

Коэффициент усиления и внутренние потери в лазерах на основе двойных гетероструктур InGaAsSb/InAsSbP

© М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин

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

(Получена 30 октября 1998 г. Принята к печати 5 ноября 1998 г.)

Исследованы внутренние потери и усиление в лазерах, излучающих в спектральной области $3 \div 4$ мкм, на основе ДГС InGaAsSb/InAsSbP. Из токовых зависимостей интенсивности спонтанного излучения за порогом генерации и дифференциальной квантовой эффективности определен коэффициент внутризонного поглощения $k_0 \approx 5.6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Из зависимости плотности порогового тока от обратной длины резонатора определены внутренние потери в отсутствие инжекции $\alpha_0 \approx 5 \text{ см}^{-1}$. Проведен расчет внутренних потерь на пороге генерации, показавший их увеличение более чем в 4 раза при уменьшении длины резонатора от 500 до 100 мкм. Приведены температурные зависимости дифференциальной квантовой эффективности, которые объяснены наличием внутризонного поглощения дырками с их переходом в спин-орбитально отщепленную зону. Показано, что в лазерах с короткими резонаторами максимальная рабочая температура определяется не оже-рекомбинацией, а внутризонным поглощением. Получены спектры усиления, которым соответствует практически линейная зависимость внутренних потерь от тока, а также токовая зависимость разделения квазиуровней Ферми, показавшая отсутствие насыщения напряжения на $p-n$ -переходе за порогом генерации.

1. Введение

В настоящее время инжекционные лазеры широко применяются в спектроскопии [1], контроле атмосферных загрязнений, волоконно-оптических линиях связи [2]. В диапазоне длин волн $3 \div 4$ мкм лежат полосы поглощения многих промышленных и природных газов, наибольший интерес из которых представляют метан CH_4 и формальдегид H_2CO . В связи с этим для развития техники спектроскопии в этом спектральном диапазоне является важным исследование механизмов потерь, необходимое для создания низкороговых диодных лазеров, в частности лазеров на основе InAs и твердых растворов, близких к нему по составу.

Особенностью зонной структуры InAs и близких к нему по составу твердых растворов является близость значений ширины запрещенной зоны E_g и энергии спин-орбитального отщепления Δ . Поэтому генерируемое излучение испытывает сильное поглощение дырками, которые возбуждаются в спин-орбитально отщепленную зону. В работе [3] проведен микроскопический анализ вышеупомянутого внутризонного поглощения (ВП), показано, что ВП может быть сравнимо с величиной усиления света при межзонных переходах из зоны проводимости в валентную зону, и предсказаны особенности температурных зависимостей дифференциальных квантовых эффективностей. В работе [4] исследовались внутренние потери в лазерах 2-го типа на основе сверхрешеток InAs/GaSb/InGaSb/GaSb ($\lambda = 3.02$ мкм). Было показано, что внутренние потери быстро увеличиваются с ростом температуры и ограничивают работу лазера при высоких температурах сильнее чем оже-рекомбинация или разогрев прибора.

Данная работа является продолжением исследований [5,6] мезаполосковых лазеров на основе двойных гетероструктур (ДГС) InGaAsSb/InAsSbP, излучающих

в спектральном диапазоне $3.0-3.6$ мкм. В работе экспериментально оценены коэффициент ВП, внутренние потери на пороге генерации, получена спектральная зависимость коэффициента усиления. Показано, что ВП приводит к ряду особенностей лазерных характеристик.

2. Изучаемые объекты и методики исследования

Двойные гетероструктуры выращивались методом жидкофазной эпитаксии и состояли из нелегированной подложки $n\text{-InAs}$ (111)A ($n = 1 \div 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и трех эпитаксиальных слоев: прилегающего к подложке широкозонного ограничивающего слоя $n\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ ($0.05 \leq x \leq 0.09$, $0.09 \leq y \leq 0.18$), активного слоя лазера $n\text{-In}_{1-y}\text{Ga}_y\text{As}_{1-w}\text{Sb}_w$ ($v \leq 0.07$, $w \leq 0.07$) и широкозонного контактного слоя эмиттера $p\text{-(Zn)-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ ($0.05 \leq x \leq 0.09$, $0.09 \leq y \leq 0.18$). Толщины широкозонных слоев составляли $4 \div 6$ мкм, активного слоя: $d = 1 \div 4$ мкм. Лазеры имели глубокую мезаполосковую конструкцию с шириной полоска $w = 10$ и 20 мкм.

Электролюминесценция структур и ватт-амперные характеристики измерялись в диапазоне температур $77 \div 160$ К по методике, описанной ранее [5].

Спектры усиления получали из обработки спектров спонтанного излучения, используя значения длины волны лазерной генерации и внутренних потерь на пороге генерации [7,8]. Спектры "чистого" усиления были получены из соотношения между максимумами и минимумами резонансов Фабри-Перо в спектрах спонтанного излучения [9].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

1. Внутренние потери и дифференциальная квантовая эффективность

Ватт-амперные характеристики лазеров были сублинейные (рис. 1). Уменьшение дифференциальной квантовой эффективности η_d связывалось нами с увеличением внутренних потерь α_i :

$$\frac{d(1/\eta_d)}{dI} = \frac{L}{\eta \ln(1/R)} \frac{d\alpha_i}{dI},$$

где L — длина резонатора, R — коэффициент отражения, η — внутренний квантовый выход ($\eta = 0.75$ [10]),

$$\alpha_i = \Gamma(\alpha_0 + \alpha_{FC} + k_0N) + (1 - \Gamma)\alpha_c,$$

где α_0 — ”собственные” потери (потери в активной области в отсутствие инжекции), α_{FC} — поглощение на свободных носителях ($\alpha_{FC} \sim 1 \div 2 \text{ см}^{-1}$ [11]), k_0 — коэффициент внутризонного поглощения, N — концентрация инжектированных носителей, Γ — параметр оптического ограничения ($\Gamma = 0.6$), α_c — поглощение в ограничивающих слоях ($\alpha_c \sim \alpha_0$). С ростом тока за порогом генерации одновременно с уменьшением η_d наблюдалось увеличение интенсивности спонтанного излучения P_{SP} (рис. 1), аппроксимируемое зависимостью [12]

$$\frac{dP_{SP}}{dI} = 2 \frac{P_{SP}(I_{th})}{N_{th}} \frac{dN}{dI},$$

где $P_{SP}(I_{th})$ — интенсивность спонтанного излучения на пороге генерации, N_{th} — пороговая концентрация ($N_{th} = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Используя соотношение

$$k_0 = \frac{1}{\Gamma} \frac{d\alpha_i}{dN} = \frac{1}{\Gamma} \frac{d\alpha_i}{dI} \frac{dI}{dN},$$

было получено значение коэффициента внутризонного поглощения $k_0 \approx 5.6 \times 10^{-16} \text{ см}^2$. Последнее более чем

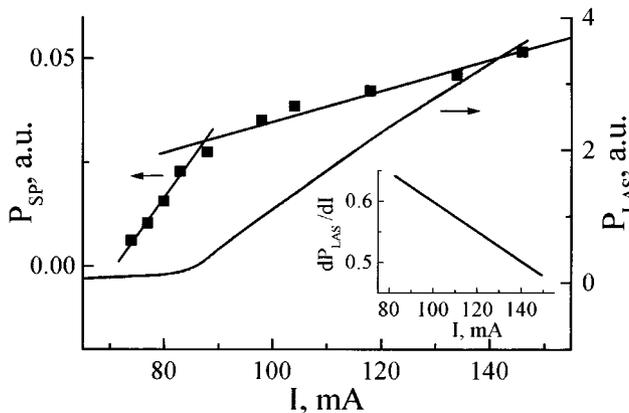


Рис. 1. Токовые зависимости интегральных интенсивностей спонтанного P_{SP} и лазерного P_{LAS} излучений ($T = 77 \text{ К}$, $L = 300 \text{ мкм}$); на вставке — зависимость дифференциальной квантовой эффективности от тока.

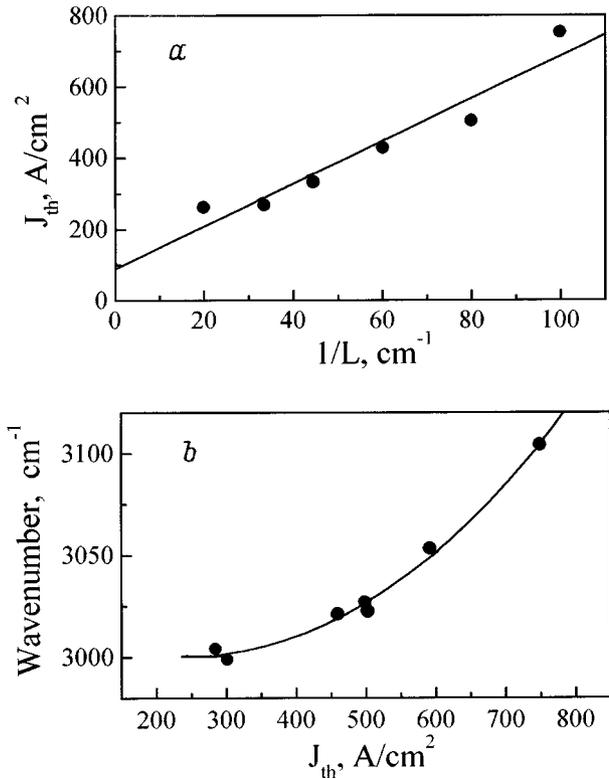


Рис. 2. Зависимость плотности порогового тока от обратной длины резонатора (a) и спектрально-пороговая характеристика (b) ($T = 77 \text{ К}$).

на порядок превышает значение для лазеров с активной областью InGaAsP ($\lambda = 1.55 \text{ мкм}$) [12], в которых отсутствует резонанс энергий E_g и Δ .

Величина собственных потерь α_0 определялась из зависимости плотности порогового тока J_{th} от обратной длины резонатора $1/L$ (рис. 2, a) [13]:

$$J_{th} = \frac{J_0 d}{\eta} + \frac{d}{\eta \Gamma \beta} \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right),$$

где J_0 — номинальная плотность тока на ”пороге инверсии”, d — толщина активной области, β — дифференциальное усиление. Было получено значение $\alpha_0 \approx 5 \text{ см}^{-1}$. Низкая величина α_0 отражает структурное совершенство четвертого твердого раствора InGaAsSb, согласованного с подложкой [14].

С уменьшением длины резонатора увеличение пороговой концентрации носителей, вызванное увеличением потерь на выход, приводит к росту ВП и более резкой зависимости $J_{th}(1/L)$, чем в случае отсутствия ВП. В таблице для лазеров с $L = 100, 200, 300, 500 \text{ мкм}$ и $T = 77 \text{ К}$ приведены плотности пороговых токов J_{th} ; пороговые токи I_{th} ; пороговые концентрации носителей, вычисленные в соответствии с $N_{th} = J_{th} \tau / ed$ ($\tau = 10^{-8} \text{ с}$); внутренние потери на пороге генерации $\Gamma k_0 N_{th}$, вызванные ВП; внутренние потери на пороге генерации α_i^{th} ; дифференциальные квантовые эффективности, рассчитанные в соответствии с α_i^{th} , и увеличение внутренних

L , мкм	J_{th} , А/см ²	I_{th} , мА	N_{th} , см ⁻³	$\Gamma k_0 N_{th}$, см ⁻¹	α_i^{th} , см ⁻¹	η_d	$\Delta\alpha_i^{10mA}$, см ⁻¹
100	750	15	$5 \cdot 10^{17}$	169	174	0.3	45
200	360	14	$2.4 \cdot 10^{17}$	81	86	0.31	23
300	235	14	$1.6 \cdot 10^{17}$	54	59	0.3	15
500	172	17	$1.1 \cdot 10^{17}$	37	42	0.27	9

потерь за порогом генерации при превышении порогового тока на $\Delta I = 10$ мА. Как видно, с увеличением концентрации носителей увеличивается величина ВП, которая в случае $L = 100$ мкм становится сравнимой с величиной усиления, достижимой в полупроводниковых лазерах. Это объясняет близость значений η_d в лазерах с разными L , когда с уменьшением длины резонатора увеличение потерь из-за внутризонного поглощения превосходит увеличение потерь на выход из-за уменьшения L . Полученные значения α_i ($L = 300$ мкм) оказались близки к величинам, приведенным для лазеров на основе ДГС InAsSbP/InAsSb/InAsSbP, излучающих в том же спектральном диапазоне ($\alpha_i = 80 \div 130$ см⁻¹) [15]. Экспериментальные значения дифференциальной квантовой эффективности ($\eta_d = 7 \div 15\%$) были в 2 \div 3 раза ниже представленных в таблице. Это, по-видимому, связано с завышенной величиной внутреннего квантового выхода ($\eta = 0.75$), используемого в расчете.

На рис. 2, *b* представлена спектрально-пороговая характеристика, полученная из измерения однотипных лазеров с разной длиной резонатора. С ростом плотности порогового тока спектр усиления смещается в коротковолновую сторону, что отражается в смещении линии генерации. Относительно большой диапазон, в котором изменяется волновое число генерации ($\Delta\tilde{\nu} \approx 100$ см⁻¹), связан, по-видимому, с тем, что генерация осуществляется между состояниями в хвостах зон, где их плотность относительно невелика.

На рис. 3 приведены температурные зависимости дифференциальной квантовой эффективности лазеров с длинами резонаторов $L = 125, 200$ и 300 мкм. При повышении температуры происходит уменьшение внутреннего квантового

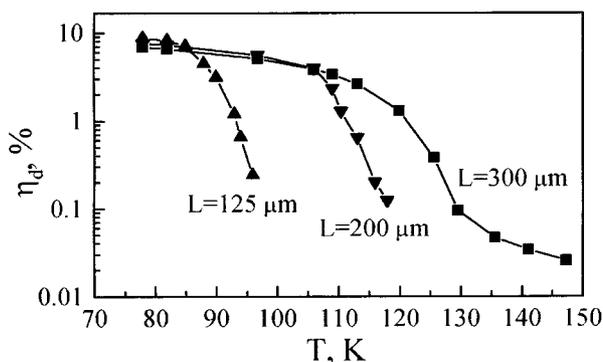


Рис. 3. Температурные зависимости дифференциальной квантовой эффективности лазеров с длинами резонаторов $L = 125, 200, 300$ мкм.

выхода из-за увеличения скорости оже-рекомбинации, чему соответствуют участки приблизительно одинакового наклона $\eta_d(T)$ лазеров с разным L . С дальнейшим увеличением температуры наблюдается ситуация, когда с уменьшением длины резонатора резко уменьшается η_d , что говорит о том, что в этой области температур наклон $\eta_d(T)$ определяется увеличением внутренних потерь. Вероятно, при $T = 120 \div 130$ К энергия кванта $h\nu$ близка к энергии спин-орбитального отщепления Δ и ВП максимально. Вследствие температурного сужения запрещенной зоны при $T > 130$ К энергия кванта $h\nu$ становится меньше Δ , ВП насыщается и появляется точка перегиба. При этом наклон $\eta_d(T)$ определяется оже-рекомбинацией и надбарьерными токами утечки.

2. Усиление

На рис. 4 приводятся спектры спонтанного излучения (*a*) и полученные при их обработке [7,8] спектры усиления (*b*) ($T = 80$ К, $L = 300$ мкм). Спектр спонтанного излучения, выходящий из зеркальных граней резонатора, может деформироваться с увеличением тока из-за усиления, приближаясь по форме к гауссову с центром в максимуме линии усиления, поэтому при анализе данных мы аппроксимировали спектры по участкам, удаленным от линии лазерной генерации. В лазерном режиме выполняется условие равенства усиления и полных потерь $g = \alpha_i + \alpha_r$. С ростом тока от 85 до 150 мА наблюдалось увеличение усиления в максимуме от 110 до 210 см⁻¹, что с учетом $\alpha_r \sim 40$ см⁻¹ дает увеличение α_i от 70 до 170 см⁻¹. Рост α_i с увеличением тока и, соответственно, концентрации неосновных носителей линейен (см. вставку), что согласуется с выводом о том, что за увеличение внутренних потерь ответственно внутризонное поглощение.

При вычислении спектров усиления было получено значение разделения квазиуровней Ферми (ΔF), которое на пороге генерации составило $\Delta F = 381$ мэВ при энергии лазерного излучения $h\nu = 373$ мэВ и падении напряжения на структуре $U = 546$ мВ. С ростом тока от 85 до 150 мА происходило увеличение разделения квазиуровней Ферми до $\Delta F = 386$ мэВ.

На рис. 5 приводятся спектры чистого усиления (*a*), токовые зависимости максимума спектрального усиления и усиления на разных волновых числах (*b*), полученные из соотношения между максимумами и минимумами резонансов Фабри–Перо. Спектры чистого усиления получены для токов $I = 140\text{--}220$ мА ($I_{th} = 192$ мА, $\Gamma = 0.6$, $\alpha_r = 44$ см⁻¹). При $I \leq I_{th}$ токовые зависимости

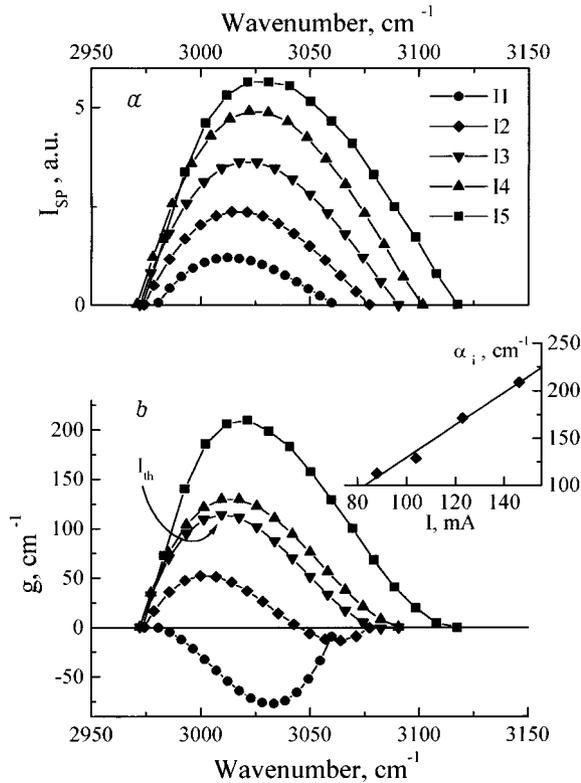


Рис. 4. Спектры спонтанного излучения (а) и спектры усиления (b) при токах, мА: *I*₁ — 74, *I*₂ — 80, *I*₃ — 88, *I*₄ — 104, *I*₅ — 146; на вставке — токовая зависимость полных потерь (*T* = 80 К).

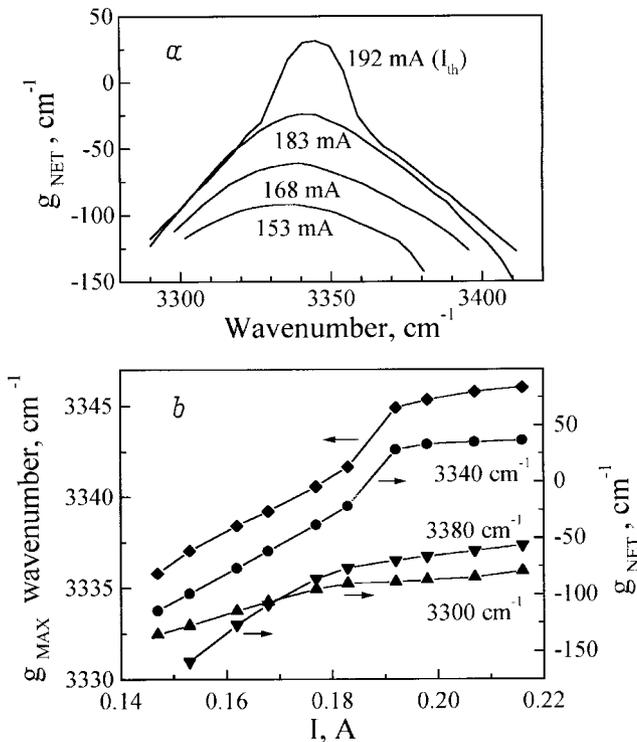


Рис. 5. Спектры "чистого" усиления (а), токовые зависимости максимума спектрального усиления и усиления на разных волновых числах (b) (*T* = 80 К).

усиления на фиксированном волновом числе и волнового числа максимального усиления близки к линейным, что говорит о слабом легировании активной области [16]. Усиление за порогом генерации не насыщается полностью, распространяясь в сторону больших энергий и увеличиваясь на волновом числе генерации, что, вероятно, связано с ухудшением оптического ограничения, вызванного уменьшением разницы показателей преломления из-за увеличения концентрации неосновных носителей за порогом генерации. С увеличением волнового числа скорость роста усиления с током растет, что и следует ожидать, если усиление связано с состояниями, плотность которых растет с ростом энергии.

3. Влияние внутризонного поглощения на лазерные параметры

Линейная зависимость внутренних потерь от концентрации неосновных носителей и насыщение внутренних потерь с ростом температуры свидетельствуют о том, что основным механизмом потерь является ВП. Его присутствие приводит к ряду особенностей, характерных для данных лазеров: 1) увеличению плотности порогового тока с уменьшением длины резонатора, происходящему быстрее, чем если бы оно было связано только с увеличением потерь на выход; 2) уменьшению дифференциальной квантовой эффективности с уменьшением длины резонатора; 3) ограничению максимальной рабочей температуры лазеров с короткими резонаторами; 4) сублинейной ватт-амперной характеристике; 5) увеличению разности квазиуровней Ферми за порогом, которое проявляется в отсутствие насыщения напряжения вольт-амперных характеристик; 6) росту интенсивности спонтанного излучения за порогом генерации и ухудшению оптического ограничения, вызванному увеличением концентрации неосновных носителей.

Очевидно, что увеличение концентрации неосновных носителей за порогом генерации, вызванное увеличением внутренних потерь, уменьшает показатель преломления активной области и, таким образом, может приводить к большой величине токовой перестройки длины волны генерации. Этот вопрос выходит за рамки настоящего сообщения и будет обсуждаться в отдельной работе.

4. Заключение

Таким образом, показано, что основным механизмом потерь в лазерах на основе ДГС InGaAsSb/InAsSbP, излучающих в спектральной области 3 ÷ 4 мкм, является внутризонное поглощение дырками с переходом их в спин-орбитально отщепленную зону. Коэффициент внутризонного поглощения $k_0 \approx 5.6 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ оказался более чем на порядок выше опубликованных значений для InGaAsP ($\lambda = 1.55 \text{ мкм}$), что обусловлено близостью энергий ширины запрещенной зоны и энергии

спин-орбитального отщепления в твердых растворах на основе InAs. В то же время внутренние потери в отсутствие инжекции составили $\alpha_0 \approx 5 \text{ см}^{-1}$, что свидетельствует о высоком кристаллическом совершенстве полученных структур. В лазерах с короткими резонаторами величина внутренних потерь на пороге генерации становится сравнимой с величиной усиления, достижимой в полупроводниковых лазерах, поэтому максимальная рабочая температура определяется внутризонным поглощением, а не оже-рекомбинацией.

В заключение авторы выражают благодарность Т. Вевер из Fraunhofer Institute of Physical Measurement Techniques (IPM) за помощь, оказанную при измерении спектральных характеристик лазеров, и Ю.П. Яковлеву за внимание и интерес к работе.

Работа поддержана МНТП Министерства науки Российской Федерации "Оптика. Лазерная физика", проект № 4.14.

Список литературы

- [1] R.U. Martinelli. *Laser Focus World*, 77 (1996).
- [2] C.H.L. Goodman. *Sol. St. Electron. Dev.*, **12**(5), 129 (1978).
- [3] Н.А. Гунько, Г.Г. Зегря, Н.В. Зотова, З.Н. Соколова, Н.М. Стусь, В.Б. Халфин. *ФТП*, **31**, 1396 (1997).
- [4] W.W. Bewley, C.L. Felix, I. Vurgaftman, J.R. Meyer, C.-H. Lin, S.J. Murry, D. Zhang, S.S. Pei, L.R. Ram-Moham. *J. Appl. Phys.*, **83**(5), 2384 (1998).
- [5] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *Письма ЖТФ*, **24**(12), 40 (1998).
- [6] 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).
- [7] C.H. Henry, R.A. Logan, F.R. Merritt. *J. Appl. Phys.*, **51**(6), 3042 (1980).
- [8] В.П. Грибковский. *Полупроводниковые лазеры* (Минск, Изд-во Минск. ун-та, 1988).
- [9] V.W. Nakki, T.L. Paoli. *J. Appl. Phys.*, **44**(9), 4113 (1973).
- [10] М. Айдаралиев. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1991).
- [11] J. Dixon, J. Ellis. *Phys. Rev.*, **123**, 1560 (1961).
- [12] I. Joindot, J.L. Veylat. *Electron. Lett.*, **29**(7), 604 (1993).
- [13] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [14] Т.С. Аргунова, Р.Н. Кютт, Б.А. Матвеев, С.С. Рувимов, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *ФТТ*, **36**, 3071 (1994).
- [15] А.А. Попов, В.А. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **32**, 1139 (1998).
- [16] V.W. Nakki, T.L. Paoli. *J. Appl. Phys.*, **46**, 1299 (1973).

Редактор В.В. Чалдышев

Gain coefficient and internal losses in DH InGaAsSb/InAsSbP diode lasers

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

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

Abstract We report the characterization of internal losses and the gain in InGaAsSb/InAsSbP DH lasers with mid-IR ($3 \div 4 \mu\text{m}$) emission wavelength. Numerical simulations of light-current and differential quantum efficiency-current curves enable us to measure intra-valence band absorption coefficient $k_0 \approx 5.6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. Threshold current-cavity length dependence is used to estimate internal losses at zero injection current $\alpha_0 \approx 5 \text{ cm}^{-1}$. Calculations show that for short lasers ($L = 100 \mu\text{m}$) an intra-valence band absorption is 4 times stronger than that for long ones ($L = 500 \mu\text{m}$). Temperature dependence of differential quantum efficiency is explained within the assumption that intra-valence band absorption with hole transitions into split-off band takes place. A maximum operating temperature of "short cavity" lasers is determined by the intra-valence band absorption rather than by Auger-recombination. Internal losses are shown to be linearly dependent on the current. Quasi-Fermi levels separation with current increase shows an absence of $p-n$ junction voltage saturation above the threshold.

Fax: +7(812) 247 43 24

E-mail: bmat@iropt3.ioffe.rssi.ru