

# Мощные лазеры ( $\lambda = 3.3$ мкм) на основе двойных гетероструктур InGaAsSb(Gd)/InAsSbP

© М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев<sup>¶</sup>,  
М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин

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

(Получена 28 февраля 2001 г. Принята к печати 5 марта 2001 г.)

В лазерах на основе двойных гетероструктур InGaAsSb(Gd)/InAsSbP ( $\lambda = 3.3$  мкм,  $T = 77$  К) мощность многомодовой генерации составила 1.56 Вт в импульсном режиме (длительность импульса  $\tau = 30$  мкс, частота  $f = 500$  Гц) и 160 мВт в непрерывном режиме, мощность одномодовой генерации составила 18.7 мВт в непрерывном режиме. Показано, что разогрев активной области приводит к сублинейности ватт-амперных характеристик лазеров с "длинными" резонаторами, в то время как насыщение мощности в лазерах с "короткими" резонаторами ( $L = 140$ – $300$  мкм) вызвано в основном увеличением внутренних потерь.

## 1. Введение

В диапазоне длин волн  $\lambda = 3$ – $4$  мкм лежат полосы поглощения формальдегида ( $\text{H}_2\text{CO}$ ) метана ( $\text{CH}_4$ ) и других углеводородов с интенсивностями, на 1–2 порядка превосходящими интенсивности, обертонов в ближней инфракрасной (ИК) области спектра, по которым обычно детектируются газы. Поэтому активно проводятся исследования, направленные на создание мощных диодных лазеров для средней ИК области, как на основе квантовых ям и квантово-каскадных структур, так и на основе традиционных двойных гетероструктур (ДГС) (см., например, обзор работ по лазерам на основе ДГС InAsSb/InAsSbP, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [1]).

В лазерах на основе напряженных квантовых ям InAsSb/InAlAsSb (длина волны излучения  $\lambda = 3.4$  мкм, температура  $T = 77$  К) [2] были получены значения выходной мощности до 215 мВт с грани в непрерывном режиме. В работе [3] лазеры на основе квантовых ям InAs/GaInSb/InAs/AlGaAsSb ( $\lambda = 3.03$  мкм,  $T = 78$  К) имели выходную мощность до 140 мВт (при токе  $I = 4$  А в непрерывном режиме), причем достижение большей мощности было ограничено разогревом активной области. В квантово-каскадных лазерах наиболее коротковолновое излучение ( $\lambda = 3.49$  мкм,  $T = 10$  К) было получено на основе слоев InGaAs/AlInAs [4]. Лазеры с шириной волновода 10–14 мкм работали в импульсном режиме (длительность импульса  $\tau = 50$  нс, частота  $f = 4.5$  кГц) до  $T = 280$  К, однако в непрерывном режиме максимальная рабочая температура составила 50 К, при этом мощность излучения не превышала 20 мВт ( $I = 1.7$  А). Наибольшие значения выходной мощности и дифференциальной квантовой эффективности были получены в работах [5,6]. В лазерах на основе ДГС InAsSbP/InAsSb/InAs ( $\lambda = 3.2$  мкм,  $T = 77$  К) максимальная мощность одиночного лазера в импульсном режиме ( $\tau = 4$ – $7$  мкс,  $f = 200$  Гц) достигала

0.85 Вт [5]. В лазерах на основе напряженных квантовых ям InAsSb/InAs ( $\lambda = 3.65$  мкм,  $T = 90$  К) выходная мощность и дифференциальная квантовая эффективность составили 1 Вт и 70% соответственно [6].

Упомянутые лазерные структуры были выращены на подложках с ориентацией (100). Вместе с тем известно, что скорость роста материалов  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  минимальна для направления [111] [7], поэтому можно ожидать высокое качество гетеропереходов и хорошую морфологию поверхности эпитаксиальных слоев, выращенных на подложках с ориентацией (111).

В наших предыдущих работах [8–11] мы исследовали свойства диодных лазеров на основе ДГС InGaAsSb/InAsSbP, выращенных на подложках  $n$ -InAs (111) А, излучающих в области длин волн  $\lambda = 3.0$ – $3.6$  мкм ( $T = 77$  К). Было показано [8], что в зависимости от состава активной области и ограничивающих слоев могут быть реализованы гетеропереходы как I, так и II типа. Тип гетероперехода определяет особенности излучательной рекомбинации, температурные зависимости энергии и тип поляризации излучения. Близость значений ширины запрещенной зоны и энергии спин-орбитального отщепления приводит к тому, что основным механизмом внутренних потерь является внутризонное поглощение дырками с переходом их в спин-орбитально отщепленную зону [9], одним из следствий которого является токовая перестройка лазерной моды в коротковолновую область [10]. В работе [11] было показано, что оптимальное легирование гадoliniем раствора–расплава, приводящее к снижению концентрации дефектов и уменьшению свободных носителей в кристаллизующейся твердой фазе, позволило создать одномодовые лазеры, излучающие на длине волны  $\lambda = 3.2$ – $3.3$  мкм, с пороговыми токами  $I_{\text{th}} < 10$  мА. В лазерах с короткими резонаторами (длина резонатора  $L < 150$  мкм) был получен одномодовый режим генерации до значений токов  $I \leq 6I_{\text{th}}$  при коэффициенте подавления неосновной моды до  $\sim 30$  dB, скорости токовой перестройки волнового числа  $210 \text{ см}^{-1}/\text{А}$  и диапазоне перестройки одной моды более  $10 \text{ см}^{-1}$ .

<sup>¶</sup> E-mail: bmat@iropt3.ioffe.rssi.ru  
Fax: +7(812)2474324

Цель данной работы — изучение мощных лазеров на основе ДГС InGaAsSb(Gd)/InAsSbP. Мы исследовали мощность излучения в лазерах с широким контактом  $w = 200$  мкм (многомодовый режим) и мощность одномодового излучения в мезаполосковых лазерах с широкой полоской  $w = 20$  мкм.

## 2. Изучаемые объекты и методики исследования

Двойные гетероструктуры выращивались методом жидкофазной эпитаксии и состояли из нелегированной подложки  $n$ -InAs (111)A с концентрацией электронов  $n = (1-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и трех эпитаксиальных слоев: прилегающего к подложке широкозонного ограничивающего слоя  $n$ -InAs $_{1-x-y}$ Sb $_x$ P $_y$  ( $0.05 \leq x \leq 0.09$ ,  $0.09 \leq y \leq 0.18$ ), активной области лазера  $n$ -In $_{1-v}$ Ga $_v$ As $_{1-w}$ Sb $_w$  ( $v \leq 0.07$ ,  $w \leq 0.07$ ) и широкозонного эмиттера  $p$ (Zn)-InAs $_{1-x-y}$ Sb $_x$ P $_y$  ( $0.05 \leq x \leq 0.09$ ,  $0.09 \leq y \leq 0.18$ ). При выращивании активной области использовался расплав, содержащий гадолиний в количестве  $X_{\text{Gd}}^1 = 0.004-0.005 \text{ ат}\%$ , что, согласно [12], приводит к наименьшему содержанию остаточных примесей и дефектов в твердом растворе  $n$ -In $_{1-v}$ Ga $_v$ As $_{1-w}$ Sb $_w$  и максимальной подвижности свободных носителей. Толщины широкозонных слоев составляли 3–5 мкм, активной области — 1 мкм; подложка, исходно имевшая толщину 350 мкм, утоньшалась до 100 мкм. Исследовались полосковые лазеры типа "epi-side down" с шириной полоска  $w = 200$  мкм и мезаполосковые лазеры с  $w = 20$  мкм и длиной резонатора  $L = 100-700$  мкм. Структуры раскалывались на чипы, которые припаивались  $p$ -слоем на медный теплоотвод.

Измерения электролюминесценции и мощности излучения были выполнены в непрерывном и импульсном ( $\tau = 30$  мкс,  $f = 500$  Гц) режимах при температуре  $T = 77$  К. Измерения мощности проводились с помощью измерителя мощности Laser Power/Energy Monitor "Nova" с болометрическим сенсором 2A-SH (Ophir Optronics LTD) с учетом скважности и доли собираемого зеркалом излучения.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

### 3.1. Плотность порогового тока, дифференциальная квантовая эффективность

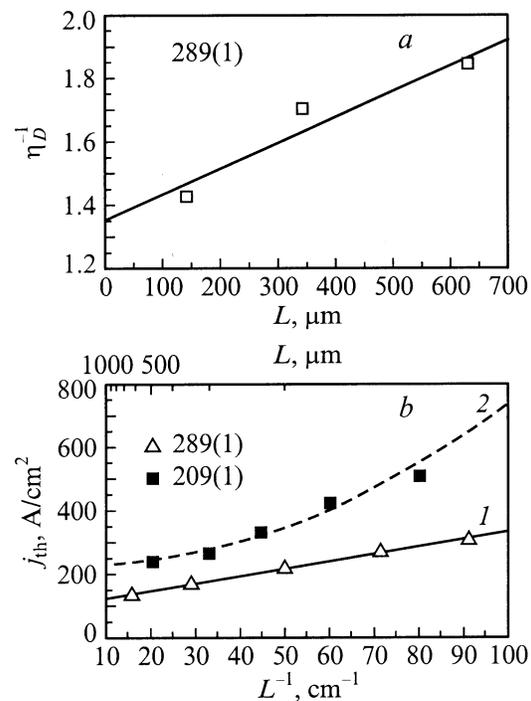
Полосковые лазеры с шириной полоска  $w = 200$  мкм и мезаполосковые лазеры с шириной полоска  $w = 20$  мкм имели практически одинаковые значения плотности порогового тока  $j_{\text{th}}$  и дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_D$ . Этот факт свидетельствует в пользу того, что поведение лазера определяется в основном толщиной активной области. На рис. 1, *a* представлена зависимость

обратной дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_D^{-1}$  от длины резонатора  $L$ . Значения  $\eta_D$  составляли 50 и 70% для лазеров с длиной резонатора 640 и 140 мкм соответственно. Аппроксимация зависимости на рис. 1, *a* функцией

$$\eta_D^{-1} = \eta_i^{-1}(1 + \alpha_i/L^{-1} \ln R^{-1}),$$

где  $\eta_i$  — внутренний квантовый выход,  $\alpha_i$  — внутренние потери,  $L^{-1} \ln R^{-1}$  — потери на отражение,  $R = 0.31$ , дает значение внутреннего квантового выхода  $\eta_i = 74\%$ , которое практически совпадает со значением внутреннего квантового выхода, ограниченного оже-рекомбинацией [13]. Значение внутренних потерь  $\alpha_i = 5 \text{ см}^{-1}$  типично для лучших лазеров в этом спектральном диапазоне.

На рис. 1, *b* (кривая 1) представлена зависимость плотности порогового тока от обратной длины резонатора; кривая 2 представляет данные, полученные нами ранее в [9]. Минимальное значение плотности порогового тока составило  $j_{\text{th}} = 130 \text{ А/см}^2$  ( $L = 630$  мкм), т.е. в 2 раза меньше значений, полученных в [9], что мы связываем с оптимальным легированием активной области гадолинием. Характерно, что при больших плотностях тока (кривая 2) зависимость носит сверхлинейный характер. По-видимому, это отражает ситуацию, когда увеличение пороговой концентрации вызвано не только увеличением потерь на выход излучения, но и ростом внутренних потерь, связанных с внутризонным поглощением. Из это-



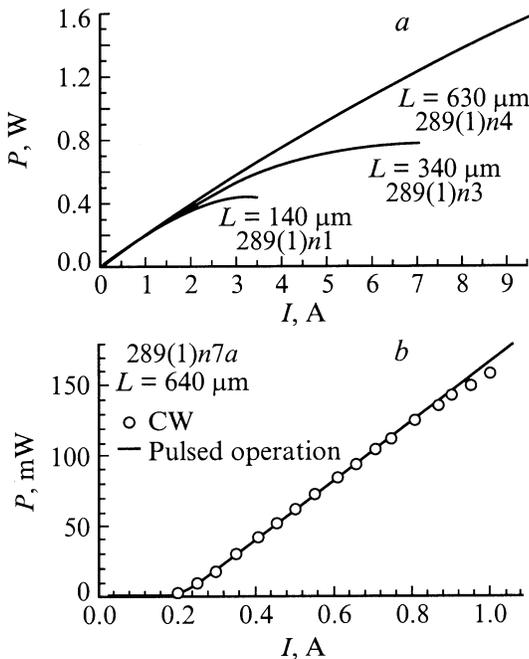
**Рис. 1.** *a* — зависимость обратной эффективности  $\eta_D^{-1}$  от длины резонатора  $L$ ; *b* — зависимости плотности порогового тока  $j_{\text{th}}$  от обратной длины резонатора  $L^{-1}$ , полученные в данной работе (1) и в работе [9] (2).  $T = 77$  К.

го следует, что внутризонное поглощение проявляется заметнее в лазерах с "большими" пороговыми токами (рис. 1, *b*, кривая 2), чем в "низкопороговых" лазерах (рис. 1, *b*, кривая 1).

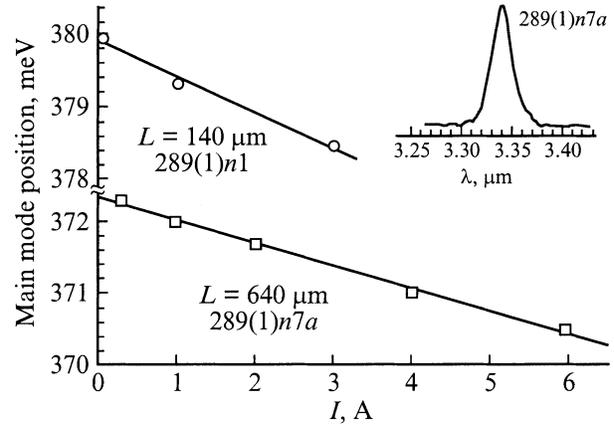
### 3.2. Мощность многомодового излучения

На рис. 2, *a* представлены ватт-амперные характеристики лазеров, работающих в импульсном режиме, с шириной полоска  $w = 200 \text{ мкм}$  и длиной резонатора 140, 340, 630 мкм. Максимальная мощность излучения  $P$  с двух граней составила 1.6 Вт при токе  $I = 9.5 \text{ А}$ . На рис. 2, *b* приведена ватт-амперная характеристика лазера ( $L = 630 \text{ мкм}$ ) в непрерывном режиме. Мощность излучения с двух граней составила 160 мВт при  $I = 1 \text{ А}$ . В непрерывном режиме при токах, превышающих  $(4-5)I_{th}$ , наблюдалось заметное отклонение от "импульсной" ватт-амперной характеристики, свидетельствующее о разогреве лазера постоянным током, поэтому при больших токах лазер не тестировался.

Спектры излучения были одномодовыми вблизи порога генерации и многомодовыми (полуширина огибающей  $\Delta\lambda \approx 0.02 \text{ мкм}$ ) при превышении порога на 20–50 мА (см. вставку к рис. 3). При  $T = 77 \text{ К}$  огибающие спектров лазеров с  $L = 140$  и  $640 \text{ мкм}$  с ростом тока смещались в длинноволновую область ( $dh\nu/dI = 0.5$  и  $0.3 \text{ мэВ/А}$ ), что позволяло оценить величины перегрева активных областей этих лазеров как  $\Delta T = 15$  и  $30 \text{ К}$  при  $I = 3$  и  $10 \text{ А}$  соответственно (см. рис. 3).



**Рис. 2.** Ватт-амперные характеристики лазеров с широким контактом,  $w = 200 \text{ мкм}$ : *a* — в импульсном режиме  $\tau = 30 \text{ мкс}$ ,  $f = 500 \text{ Гц}$  (*a, b*) и в непрерывном режиме (CW) (*b*).  $T = 77 \text{ К}$ .



**Рис. 3.** Зависимость положения максимума спектра от тока лазеров с широким контактом,  $w = 200 \text{ мкм}$ , и длиной резонатора  $L = 140$  и  $640 \text{ мкм}$ . На вставке — спектр излучения при  $I = 6 \text{ А}$ .

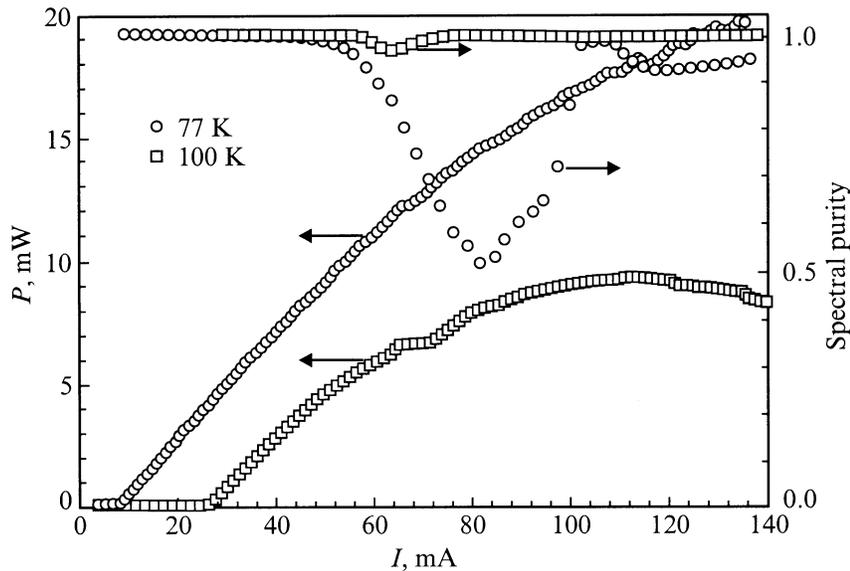
Анализ ватт-амперной характеристики

$$P(I) = \eta_D(T) \cdot [I - I_{th}(T)],$$

с учетом температурных зависимостей дифференциальной эффективности  $\eta_D$  и порогового тока, а также полученных выше оценок перегрева активной области лазера показал, что в "длинном" лазере ( $L = 640 \text{ мкм}$ ) сублинейность ватт-амперной характеристики практически полностью определяется перегревом активной области, т. е. уменьшением внутреннего квантового выхода и увеличением порогового тока. Последнее мы связываем с увеличением скорости оже-рекомбинации при увеличении температуры. В "коротком" лазере ( $L = 140 \text{ мкм}$ ) вклад перегрева активной области не является определяющим, так как объясняет менее 50% от наблюдаемой экспериментально сублинейности. В лазерах с короткими резонаторами увеличение пороговой концентрации из-за увеличения потерь на выход излучения приводит к появлению нетеплового механизма внутренних потерь: внутризонного поглощения в валентной зоне. Последнее, как отмечалось нами ранее [9], и приводит к уменьшению дифференциальной квантовой эффективности и ее зависимости не только от температуры, но и от тока.

### 3.3. Мощность одномодового излучения

Вследствие большого межмодового расстояния получение одномодовой генерации облегчается в лазерах с коротким резонатором, поэтому в данной работе мы ограничились исследованием лазера с  $L = 140 \text{ мкм}$  и  $w = 20 \text{ мкм}$ , в котором одномодовая и квазиодномодовая генерации были получены при токах  $I = 17I_{th}$  (77 К) и  $I = 6I_{th}$  (100 К). На рис. 4 приводятся зависимости мощности излучения и "спектральной чистоты", характеризуемой как отношение мощности доминирующей моды к полной мощности излучения, от тока в



**Рис. 4.** Ватт-амперная характеристика и зависимость спектральной чистоты от тока лазера с  $w = 20$  мкм,  $L = 140$  мкм в непрерывном режиме.

непрерывном режиме при  $T = 77$  и  $100$  К. Максимальная мощность излучения достигла при этих температурах  $19.7$  и  $9.3$  мВт, при этом спектральная чистота составила  $0.95$  и  $1$  соответственно. Спектральные моды сдвигались с током в коротковолновую сторону, как описано в работе [11].

Разогрев активной области лазера приводит к смещению контура усиления в длинноволновую сторону. С другой стороны, близость значений энергий ширины запрещенной зоны и спин-орбитального отщепления активной области приводит к росту внутренних потерь за порогом генерации [9] и, как следствие, поднятию уровня Ферми и смещению контура усиления в коротковолновую сторону. Коротковолновый сдвиг усиления, составляющий менее  $\sim 10$  см $^{-1}$  ( $1.2$  мэВ) [9], как правило, меньше длинноволнового сдвига, вызванного разогревом. Поэтому с увеличением тока перескок генерации через межмодовое расстояние осуществляется на более длинноволновую моду. Этот процесс отражается на зависимости спектральной чистоты от тока при  $T = 77$  К: при  $I = (1-6)I_{th}$  спектр — одномодовый, спектральная чистота равна  $1$ ; при  $I = (6-13)I_{th}$  спектр состоит из двух основных мод; при  $I = (13-17)I_{th}$  доминирующей становится более длинноволновая мода, спектральная чистота снова приближается к  $1$ .

Вид ватт-амперной характеристики близок к зависимости  $P(I)$  для лазера с широким контактом с той же длиной резонатора: насыщение ватт-амперной характеристики происходит при  $I \approx 20I_{th}$ . В отличие от лазера с широким контактом, лазеры с  $w = 20$  мкм более устойчивы к работе в непрерывном режиме, что связано с меньшими рабочими токами и соответственно лучшими условиями для теплоотвода.

## 4. Заключение

Использование ДГС InGaAsSb/InAsSbP, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках  $n$ -InAs с ориентацией (111), а также легирование гадолинием активной области лазера привело к созданию лазеров с максимальной мощностью многомодовой генерации  $1.6$  Вт для импульсного режима ( $I = 9.5$  А,  $\tau = 30$  мкс,  $f = 500$  Гц) и  $160$  мВт для непрерывного режима ( $I = 1$  А,  $77$  К). Максимальная мощность одномодовой генерации достигла  $18.7$  и  $9.3$  мВт ( $77$  и  $100$  К), что является, насколько нам известно, наибольшим значением для лазеров в области  $\lambda = 3$  мкм. Внутренний квантовый выход составил  $74\%$ , что совпадает с теоретическим пределом, ограниченным оже-рекомбинацией. Показано, что разогрев активной области приводит к сублинейности ватт-амперных характеристик лазеров с длинными резонаторами, в то время как насыщение мощности в лазерах с коротким резонатором ( $L = 140-300$  мкм) вызвано в основном увеличением внутренних потерь.

Работа поддержана МНТП Министерства науки Российской Федерации "Оптика. Лазерная физика" (проект № 4.14) и МНТЦ (проект № 2044-Р).

## Список литературы

- [1] Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34** (11), 1396 (2000).
- [2] H.K. Choi, G.W. Turner, M.J. Manfra. Electron. Lett., **32** (14), 1296 (1996).
- [3] W.W. Bewley, H. Lee, I. Vurgaftman, R.J. Menna, C.L. Felix, R.U. Martinelli, D.W. Stokes, D.Z. Garbuzov, J.R. Meyer, M. Maiorov, J.C. Connolly, A.R. Sugg, G.H. Olsen. Appl. Phys. Lett., **76** (3), 256 (2000).

- [4] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.G. Chu, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **72** (6), 680 (1998).
- [5] A. Rybaltowski, Y. Xiao, D. Wu, B. Lane, H. Yi, H. Fend, J. Diaz, M. Razeghi. Appl. Phys. Lett., **71** (17), 2430 (1997).
- [6] B. Lane, D. Wu, A. Rybaltowski, J. Diaz, M. Razeghi. Appl. Phys. Lett., **70** (4), 443 (1997).
- [7] K. Oe, K. Sugiyama. Appl. Phys. Lett., **33**, 449 (1978).
- [8] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **33** (2), 233 (1999).
- [9] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **33** (6), 759 (1999).
- [10] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин, Т. Веуер, Р. Вгуннер. ФТП, **34** (4), 124 (2000).
- [11] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин, Т. Веуер. ФТП, **34** (7), 124 (2000).
- [12] Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **33** (8), 1010 (1999).
- [13] М. Айдаралиев. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1991).

*Редактор Л.В. Шаронова*

### **High power and single mode InGaAsSb(Gd) / InAsSbP double heterostructure diode lasers ( $\lambda = 3.3 \mu\text{m}$ )**

M. Aydaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev,  
B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus',  
G.N. Talalakin

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

**Abstract** Multimode pulse (1.56 W) and cw (160 mW) operation is reported at 77 K for the broad contact (200  $\mu\text{m}$ ) InGaAsSb(Gd) / InAsSbP diode lasers with  $\lambda = 3.3 \mu\text{m}$ . Narrow stripe (20  $\mu\text{m}$ ) lasers exhibited single mode cw power as high as 18.7 and 9.3 mW at 77 and 100 K, respectively. Active area heating is followed by sublinearity of the power-current characteristics of long-cavity lasers, while power gain in "short" lasers (140–300  $\mu\text{m}$  cavity length) is caused mainly by an increase in the intrinsic losses.