

# Одномодовый перестраиваемый на 100 Å лазер на основе InAsSb/InAsSbP ( $\lambda \approx 3.2$ мкм)

© А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, С. Цвиш\*, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев<sup>†</sup>

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

\* J. Heyrovsky Institute of Physical Chemistry, CAS,  
18223 Prague 8, Czech Republic

(Получена 14 июля 1999 г. Принята к печати 15 июля 1999 г.)

Сообщается о создании одномодового лазера на основе двойной гетероструктуры InAsSb/InAsSbP, излучающего на длинах волн  $3.2 \div 3.3$  мкм в интервале температур  $12 \div 90$  К. Предполагается, что одномодовый режим возникает вследствие создания в лазере плавного оптического волновода по ширине резонатора, в котором поток излучения колеблется, поддерживая свои колебания и интенсивность. Проанализировано влияние сдвига частоты генерации и максимума спектра усиления с током на вероятность одномодовой генерации.

Проведено сканирование газовых сред OCS, NH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>Cl и H<sub>2</sub>O излучением созданного лазера в рекордно широком интервале частот  $10 \text{ см}^{-1}$  (104 Å).

## 1. Введение

В последнее время на основе гетероструктур InAsSb/InAsSbP были созданы лазеры с большим интервалом изменения частоты генерации с током,  $\sim 5 \text{ см}^{-1}$  [1–5]. В их конструкцию заложены идеи контролируемого распределения плотности инжекции по ширине резонатора и уменьшения растекания неравновесных носителей заряда. Уменьшение интенсивности потока лазерного излучения и увеличение плотности инжекции к краям резонатора создают условия для увеличения концентрации носителей заряда в этом направлении и для возникновения плавного оптического волновода по ширине резонатора. Поток излучения может колебаться по ширине резонатора, обеспечивая генерацию только продольной пространственной моды. В результате могут генерироваться только спектральные моды, соответствующие продольной пространственной моде. Оптическое усиление больше на краях резонатора, чем в его середине. Усредненный спектр усиления при этом расширяется с током, и его максимум перемещается в коротковолновую сторону, что способствует получению одномодовой генерации. Увеличить вероятность одномодовой генерации можно, создав условия, при которых сдвиг максимума спектра усиления с током оказывается таким же, как сдвиг моды. Для уменьшения вероятности генерации побочных мод желательно снизить "выгорание" носителей заряда по энергии.

Целью данной работы являлось создание и исследование одномодового лазера на основе двойной гетероструктуры InAsSb/InAsSbP с широким интервалом перестройки частоты генерации и сканирование излучением такого лазера различных газовых сред.

## 2. Лазерные диоды

Двойная гетероструктура InAsSb/InAsSbP выращивалась методом жидкофазной эпитаксии на подложке *p*-InAs (100) с концентрацией дырок  $(6 \div 8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  по ранее развитой технологии [5,6].

Концентрации носителей заряда в подложке и слоях, а также геометрические параметры конструкции выбирались так, чтобы создать повышенную плотность инжекции на краях полоска по сравнению с серединой и обеспечить малое дифференциальное сопротивление на границе ограничительных слоев и активной области.

Узкозонный активный слой InAsSb толщиной  $\sim 1$  мкм с шириной запрещенной зоны 0.39 эВ при 77 К образовывал гетеропереходы 1 типа с прилегающими к нему ограничительными слоями InAsSbP толщиной по  $\sim 2$  мкм и с шириной запрещенной зоны 0.59 эВ при 77 К. Контактный слой *n*-InAs, сильно легированный Sn до концентрации электронов  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , покрывал структуру снаружи. Активная область специально не легировалась и имела концентрацию электронов  $\sim 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Прилегающий к подложке ограничительный слой легировался Zn до концентрации дырок  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Другой ограничительный слой легировался Sn до концентрации электронов  $\sim 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . После эпитаксиального выращивания слоев подложка сошлифовывалась до толщины 100 мкм. Методом фотолитографии делались чипы с шагом 500 мкм и шириной меза-полоска 16 мкм. Резонаторы изготавливались скалыванием и имели длину 375 мкм. Чипы монтировались подложкой к специальному медному теплоотводу [7], который позволял помещать лазер в термостат с закрытым гелиевым циклом.

## 3. Методика исследований

Спектры излучения лазера, помещенного в азотный откачиваемый термостат, исследовались при температуре 77 К при питании прямоугольными импульсами

<sup>†</sup> Факс: (812) 247 0006  
E-mail: yak@iroptl.ioffe.rssi.ru

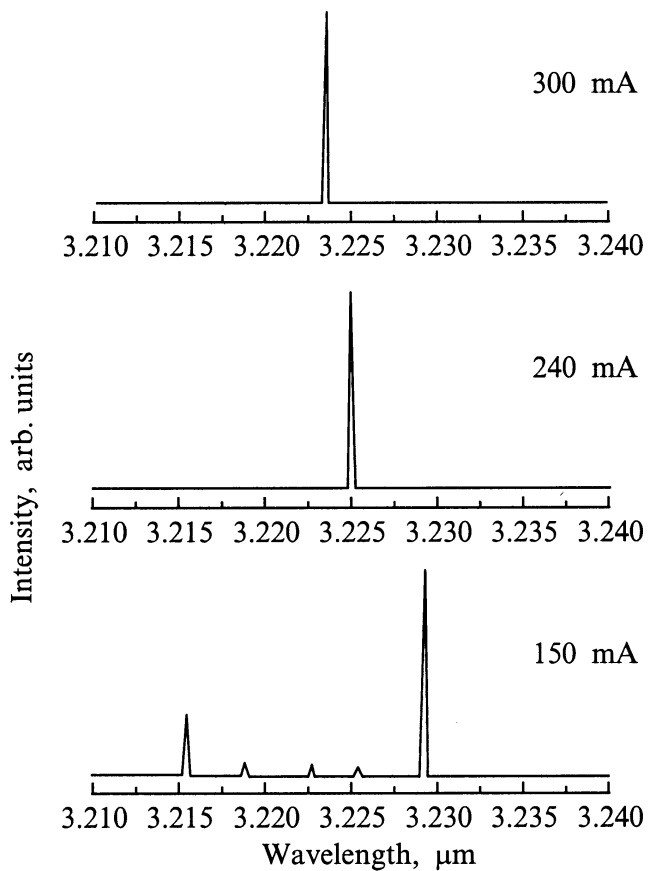


Рис. 1. Спектры излучения лазера V12191-3 при различных токах и температуре 77 К.

тока длительностью 14 мкс со скажностью 2. Лазерная спектроскопия газовых сред выполнялась в спектрометре, содержащем термостат (Laser Photonics, model L5731) для размещения лазера, источник питания и температурный контроллер (Laser Photonics, model 5820), монохроматор и охлаждаемый жидким азотом фотодиодный детектор излучения InSb. Сигнал, пропорциональный интенсивности прошедшего через газовую среду лазерного излучения, просматривался на экране осциллографа при питании лазера пилообразными импульсами тока с частотой следования 1 кГц. Вторая производная от сигнала по току записывалась с помощью компьютера и установки Lock-in amplifier SP530 при плавном изменении тока. При этом ток через лазер плавно увеличивался в течение  $\sim 30$  с в заданном токовом интервале. Этот ток был промодулирован на  $1 \div 5\%$  с частотой  $\sim 1$  кГц. Объектами лазерной спектроскопии были выбраны газы — сероокись углерода (OCS), аммиак ( $\text{NH}_3$ ) и хлористый метил ( $\text{CH}_3\text{Cl}$ ), а также пары воды. Газы OCS и  $\text{CH}_3\text{Cl}$  находились в кюветах длиной 21 см под давлением 2 Торр,  $\text{NH}_3$  — в кювете длиной 40 см под давлением 2 Торр, а пары  $\text{H}_2\text{O}$  при атмосферном давлении при длине поглощения 200 см.

#### 4. Экспериментальные результаты

Только на пороге генерации в спектре излучения лазера имелись 2 сильные моды, отстоящие на 4 межмодовых интервала, и ряд слабых мод (рис. 1). При превышении тока на 10% над порогом оставалась одна более длинноволновая мода. Длина волны излучения уменьшалась от 3.229 до 3.223 мкм с изменением тока от 150 до 300 мА при 77 К. Изменение длины волны превышало межмодовый интервал почти в 2 раза.

Пороговый ток  $I_{\text{th}}$  уменьшался от 138 до 14 мА с уменьшением температуры ( $T$ ) от 80 до 12 К (рис. 2). Характеристическая температура  $T_0$  при этом плавно увеличивалась от 33 до 380 К. Как показало опробование, лазер можно было использовать для сканирования газовых сред во всем этом температурном интервале. Наибольший интервал спектроскопии газовых сред от  $3091.6$  до  $3101.6 \text{ см}^{-1}$  ( $10 \text{ см}^{-1}$ ,  $104 \text{ \AA}$ ) был получен при температуре лазера  $T = 62 \text{ К}$ .

Из-за обилия линий поглощения в этом интервале он был разбит на 5–6 участков, в каждом из которых проводилось сканирование. Первый из этих участков приведен на рис. 3. Наибольшее количество характерных линий поглощения [8,9] дает газ OCS (рис. 3). Также много известных линий дает  $\text{NH}_3$  [9] (рис. 3). Пары  $\text{H}_2\text{O}$  содержат известные широкие линии [10] (рис. 3). На данном рисунке линии с частотами  $3093.690$  и  $3094.548 \text{ см}^{-1}$  являются характеристическими линиями паров воды, а линии с частотами около  $3095 \text{ см}^{-1}$  не идентифицированы. Наибольшее количество интересных линий дает газ  $\text{CH}_3\text{Cl}$  (рис. 3). На рисунке видны 6 дуплетов, триплет и характерные ост-

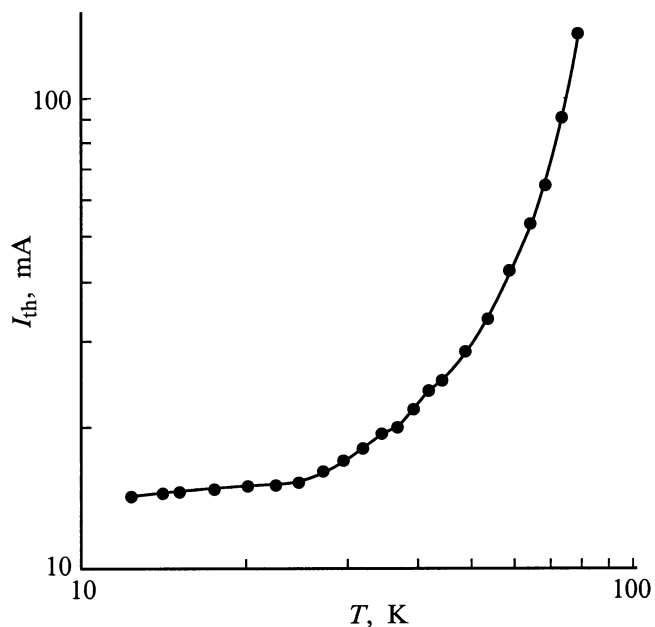


Рис. 2. Зависимость порогового тока лазера V12191-3 от температуры.

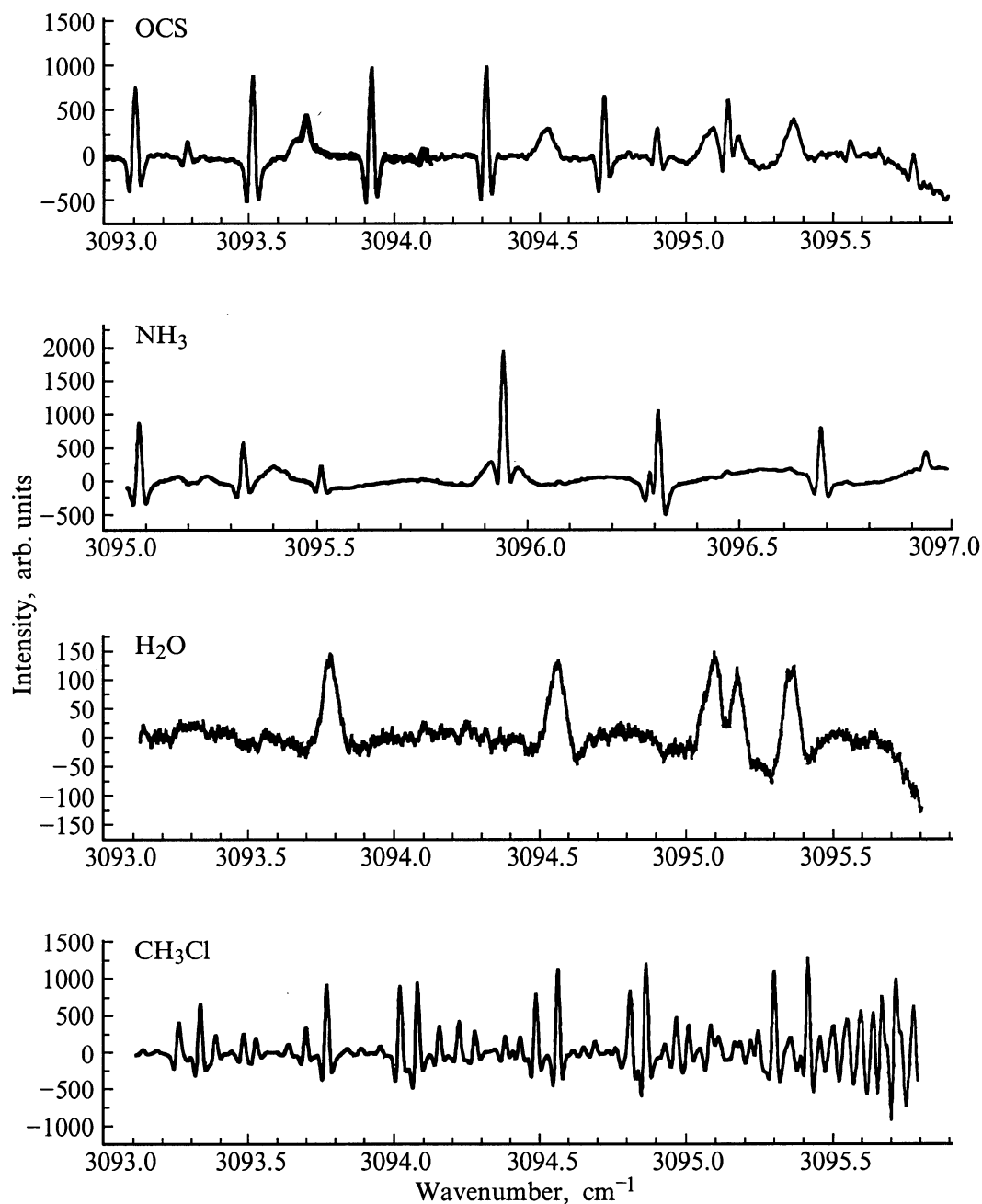


Рис. 3. Спектры пропускания газов OCS, NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O и CH<sub>3</sub>Cl, измеренные при сканировании лазерным лучом.

цилляции. К сожалению, CH<sub>3</sub>Cl мало изучен в этой спектральной области. По идентифицированным линиям OCS, NH<sub>3</sub> и H<sub>2</sub>O были получены зависимости частоты генерации лазера от тока при температуре 62 К, которые совпали между собой. На рис. 4 представлена зависимость частоты генерации лазера от тока при использовании сильных линий поглощения сероокиси углерода.

Сканирование газовых сред возможно в интервале температур 12 ÷ 90 К. На краях интервала диапазон перестройки оказывается меньше максимального примерно в 2 раза.

## 5. Обсуждение экспериментальных результатов

Непрерывное уменьшение порогового тока (рис. 3) при понижении температуры вплоть до самых низких температур (12 К) говорит о достаточно высоком уровне легирования ограничительных слоев и отсутствии вымораживания носителей заряда. Поэтому обеспечивается возможность использования лазера в широком диапазоне температур для сканирования газовых сред.

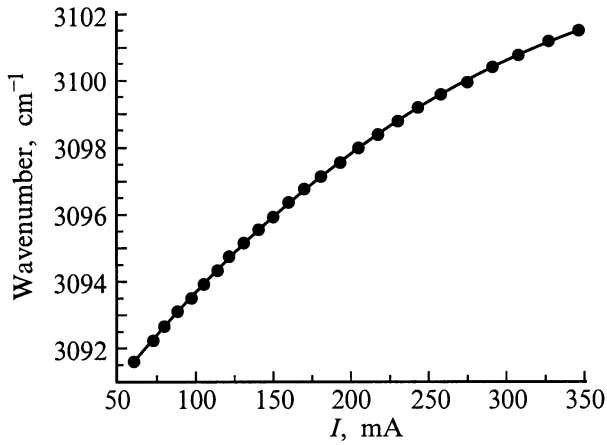


Рис. 4. Зависимость от тока частоты генерации лазера V12191-3 при температуре 62 К.

Температурная зависимость порогового тока не может быть описана одним законом во всем температурном интервале. В диапазоне температур от 35 до 65 К  $I_{th} \sim T^{3/2}$ , как должно быть при преобладании излучательной рекомбинации и отсутствии легирования активной области [11]. Увеличение крутизны зависимости  $I_{th} = f(T)$  при  $T > 65$  К объясняется существенным вкладом ожерекрекомбинации согласно теории в работе [11]. Ослабление зависимости  $I_{th} = f(T)$  при температурах ниже 35 К может быть связано с тем, что концентрация неравновесных носителей заряда становится меньше концентрации равновесных электронов.

Присутствие нескольких мод в спектре излучения при небольшом превышении над порогом говорит об обычной работе лазера в этих условиях. Однако переход лазера в одномодовый режим при превышении тока более чем на 10% над пороговым значением и до 200 ÷ 300% свидетельствует о возникновении в лазере условий выделения и поддержания одной моды, о которых говорилось во введении. Поперечные пространственные моды и соответствующие им частотные моды подавляются в плавном волноводе, возникающем вследствие повышения плотности инжекции в направлении по ширине резонатора от середины к краям, малой интенсивности излучения у краев и малого растекания носителей заряда по ширине активной области. Упрощенное решение [4] дает одно значение постоянной распространения излучения (скорости света в кристалле), которая увеличивается с током. В процессе пространственных колебаний световой поток проходит от одного края к другому через середину с пониженным коэффициентом усиления и изменяет спектр коэффициента усиления, что приводит к поддержанию возникших колебаний, т. е. колебания потока излучения поддерживают сами себя. Таким образом, создаются условия для одномодовой генерации в широком интервале токов. Определение области существования этих условий может стать предметом дальнейших исследований.

Основным условием существования одномодовой генерации является одинаковое смещение спектрального положения мод и спектра усиления с током. Сопоставим сдвиг моды и сдвиг максимума спектра усиления при изменении концентрации неравновесных носителей заряда  $N$ . Энергия фотонов генерируемой моды  $h\nu_L$  изменяется с концентрацией неравновесных носителей заряда в основном из-за изменения коэффициента преломления  $n$ :

$$\frac{dh\nu_L}{dN} = -\frac{E_g}{n} \frac{dn}{dN}, \quad (1)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны в активной области.

Спектр усиления запишем в упрощенном виде:

$$g \simeq \alpha \left[ 1 - \exp\left(\frac{E}{kT} - \frac{F}{kT}\right) \right] \left[ 2 + \exp\frac{F_i}{kT} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — коэффициент межзонного поглощения в активной области,  $h\nu$  — энергия фотона,  $E = h\nu - E_g$ ,  $F = eV - E_g$ ,  $eV$  — разность энергий между квазиуровнями Ферми для электронов и дырок,  $F_i$  — глубина залегания квазиуровня Ферми в зоне проводимости на пороге инверсии,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура.

Коэффициент межзонного поглощения  $\alpha$  возьмем в виде, характерном для прямозонных полупроводников,

$$\alpha = A\sqrt{T} \sqrt{\frac{E}{kT}}, \quad (3)$$

где  $A$  — коэффициент, который для полупроводников  $A^{III}B^V$  составляет около  $200 \text{ см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1/2}$ .

Согласно (2) и (3) усиление имеет максимум при  $E = F/3$  в случае малых потерь излучения при  $F \leq kT$ . Поэтому энергия фотонов в максимуме спектра усиления в этом случае есть

$$h\nu_m \simeq E_g + F/3. \quad (4)$$

Согласно (4) энергия фотонов в максимуме спектра усиления изменяется при изменении квазиуровня Ферми и ширины запрещенной зоны.

Учитывая сильное вырождение электронов и невырожденность дырок, получим

$$\frac{dF}{dN} = \frac{2}{3} \frac{F_{th}}{N_{th}} + \frac{kT}{N_{th}}, \quad (5)$$

где  $F_{th}$  и  $N_{th}$  — глубина залегания квазиуровня Ферми в зоне проводимости и концентрация электронов на пороге генерации соответственно.

Сужение запрещенной зоны при инжекции связано с концентрацией неравновесных носителей заряда  $\Delta E_g \sim N^{1/6}$ . Поэтому получим

$$\frac{dE_g}{dN} = \frac{1}{6} \frac{\Delta E_g}{N_{th}}. \quad (6)$$

Из (4)–(6) находим

$$\frac{dh\nu_m}{dN} = \frac{1}{N_{th}} \left( \frac{2}{9} F_{th} + \frac{1}{9} kT + \frac{1}{6} \Delta E_g \right). \quad (7)$$

Сужение запрещенной зоны  $\Delta E_g$  в исследованном интервале температур превышало по абсолютной величине энергию связи свободного экситона и вычислялось по формуле

$$\Delta E_g = -\frac{\pi^{11/6} 3^{1/6} e^3 m_n^{1/2} N^{1/6}}{12n^{3/4} \hbar}, \quad (8)$$

где  $m_n$  и  $e$  — эффективная масса и заряд электрона.

Согласно (7)  $dh\nu_m/dN$  по величине и знаку определяется соотношением между  $F_{th}$  и  $\Delta E_g$  ( $T = \text{const}$ ), причем  $\Delta E_g < 0$ . В исследованном полупроводнике из-за малости эффективной массы электронов по сравнению с эффективной массой дырок  $|F_{th}| > |\Delta E_g|$ , поэтому  $dh\nu_m/dN > 0$ . В механически напряженной активной области можно получить и противоположный знак. Поэтому величиной и знаком  $dh\nu_m/dN$  можно управлять с помощью создания внутренних механических напряжений. В исследованных ненапряженных лазерных структурах  $|\Delta E_g| < F_{th}$ ,  $\Delta E_g < 0$  и  $dn/dN < 0$ . Производные  $dh\nu_m/dN$  и  $dh\nu_L/dN$  имеют положительные знаки.

Наши оценки показали, что отношение  $dh\nu_m/dh\nu_L$  изменяется от 1 до 2.9 при изменении температуры от 10 до 100 К. В соответствии с этими оценками наиболее благоприятные условия для одномодовой генерации складываются при температуре 10 К. Однако середина и края полоска лазера по-разному участвуют в сдвиге спектра усиления и положения моды. Поэтому оптимальной может оказаться несколько иная температура, и следует провести экспериментальные исследования для ее определения. Необходимо также выявление возможностей влияния на эту температуру.

В исследованном лазере наиболее широкий диапазон перестройки получается при температурах  $\sim 60$  К. Плавное уменьшение порогового тока при понижении температуры указывает на отсутствие вымораживания носителей заряда, что позволяет использовать лазер вплоть до 12 К. Повышение порогового тока с увеличением температуры от 60 до 90 К не настолько велико, чтобы лазер перегревался в процессе измерений. Все это позволяет использовать одномодовый лазер в интервале температур  $12 \div 90$  К. На границах этого интервала диапазон перестройки сужается почти вдвое по сравнению с максимальным.

Проведенная лазерная спектроскопия газовых сред показала удобство использования созданного лазера, возможность наблюдения большого количества линий поглощения различных газов. Калибровка частотной шкалы лазера облегчается благодаря рекордному интервалу изменения частоты генерации ( $10 \text{ см}^{-1}$ ) в одномодовом режиме.

## Заключение

Исследование спектров излучения лазеров показало реализацию в лазере одномодового режима в широком интервале токов и температур. Это связано с возникнове-

нием плавного волновода по ширине резонатора, в котором поток излучения колеблется от одного края резонатора к другому и назад, изменяет спектр усиления и тем самым поддерживает колебания и свою интенсивность. Показано, что одним из условий одномодовой генерации является одинаковый сдвиг с током генерируемой моды и максимума спектра усиления.

Проведена диодная лазерная спектроскопия газов (OCS, NH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>Cl и H<sub>2</sub>O) в рекордно широком интервале частот от 3091.6 до 3101.6 см<sup>-1</sup>, идентифицированы известные линии поглощения этих газов и получена зависимость частоты излучения лазера от тока.

Работа частично поддержана контрактом INCO-Copernicus № 1C15-CT97-0802 (DG12-CDPF) и частично грантами Министерства науки РФ по программе "Оптика и лазерная физика", грант-агентства Академии наук Чешской республики (грант № 4040708) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-18109).

## Список литературы

- [1] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**, 1392 (1997).
- [2] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **24**, 77 (1998).
- [3] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *Тр. конф. "Физика на пороге 21 века"* (СПб., 1998).
- [4] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (9), 1088 (1999).
- [5] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18**, 6 (1992).
- [6] Ю.П. Яковлев, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Е.В. Степанов, А.Я. Понуровский. Квант. электрон., **20**, 839 (1993).
- [7] A. Popov, V. Sherstnev, Yu. Yakovlev, S. Civis, Z. Zelinger. *Spectrochimica Acta*, Pt A, **54**, 821 (1998).
- [8] A.G. Maki, J.S. Wells. *Wavenumber Calibration Tables From Heterodine Frequency Measurements*. NIST Special Publication 821 (Washington, DC 20548, December 1991).
- [9] G. Guelachvili, K. Narahari Rao. *Handbook of Infrared Standards II with Spectral Coverage of 1.4–4 μm and 6.2–7.7 μm* (Academic Press, N. Y., 1993).
- [10] J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, R.A. Toth. *Water Vapor Line Parameters From Microwave to Medium Infrared* (Pergamon Press, Oxford, 1981).
- [11] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, Б.Л. Гельмонт, Б.Г. Джуртанов, Г.Г. Зегря, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев, С.Г. Ястребов. ФТП, **25**, 394 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

## The single-mode tunable for 100 Å InAsSb/InAsSbP laser

A.P. Danilova, A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova,  
S. Civis\*, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev

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

\* J. Heyrovsky Institute of Physical Chemistry, CAS,  
18223 Prague 8, Czech Republic

**Abstract** The authors report the creation of the single-mode tunable InAsSb/InAsSbP double heterostructure laser for 3.2–3.3  $\mu\text{m}$  spectral range and the temperature region 12 ÷ 90 K. It has been assumed that single-mode regime arises due to forming a smooth optical waveguide across the resonator, where radiation flux oscillates maintaining its own frequency and intensity. The influence of the tuning of the emission frequency and the current-related gain spectrum maximum on the probability of the single-mode generation has been analyzed.

Such gases as OCS, NH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>Cl and H<sub>2</sub>O have been scanned by the emission beam of the created laser within the extremely wide frequency range of 10 cm<sup>-1</sup> (104 Å).