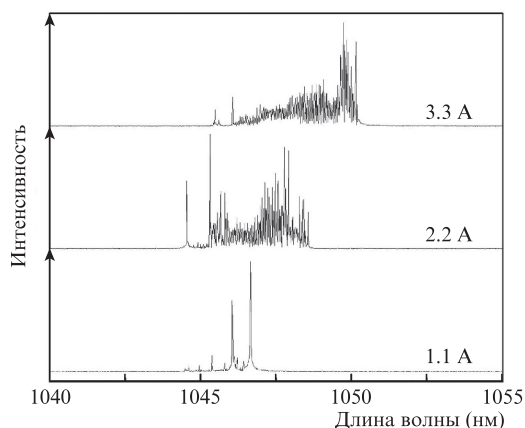


Рис.4. Спектры излучения лазерного диода в непрерывном режиме генерации при различных токах накачки.

качки 35 А, дальнейший рост тока приводит к снижению излучательной эффективности, что связано с ростом внутренних оптических потерь [9].

На рис.4 показано изменение спектра излучения с током накачки для лазерного диода в непрерывном режиме. Сдвиг максимума спектра составил 4 нм при изменении тока от 1.1 до 3.3 А, что подтверждает тепловой разогрев лазерного кристалла.

На рис.5 приведены типичные картины расходимости излучения лазерного диода в плоскости, параллельной (кривые 1 и 2) и перпендикулярной (кривая 3) р–п-переходу. Расходимость излучения диода в плоскости, параллельной р–п-переходу, соответствует токам накачки 1 (1) и 3.5 А (2). Видно, что с ростом тока накачки от 1 до 3.5 А расходимость (FWHM) в плоскости, параллельной р–п-переходу, увеличивается с  $3.5^\circ$  до  $14.6^\circ$ . По нашему мнению, такое увеличение расходимости обусловлено влиянием глубоких мезаканавок, формирующих латеральный волновод, что позволяет полям лазерных мод расширяться в поперечном направлении. Однако при небольших токах накачки, когда латеральный волновод ограничен только областью квантовой ямы, расходимость излучения меньше величин, характерных для мощных полупро-

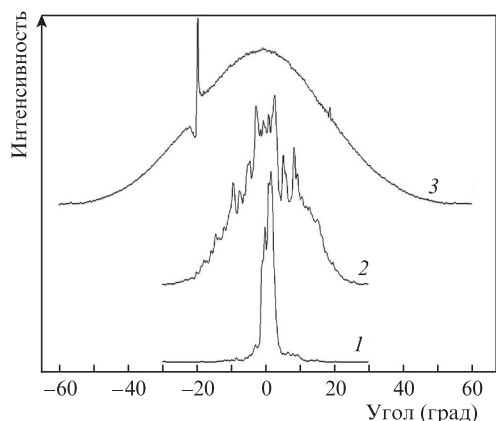


Рис.5. Расходимость излучения лазерного диода (FWHM) в плоскости, параллельной р–п-переходу, при токе накачки 1 (1) и 3.5 А (2), а также в плоскости, перпендикулярной р–п-переходу, при токе накачки 3.5 А (3).

водниковых лазеров [10]. Данное обстоятельство указывает на перспективу использования технологии двухстадийного эпитаксиального роста и селективного травления для дальнейшего уменьшения расходимости в параллельной плоскости и на важность работ по оптимизации конструкции латерального волновода.

Расходимость (FWHM) излучения лазерного диода в плоскости, перпендикулярной р–п-переходу, при токе накачки 3.5 А, показанная на рис.5 (кривая 3), составляет  $39^\circ$ . Представленная форма кривой расходимости в плоскости, перпендикулярной р–п-переходу, является типичной и не изменяется в исследуемом диапазоне токов накачки. На этой кривой видны два пика при углах  $-20^\circ$  и  $19^\circ$ . Пик со стороны подложки выражен наиболее сильно. По нашему мнению, его появление связано с вытекающей в подложку модой.

#### 4. Заключение

В работе показано, что использование двухэтапного роста при изготовлении мощных многомодовых полупроводниковых лазеров не приводит к существенному ухудшению таких излучательных характеристик, как внутренний квантовый выход и пороговая плотность тока. Важно отметить, что травление и последующее зарощивание напряженной квантовой ямы позволило сохранить высокое оптическое качество лазерной структуры, что подтверждается высоким внутренним квантовым выходом стимулированной рекомбинации (95%) и возможностью накачки импульсами тока амплитудой 60 А без необратимой деградации лазерного кристалла. Это свидетельствует о малости безызлучательной рекомбинации на границе квантовой ямы и зарощенного слоя.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

1. Слипенченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алфёров Ж.И. *ФТП*, **38** (12), 1477 (2004) [*Semiconductors*, **38** (12), 1430 (2004)].
2. Kaul T., Erbert G., Maaßdorf A., Martin D., Crump P. *Proc. SPIE*, **10514**, 105140A (2018).
3. Rauch S., Wenzel H., Radziunas M., Haas M., Tränkle G., Zimer H. *Appl. Phys. Lett.*, **110** (26), 263504 (2017).
4. Treusch H.-G., Ovtchinnikov A., He X., Kanskar M., Mott J., Yang S. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **6** (4), 601 (2000).
5. Слипенченко С.О., Подоскин А.А., Винокуров Д.А., Станкевич А.Л., Лешко А.Ю., Пихтин Н.А., Забродский В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **45** (10), 1431 (2011) [*Semiconductors*, **45** (10), 1378 (2011)].
6. Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Pikhitin N.A., Tarasov I.S. *Laser Phys.*, **24**, 105001 (2014).
7. Della Casa P., Brox O., Decker J., Winterfeldt M., Crump P., Wenzel H., Weyers M. *Semicond. Sci. Technol.*, **32** (6), 065009 (2017).
8. Пихтин Н.А., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **36** (3), 364 (2002) [*Semiconductors*, **36** (3), 344 (2002)].
9. Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Воронкова Н.В., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **45** (7), 604 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (7), 604 (2015)].
10. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Рожков А.В., Рудова Н.А., Слипенченко С.О., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Борщев К.С., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **32** (16), 47 (2006) [*Techn. Phys. Lett.*, **32** (8), 712 (2006)].