

Мощные лазеры ($\lambda = 808\text{--}850\text{ нм}$) на основе асимметричной гетероструктуры раздельного ограничения

© А.Ю. Андреев*, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк*, Т.А. Налет, А.А. Падалица*, Н.А. Пихтин, Д.Р. Сабитов*, В.А. Симаков*, С.О. Слипченко, М.А. Хомылев, И.С. Тарасов[†]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* «Сигм Плюс»,
117342 Москва, Россия

(Получена 20 сентября 2005 г. Принята к печати 10 октября 2005 г.)

Согласно концепции мощных полупроводниковых лазеров, в системе твердых растворов AlGaAs/GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии выращены симметричные и асимметричные гетероструктуры раздельного ограничения. На основе лазерных структур изготовлены мощные полупроводниковые лазеры с апертурой излучения 100 мкм, излучающие в диапазоне длин волн 808–850 нм. Внутренние оптические потери в асимметричных гетероструктурах раздельного ограничения с расширенным волноводом снижены до 0.5 см^{-1} . В лазерах с толщиной волновода 1.7 мкм достигнута мощность оптического излучения 7.5 Вт в непрерывном режиме генерации благодаря снижению плотности оптического излучения на зеркале резонатора до 4 МВт/см^2 .

PACS: 42.55.Px, 85.60.Jb

1. Введение

Мощные полупроводниковые лазеры, излучающие на длине волны 808 и 850 нм, широко применяются для накачки твердотельных лазеров на основе кристаллов, легированных неодимом [1]. Поэтому увеличение оптической мощности, яркости и срока службы лазеров, излучающих в этом диапазоне является актуальной задачей.

В последнее время успешно развивается концепция мощных полупроводниковых лазеров, в основе которой лежит положение о снижении внутренних оптических потерь [2–4]. Эта идея блестяще реализуется в асимметричных лазерных двойных гетероструктурах раздельного ограничения (АРО ДГС) [5,6]. Однако все рекордные параметры в лазерах на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения достигнуты с использованием МОС-гидридной технологии безалюминиевых полупроводниковых твердых растворов [5,6]. Применение этой технологии в значительной степени упрощает требования к постростовым операциям, используемым при изготовлении мощных полупроводниковых лазеров [7]. Для создания лазеров, излучающих в диапазоне длин волн 808–850 нм, может применяться как система безалюминиевых полупроводниковых твердых растворов [8], так и система твердых растворов AlGaAs/GaAs [9]. Достоинства системы твердых растворов AlGaAs/GaAs общеизвестны, но при ее использовании во всех слоях лазерной АРО ДГС содержится алюминий, присутствие которого значительно усложняет постростовые технологии. Особенно это относится к технологии нанесения диэлектрических зеркал на резонаторы Фабри–Перо. В статье [7] исследовалась температура перегрева диэлектрических зеркал (SiO_2/Si)

нанесенных на резонаторы Фабри–Перо лазеров, содержащих и не содержащих алюминий в слоях лазерной гетероструктуры. Было показано, что зеркала на лазерах, содержащих алюминий в слоях активной области и волноводных слоях, перегреваются на порядок сильнее, чем в не содержащих. Применение АРО ДГС позволяет значительно расширить волновод структуры без увеличения внутренних оптических потерь [4], следовательно, снизить требования к порогу оптической катастрофической деградации зеркал и увеличить максимально достижимую мощность оптического излучения в непрерывном режиме генерации.

Цель настоящей работы заключалась в создании мощных полупроводниковых лазеров на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения, излучающих в диапазоне длин волн 808–850 нм с использованием МОС-гидридной технологии в системе твердых растворов AlGaAs/GaAs.

2. Экспериментальная установка и образцы

Для проведения экспериментов была изготовлена партия симметричных и асимметричных лазерных гетероструктур раздельного ограничения с толщиной волновода от 0.2 до 1.7 мкм. Для эпитаксиального осаждения структур использовалась МОС-гидридная технология пониженного давления. АРО ДГС AlGaAs/GaAs выращивались при температуре $720\text{--}770^\circ\text{C}$ и давлении в реакторе 60–80 мм рт.ст. В качестве источников элементов третьей группы использовались триметилалюминий, триметил- и триэтилгаллий. Источником элементов пятой группы был 100% арсин. Смесь силана с водородом использовалась в качестве лигатуры *n*-типа, а

[†] E-mail: Tarasov@hpld.ioffe.ru

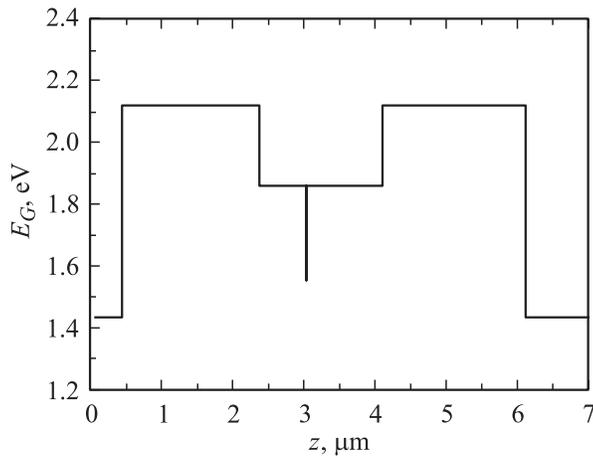


Рис. 1. Схематическая энергетическая зонная диаграмма лазерных гетероструктур раздельного ограничения.

диэтилцинк — в качестве лигатуры *p*-типа. В качестве газа-носителя использовался водород с точкой росы не выше -100°C . Рост осуществлялся на подложках *n*-GaAs (100).

Тщательный выбор условий получения квантовых ям позволил увеличить внутренний квантовый выход, а оптимизация условий роста волноводных слоев совместно с оптимизацией профиля легирования лазерных гетероструктур позволили снизить внутренние оптические потери.

№ структуры	Толщина волновода AlGaAs, мкм	Длина волны генерации, нм
1	0.4	808
2	0.24	850
3	0.8	808
4	1.63	808
5	0.8	850
6	1.74	850

Схематическая зонная энергетическая диаграмма лазерных гетероструктур приведена на рис. 1. Эмиттерные слои твердого раствора $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ *p*-типа легировались до $9 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ и *n*-типа до $9 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$. Волноводные слои преднамеренно не легировались и имели состав твердого раствора $\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$, а фоновый уровень легирования $2\text{--}5 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$. В симметричных структурах изменялась только толщина волновода. В таблице приведены толщины волноводных слоев. В асимметричных структурах активная область смещалась к эмиттеру *p*-типа на 0.2 мкм. Применялись два состава твердого раствора активной области. Один $\text{Al}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{As}$ обеспечивал генерацию на длине волны 850 нм, а второй $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ обеспечивал генерацию на длине волны 808 нм. Во всех структурах толщина активной области составляла $\sim 120\text{ \AA}$.

Таким образом, в состав всех слоев лазерных структур входит алюминий с различной степенью концентрации.

С применением известных постростовых технологий [10,11] из выращенных структур были изготовлены полупроводниковые лазеры с апертурой излучения 100 мкм. Из каждой структуры изготавливались партии лазеров с различной длиной резонатора от 0.5 до 4.0 мм и исследовались их пороговые, мощностные и спектральные характеристики.

3. Экспериментальные исследования

Все исследования проводились в непрерывном режиме генерации при фиксированной температуре теплоотвода 25°C .

Пороговые характеристики исследовались в зависимости от обратной длины резонатора. При длине резонатора, устремляющейся к бесконечности, определялось минимальное значение пороговой плотности тока, соответствующей нулевым потерям на выход из резонатора Фабри–Перо. Пороговые плотности тока в лазерных структурах с различной толщиной волноводного слоя составляли величину порядка 160 А/см^2 (рис. 2). Это объясняется тем, что в АРО ДГС снижение фактора оптического ограничения в активной области, приводящее к падению усиления в лазерной структуре, компенсируется, как это будет показано далее, снижением внутренних оптических потерь. Если учесть, что технология формирования *p*–*n*-перехода для всех структур оставалась неизменной, то увеличение толщины волноводных слоев от 0.1 до 0.7 мкм не влияет на транспорт носителей тока из эмиттеров в активную область. При малых уровнях инжекции в структуре не возникает дополнительных каналов утечки токов, приводящих к возрастанию порогового тока.

Исследовались зависимости дифференциальной эффективности от длины резонатора Фабри–Перо. Из

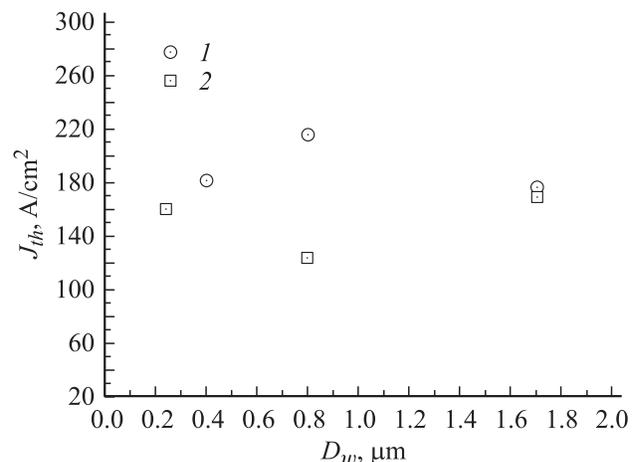


Рис. 2. Зависимость пороговой плотности тока J_{th} от толщины волновода D_w для лазеров с длиной волны излучения: 1 — 808, 2 — 850 нм.

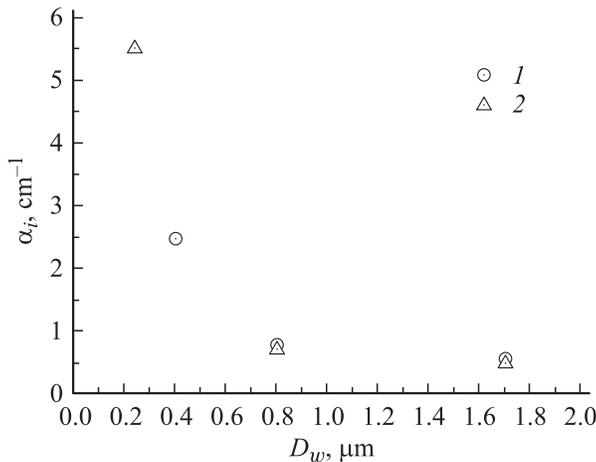


Рис. 3. Зависимость внутренних оптических потерь α_i от толщины волновода D_w для лазеров с длиной волны излучения: 1 — 808, 2 — 850 нм.

этих зависимостей при бесконечно малой длине резонатора определялся внутренний квантовый выход стимулированного излучения для данной структуры на пороге генерации. Во всех структурах достигалась величина стимулированного квантового выхода более 90%, что исключает наличие дополнительных каналов безызлучательной рекомбинации за порогом генерации в АРО ДГС с расширенным до 1.7 мкм волноводом. Наибольший интерес вызывает величина внутренних оптических потерь, определяемая из наклона зависимости дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора. Из аналогичных зависимостей для различных лазерных гетероструктур были определены величины внутренних оптических потерь и построена зависимость от толщины волновода (рис. 3). Увеличение толщины волновода на порядок снижает внутренние оптические потери также на порядок (рис. 3). Расширение волновода приводит к снижению доли излучения, распространяющейся по сильно легированным эмиттерам, и суммарные внутренние оптические потери падают. Как нами было показано [3,4], в лазерных структурах с толщиной волновода более 1.3 мкм основная часть внутренних оптических потерь приходится на долю активной области. В этом случае дальнейшее снижение величины внутренних оптических потерь связано непосредственно со снижением пороговой концентрации в активной области полупроводникового лазера. При достигнутой величине внутренних оптических потерь в 0.5 см^{-1} в лазерах на основе АРО ДГС высокие значения дифференциальной квантовой эффективности сохраняются при длине резонатора 3–5 мм. Возможность увеличения длины лазерных диодов до 3–5 мм при сохранении высоких значений дифференциальной квантовой эффективности позволяет рассчитывать на увеличение излучаемой оптической мощности лазеров на основе АРО ДГС [5,6].

На рис. 4 приведена зависимость максимально достижимой величины оптической мощности от толщины волновода лазерной гетероструктуры. Максимальные значения достигаются при толщине волновода 1.7 мкм как на длине волны 808 нм, так и на длине волны излучения 850 нм. Это происходит по двум причинам. Во-первых, снижение внутренних оптических потерь позволяет увеличить длину полупроводникового лазера и предельный ток, во-вторых, расширение волновода снижает плотность потока энергии через зеркало резонатора Фабри–Перо и увеличивает максимальную оптическую мощность. По данным максимально достижимой мощности, приведенным на рис. 4, определялся порог оптической катастрофической деградации для лазеров с различной толщиной волновода. Независимо от толщины волновода порог оптической катастрофической деградации составил величину порядка 4 МВт/см^2 . В лазерах, не содержащих алюминия в слоях активной

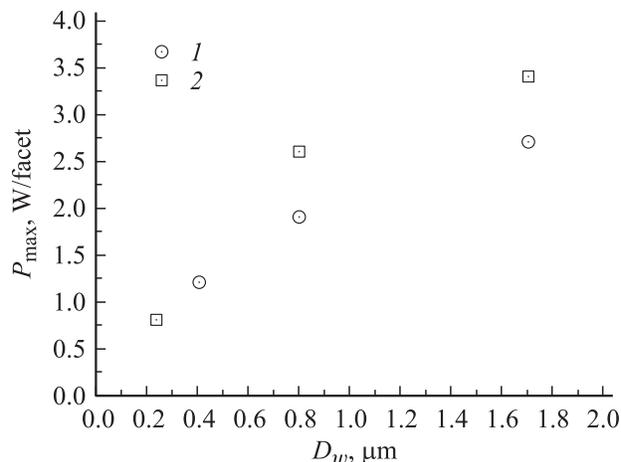


Рис. 4. Зависимость максимальной оптической мощности P_{max} , снимаемой с одного выходного зеркала, от толщины волновода D_w для лазеров с длиной волны излучения: 1 — 808, 2 — 850 нм.

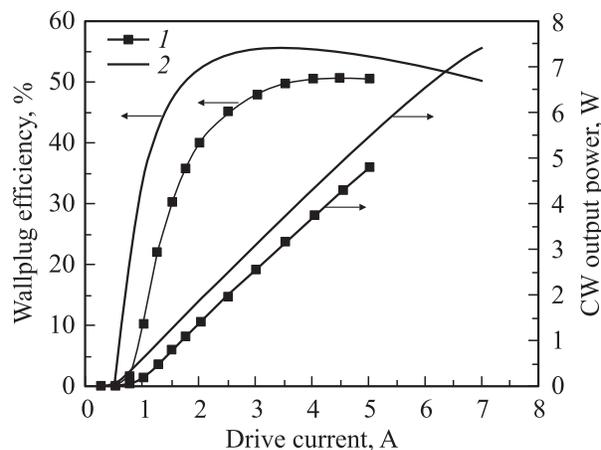


Рис. 5. Ватт-амперная характеристики и зависимость КПД от тока накачки I для лазеров с длиной волны 808 (1) и 850 нм (2) в непрерывном режиме генерации.

области и волноводных слоях, эта величина лежит в диапазоне $20\text{--}40\text{ МВт/см}^2$ [2,12]. На рис. 5 приведены характерные ватт-амперные характеристики полупроводниковых лазеров с толщиной волновода 1.7 мкм и длиной волны излучения 808 и 850 нм . При длине резонатора $2\text{--}3\text{ мм}$ максимальный ток, пропускаемый через лазерные структуры, достигал 7 А , что обеспечивало выходную оптическую мощность порядка 7 Вт в непрерывном режиме. Однако в лазерах на основе алюминийсодержащих твердых растворов не достигалось характерное для непрерывного режима генерации насыщение ватт-амперной характеристики (рис. 5). В аналогичных лазерах, не содержащих алюминий в волноводных слоях, максимальный ток достигает $15\text{--}16\text{ А}$ с насыщением ватт-амперной характеристики [5,6]. Это происходило потому, что наиболее слабым местом для полупроводниковых лазеров, содержащих алюминий во

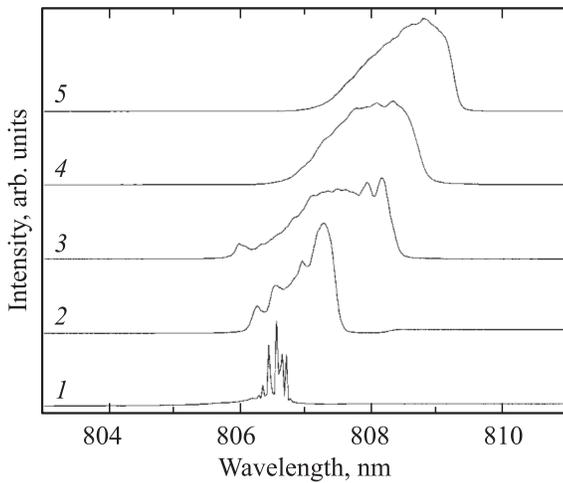


Рис. 6. Спектр излучения в непрерывном режиме генерации в зависимости от тока накачки I , А: 1 — 0.94 , 2 — 1.5 , 3 — 2 , 4 — 2.5 , 5 — 3 .

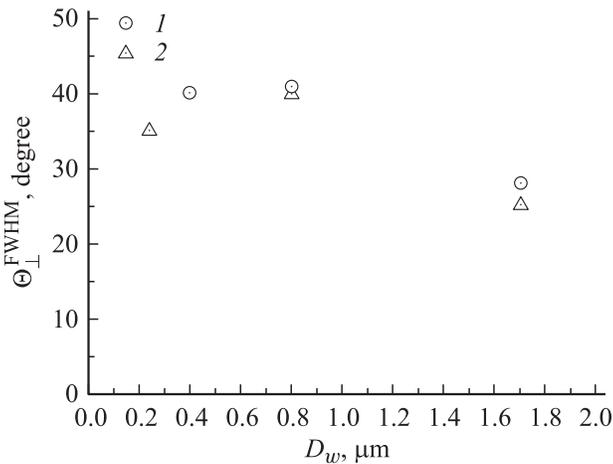


Рис. 7. Зависимость расходимости излучения в направлении, перпендикулярном слоям лазерной структуры Θ_{\perp} , от толщины волновода D_w для лазеров с длиной волны излучения: 1 — 808 , 2 — 850 нм .

всех слоях лазерной гетероструктуры, являются диэлектрические зеркала. В нашем случае расширение волновода до 1.7 мкм значительно снижает плотность потока энергии на диэлектрическом выходном зеркале, что позволяет достичь больших выходных оптических мощностей в лазерах на гетероструктурах, содержащих алюминий.

На рис. 6 приведены спектры излучения полупроводниковых лазеров в зависимости от тока накачки. В спектрах наблюдается характерное [6] смещение полосы излучения до $2\text{--}4\text{ нм}$ в длинноволновую область. Смещение спектра в длинноволновую область позволяет определить температуру разогрева активной области полупроводникового лазера. В лазерах с длиной резонатора $2\text{--}3\text{ мм}$ перегрев активной области составил величину порядка $5\text{--}10$ градусов. Расширение спектра в коротковолновую область связывают с насыщением усиления.

Температурная зависимость пороговой плотности тока не зависит от толщины волновода, и характеристическая температура T_0 составила 160 К .

Толщина волновода при фиксированных составах твердых растворов волноводных слоев определяет расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной эпитаксиальным слоям. Для всех структур независимо от толщины волновода наблюдалась устойчивая генерация на основной поперечной моде. На рис. 7 показана зависимость расходимости излучения Θ_{\perp} от толщины волновода. С увеличением толщины волновода наблюдается значительное снижение расходимости излучения в плоскости, перпендикулярной эпитаксиальным слоям, и при толщине волновода 1.7 мкм она составляет 26° в лазерах, излучающих как на длине волны 808 нм , так и на длине волны 850 нм . Снижение расходимости излучения упрощает задачу использования лазерного излучения в оптических системах. При таких значениях угла расходимости ввод излучения в многомодовое волокно диаметром 100 мкм достигает 90% .

4. Заключение

Методом МОС-гидридной эпитаксии выращены симметричные и асимметричные лазерные квантово-размерные гетероструктуры раздельного ограничения в системе твердых растворов AlGaAs/GaAs , излучающие в диапазоне длин волн $808\text{--}850\text{ нм}$. Конструкции гетероструктур были выбраны в соответствии с концепцией мощных полупроводниковых лазеров. На их основе изготовлены меза-полосковые лазеры с апертурой 100 мкм и исследованы их излучательные характеристики.

В лазерах на основе асимметричных гетероструктур с толщиной волновода 1.7 мкм были получены внутренние оптические потери 0.5 см^{-1} . Снижение плотности мощности на зеркале резонатора лазеров позволило достичь максимальной мощности излучения 7.5 Вт в непрерывном режиме генерации.

Список литературы

- [1] K. Shighara, Y. Nagai, S. Karadida, A. Takami, Y. Kokubo, H. Matsubara, S. Kakimoto. *IEEE J. Quant. Electron.*, **27**, 1537 (1991).
- [2] D.A. Livshits, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, N.N. Ledentsov, T.A. Nalyot, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **36**, 1848 (2000).
- [3] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **38**, 374 (2004).
- [4] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **38**, 1477 (2004).
- [5] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **40**, 1413 (2004).
- [6] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, В.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **39**, 388 (2005).
- [7] Ж.И. Алфёров, Н.И. Кацавец, В.Д. Петриков, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. *ФТП*, **30**, 474 (1996).
- [8] J.K. Wade, L.J. Mawst, D. Botez, J.A. Morris. *Electron. Lett.*, **34**, 1100 (1998).
- [9] D.Z. Garbuzov, J.H. Abeles, N.A. Morris, P.D. Gardner, A.R. Triano, M.G. Harvey, D.B. Gilbert, J.C. Connolly. *Proc. SPIE*, **2682**, 20 (1996).
- [10] Е.Г. Голикова, В.А. Горбылев, Ю.В. Ильин, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов, Е.А. Третьякова, Н.В. Фетисова. *Письма ЖТФ*, **26**, 57 (2000).
- [11] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, Е.Г. Голикова, Ю.А. Рябоштан, И.С. Тарасов. *ФТП*, **36**, 1393 (2002).
- [12] F. Bugge, G. Erbert, J. Fricke, S. Gramlich, E. Staske, H. Wenzel, U. Zeimer, M. Weyers. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 1965 (1998).

Редактор Л.В. Беляков

High power laser diodes ($\lambda = 808\text{--}850\text{ nm}$) based on asymmetric separate confinement heterostructure

A.V. Andreev*, A.Y. Leshko, A.V. Lyutetskiy,
A.A. Marmalyuk*, T.A. Nalyot, A.A. Padalitsa*,
N.A. Pikhtin, D.R. Sabitov*, V.A. Simakov*,
S.O. Slipchenko, M.A. Khomylev, I.S. Tarasov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* «Sigm Plus»,
117342 Moscow, Russia

Abstract Symmetric and asymmetric separate confinement heterostructures are grown by MOCVD epitaxy using AlGaAs/GaAs solid solution system in accordance with high power semiconductor laser concept. High power diode lasers with $100\text{ }\mu\text{m}$ aperture emitting in $808\text{--}850\text{ nm}$ wavelength range are manufactured. Internal optical losses in asymmetric separate confinement heterostructures with broadened waveguide are reduced to 0.5 cm^{-1} . 7.5 W continuous wave optical output power is reached in diode lasers with $1.7\text{ }\mu\text{m}$ waveguide thickness due to decrease of optical mirror density to 4 MW/cm^2 .