

## Линейки лазерных диодов на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs ( $\lambda = 808$ нм) с повышенной температурной стабильностью

А.А.Мармалюк, М.А.Ладугин, А.Ю.Андреев, К.Ю.Телегин, И.В.Яроцкая, А.С.Мешков, В.П.Коняев, С.М.Сапожников, Е.И.Лебедева, В.А.Симаков

*Методом МОС-гидридной эпитаксии выращены две серии лазерных гетероструктур AlGaAs/GaAs и исследованы изготовленные из них линейки лазерных диодов, излучающие на длине волны 808 нм. Гетероструктуры различались толщиной волновода и глубиной залегания квантовой ямы. Показано, что повышение барьера для носителей в активной области благоприятно сказывается на выходных параметрах излучателей в случае гетероструктур с узким симметричным волноводом, наклон ватт-амперных характеристик для этих структур вырос с 0.9 до 1.05 Вт/А. Таким образом, геометрия структур с узким волноводом и глубокой ямой является более целесообразной для мощных линеек лазерных диодов в условиях затруненного теплоотвода.*

**Ключевые слова:** линейка лазерных диодов, решетка лазерных диодов, МОС-гидридная эпитаксия, квантовая яма.

Линейки лазерных диодов (ЛЛД) на основе гетероструктур (ГС) AlGaAs/GaAs широко используются в качестве источников излучения в современных оптоэлектронных системах, в первую очередь в системах накачки твердотельных лазеров. Для накачки лазеров на основе YAG:Nd<sup>3+</sup> традиционно применяют ЛЛД с длиной волны излучения  $\lambda = 808$  нм [1]. К таким ЛЛД предъявляются высокие требования по выходной мощности и температурной стабильности ввиду необходимости поддержания заданной длины волны излучения, совпадающей с полосой поглощения активируемой примеси.

Близкое расположение излучающих областей ЛЛД, особенно при высоком факторе заполнения, и высокие выходные мощности приводят к большому тепловыделению, из-за чего даже в квазинепрерывном режиме работы повышается температура лазерного кристалла, а следовательно, увеличивается пороговая плотность тока и снижается дифференциальная квантовая эффективность [2]. Для сохранения выходных характеристик на заданном уровне в таких условиях излучатели должны обладать повышенной температурной стабильностью.

Одним из возможных путей решения этой задачи является изменение геометрии активной области, направленное на повышение локализации электронов в квантовой яме (КЯ) [3]. Такой подход был успешно применен в гетероструктурах для лазерных диодов с длинами волн в диапазоне 1010–1070 нм (см. работу [4], авторами которой показано, что большая энергетическая глубина КЯ не позволяет электронам делокализоваться в волноводные слои, поэтому внутренние оптические потери снижаются). В настоящей работе этот подход развит для гете-

роструктур, обеспечивающих лазерную генерацию с  $\lambda = 808$  нм. При этом необходимо учитывать различные последствия изменения состава волноводных слоев. С одной стороны, увеличение высоты барьера для носителей способствует удержанию электронов в КЯ и, следовательно, увеличению квантовой эффективности и повышению характеристической температуры. С другой стороны, повышение мольной доли AlAs в барьере AlGaAs, требуемое для указанного увеличения глубины КЯ, сопряжено с ростом фонового уровня кислорода. Примесные атомы кислорода выступают в качестве центров безызлучательной рекомбинации, что приводит к снижению внутреннего квантового выхода, падению выходной мощности, перегреву активной области и зеркал на лазерных излучателях [5, 6].

Еще одним перспективным путем повышения выходных характеристик рассматриваемых ЛЛД является снижение внутренних оптических потерь благодаря использованию расширенных волноводов [7, 8]. Такой подход хорошо зарекомендовал себя при создании дискретных излучателей с повышенной выходной мощностью. Но его преимущества не столь очевидны при создании ЛЛД, когда на первый план выходят вопросы отвода тепла, а использование расширенных волноводов вносит дополнительное электрическое и тепловое сопротивление.

Мы изучали оба варианта оптимизации геометрии активной области гетероструктур применительно к задаче создания ЛЛД. Для этого методом МОС-гидридной эпитаксии были выращены 5 лазерных ГС Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs двух типов: с узким симметричным и расширенным асимметричным волноводом. Кроме того, для каждого типа гетероструктур варьировалась высота барьера КЯ. Зонные диаграммы полученных образцов схематически представлены на рис.1. Из указанных ГС были изготовлены ЛЛД и исследованы их электрофизические параметры.

В первом типе ГС (образцы 1–3) использовалась геометрия с узкими симметричными волноводами суммарной толщиной ~0.4 мкм (рис. 1,а), традиционная для ЛД спектрального диапазона 808 нм [9]. Помимо стандартного состава волноводного слоя Al<sub>0,32</sub>Ga<sub>0,68</sub>As (образец 1)

А.А.Мармалюк, М.А.Ладугин, А.Ю.Андреев, К.Ю.Телегин, И.В.Яроцкая, А.С.Мешков, В.П.Коняев, С.М.Сапожников, Е.И.Лебедева, В.А.Симаков. ОАО «НИИ "Полус" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп.1; e-mail: i.yarotskaya@mail.ru

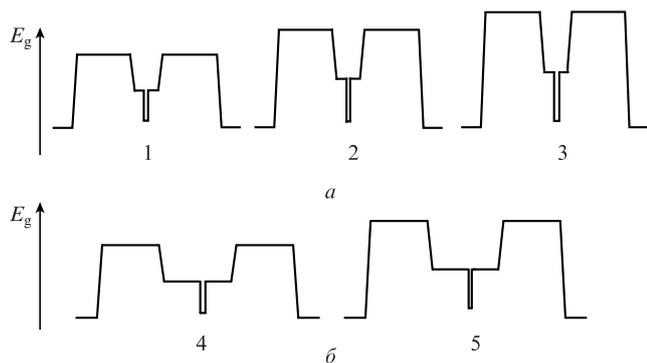


Рис.1. Схематическое изображение зонных диаграмм образцов 1–3 с узким симметричным волноводом (а) и образцов 4, 5 с расширенным асимметричным волноводом (б).

были выращены ГС с увеличенным содержанием алюминия:  $\text{Al}_{0,37}\text{Ga}_{0,63}\text{As}$  (образец 2) и  $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$  (образец 3). При этом расчетная высота барьеров КЯ увеличивалась со 139 мэВ для стандартной геометрии до 190 (2) и 213 мэВ (3). Соответственно была увеличена мольная доля AlAs в эмиттерных слоях с сохранением скачка  $\Delta x$  между волноводом и эмиттером для поддержания на одном уровне фактора оптического ограничения в активной области.

ГС второго типа (рис.1,б) имели расширенный асимметричный волновод общей толщиной  $\sim 1.5$  мкм и также различались составом волноводных слоев:  $\text{Al}_{0,32}\text{Ga}_{0,68}\text{As}$  (образец 4) и  $\text{Al}_{0,37}\text{Ga}_{0,63}\text{As}$  (образец 5).

Из полученных ГС были изготовлены лазерные элементы с шириной контакта  $w = 80$  мкм и длиной резонатора  $L = 1400$  мкм. Коэффициенты отражения передней и задней граней резонатора с нанесенными оптическими покрытиями были  $R_1 \approx 0.05$  и  $R_2 \approx 0.95$ . Лазерные элементы собирались в линейки из 30 ЛД протяженностью 4 мм с коэффициентом заполнения 60%. Измерения проводились в квазинепрерывном режиме накачки (длительность импульсов 200 мкс, частота следования 20 Гц).

Для проверки эффективности описанных выше вариантов оптимизации изучались ватт-амперные характеристики ЛЛД на основе ГС различной конструкции. Первая серия экспериментов проводилась на образцах первого типа: с узким волноводом и с увеличивающейся глубиной КЯ. На рис.2,а представлены ватт-амперные характеристики (ВтАХ) таких ЛЛД. Пороговые токи для всех образцов этого типа находились в диапазоне 10–12 А. Из рис.2,а видно, что выходная оптическая мощность растет при всех токах накачки. Наклон кривой ВтАХ при повышении барьера для носителей заряда в КЯ для образцов 1, 2 и 3 составляет 0,9, 0,96 и 1,05 Вт/А соответственно.

Дополнительно были проведены исследования температурной стабильности ЛЛД. Основной мерой температурной стабильности лазерных диодов является характеристическая температура  $T_0$ . Повышение барьерного слоя КЯ в исследованных ГС привело к увеличению  $T_0$  с 95 (образец 1) до 110 (2) и 120 К (3) соответственно.

На рис.2,б представлены ватт-амперные характеристики ЛЛД на основе ГС с расширенным асимметричным волноводом. Увеличение толщины волноводных слоев закономерно приводит к росту порогового тока, что обусловлено снижением фактора оптического ограничения в активной области. Пороговый ток для обеих линеек составил 17 А, при этом наклон кривой ВтАХ уменьшился с повышением высоты барьерного слоя с 1,06 (образец 4)

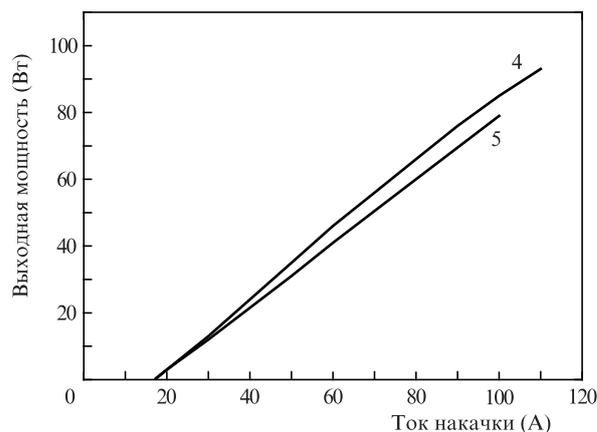
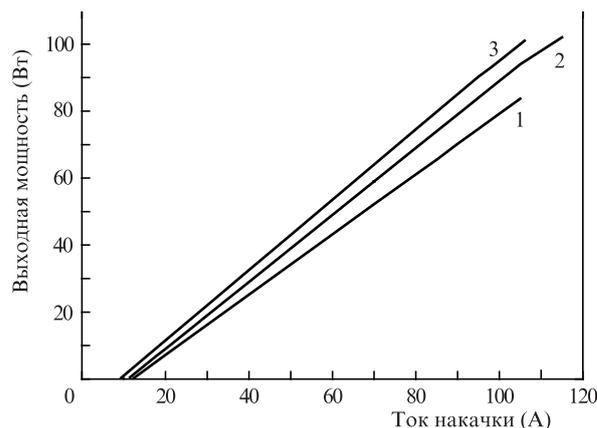


Рис.2. Ватт-амперные характеристики ЛЛД с узким волноводом на основе ГС стандартной геометрии (1) и ГС с увеличенной высотой барьера КЯ (2 и 3) (а), а также ЛЛД с расширенным асимметричным волноводом на основе ГС стандартной геометрии (4) и ГС с увеличенной высотой барьера КЯ (5) (б).

до 0,96 Вт/А (5). Характеристическая температура для данных лазерных образцов варьировалась в пределах 105–110 К.

Поведение образцов второго типа прямо противоположно поведению образцов первого типа. Известно, что с увеличением мольной доли AlAs в твердых растворах AlGaAs качество последних снижается, в первую очередь, из-за увеличения внедрения кислорода в растущий слой и образования связанных с ним глубоких уровней [10, 11]. По-видимому, с увеличением толщины волноводных слоев указанное отрицательное воздействие становится более заметным. Дополнительным фактором, могущим отрицательно сказаться на наклоне ВтАХ, может явиться пусть и небольшое, но все же имеющееся увеличение последовательного и теплового сопротивлений, связанное с расширением волноводов и ростом общей толщины ГС.

Подход, направленный на снижение внутренних оптических потерь путем расширения волноводных слоев, является эффективным инструментом повышения выходной мощности дискретных лазерных диодов, работающих, как правило, в условиях хорошего теплоотвода. В нашем случае из-за близкого расположения излучающих областей ЛЛД тепловыделение заметно больше, а теплоотвод существенно затруднен, поэтому диоды на основе расширенных волноводов не могут продемонстрировать свои преимущества. В этой ситуации более действенным является увеличение электронного ограничения в КЯ при сохранении малой толщины волноводных слоев.

Итак, подытожим: методом МОС-гидридной эпитаксии выращены ГС с узким симметричным волноводом и расширенным асимметричным волноводом. Глубины квантовых ям варьировались путем увеличения доли AlAs в волноводе. Показано, что повышение барьера для носителей благоприятно сказывается на выходных параметрах ЛЛД в случае ГС с узким симметричным волноводом (наклон ВтАХ вырос с 0.9 до 1.05 Вт/А). Однако в ряде образцов с широким асимметричным волноводом ожидаемого улучшения не наблюдалось. Причиной этого могут быть дополнительные последовательное и тепловое сопротивление, обусловленные утолщением ГС. Таким образом, наиболее целесообразной конструкцией ГС для данного применения является геометрия с узким волноводом и глубокой КЯ.

1. Давыдова Е.И., Коняев В.П., Ладугин М.А., Лебедева Е.И., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Петров С.В., Сапожников С.М., Симаков В.А., Успенский М.Б., Яроцкая И.В. *Квантовая электроника*, **40** (8), 682 (2010).
2. Безотосный В.В., Кумыков Х.Х., Маркова Н.В. *Квантовая электроника*, **24** (6), 495 (1997).
3. Пихтин Н.А., Слипенченко С.О., Шашкин И.С., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Подоскин А.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **44**, 1411 (2010).
4. Шашкин И.С., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Растегаева М.Г., Соколова З.Н., Слипенченко С.О., Станкевич А.Л., Шамахов В.В., Веселов Д.А., Бондарев А.Д., Тарасов И.С. *ФТП*, **46**, 1230 (2012).
5. Mihashi Y., Miyashita M., Kaneno N., Tsugami M., Fujii N., Takamiya S., Mitsui S. *J. Cryst. Growth*, **141**, 22 (1994).
6. Алферов Ж.И., Кацавец Н.И., Петриков В.Д., Тарасов И.С., Халфин В.Б. *ФТП*, **30**, 474 (1996).
7. Андреев А.Ю., Зорина С.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Мурашова А.В., Налет Т.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Сабитов Д.Р., Симаков В.А., Слипенченко С.О., Телегин К.Ю., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **43**, 543 (2009).
8. Андреев А.Ю., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Налет Т.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Сабитов Д.Р., Симаков В.А., Слипенченко С.О., Хомылев М.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40**, 628 (2006).
9. Абазадзе А.Ю., Безотосный В.В., Гурьева Т.Г., Давыдова Е.И., Залевский И.Д., Зверев Г.М., Лобинцов А.В., Мармалюк А.А., Сапожников С.М., Симаков В.А., Успенский М.Б., Шишкин В.А. *Квантовая электроника*, **31** (8), 659 (2001).
10. Chand N., Harris T.D., Chu S.N.G., Becker E.E., Sergeant A.M., Schnoes M., Lang D.V. *J. Cryst. Growth*, **111**, 20 (1993).
11. Chand N., Chu S.N.G., Dutta N.K., Lopata J., Geva M., Syrbu A.V., Mereutza A.Z., Yakovlev V.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 424 (1994).