## Полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур AlGaInAs/InP со сверхузким волноводом и повышенным электронным барьером

В.Н.Светогоров, Ю.Л.Рябоштан, М.А.Ладугин, А.А.Падалица, Н.А.Волков, А.А.Мармалюк, С.О.Слипченко, А.В.Лютецкий, Д.А.Веселов, Н.А.Пихтин

Созданы полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур AlGaInAs/InP со сверхузким волноводом и повышенным электронным барьером. Показано, что применение такого волновода совместно с профильным легированием обеспечивает баланс между внутренними оптическими потерями и тепловым сопротивлением. Дополнительное использование напряженных слоев с увеличенной ишриной запрещенной зоны в качестве блокирующих барьеров, ограничивающих утечку электронов из активной области, позволяет увеличить выходную мощность при том же токе накачки. Созданные лазеры с полосковым контактом ишриной 100 мкм продемонстрировали выходную оптическую мощность в непрерывном режиме работы 4.0-4.4 Bm (ток накачки 14A) и в импульсном (100 нс,  $1 \kappa \Gamma \mu$ ) режиме 15-17 Bm (ток накачки 100 A) при комнатной температуре на длине волны генерации 1450-1500 нм.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, гетероструктура, AlGaInAs/InP, узкий волновод, электронный барьер.

## 1. Введение

Создание мощных полупроводниковых лазеров спектрального диапазона 1.4-1.6 мкм осложняется рядом причин, среди которых выделяют недостаточную энергетическую глубину квантовых ям и высокую вероятность протекания процессов оже-рекомбинации. В первом случае носители заряда по мере увеличения тока накачки могут покидать активную область и формировать токи утечки, снижая квантовую эффективность прибора. Ожерекомбинация дополнительно уменьшает излучательную рекомбинацию, снижает КПД и способствует увеличению тепловыделения. Повышение температуры активной области, в свою очередь, приводит к увеличению выброса носителей из квантовых ям, дальнейшему падению квантовой эффективности и усилению действия этой отрицательной обратной связи. По указанным причинам для лазеров рассматриваемого спектрального диапазона оказался перспективным подход, связанный с реализацией концепции упруго-напряженной активной области [1,2], согласно которой использование напряжений различных знаков в барьерах и квантовых ямах позволяет отодвинуть порог генерации дислокаций несоответствия, увеличить энергетическую глубину квантовых ям и величину напряжений в них. Увеличение потенциального барьера в квантовых ямах повышает локализацию носителей

В.Н.Светогоров, Ю.Л.Рябоштан, М.А.Ладугин, А.А.Падалица, Н.А.Волков. ООО «Сигм плюс», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1; e-mail: svetogorvlad@mail.ru

А.А.Мармалюк. ООО «Сигм плюс», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31 С.О.Слипченко, А.В.Лютецкий, Д.А.Веселов, Н.А.Пихтин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26

Поступила в редакцию 23 сентября 2020 г.

в активной области, а увеличение упругих напряжений в квантовых ямах способствует снижению влияния процессов оже-рекомбинации [3–5]. Как следствие, полупроводниковые лазеры на основе напряженно-компенсированных квантовых ям продемонстрировали улучшенные характеристики [6–8].

Создание условий, позволяющих улучшить отвод тепла от активной области, является одним из эффективных способов повышения выходной мощности полупроводниковых лазеров [9]. Применительно к данному спектральному диапазону в [10, 11] показано, что использование сверхузких волноводов способствует уменьшению последовательного и теплового сопротивлений лазерных структур и снижает последствия указанных негативных факторов. Кроме этого, уменьшение ширины волновода снижает накопление свободных носителей в нем [12], что является одной из причин, ограничивающих максимально достижимую оптическую мощность [13, 14].

Утечки из активной области можно дополнительно уменьшить, применяя специальные барьерные слои. Как правило, они состоят из более широкозонного материала, ограничивающего утечку носителей. Для лазеров, излучающих в области 1.3-1.6 мкм, сообщается об успешном использовании барьеров AlInAs [15-18], AlGaInAs [19], GaInP [20] или короткопериодной сверхрешетки GaInAs/ AlInAs [21]. В [22] предложено заменить изопериодный слой AlInAs на рассогласованный с увеличенным значением ширины запрещенной зоны. При этом должны соблюдаться условия, предотвращающие генерацию дислокаций несоответствия в таких слоях. В результате продемонстрировано увеличение выходной мощности на 10%-20%. Развивая этот подход, интересно изучить влияние повышенного электронного барьера в структуре со сверхузким волноводом на выходные характеристики лазера. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию данного вопроса на примере создания мощных лазеров, излучающих на длине волны в диапазоне 1450-1500 нм, на основе гетероструктур AlGaInAs/InP.

## 2. Эксперимент

Лазерные гетероструктуры AlGaInAs/InP выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии. Исследовалось два типа гетероструктур, различающихся величиной электронного барьера на границе волновод-р-эмиттер. Конструкция базовой гетероструктуры представляла собой активную область из двух упруго-компенсированных квантовых ям GaInAs, расположенных в центре волновода AlGaInAs толщиной 0.1 мкм. Волновод ограничивался эмиттерными слоями InP. Для снижения утечек на границе волновод-эмиттер помещались блокирующие барьерные слои AlInAs, изопериодные с подложкой InP [10]. Во второй гетероструктуре, по аналогии с [22], на границе волновод-р-эмиттер был введен напряженный барьерный слой AlInAs, ширина запрещенной зоны которого превышала аналогичную величину для согласованного барьера первой гетероструктуры. Параметры напряженного барьерного слоя взяты из [22]. На основе полученных гетероструктур изготавливались полупроводниковые лазеры с полосковым контактом шириной 100 мкм и длиной резонатора 2000-2500 мкм. На грани резонатора наносились просветляющие и отражающие покрытия с коэффициентами отражения  $R_1 \approx 0.05$  и  $R_2 \approx 0.95$ . Кристаллы помещались на медный теплоотвод; их выходные характеристики изучались в импульсном (длительность импульсов 100 нс, частота следования 1 кГц) и в непрерывном режимах работы при температуре теплоотвода 25°C.

## 3. Результаты и обсуждение

В [11] показано, что лазеры со сверхузким волноводом способны излучать высокую мощность благодаря снижению тепловой нагрузки на активную область. Дальнейшим шагом на пути повышения выходной мощности может стать увеличение высоты электронного барьера на границе р-волновод – эмиттер. Для проверки этого предположения были изготовлены лазеры со сверхузким волноводом двух типов: стандартной конструкции [10] и с добавлением напряженного широкозонного барьера по аналогии с [22].

Ватт-амперные и вольт-амперные характеристики исследованных лазеров представлены на рис.1. Видно, что наклоны ватт-амперных характеристик лазеров обоих типов близки на начальном участке. Однако по мере увеличения тока накачки насыщение ватт-амперной характеристики лазера с повышенным барьером идет медленнее и «отрывается» от аналогичной зависимости для лазера стандартной конструкции. Так, при токе 7.5 А эта разница составляет ~0.2 Вт (~7 %) в непрерывном режиме генерации (рис.1,а). Максимально достижимая непрерывная оптическая мощность при токе накачки 14 А, ширине полоскового контакта *w* = 100 мкм и длине резонатора L = 2000 мкм у образцов стандартной конструкции составила 4 Вт, а у образцов с увеличенным барьером -4.4 Вт. Наличие дополнительного барьера увеличило напряжение отсечки вольт-амперной характеристики на 0.15 В, при этом последовательное сопротивление лазера возросло на 4% (рис.1,*б*).

Плотность тока прозрачности ( $J_0 = 115-130$  A/см<sup>2</sup>), внутренняя квантовая эффективность ( $\eta_i = 0.95-0.96$ ) и уровень оптических потерь ( $\alpha_i = 2.5-3$  см<sup>-1</sup>) в исследованных образцах оказались близки.



Рис.1. Ватт-амперные (a) и вольт-амперные ( $\delta$ ) характеристики полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/ InP со сверхузким волноводом и с широкозонным (1) и стандартным (2) барьерами в непрерывном режиме генерации.

Типичные спектральные характеристики лазеров в режиме непрерывной генерации приведены на рис.2. Температурный сдвиг длины волны для образца с повышенным электронным барьером составил ~12.5 нм при токе накачки 6.2 А, что приблизительно соответствует перегреву активной области на 42 °C. У лазера стандартной конструкции при том же токе сдвиг достиг ~16.2 нм, что соответствует перегреву на ~54 °C. Все это говорит о положительном влиянии барьера с увеличенной шириной запрещенной зоны на температурную стабильность работы лазера. Отметим, что различие длин волн генерации изучаемых образцов, имеющих одинаковые квантовые ямы в активной области, можно объяснить наличием напряженного барьера.

В импульсном режиме генерации (100 нс, 1 кГц) лазеры с повышенным электронным барьером продемонстрировали увеличенную на 10%-15% выходную мощность (рис.3). Так, при токе накачки 100 А указанные образцы с шириной полоскового контакта w = 100 мкм и длиной резонатора L = 2500 мкм достигали выходной мощности 17.5 Вт против 15.5 Вт у образцов стандартной конструкции тех же размеров.

Проведенные исследования подтвердили, что улучшение ограничения носителей в активной области полупроводникового лазера способствует достижению более высокой выходной мощности. В частности, для лазеров спектрального диапазона 1.4–1.6 мкм, как со сверхузким, так и со стандартным волноводом [22], введение напряженного широкозонного барьера на границе волновод– р-эмиттер заметно улучшает их излучательные характеристики.



Рис.2. Типичные спектральные характеристики полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP со сверхузким волноводом и широкозонным (*a*) и стандартным (*б*) барьерами в непрерывном режиме генерации при различных токах инжекции.



Рис.3. Ватт-амперные характеристики полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP со сверхузким волноводом и широкозонным (1) и стандартным (2) барьером в импульсном режиме генерации (100 нс, 1 кГц).

Итак, в настоящей работе представлены результаты сравнительных экспериментальных исследований полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP со сверхузким волноводом и варьируемой шириной запрещенной зоны слоев AlInAs, используемых в качестве блокирующих барьеров на границе волновод– р-эмиттер. В лазерах с более широкозонными барьерными слоями AlInAs улучшается локализация электронов в активной области и снижается утечка носителей заряда в эмиттерные слои. Это способствует повышению выходной мощности таких лазеров на 10%–15% при одинаковых размерах и токах накачки как в импульсном, так и в непрерывном режиме работы.

- Miller B.I., Koren U., Young M.G., Chien M.D. Appl. Phys. Lett., 58, 1952 (1991).
- Ogasawara M., Sugiura H., Mitsuhara M., Yamamoto M., Nakao M. J. Appl. Phys., 84, 4775 (1998).
- Lui W.W., Yamanaka T., Yoshikuni Y., Seki S., Yokoyama K. Appl. Phys. Lett., 64, 1475 (1994).
- 4. Wang J., von Allmen P., Leburton J-P., Linden K.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 864 (1995).
- Андреев А.Д., Зегря Г.Г. ФТП, 31, 358 (1997) [Semiconductors, 31, 297 (1997)].
- Lin C.-C., Liu K.-S., Wu M.-C., Shiao H.-P. Jpn. J. Appl. Phys., 37, 3309 (1998).
- 7. Pan J.-W., Chen M.-H., Chyi J.-I. J. Cryst. Growth, 201/202, 923 (1999).
- Wu M.-Y., Yang C.-D., Lei P.-H., Wu M.-C., Ho W.-J. Jpn. J. Appl. Phys., 42, L643 (2003).
- Crump P., Erbert G., Wenzel H., Frevert C., Schultz C.M., Hasler K.-H., Staske R., Sumpf B., Maassdorf A., Bugge F., Knigge S., Traenkle G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*,19(4), 1501211 (2013).
- Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Ладугин М.А., Падалица А.А., Слипченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А. Квантовая электроника, 47 (3), 272 (2017) [Quantum Electron., 47 (3), 272 (2017)].
- Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Ладугин М.А., Падалица А.А., Слипченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А. Квантовая электроника, 48 (3), 197 (2018) [Quantum Electron., 48 (3) 197 (2018)].
- 12. Ryvkin B.S., Avrutin E.A., Kostamovaara J.T. J. Appl. Phys., 114, 013104 (2013).
- Wenzel D., Crump P., Pietrzak A., Wang X., Erbert G., Tränkle G. *New J. Phys.*, **12**, 085007 (2010).
- 14. Piprek J., Li Z.-M. IEEE Photon. Technol. Lett., 30, 963 (2018).
- Kazarinov R.F., Belenky G.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31, 423 (1995).
- Murai H., Matsui Y., Ogawa Y., Kunii T. *Electron. Lett.*, **31**, 2105 (1995).
- Takemasa K., Munakata T., Kobayashi M., Wada H., Kamijoh T. IEEE Photon. Technol. Lett., 10, 495 (1998).
- Wada H., Takemasa K., Munakata T., Kobayashi M., Kamijoh T. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 5 (3), 420 (1999).
- Garrod T., Olson D., Klaus M., Zenner C., Galstad C., Mawst L., Botez D. Appl. Phys. Lett., 105, 071101 (2014).
- Abraham P., Piprek J., DenBaars S.P., Bowers J.E. Jpn. J. Appl. Phys., 38, 1239 (1999).
- Fukushima T., Shimizu H., Nishikata K., Hirayama Y., Irikawa M. Appl. Phys. Lett., 66, 2025 (1995).
- Мармалюк А.А., Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Ладугин М.А., Лобинцов А.В., Падалица А.А., Романцевич В.И., Рябоштан Ю.Л., Сапожников С.М., Светогоров В.Н., Симаков В.А. Квантовая электропика, 49 (6), 519 (2019) [Quantum Electron., 49 (6), 519 (2019)].