

06.2;07

Лазерные диоды ($\lambda = 0.98 \mu\text{m}$) с узкой диаграммой направленности в вертикальной плоскости и низкими внутренними оптическими потерями

© С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев,
А.А. Мармалюк, Д.Б. Никитин, А.А. Падалица, П.В. Булаев,
И.Д. Залевский, И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: nike@hpld.ioffe.rssi.ru
Сигм Плюс, Москва

Поступило в Редакцию 19 июня 2003 г.

Методом МОС-гидридной эпитаксии была изготовлена квантово-размерная InGaAs/AlGaAs/GaAs гетероструктура, конструкция которой оптимизировалась с целью снижения расходимости излучения в вертикальной плоскости и внутренних оптических потерь. В исследованных лазерных диодах в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, расходимость излучения на половине интенсивности составляла $16-19^\circ$. Внутренние оптические потери и внутренний квантовый выход стимулированного излучения достигали 0.7 cm^{-1} и 97% соответственно. Максимальная непрерывная мощность излучения составила 8.6 W.

Использование концепции мощных полупроводниковых лазеров, в основе которой лежит достижение низких внутренних оптических потерь в лазерной гетероструктуре [1,2], позволило достичь высоких мощностей излучения [1-3], что значительно расширило область возможных применений лазерных диодов. Однако традиционно низкая направленность излучения [1,2] не позволяет эффективно использовать всю излучаемую энергию. Поэтому моделирование конструкции лазерной гетероструктуры с целью снижения расходимости излучения в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу при сохранении низких внутренних оптических потерь, является актуальной задачей.

Из теории плоских диэлектрических волноводов известно, что расходимость излучения в дальней зоне связана с формой электромагнитного поля в волноводе [4]. Существует ряд работ, в которых

рассматривается влияние параметров конструкции полупроводниковой гетероструктуры на направленность генерируемого излучения [1,5–10]. Так, в работах [5–8] исследуется влияние эффекта туннелирования оптической моды в узкозонные области, заключенные в широкозонных эмиттерах. Такой прием позволил сузить расходимость излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, до 15° [7]. Однако высокие значения факторов оптического ограничения для сильнолегированных широкозонных эмиттеров не позволяют достичь минимальных внутренних оптических потерь, которые являются неотъемлемым свойством мощных полупроводниковых лазеров [1,2]. Использование узкозонных вставок является эффективным, только когда значительная часть оптической моды распространяется в широкозонных эмиттерах. Поэтому при увеличении ширины волновода подобные конструкции становятся неэффективными для решения поставленной задачи. Но уже само по себе увеличение ширины волноводного слоя позволяет сузить диаграмму направленности и уменьшить внутренние оптические потери [1]. Как было показано теоретически и экспериментально [1], естественным ограничением дальнейшего роста толщины волновода является выполнение пороговых условий генерации для волноводных мод высших порядков. Один из возможных способов, позволяющих избежать генерации мод высших порядков, заключается в увеличении для них потерь, связанных с поглощением излучения [1]. Использование такого приема позволило создать гетероструктуру с шириной волновода $1.2 \mu\text{m}$ [1]. Максимальная мощность излучения в непрерывном режиме генерации была 10.9 W , а расходимость излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, и внутренние оптические потери составили 36° и 1 cm^{-1} соответственно [1]. Сместить отсечку, определяющую появление мод высших порядков, в сторону больших толщин волноводных слоев можно, снижая разность между коэффициентами преломления волноводных слоев и эмиттерами. Однако такой прием ведет к сильному снижению факторов оптического ограничения для активной области и, как следствие, сильному повышению порогового тока [1], величина которого является критической для достижения максимального КПД. Для нивелирования данного эффекта в работе [11] активная область состояла из квантовой ямы, заключенной в более узкозонные, чем волноводный слой, промежуточные слои. Но и это не позволило достичь приемлемых пороговых токов.

В работах [9,10] для снижения расходимости излучения в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, использовался подход, основанный на эффекте вытекания моды из волновода. Это позволило достичь расходимости излучения порядка 10° мощностью 3 W в непрерывном многомодовом режиме генерации при ширине полоска $50 \mu\text{m}$.

В данной работе продемонстрирована возможность одновременно снижения расходимости излучения лазерных диодов в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, и внутренних оптических потерь при сохранении высоких выходных мощностей и низких пороговых токов.

В теоретической части нами проводилось моделирование конструкции лазерной гетероструктуры с целью подбора оптимальных параметров эпитаксиальных слоев для подавления мод высших порядков (толщин и ширин запрещенных зон эмиттеров и волновода). Так как от величины барьеров, образованных разрывами зон проводимости и валентными зонами эмиттеров и волноводов, зависит интенсивность тока утечки носителей из волновода в эмиттер, они не могут быть ниже некоторой критической величины, характеризуемой энергией активации данного процесса. В свою очередь глубина квантовой ямы при заданной ширине запрещенной зоны волновода определяет температурную чувствительность порогового тока. Таким образом, выбор составов твердых растворов эмиттерных и волноводных слоев должен быть основан в первую очередь на требовании минимизации токов утечек и процессов выброса из квантовых ям. На базе проведенных нами ранее исследований излучательных характеристик лазерных диодов [12] для проведения расчетов были выбраны следующие составы: $\text{Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ ($E_g = 1.9 \text{ eV}$) и $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ($E_g = 1.8 \text{ eV}$) для эмиттерных и волноводных слоев соответственно. Результаты расчетов, проводимые на базе модели плоского диэлектрического волновода [4], показали, что ширина поля на половине интенсивности в дальней зоне излучения в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, для фундаментальной моды составляет 15° , когда ширина волновода достигает $4 \mu\text{m}$. Но при такой толщине волноводного слоя волновое уравнение имеет еще три дополнительных решения, которые соответствуют модам высшего порядка. Это может привести к увеличению расходимости излучения в случае, если для них будут выполнены пороговые условия [1]. Поэтому конструкция гетероструктуры с шириной волновода $4 \mu\text{m}$ была оптимизирована с целью подавления генерации мод высших порядков.

Методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений были выращены лазерные гетероструктуры раздельного ограничения,

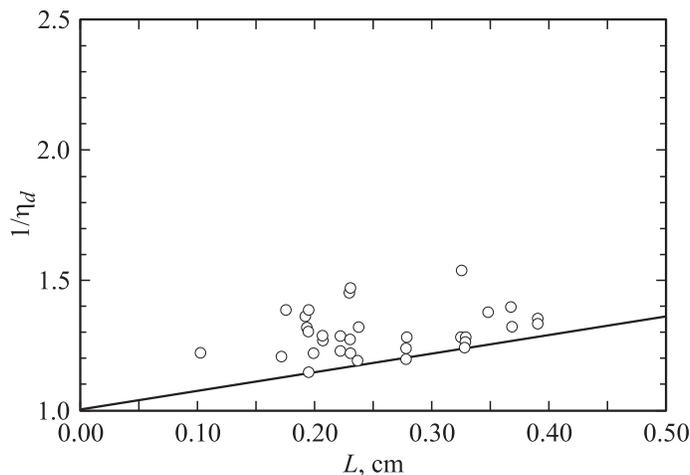


Рис. 1. Экспериментальная зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности ($1/\eta_d$) от длины резонатора (L).

конструкция которых была получена в процессе моделирования. Гетероструктура состояла из следующих эпитаксиальных слоев: сильнолегированные эмиттеры $N\text{-Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ ($N = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) и $P\text{-Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ ($P = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) (в качестве донорной и акцепторной примесей использовались кремний и цинк соответственно), преднамеренно не легированный волновод на основе твердого раствора $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной $4 \mu\text{m}$. Активная область была образована двумя напряженными InGaAs квантовыми ямами толщиной по 70 \AA каждая.

Используя стандартную методику постростовых операций [13,14], и на основании проведенных расчетов из описанной выше структуры были изготовлены гетеролазеры мезаполосковой конструкции с шириной полоска $W = 100 \mu\text{m}$ и различной длиной Фабри–Перо резонатора $L = 1000\text{--}4000 \mu\text{m}$. Полученные диоды спаивались полоском вниз с помощью индиевого припоя на медные теплоотводы.

Для всех изготовленных приборов проводились измерения ватт-амперных характеристик в непрерывном режиме генерации при температуре теплоотвода 20°C . На основании полученных данных была построена зависимость величины обратной внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора (рис. 1). Аппроксимация

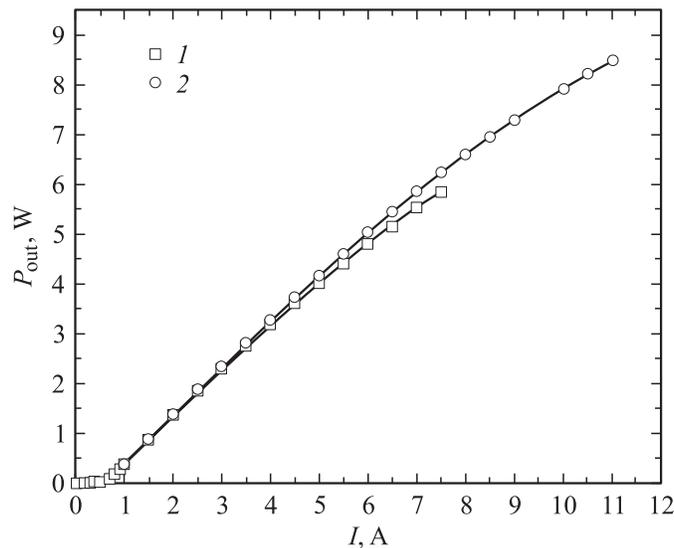


Рис. 2. Ватт-амперная характеристика в непрерывном режиме генерации при температуре теплоотвода 20°C для лазерного диода с длиной резонатора $L = 4000\ \mu\text{m}$, шириной полоска $W = 100\ \mu\text{m}$ и диэлектрическими покрытиями AR(5%)/HR(95%).

полученной зависимости прямой позволила с помощью известной методики [14] определить значения внутреннего квантового выхода стимулированного излучения и внутренних оптических потерь, которые составили $\eta_i = 97\%$ и $\alpha_i = 0.7\ \text{cm}^{-1}$ соответственно. Достигнутые в данной конструкции гетероструктуры низкие внутренние оптические потери позволяют изготавливать лазерные диоды со сверхдлинными резонаторами без заметного падения внешней дифференциальной квантовой эффективности. Увеличение длины резонатора дает возможность использовать для накачки лазерных диодов большие токи и значительно повысить мощность излучения при сохранении эффективности преобразования электрической энергии в оптическую.

Исследования излучательных характеристики лазерных диодов с естественными зеркалами показали, что максимальная мощность излучения в непрерывном режиме генерации при постоянной температуре

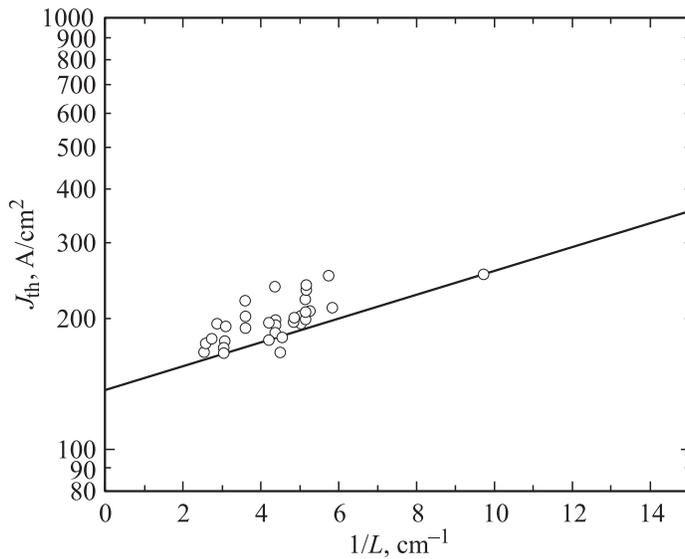


Рис. 3. Экспериментальная зависимость пороговой плотности тока (J_{th}) от обратной длины резонатора ($1/L$) для лазерных диодов с шириной полоски $W = 100 \mu\text{m}$.

теплоотвода 20°C достигала 4 W с одной грани резонатора и была ограничена катастрофической оптической деградацией зеркал (КОДЗ). Чтобы избежать явления КОДЗ на торцы лазера методом магнетронного распыления наносились диэлектрические пленки Si/SiO_2 , играющие одновременно роль зеркал и пассивирующих покрытий.

Характерная зависимость мощности излучения от тока накачки лазерных диодов с длинами резонатора $L = 2000\text{--}4000 \mu\text{m}$ и нанесенными на грани резонатора просветляющими и отражающими диэлектрическими покрытиями с коэффициентами отражения по мощности 5% (2) и 95% (1) соответственно приведена на рис. 2. Выходная мощность в непрерывном режиме генерации таких лазерных диодов достигала 8.6 и 6.8 W при постоянной температуре лазерного кристалла и теплоотвода соответственно. Характерной особенностью всех исследованных лазерных диодов было насыщение ватт-амперной характеристики, начинающееся при сравнительно низких плотностях токов накачки.

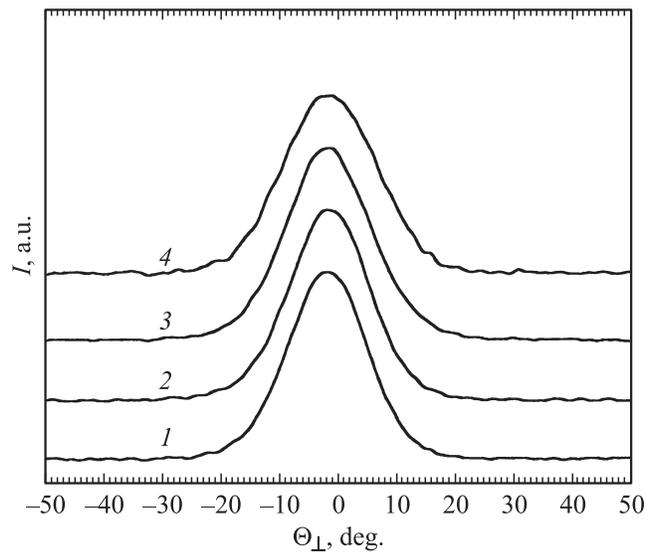


Рис. 4. Распределение интенсивности излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу при различных значениях тока накачки лазерного диода с длиной резонатора $L = 4000 \mu\text{m}$, работающего в непрерывном режиме. Значение ширины поля на половине интенсивности (Θ_{\perp}), град.: 1 — 16,0, 2 — 16,1, 3 — 17,2, 4 — 19,2. Токи накачки, А: 1 — 0,5, 2 — 1, 3 — 3, 4 — 5.

Насыщения не удалось избежать за счет поддержания постоянной температуры лазерного кристалла. Данный факт говорит о том, что снижение внешней дифференциальной эффективности при увеличении тока накачки связано в большей степени с низкой эффективностью транспорта носителей заряда в активную область и в меньшей степени с разогревом активной области.

На рис. 3 представлена зависимость пороговой плотности тока от длины резонатора лазерных диодов. Пороговая плотность тока при бесконечной длине резонатора составила значения 130 A/cm^2 . Найденное значение порогового тока не превосходит аналогичные величины для лазеров с обычным (расширенным) волноводом [12]. Это говорит о том, что в используемой конструкции удалось избежать падения значения фактора оптического ограничения активной области.

Типичные картины излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу при различных значениях непрерывного тока накачки лазерных диодов, приведены на рис. 4. Значения ширины поля на половине интенсивности (Θ_{\perp}) составили $16-19^{\circ}$ во всем диапазоне токов накачки. Это хорошо согласуется со значениями, полученными при теоретическом расчете. Видно, что с ростом тока накачки величина Θ_{\perp} и форма, описываемая с высокой степенью точности функцией Гаусса, практически не меняются. Такое стабильное поведение диаграммы направленности говорит об одномодовом характере излучения лазерного диода в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу.

Таким образом, методом МОС-гидридной эпитаксии были изготовлены квантово-размерные InGaAs/AlGaAs/GaAs гетероструктуры с раздельным ограничением, параметры которой были оптимизированы с целью снижения расходимости излучения в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, и внутренних оптических потерь. На базе выращенной гетероструктуры были созданы мощные многомодовые лазерные диоды мезаполосковой конструкции с длиной волны генерации $\lambda = 0.98 \mu\text{m}$. Продемонстрирована возможность сохранения одномодового режима генерации в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, при ширине поля на половине интенсивности $16-19^{\circ}$ во всем диапазоне токов накачки. Максимальная мощность излучения в непрерывном режиме генерации достигала 8.6 W при температуре 20°C .

Авторы благодарят Т.А. Налет, Т.Н. Дрокину и Н.А. Рудову за помощь в подготовке образцов лазерных диодов.

Работа частично поддержана грантами межотраслевой научно-технической программы России „Физика твердотельных наноструктур“ РФФИ.

Список литературы

- [1] Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D., Garbuzov D.Z., Martinelly R.U., Connolly J.C. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 1182.
- [2] Лившиц Д.А., Егоров А.Ю., Кочнев И.В., Капитонов В.А., Лантратов В.М., Леденцов Н.Н., Налет Т.А., Тарасов И.С. // ФТП. 2001. Т. 35. С. 380.
- [3] He X., Srinivasan S., Wilson S., Mitchell C., Patel R. // Electronics Lett. 1998. V. 34. P. 46.
- [4] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981.

- [5] *Temtyo J., Sugo M.* // Electronics Lett. 1995. V. 31. P. 642.
- [6] *Vakhshoori D., Hobson W.S., Han H., Lopate J., Henein G.E., Wynn J.D., deJong J., Schnoes M.L., Zydzik G.J.* // Electronics Lett. 1996. V. 32. P. 1007.
- [7] *Verdiell J.M., Ziari M., Welch D.F.* // Electronics Lett. 1996. V. 32. P. 1817.
- [8] *Звонков Н.Б., Ахлестина С.А., Еришов А.В., Звонков Б.Н., Максимов Г.А., Ускова Е.А.* // Квантовая электроника. 1999. Т. 26. С. 217.
- [9] *Швейкин В.И., Геловани В.А.* // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. С. 683.
- [10] *Donnelly J.P., Huang R.K., Walpole J.N., Missaggia L.J., Harris C.T., Plant J.J., Bailey R.J., Mull D.E., Goodhue W.D., Turner G.W.* // IEEE J. Quantum Electron. 2003. QE-39. P. 289.
- [11] *Buda M., van de Roer T.G., Kaufmann L.M.F., Iordanche Gh. Cengher D., Diaconescu D., Petrescu-Prahova I.B., Haverkort E.M., van der Vleuten W., Wolter J.H.* // IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron. 1997. QE-3. P. 173.
- [12] *Булаев П.В., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Никитин Д.Б., Николаев Д.Н., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Бондарев А.Д., Залевский И.Д., Тарасов И.С.* // ФТП. 2002. Т. 36. С. 1144.
- [13] *Голикова Е.Г., Горбылев В.А., Ильин Ю.В., Курешов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Рябоштан Ю.А., Симаков В.А., Тарасов И.С., Третьякова Е.А., Фетисова Н.В.* // ПЖТФ. 2000. Т. 26 (7). С. 57.
- [14] *Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Фетисова Н.В., Голикова Е.Г., Рябоштан Ю.А., Тарасов И.С.* // ФТП. 2002. Т. 36. P. 1393.