

Перестройка током длины волны излучения мезаполосковых низкороговых лазеров на основе InAsSb/InAsSbP двойных гетероструктур, излучающих в области 3.3 мкм

© Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 3 марта 1997 г. Принята к печати 6 марта 1997 г.)

Диодные мезаполосковые лазеры на основе InAsSb/InAsSbP двойных гетероструктур с низким пороговым током (~ 12 мА) и узкой шириной полоска (~ 10 мкм) исследовались в большом интервале токов вплоть до 5 пороговых. Обнаружено, что в таких лазерах моды в измеренном интервале токов смещаются в коротковолновую сторону почти на величину межмодового расстояния вследствие возрастания концентрации неравновесных носителей в активной области. Скорость смещения мод с током разная в разных интервалах токов и зависит от степени одномодовости лазерного спектра.

1. Создание перестраиваемых по частоте инжекционных лазеров для спектрального диапазона 3–4 мкм исключительно перспективно для молекулярной спектроскопии высокого разрешения, так как в этом спектральном диапазоне лежат много сильных характеристических линий поглощения природных и промышленных газов. Данная работа является продолжением начатых нами работ по созданию и исследованию перестраиваемых лазеров на основе InAsSb/InAsSbP [1–5] и посвящена исследованию перестройки током длины волны излучения низкороговых лазеров с узким мезаполоском, излучающих в области поглощения метана и углеводородов ($\lambda = 3.3$ мкм).

Исследовались лазеры на основе N -InAs_{0.52}Sb_{0.18}P_{0.30}/ n -InAs_{0.95}Sb_{0.05}/P-InAs_{0.52}Sb_{0.18}P_{0.30} гетероструктур, полученные методом в жидкофазной эпитаксии. Широкозонные эмиттеры имели толщину по ~ 3 мкм каждый, толщина активной области ~ 1 мкм. Слой N -InAsSbP был легирован Sn до концентрации электронов $(2 \div 5) \cdot 10^{18}$ см⁻³, P-InAsSbP легирован Zn до концентрации дырок $\sim 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Активная область специально не легировалась, и концентрации электронов в ней составляли $\sim 10^{16}$ см⁻³. На структурах, выращенных с использованием стандартной фотолитографии, формировались мезаполоски шириной ~ 10 мкм. Лазеры с длиной резонатора 225–300 мкм были получены с помощью скальвания.

Исследовались спектр излучения, диаграмма направленности и интенсивность интегрального излучения лазеров в квазинепрерывном режиме при питании их прямоугольными импульсами тока типа меандр с частотой следования 80 Гц. Измерения проводились при температуре жидкого азота. Для получения спектров в качестве диспергирующего прибора использовался монокроматор МДР-2.

2. Спектры когерентного излучения лазера измерялись в интервале токов от порогового (I_{th}) до $I \cong 5I_{th}$. В этом же интервале токов измерялись диаграмма направленности и интенсивность интегрального излучения.

Пороговый ток у лучших лазеров имел величину ~ 12 мА, плотность порогового тока $J_{th} \cong 530$ А/см² при 77 К. Модовый состав спектра когерентного излучения при разных токах накачки представлен на рис. 1 (лазер V-12192 № 1). Межмодовое расстояние составляет $\cong 60$ Å. При пороговом токе лазер имеет две соседние преимущественные моды, по интенсивности превышающие больше чем в 2 раза каждую из остальных мод, но уже при токе $I = 1.25I_{th}$ появляется одна преимущественная мода. Одномодовый режим сохраняется до токов $I \cong 3.5I_{th}$, после чего в спектре появляется с коротковолновой стороны на расстоянии четырех межмодовых интервалов еще мода, по интенсивности приблизительно равная прежней моде. С дальнейшим увеличением тока эта вторая мода становится преимущественной, хотя спектр уже не является одномодовым.

Численная оценка доли излучения преимущественной моды в общем излучении всех мод в спектре ($F_{max}/\Sigma F_i$) представлена на рис. 2. Как видно, отношение $F_{max}/\Sigma F_i$ зависит от тока и составляет величину от 0.8 до ~ 1 в том интервале токов, когда $I/I_{th} \cong 1.5$ –3. При $I = I_{th}$ $F_{max}/\Sigma F_i \cong 0.3$. При больших токах, когда $I/I_{th} > 3.5$, $F_{max}/\Sigma F_i$ не изменяется с током и имеет величину ~ 0.45 .

Для того же лазера на рис. 3 представлены зависимости от тока I (или от I/I_{th}) некоторых характеристик лазерного излучения. На рис. 3, а — зависимость изменения ($\Delta\lambda$) спектрального положения моды, преимущественной в интервале токов $1.5I_{th} - 3I_{th}$, по сравнению с ее положением при пороговом токе. На рис. 3, б — зависимости ширины диаграммы направленности на полувысоте максимальной интенсивности $\Delta\Theta$ в плоскости p - n -перехода (кривая 1) и в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода (кривая 2). На рис. 3, в показана зависимость от тока интенсивности интегрального излучения F_{Σ} .

Как видно (рис. 3, а), положение моды в спектре смещается в коротковолновую сторону с увеличением тока накачки, и в измеренном интервале токов суммарное

смещение составляет $\sim 55 \text{ \AA}$. Однако в разных интервалах токов скорость этого смещения разная. Наибольший наклон зависимость $\Delta\lambda(I)$ имеет в интервале токов от I_{th} до $1.5I_{th}$. В этом интервале токов $F_{max}/\Sigma F_i$ изменяется от 0.3 до 0.8 (рис. 2). Общее смещение моды в этом интервале $\sim 30 \text{ \AA}$. В этом же интервале токов диаграмма направленности (рис. 3, *b*) в плоскости p - n -перехода (кривая 1) продолжает сужаться, но с меньшей скоростью, чем она сужалась при $I < I_{th}$. В плоскости, перпендикулярной p - n -переходу (кривая 2), диаграмма направленности не изменяется с током. Интенсивность излучения с током возрастает суперлинейно (рис. 3, *c*).

В интервале токов от $1.5I_{th}$ до $2.8I_{th}$, т.е. в одномодовом режиме, $F_{max}/\Sigma F_i$ находится в пределах от 0.8 до 1 (рис. 2), наклон зависимости $\Delta\lambda$ от I/I_{th} очень слабый, смещение λ в коротковолновую сторону составляет $\sim 2.5 \text{ \AA}$. В этом интервале токов диаграмма направленности в плоскости p - n -перехода достигает своей минимальной величины $\Delta\Theta \approx 17^\circ$ (рис. 3, *b*, кривая 1), а в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода (рис. 3, *b*, кривая 2), $\Delta\Theta$ остается неиз-

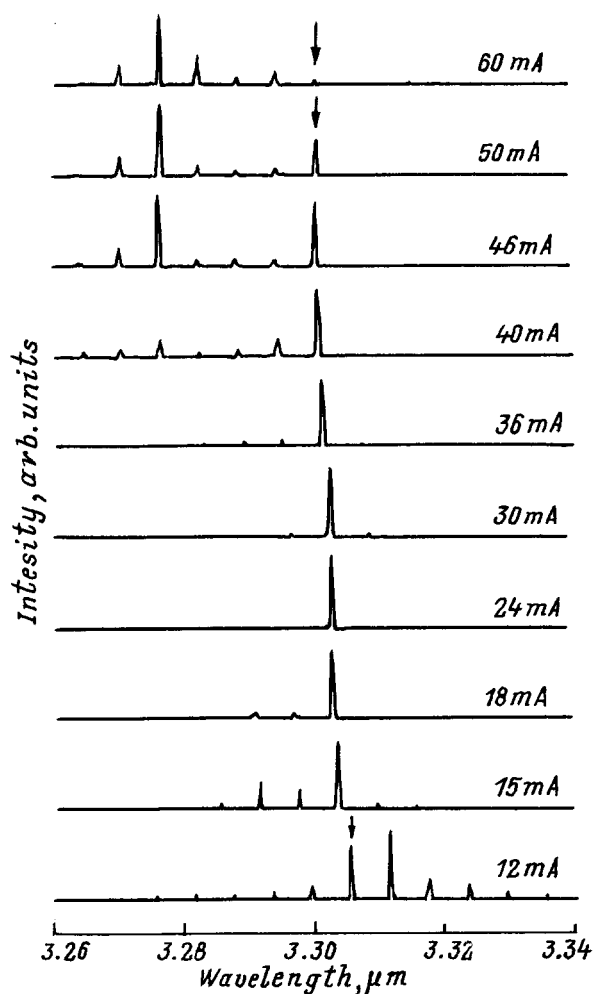


Рис. 1. Спектры излучения лазера (V12192 № 1) при температуре 77 К при различных токах накачки.

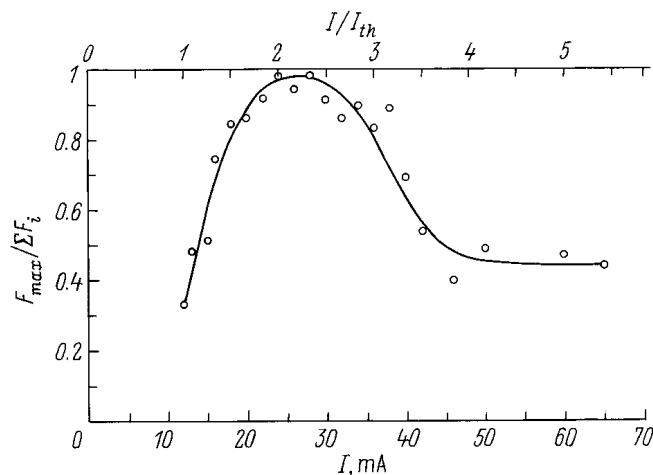


Рис. 2. Зависимость отношения интенсивности максимальной моды к сумме интенсивностей всех мод $F_{max}/\Sigma F_i$ от тока I .

менной. Зависимость интенсивности F_{Σ} от тока (рис. 3, *c*) линейна.

В интервале токов от $2.5I_{th}$ до $3.5I_{th}$ $F_{max}/\Sigma F_i$ уменьшается от ~ 1 до 0.5, при этом происходит смещение моды в коротковолновую сторону на $\sim 20 \text{ \AA}$ (рис. 3, *a*). В этом интервале токов диаграммы направленности (рис. 3, *b*) в плоскости p - n -перехода (кривая 1) и в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода (кривая 2), остаются неизменными. Зависимость интенсивности излучения от тока (рис. 3, *c*) сублинейная.

При токах от $3.5I_{th}$ до $5.5I_{th}$ мода, за положением которой мы следим, перестает быть доминирующей и смещается на 2–3 \AA в длинноволновую сторону. На расстоянии четырех межмодовых интервалов с коротковолновой стороны появляется мода такой же интенсивности, которая с дальнейшим увеличением тока постепенно становится доминирующей. Диаграмма направленности (рис. 3, *b*) в плоскости p - n -перехода значительно расширяется (кривая 1), а в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода, значительно сужается (кривая 2), и их полуширина достигает приблизительно одной и той же величины $\sim 36^\circ$. На зависимости интенсивности от тока (рис. 3, *c*) в начале наблюдается полочка, а затем интенсивность возрастает с током.

3. Обсудим полученные результаты. Из обзора экспериментальных результатов следует, что в исследованных лазерах с увеличением тока от I_{th} до $4I_{th}$ моды смещаются в коротковолновую сторону на величину, почти равную межмодовому расстоянию. Это свидетельствует о том, что в исследуемых лазерах с шириной полоска $\sim 10 \text{ мкм}$ в этом интервале токов самофокусировка излучения, приводящая к смещению мод в длинноволновую сторону [4], не проявляется. Смещение положения моды в спектре в коротковолновую сторону может быть следствием уменьшения показателя преломления с увеличением тока, если инжекция свободных носителей в полупроводник приводит к увеличению концентрации

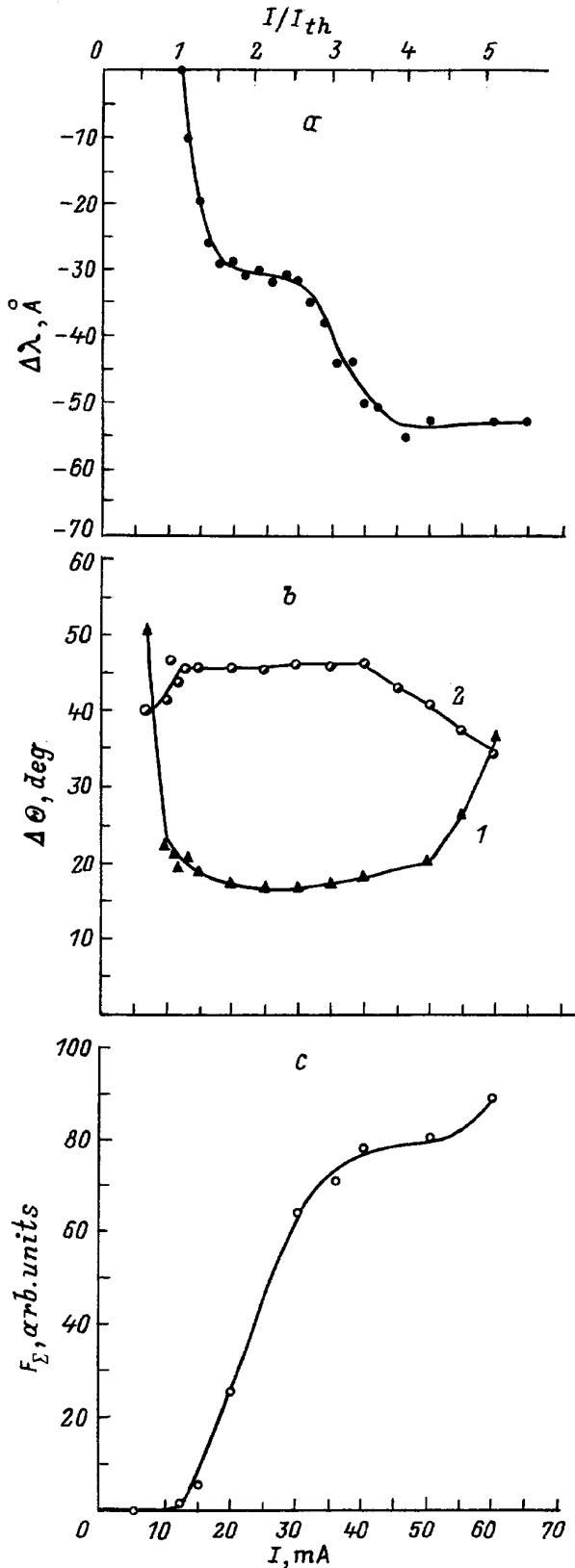


Рис. 3. Зависимость от тока I смещения положения моды $\Delta\lambda$ (а), ширины диаграммы направленности на половине высоты интенсивности $\Delta\theta$ (б) в плоскости p - n -перехода (1) и в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода (2), интенсивности интегрального излучения F_Σ (с) для лазера V1219 № 1.

неравновесных носителей (N) при токах выше I_{th} . Увеличение N приводит к изменению коэффициента межзонного поглощения $\Delta\alpha(\hbar\omega)$, которое связано с изменением показателя преломления Δn соотношением Крамерса-Кронига [6]

$$\Delta n = \frac{\hbar c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega)}{(\hbar\omega)^2 - (\hbar\omega_0)^2} d(\hbar\omega) \approx \frac{\hbar c}{2\pi E_g} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega)}{\hbar\omega - \hbar\omega_0} d(\hbar\omega),$$

где E_g — ширина запрещенной зоны в активной области лазера, c — скорость света, \hbar — постоянная Планка, ω — круговая частота генерации, если под $\hbar\omega_0$ понимать энергию фотона генерируемого лазерного излучения, то Δn будет относиться к этому излучению.

Из расчетов П.П.Паскова [7], проведенных для $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$, можно оценить изменения показателя преломления n для $x = 0.05$, соответствующего составу активной области исследуемых лазеров. Для концентрации носителей $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что на 1.5 порядка превышает равновесную концентрацию носителей в активной области, изменение n составляет $0.1 \div 0.15$ для энергии фотона, соответствующей краю собственного поглощения. Расчеты Паскова проведены для комнатной температуры, но, поскольку для полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ $\sigma = dn/dN \sim (-1/T)$ [6,8], при температуре 77 К это изменение должно быть не меньше.

Однако, как видно из рис. 3, внутри интервала токов от I_{th} до $\sim 4I_{th}$, где с увеличением тока мода смещается в коротковолновую сторону, имеется интервал от $1.5I/I_{th}$ до $2.8I/I_{th}$, где это смещение незначительно ($\sim 2.5 \text{ \AA}$). С другой стороны, в этом интервале токов наблюдается одномодовый режим работы лазера, $F_{\max}/\Sigma F_i$ достигает величины $0.8 \div 1$, т.е. наблюдается эффект автостабилизации [6]. Сильная мода подавляет усиление в некотором спектральном интервале с длинноволновой и с коротковолновой стороны. В этом же интервале токов наблюдается максимальное сужение диаграммы направленности в плоскости p - n -перехода. Замедление смещения моды в коротковолновую сторону в одномодовом режиме генерации лазера с увеличением тока является экспериментальным свидетельством того, что в этом режиме работы лазера с увеличением тока слабо растет концентрация неравновесных носителей с E больше E_F (E_F — энергия Ферми на пороге генерации лазерного излучения). Эта концентрация зависит от соотношения времен τ/τ_r , где τ — время релаксации по энергии, а τ_r — время рекомбинации носителей. Вероятно, в исследованных лазерах в одномодовом режиме это отношение становится существенно меньше, чем в режиме, когда $F_{\max}/\Sigma F_i < 0.8$.

При больших токах, больше $4I_{th}$, коэффициент преломления, вероятно, становится настолько малым в активной области, что существенно уменьшается оптическое

ограничение, и световая волна выходит в широкозонные области. Это расширяет световой поток в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода, и приводит к сужению диаграммы направленности в этой плоскости из-за уменьшения влияния дифракции на щели. Проникновение света в пассивные области увеличивает потери на поглощение на свободных носителях и может объяснить полочку на зависимости интенсивности света от тока. Расширение диаграммы направленности в плоскости $p-n$ -перехода может быть связано не с изменением показателя преломления, а с переходом от одномодового режима к многомодовому режиму. Коротковолновое смещение в этом интервале токов прекращается, и наблюдается небольшое смещение положения мод в спектре в длинноволновую сторону. Это свидетельствует о том, что происходит компенсация коротковолнового смещения длинноволновым, что может быть связано с уменьшением ширины запрещенной зоны вследствие увеличения концентрации неравновесных носителей [9] или вследствие нагревания.

Таким образом, исследование лазеров на основе InAsSb/InAsSbP двойных гетероструктур с узким полоском и низким пороговым током позволило проследить смещение мод когерентного излучения в большом интервале токов (до $5I_{th}$). Обнаружено, что в таких лазерах с увеличением тока моды смещаются в коротковолновую сторону, что свидетельствует об увеличении концентрации неравновесных носителей с энергией $E > E_F$. Спектральное положение мод смещается с увеличением тока на величину, приблизительно равную всему межмодовому расстоянию, но скорость смещения мод с током разная в разных интервалах токов и связывается со степенью одномодовости спектра излучения лазера. При токах больше $4I_{th}$ концентрация неравновесных носителей настолько возрастает, что значительно уменьшается коэффициент преломления в активной области, что приводит к уменьшению оптического ограничения и выходу излучения в пассивные области.

Работа была поддержана частично Европейским Отделением Аэрокосмических исследований и разработок США (US EOARD), контракт F 6170894 C0011, частично грантом Министерства науки Российской Федерации по программе "Оптика и лазерная физика" и частично контрактом Сорегникус № СІРА-СТ 94-0158.

Список литературы

- [1] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18**, 6 (1992).
- [2] Ю.П. Яковлев, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, М.В. Степанов, А.Я. Понуровский. Квант. электрон., **20**, 839 (1993).
- [3] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev. Appl. Phys. Lett., **64**, 2480 (1994).
- [4] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **22**, 7 (1996).

- [5] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **30**, 1265 (1996).
- [6] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Тр. ФИАН, **166**, 15 (186).
- [7] P.P. Paskov. Sol. St. Commun., **82**, 739 (1992).
- [8] D.A.B. Miller, C.T. Seaton, M.E. Prise, S.D. Smith. Phys. Rev. Lett., **47**, 197 (1981).
- [9] В.М. Асинин, А.А. Рогачев. ФТП, **5**, 1730 (1963).

Редактор В.В. Чалдышев

Current tunable low threshold mesa stripe in AsSb/InAsSbP double heterostructure diode lasers emitting at 3.3 μm

T.N. Danilova, A.P. Danilova, O.G. Egorov, A.N. Imenkov, M.V. Stepanov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract Diode lasers based on InAsSb/InAsSbP double heterostructure with a narrow mesa stripe ($\sim 10 \mu\text{m}$) and threshold current as low as $\sim 12 \text{ mA}$ have been studied in a wide range of currents up to 5 thresholds. It was found that the spectral modes shifted with current to the shortwavelength side almost by the mode spacing due to the increase of the nonequilibrium carrier concentration in active layer. A speed of the shift differs in different current intervals and depends on the degree of single mode generation in laser spectrum.

Fax: (812) 247 0006

E-mail: yak@iroptl.ioffe.rssi.ru