

Спектральные характеристики лазеров на основе двойных гетероструктур InGaAsSb/InAsSbP ($\lambda = 3.0 \div 3.6$ мкм)

© М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин, Т. Beyer*, R. Brunner*

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

* Fraunhofer Institute of Physical Measurement Techniques, 79110 Freiburg, Germany

(Получена 9 ноября 1999 г. Принята к печати 17 ноября 1999 г.)

Показано, что увеличение внутренних потерь за порогом генерации в лазерах на основе двойных гетероструктур InGaAsSb/InAsSbP (диапазон длин волн $\lambda = 3.0 \div 3.6$ мкм, температура $T = 77$ К) приводит к токовой перестройке лазерной моды в голубую сторону, достигающей $80 \text{ см}^{-1}/\text{A}$, и может объяснить уширение лазерной линии от 5 до 7 МГц с ростом тока накачки.

1. Введение

Инфракрасные инжекционные лазеры находят применение в спектроскопии, контроле атмосферных загрязнений, волоконно-оптических линиях связи. В диапазоне длин волн $\lambda = 3-4$ мкм лежат наиболее сильные полосы поглощения метана CH_4 , формальдегида H_2CO и других углеводородов, что определяет перспективы применения лазеров, излучающих в этом спектральном диапазоне, в качестве перестраиваемых источников излучения для диодно-лазерной спектроскопии и газового анализа.

Со времени создания первых полупроводниковых диодных лазеров, излучающих в области вблизи $\lambda = 3$ мкм, прошло более 30 лет [1]. Лазеры на основе солей свинца (соединения IV–VI), излучающие в диапазоне длин волн $\lambda > 3$ мкм, работают в импульсном режиме до температуры $T = 290$ К [2] и в непрерывном до $T = 223$ К [3]. Однако такие лазеры имеют малую мощность из-за низкой теплопроводности твердых растворов IV–VI и их склонности к деградации. Для узкозонных полупроводников II–VI, таких как HgCdTe , приводятся сообщения о диодных лазерах, излучающих при $\lambda = 2.86$ мкм до 90 К. Материалы на основе твердых растворов III–V обладают большой теплопроводностью и структурным совершенством. Поэтому разработка лазеров на основе полупроводников III–V является, по-видимому, наиболее перспективной. Наибольшее внимание уделяется исследованию лазеров с пониженной размерностью (лазеры на сверхрешетках, квантовых точках), квантово-каскадных, вертикальных (VCSEL) и др., однако не ослабевают интерес и к традиционному направлению — лазерам на основе двойных гетероструктур [4–7].

В этой работе рассматриваются спектральные характеристики лазеров на основе двойных гетероструктур (ДГС) InGaAsSb/InAsSbP, излучающих в области $\lambda = 3-4$ мкм. Ранее [8,9] было показано, что основным механизмом внутренних потерь в этих лазерах является внутризонное поглощение дырками с переходом их в спин-орбитально отщепленную зону. Коэффициент внутризонного поглощения $k_0 \approx 5.6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ более чем на порядок выше значений для InGaAsP ($\lambda = 1.55$ мкм),

что обусловлено близостью энергий ширины запрещенной зоны и энергии спин-орбитального расщепления в твердых растворах на основе InAs. Данная работа, являясь продолжением этих исследований, показывает, что токовая перестройка длины волны генерации и уширение лазерной линии с ростом тока накачки могут быть объяснены увеличением внутренних потерь за порогом генерации, связанным с внутризонным поглощением.

2. Изучаемые объекты и методики исследования

Двойные гетероструктуры выращивались методом жидкофазной эпитаксии и состояли из нелегированной подложки $n\text{-InAs}$ (111)А с концентрацией электронов $n = (1-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ 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 $n\text{-In}_{1-v}\text{Ga}_v\text{As}_{1-w}\text{Sb}_w$ ($v \leq 0.07$, $w \leq 0.07$) и широкозонного контактного слоя эмиттера $p(\text{Zn})\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ ($0.05 \leq x \leq 0.09$, $0.09 \leq y \leq 0.18$). Толщины широкозонных слоев составляли 4–6 мкм, активного слоя 1–4 мкм. Лазеры были аналогичны описанному ранее [10] и имели глубокую мезаполосковую конструкцию с шириной полоска $w = 20$ мкм и длиной резонатора $L = 100-300$ мкм.

Измерения проводились в непрерывном режиме при температуре $T = 80$ К. Спектры электролюминесценции регистрировались с разрешением $\leq 0.75 \text{ см}^{-1}$. Измерение ширины лазерной линии осуществлялось с помощью методики гетеродинного детектирования [11].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Спектры излучения

Как правило, режим одномодовости сохранялся при превышении порогового тока I_{th} не более чем на $\Delta I \approx (2-3)I_{\text{th}} \approx 30-100$ мА, при этом отношение

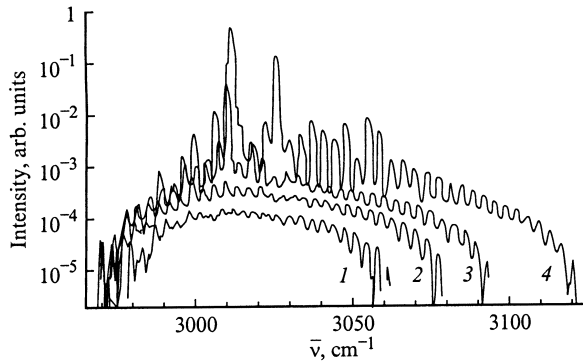


Рис. 1. Спектры излучения при токах до и после порога генерации $I_{th} = 83$ мА. 1: $I = 0.074$ мА, 2 — 0.077 мА, 3 — 0.09 А, 4 — 0.15 А.

мощности доминирующей моды к полной мощности излучения достигало $\sim 96\%$. При больших токах, в независимости от величины I_{th} , чаще наблюдались многомодовые спектры с расстоянием между продольными модами $\Delta\lambda = 20\text{--}90$ Å в соответствии с $\Delta\lambda = \lambda^2/2\bar{n}L$ (\bar{n} — показатель преломления активной области). Уменьшение длины резонатора приводит к тому, что из-за увеличения $\Delta\lambda$ в контур усиления может попасть только одна резонансная частота, а одновременное уменьшение площади p - n -перехода увеличивает вероятность получения однородной активной области. Поэтому в лазерах с $L < 200$ мкм нам чаще всего удавалось достичь одномодовой генерации в диапазоне токов $\Delta I \approx 100$ мА и получить монотонную ватт-амперную характеристику без изломов. При $L < 75$ мкм увеличение внутренних потерь из-за роста пороговой концентрации [8] делало невозможным достижение лазерной генерации.

На рис. 1 представлена эволюция спектров излучения лазера с длиной резонатора $L = 275$ мкм от режима спонтанного излучения до режима лазерной генерации при $2I_{th}$. Спонтанное излучение промодулировано условием продольного резонанса. Отношение интенсивностей спонтанного и лазерного излучения достигает 1% при $I = 2I_{th}$. Хорошо видно увеличение интенсивности спонтанного излучения за порогом генерации, свидетельствующее о том, что увеличение интенсивности лазерного излучения с ростом тока сопровождается увеличением поглощения и, соответственно, концентрации носителей в активной области, необходимой для выполнения порогового условия равенства усиления и внутренних потерь.

3.2. Токовая перестройка

Как известно, токовая перестройка длины волны продольных мод резонатора Фабри–Перо происходит за счет изменения показателя преломления активной области в соответствии с $\lambda = 2\bar{n}L/q$, q — целое число. Изменение показателя преломления активной области \bar{n} с током I обусловлено влиянием инжектированных носителей N и

температуры T в соответствии с

$$\frac{d\bar{n}}{dI} = \frac{\partial\bar{n}}{\partial N} \frac{\partial N}{\partial I} + \frac{\partial\bar{n}}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial I}. \quad (1)$$

На рис. 2 сопоставляются зависимости интенсивности спонтанного излучения P_{sp} и волнового числа $\bar{\nu}$ продольной моды резонатора, на которой происходит генерация, от тока. Зависимость $P_{sp}(I)$, так же как и зависимость, характеризующая токовую перестройку длины волны (волнового числа), имеет перегиб вблизи порога $I = I_{th}$. Кроме того, с уменьшением наклона $P_{sp}(I)$ уменьшается скорость токовой перестройки моды резонатора. Рост интенсивности спонтанного излучения за порогом можно связать с увеличением концентрации неосновных носителей [12]:

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

где $P_{sp}(I_{th})$ — интенсивность спонтанного излучения на пороге генерации, $N_{th} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [8] — пороговая концентрация. Использование данных рис. 2, а дает значение $dN/dI \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}/\text{А}$. В узкозонных полупроводниках изменения в показателе преломления при инжекции носителей связаны главным образом с насыщением собственного поглощения. Вклад последнего можно свести к виду [13]

$$\frac{\partial\bar{n}}{\partial N} \approx -3 \cdot 10^{-17} T^{-1} (h\nu)^{-2} J(h\nu), \quad (3)$$

где $J(h\nu)$ — безразмерная функция энергии фотона $h\nu$, равная 1 на номинальном крае поглощения и убывающая

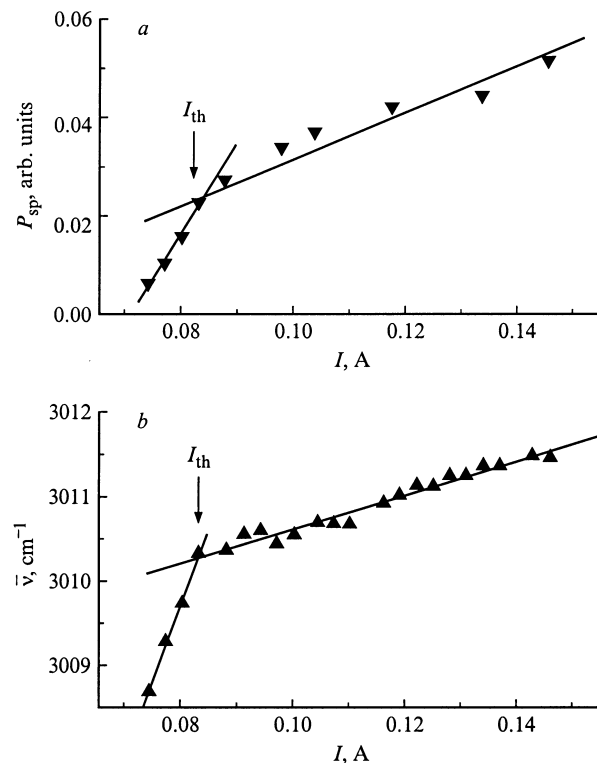


Рис. 2. Зависимости интенсивности спонтанного излучения (а) и смещение моды резонатора Фабри–Перо (б) от тока.

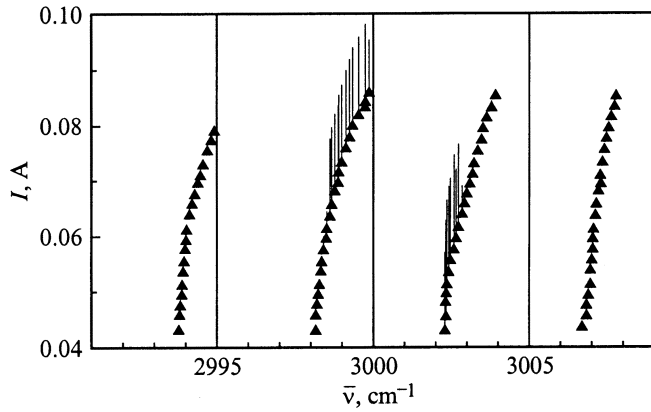


Рис. 3. Модовый состав лазерного излучения. Скорость токовой перестройки $d\bar{\nu}/dI \approx 60 \text{ см}^{-1}/\text{А}$; вертикальные линии — интенсивность лазерной моды.

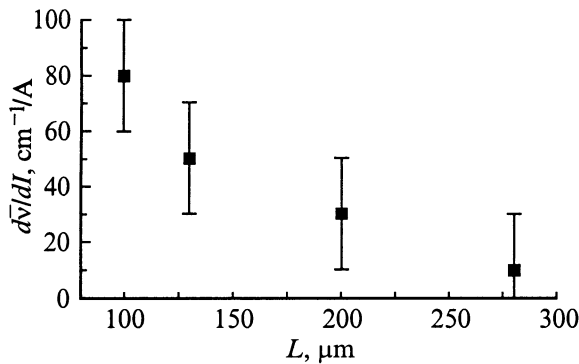


Рис. 4. Зависимость скорости токовой перестройки от длины резонатора для лазеров из одной эпитаксиальной пластины.

примерно в 5 раз при удалении от края поглощения на величину порядка kT . Влияние свободных носителей на показатель преломления с учетом насыщения собственного поглощения, сужения запрещенной зоны и эффекта плазменных переходов для арсенида индия было исследовано в работе [14]. Оценки, выполненные согласно (2) и (3), дают $\partial\bar{n}/\partial N \sim -(10^{-18} - 10^{-19}) \text{ см}^3$ и значение первого слагаемого в (1) $(\partial\bar{n}/\partial N)(\partial N/\partial I) \sim 1 \text{ А}^{-1}$.

Оже-рекомбинация и внутризонное поглощение увеличивают температуру активной области, что оказывает противоположный эффект на показатель преломления [13,15]:

$$\frac{\partial\bar{n}}{\partial T} \approx 4 \cdot 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}. \quad (4)$$

Оценки разогрева активной области, выполненные в [16], $(\partial T/\partial I \approx 10^2 \text{ К} \cdot \text{А}^{-1})$ позволяют сделать вывод о незначительности вклада температурного члена в (1), составляющего не более 10^{-1} А^{-1} . Вывод о том, что преобладающее влияние на показатель преломления оказывает изменение концентрации инжектированных носителей, подтверждается также исследованиями токовой

перестройки в подобных лазерах, выполненными в работе [17]. Таким образом, оценки влияния инжектированных носителей на показатель преломления приводят к величине токовой перестройки $d\bar{\nu}/dI$, составляющей сотни $\text{см}^{-1}/\text{А}$, что по порядку величины не противоречит экспериментальным значениям (рис. 3).

Рост концентрации неосновных носителей за порогом генерации мы связываем с внутризонными переходами в валентной зоне. Поэтому можно ожидать, что с уменьшением ширины запрещенной зоны материала активной области и, соответственно, с нарушением резонанса между энергиями запрещенной зоны и спин-орбитального расщепления будут уменьшаться внутризонное поглощение и величина токовой перестройки. По-видимому, поэтому в лазерах на основе ДГС InAsSb/InAsSbP ($\lambda = 3.6 \text{ мкм}$) наблюдалась наименьшая средняя величина токовой перестройки.

Уменьшение длины резонатора приводит к возрастанию пороговой концентрации неосновных носителей и, соответственно, к росту внутризонного поглощения. Поэтому в лазерах с короткими резонаторами ($L < 150 \text{ мкм}$) наблюдалось увеличение скорости токовой перестройки по сравнению с лазерами с $L = 300 \text{ мкм}$ (рис. 4). Зависимости скорости токовой перестройки от соотношения между энергиями ширины запрещенной зоны и спин-орбитального отщепления и от пороговой концентрации носителей подтверждают предположение о том, что рост концентрации неосновных носителей за порогом генерации и, таким образом, токовая перестройка лазерной моды связаны с внутризонными переходами в валентной зоне.

Кроме описанных выше нелинейностей, необходимо также учитывать влияние усиления на токовую перестройку. В лазерном режиме выполняется условие равенства усиления и полных потерь $g = \alpha_i + \alpha_r$, где α_i — внутренние потери, $\alpha_r = L^{-1} \ln(1/R)$, R — коэффициент отражения. Поэтому увеличение внутренних потерь за порогом генерации приводит к токовой зависимости коэффициента экстинкции \bar{k} (мнимой части комплексного показателя преломления $\bar{N} = \bar{n} - i\bar{k}$):

$$-g = 4\pi\bar{k}/\lambda_0,$$

λ_0 — длина волны в свободном пространстве. В работе [8] было получено, что в исследуемых лазерах, за порогом генерации dg/dI составляет порядка $1.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}/\text{А}$, что дает токовую зависимость коэффициента экстинкции $d\bar{k}/dI \sim 0.01 \text{ А}^{-1}$ и оказывается значительно меньше чем вклад, описываемый (1). Поэтому влиянием усиления на токовую перестройку можно пренебречь.

3.3. Ширина линии лазерного излучения

Как известно, ширина лазерной линии обратно пропорциональна мощности излучения, а ее величина, обусловленная флуктуациями фазы и интенсивности спонтанно-

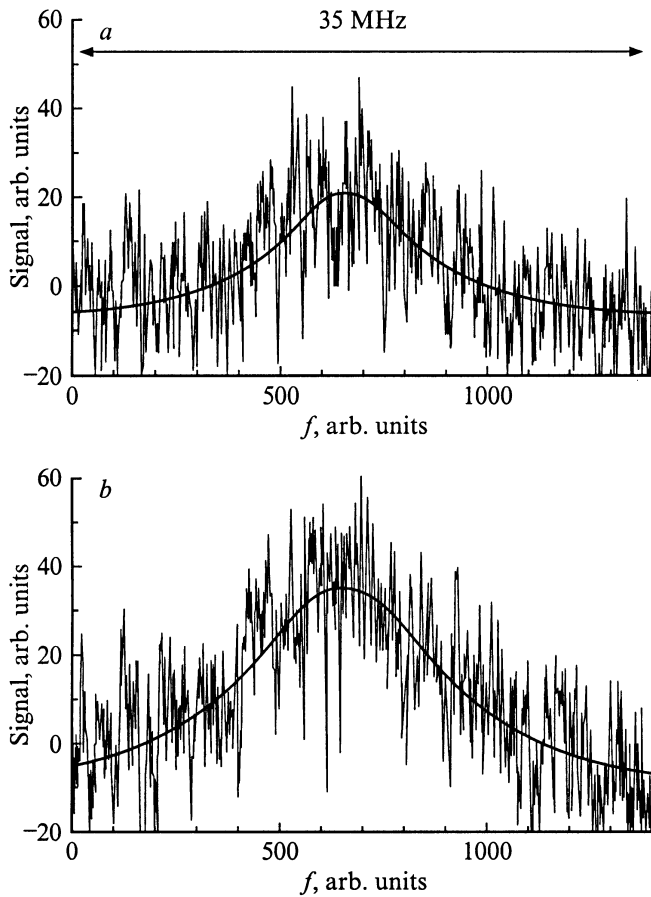


Рис. 5. Частотное распределение лазерной линии на экране спектроанализатора. *a* — $I = 58$ мА, $\Delta f \approx 5.1$ МГц; *b* — $I = 130$ мА, $\Delta f \approx 7.5$ МГц.

го излучения, задается формулой типа [18]

$$\Delta f = \frac{v_g^2 h \nu g n_{sp} \alpha_i (1 + \alpha^2)}{8\pi P}, \quad \alpha = \frac{\Delta \bar{n}}{\Delta k}. \quad (5)$$

Подставляя в (5) $v_g = c/\bar{n}$, $\bar{n} = 3.52$, $\alpha_i = 40$ см⁻¹, $g = 80$ см⁻¹, $h\nu = 0.33$ эВ, фактор спонтанной эмиссии $n_{sp} = 1$, мощность излучения $P = 1$ мВт, мы получили $\Delta f/(1 + \alpha^2) \approx 7$ МГц.

На рис. 5 представлены спектрограммы, полученные на экране спектроанализатора при токах $I = 58$ (*a*), 130 мА (*b*), соответствующие полуширине (FWHM) лазерной линии $\Delta f \approx 5.1$ и 7.5 МГц.

Представим внутренние потери в виде $\alpha_i = \alpha_0 + k_0 N$, где α_0 — внутренние потери в отсутствие инжекции, $k_0 \approx 5.6 \cdot 10^{-16}$ см² — коэффициент внутризонного поглощения, N — концентрация носителей [8]. Увеличение тока от 58 до 130 мА сопровождается увеличением α_i от 40 до 100 см⁻¹. С другой стороны, мощность лазерной моды, полученная интегрированием кривой частотного распределения лазерной линии, увеличивается при этом в ~ 2 раза. В эксперименте не наблюдается сужения лазерной линии с ростом мощности, что связано, по-видимому, с увеличением Δf , вызванным

ростом α_i . Форма линии хорошо аппроксимировалась гауссианом, что можно связать переходом от лоренцевой формы линии к гауссовой, обусловленным флуктуациями тока накачки [19]. Обычно α принимает значения $4.6 \div 6.2$ [18], поэтому осталась неясной причина наблюдаемой в эксперименте малой величины Δf . Изучению этого вопроса будет посвящена отдельная работа.

4. Заключение

Показано, что в лазерах на основе ДГС InGaAsSb/InAsSbP ($\lambda = 3.0 \div 3.6$ мкм) внутризонное поглощение дырками в валентной зоне приводит к увеличению внутренних потерь за порогом генерации, сопровождающееся токовой перестройкой лазерной моды в голубую сторону и уширением лазерной линии. Наблюдалось увеличение скорости токовой перестройки, достигающей $d\nu/dI \approx 80$ см⁻¹/А и интервала одномодовой генерации до $\Delta I = 100$ мА при уменьшении длины резонатора до 100 мкм. Полученные значения лазерных параметров свидетельствуют о перспективности применения лазеров на основе ДГС InGaAsSb/InAsSbP в диодно-лазерной спектроскопии.

Часть работы, выполненная в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, поддержана МНТП Министерства науки Российской Федерации "Оптика. Лазерная физика" (проект № 4.14) и European Office of Aerospace Research and Development, Air Force Office of Scientific Research, Air Force Lab under SPC-994016 Contract # F61775-99-WE016.

Список литературы

- [1] I. Melngailis, R.H. Rediker. *J. Appl. Phys.*, **37**(2), 899 (1966).
- [2] Z. Shi, M. Tacke, A. Lambrecht, H. Bottner. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2537 (1995).
- [3] Z. Feit, M. McDonald, R.J. Woods, V. Archambault, P. Mak. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 738 (1996).
- [4] M. Aydaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1575 (1993).
- [5] H.K. Choi, G.W. Turner, Z.L. Liao. *Appl. Phys. Lett.*, **65**(18), 2251 (1994).
- [6] A. Rybaltowski, Y. Xiao, D. Wu, B. Lane, H. Yi, H. Fend, J. Diaz, M. Razeghi. *Appl. Phys. Lett.*, **71**(17), 2430 (1997).
- [7] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Y.P. Yakovlev. *Appl. Phys. Lett.*, **64**(19), 2480 (1994).
- [8] 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).
- [9] Н.А. Гунько, Г.Г. Зегря, Н.В. Зотова, З.Н. Соколова, Н.М. Стусь, В.Б. Халфин. *ФТП*, **31**(11), 1396 (1997).
- [10] 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).
- [11] T. Okoshi, K. Kikuchi, A. Nakayama. *Electron. Lett.*, **16**(16), 630 (1980).
- [12] I. Joindot, J.L. Beylat. *Electron. Lett.*, **29**(7), 604 (1993).
- [13] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. *Тр. ФИАН*, **166**, 15 (1986).

- [14] P.P. Paskov. Sol. St. Commun., **82**(9), 739 (1992).
- [15] X. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [16] 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).
- [17] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**(2), 243 (1999).
- [18] С.Н. Henry. IEEE J. Quant. Electron., **18**(2), 259 (1982).
- [19] W.H. Burkett, B. Lu, M. Xiao. IEEE J. Quant. Electron., **33**(11), 2111 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

Spectral characteristics of lasers based on InGaAsSb/InAsSbP double heterostructures ($\lambda = 3.0 \div 3.6 \mu\text{m}$)

M. Aydaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev,
B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus',
G.N. Talalakin, T. Beyer*, R.Brunner*

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

* Fraunhofer Institute of Physical
Measurement Techniques,
79110 Freiburg, Germany