

# Перестраиваемые током лазеры на 3.3 мкм с узкой линией излучения

© А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат\*, К.Д. Моисеев, С. Цивиш\*, Ю.П. Яковлев

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

\*Институт физической химии им. Геровского Чешской академии наук,  
18223 Прага, Чешская Республика

(Получена 17 июля 2000 г. Принята к печати 22 августа 2000 г.)

Сообщается о создании перестраиваемых током диодных лазеров с узкой линией излучения на основе двойной гетероструктуры InAsSb/InAsSbP с широким резонатором для лазерной спектроскопии в области длин волн 3.2–3.4 мкм. Волновое число увеличивается от 3030 до 3034 см<sup>-1</sup> при увеличении тока от 1.5 до 3 пороговых значений при температуре 70 К. В то же время ширина линии (ширина на половине высоты) уменьшается от 18 до 10 МГц. Показано, что ширина линии связана с флуктуациями собственных частот лазерного резонатора вследствие флуктуации концентрации неравновесных носителей заряда в нем.

## 1. Введение

Перестраиваемые током диодные лазеры для средней инфракрасной области спектра представляют значительный интерес для лазерной спектроскопии высокого разрешения. Для точного воспроизведения спектров поглощения различных природных и промышленных газов и обнаружения их в среде важна ширина лазерной линии. В более ранних работах [1–3] показано на примере воспроизведения спектров поглощения газов CH<sub>3</sub>Cl, OCS, N<sub>2</sub>O и H<sub>2</sub>O при давлении 1 Торр, что мощность, быстродействие и шумовые качества рассматриваемых лазеров на основе гетероструктур InAsSbP/InAsSb/InAsSbP позволяют производить точные спектроскопические исследования колебательно-вращательных спектров газовых молекул.

Данная работа посвящена измерению ширины лазерной линии и созданию лазеров с узкой линией излучения и является продолжением наших работ по исследованию ширины линии излучения лазеров на 2 мкм [4] и 3 мкм [5].

В работе [5] показано, что в диодных лазерах с большим диапазоном перестройки частоты генерации током [2] ширина линии генерации обусловлена не спонтанным испусканием в моду, которое учитывается в теориях [6–8], а флуктуацией собственных частот резонатора вследствие флуктуации количества носителей заряда в нем с соответствующими изменениями коэффициента преломления. Это вызвано ограничением инжекционного тока сопротивлением подложки. Ограничение делается с целью увеличения плотности инжекции вблизи боковых краев резонатора по отношению к его середине и приводит к расширению диапазона перестройки. Относительные флуктуации концентрации неравновесных носителей заряда  $\langle \Delta N \rangle / N$  обратно пропорциональны корню квадратному из объема активной области  $V$ . Поэтому увеличение объема активной области должно уменьшать флуктуации коэффициента преломления и, соответственно, уменьшать флуктуации собственных частот резонатора. Ширина лазерной линии при этом должна уменьшаться.

Увеличение длины резонатора нежелательно из-за сближения собственных частот резонатора и увеличения вероятности многомодового режима. Увеличение толщины активной области свыше диффузионной длины (1 мкм) тоже нежелательно из-за расширения спектра усиления, что также приводит к многомодовому режиму.

Поэтому задача сужения линии генерации перестраиваемых током лазеров решалась расширением резонатора, что при высокой однородности слоев структуры не мешает получить широкий диапазон перестройки. Вместо обычной ширины резонатора 10–20 мкм [1–3] выбиралась величина 100 мкм.

## 2. Получение лазерных структур и методика измерения

Лазерные структуры выращивались методом жидкофазной эпитаксии на  $p$ -InAs (100) с концентрацией дырок  $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> подобно структурам, рассмотренным в [2,3]. Структуры содержали активный слой InAsSb толщиной 0.8 мкм и широкозонные эмиттеры InAsSbP толщиной 3 мкм. В специально не легированном активном слое концентрация равновесных электронов составляла  $(2–4) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Ограничительный  $p$ -слой легировался Zn до концентрации дырок  $(1–2) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а ограничительный  $n$ -слой — Te до концентрации электронов  $(5–8) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. После эпитаксиального выращивания слоев подложка сошлифовывалась до толщины 100 мкм. Методом фотолитографии изготавливались чипы с шагом 500 мкм и шириной мезы 100 мкм. Резонаторы получались скалыванием и имели длину 250 мкм. Лазерные структуры монтировались на теплоотводящем медном корпусе.

Для измерения характеристик исследуемый лазер устанавливался в прокачанной гелиевой термостат с закрытым циклом (Laser Photonics L 573), работающий в интервале температур 12–100 К. Лазер питался постоянным током, модулированным пилообразным током с различной глубиной модуляции. Температура и ток лазера контролировались с помощью установок Laser

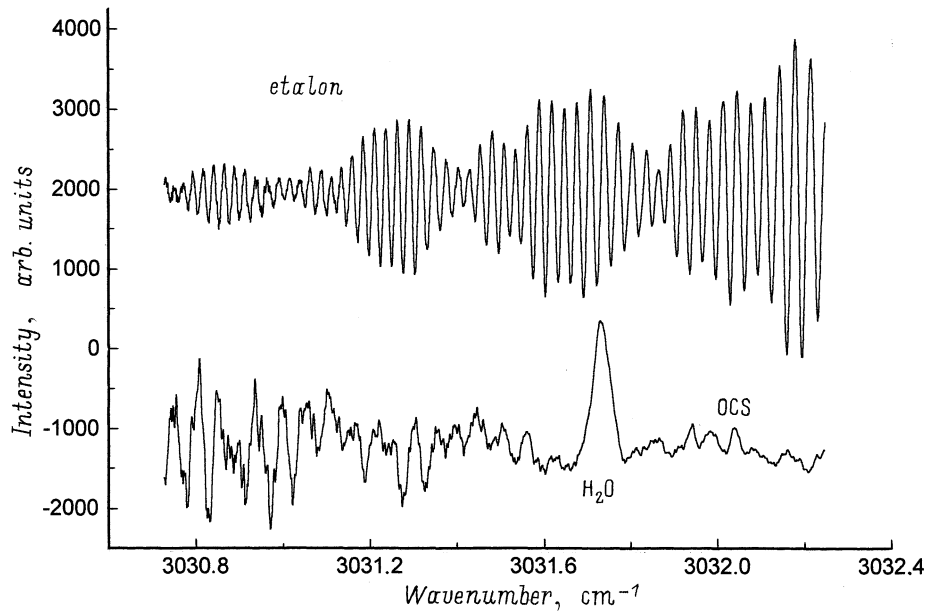


Рис. 1. Спектр пропускания кюветы с OCS при давлении 1 Торр, где присутствуют пары H<sub>2</sub>O.

Photonics Model L 5820 и L 5731. Излучение лазерной моды выделялось решеточным монохроматором и направлялось в кювету с используемым в эксперименте газом (CH<sub>3</sub>Cl, OCS) или в эталонный резонатор с шагом между резонансными частотами 0.026 см<sup>-1</sup>. Далее излучение регистрировалось InAs-фотодиодом, охлаждаемым жидким азотом. Детектированный сигнал поступал на широкополосный усилитель и оттуда подавался как на один из каналов цифрового осциллографа Le Groy 9361, так и на дифференцирующую RC-цепочку, с сопротивления которой отфильтрованный сигнал поступал на второй вход осциллографа. Постоянная времени RC-цепочки составляла  $\tau = 12$  мкс, а длительность пилообразного увеличения тока — 5 мс. На втором входе осциллограф измерял усредненную величину производной от интенсивности излучения по времени  $\bar{U}$  в области наибольшей крутизны полосы поглощения газа и среднеквадратичное отклонение сигнала на этом же входе от среднего значения  $\langle U \rangle$ . Ширина линии на половине высоты  $\Delta f$  определялась по формуле

$$\Delta f = 2\tau f' \frac{\langle U \rangle}{\bar{U}}, \quad (1)$$

где  $f'$  — производная от частоты излучения лазера по времени, измеряемая по интервалу времени между известными линиями поглощения или собственными частотами эталонного резонатора на первом входе осциллографа.

Спектры поглощения газов были измерены с использованием дополнительной синусоидальной модуляции тока лазера на значительно большей частоте, чем пилообразная модуляция, и со значительно меньшей амплитудой. Сигнал, пропорциональный второй производной от ин-

тенсивности излучения по волновому числу, был получен на удвоенной частоте синусоидальной модуляции, что позволяло делать измерения при давлении газа, значительно меньшем 1 Торр.

### 3. Экспериментальные результаты

В интервале температур 60–80 К лазер работал в одномодовом режиме, имея диапазон перестройки волнового числа 2–4 см<sup>-1</sup>. В кювете с газом OCS наиболее сильное поглощение давала известная полоса H<sub>2</sub>O (рис. 1) с волновым числом 3031.73463 см<sup>-1</sup> [9–11], которая послужила для калибровки зависимости волнового числа излучения лазера от тока (рис. 2), полученной

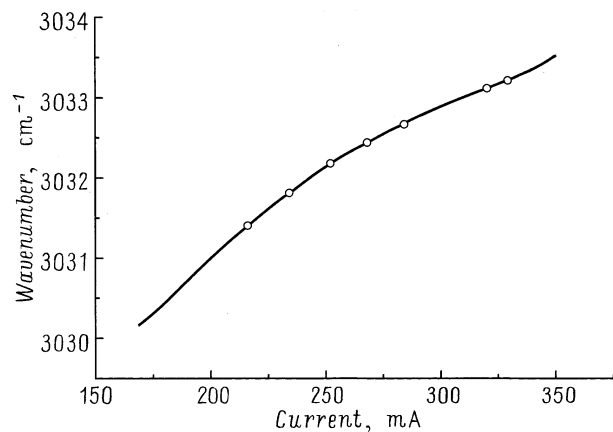


Рис. 2. Зависимость волнового числа лазера МК 694-1 от тока при температуре 70 К. Точки соответствуют полосам поглощения CH<sub>3</sub>Cl, по которым измерена ширина линии генерации лазера.

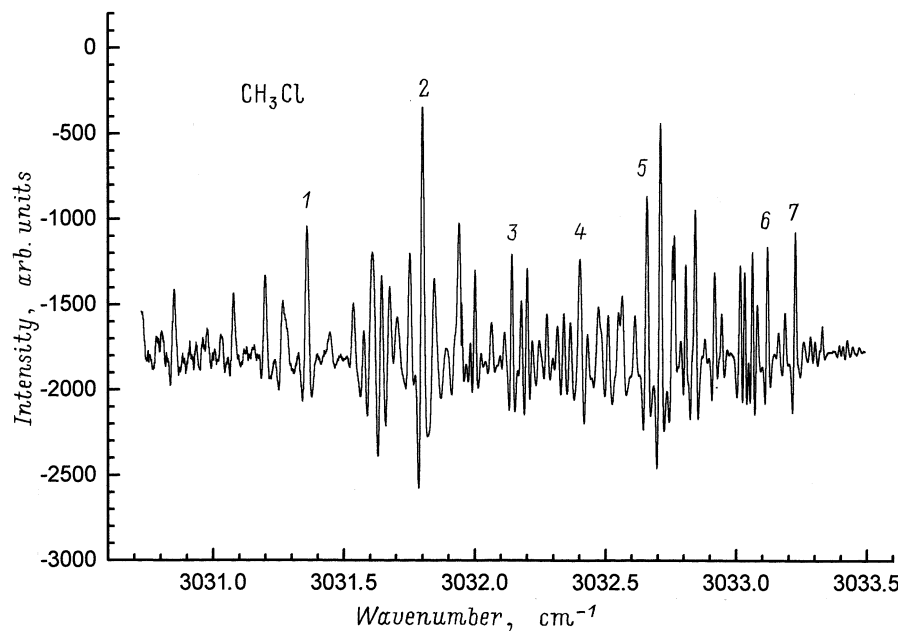


Рис. 3. Спектр пропускания кюветы с  $\text{CH}_3\text{Cl}$  при давлении 1 Торр.

по спектру пропускания эталонного резонатора Фабри–Перо. О присутствии  $\text{OCS}$  в кювете говорят характерные осцилляции интенсивности поглощения с периодом  $0.37 \text{ см}^{-1}$  (рис. 1). Ширина линии генерации лазера измерена на полосах поглощения газа  $\text{CH}_3\text{Cl}$ , отмеченных на рис. 3 цифрами. Надо отметить, что этот участок спектра  $\text{CH}_3\text{Cl}$  мало изучен, но он содержит много узких полос поглощения с полушириной  $0.010\text{--}0.016 \text{ см}^{-1}$  при давлении 1 Торр и имеет ряд других особенностей.

Ширина линии излучения (рис. 4) имеет наибольшую величину ( $\sim 20 \text{ МГц}$ ) при наименьших токах (216 мА) и плавно уменьшается с ростом тока, достигая величины  $10 \text{ МГц}$  при наибольшем токе, при котором проведены измерения (320 мА). При больших токах ширина линии не измерена из-за отсутствия подходящих полос поглощения. Ширина линии генерации в 15–50 раз меньше, чем ширина линии поглощения газа, что вполне достаточно для точного воспроизведения формы полос поглощения в лазерной спектроскопии. Значение ширины линии излучения  $10 \text{ МГц}$  для лазеров инфракрасного диапазона является рекордно малым. Однако увеличение ширины лазерной линии при уменьшении тока (рис. 4) создает трудности для лазерной спектроскопии при малых токах. Поэтому необходимо уменьшить ширину лазерной линии. Для этого требуется изучение ее природы.

#### 4. Анализ экспериментальных результатов

Существующие теории [6–8] связывают ширину лазерной линии со спонтанным испусканием излучения в моду. Согласно этим теориям, ширина линии должна уменьшаться с током по гиперболическому закону.

В перестраиваемых током лазерах она уменьшается с током только при малых токах и слабее, чем по гиперболическому закону. С увеличением накачки она перестает уменьшаться с током и даже начинает увеличиваться. В лазере, данные для которого представлены на рис. 4, мы наблюдали только участок уменьшения ширины линии с током из-за малого превышения тока  $I$  над пороговым значением  $I_{\text{th}}$ . Ширина линии генерации исследуемого лазера с широким резонатором в 6 раз больше, чем предсказывает теория [8] (рис. 1), учитывая влияние флуктуации концентрации неравновесных носителей заряда на спонтанное испускание в моду. Этот учет дает ширину линии, в 6 раз большую, чем теория [6,7].

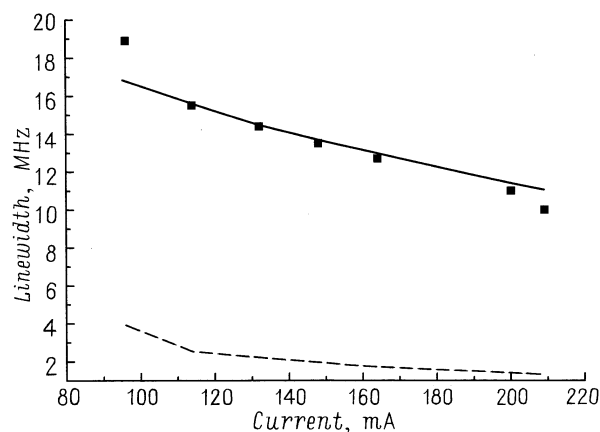


Рис. 4. Зависимость ширины линии излучения лазера МК 694-1 от тока при температуре 70 К. Точки — эксперимент, штриховая линия — теория [8], сплошная линия — наша модель.

В перестраиваемых током лазерах концентрация неравновесных носителей заряда  $N$  не остается не зависящей от тока, когда  $I > I_{th}$ , и равной своему пороговому значению  $N_{th}$ , как предполагается в теориях [6–8], а увеличивается с током. Вследствие этого коэффициент преломления в резонаторе  $n$  уменьшается, а собственные частоты резонатора  $f$  увеличиваются с током. С целью создания плавного волновода по ширине резонатора подложка делается шире резонатора, а ее сопротивление больше дифференциального сопротивления  $p$ – $n$ -перехода. Флуктуации количества неравновесных носителей заряда в резонаторе в этих условиях сглаживаются только лазерным излучением, так как инжекционный ток ограничивается последовательным сопротивлением лазера. Сглаженные флуктуации создают отклонения собственных частот резонатора от средних значений.

В отсутствие лазерного излучения вероятностная функция собственных частот резонатора будет иметь ширину

$$\Delta f_0 = 2 \frac{f}{\tau} \left| \frac{dn}{dN} \right| \sqrt{\frac{2}{V} (N_{th} + \delta N)}, \quad (2)$$

где  $\delta N$  — превышение концентрации неравновесных носителей заряда над пороговым значением, которое мы связываем с отклонением частоты генерации  $\delta f$  от ее значения при пороговом токе,

$$\delta N = \frac{\delta f}{f} \frac{n}{(-dn/dN)}.$$

В присутствии лазерного излучения вероятностная функция сузится во столько раз, во сколько раз уменьшится время жизни носителей заряда (от  $\tau_0$  до  $\tau_p$ ). Ширина лазерной линии составит

$$\Delta f = \Delta f_0 \frac{\tau_p}{\tau_0}. \quad (3)$$

Из рассмотрения скоростного уравнения для  $N$  при фиксированных скорости инжекции и усилении в условиях бимолекулярной рекомбинации, характерной для лазеров, получим

$$\frac{\tau_0}{\tau_p} = 1 + \frac{(I/I_{th}) - (1 + \delta N/N_{th})^2}{2(1 - N_0/N_{th})(1 + \delta N/N_{th})}, \quad (4)$$

где  $N_0$  — концентрация неравновесных носителей заряда на пороге инверсии заселенности для данной моды,  $N_0/N_{th} = 0.75$ – $0.80$ .

Рассчитанная по формулам (2)–(4) величина  $\Delta f$  (рис. 4) при  $n = 3.6$ ,  $dn/dN = -0.25 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$ ,  $N_{th} = 9.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует дифференциальной квантовой эффективности лазера  $\eta = 75\%$ , близка к экспериментальным значениям. Различие не превышает 10%, что находится в пределах погрешности измерений. В свою очередь теоретические формулы можно уточнить, учитывая ударную рекомбинацию, наличие доноров в активной области, отличие оптического ограничения от 1 и т.д.

## 5. Заключение

Исследование спектральных характеристик лазеров на основе InAsSb/InAsSbP с широким резонатором показало возможность получения одномодовой генерации в широком интервале токов и температур. Диапазон перестройки волнового числа с током в температурном интервале 60–80 К составил 2–4 см<sup>-1</sup>. Увеличение ширины резонатора позволяет получить малую ширину линии генерации (до 10 МГц). Величина ширины линии генерации и ее зависимость от тока обусловлены флуктуациями собственных частот резонатора, связанными с флуктуациями количества носителей заряда в нем. В этом случае ширина линии генерации обратно пропорциональна корню квадратному из объема активной области, что позволяет уменьшать ширину линии генерации путем увеличения ширины резонатора. В присутствии лазерного излучения ширина линии генерации уменьшается с током приблизительно во столько раз, во сколько уменьшается время жизни неравновесных носителей заряда.

Получение одномодовой генерации с узкой линией излучения в лазерах с широким резонатором показывает высокое кристаллическое совершенство эпитаксиальных слоев при жидкофазном их выращивании и делает такие лазеры перспективными в лазерной спектроскопии благодаря их высокой мощности и малой ширине линии излучения.

Работа частично поддержана грантами Министерства науки РФ, Грант-агентством Чешской республики (грант № 4040708), Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 99-02-18109 и № 00-02-17047).

## Список литературы

- [1] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18** (22), 6 (1992).
- [2] А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, С. Цивиш, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34** (2), 243 (2000).
- [3] А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, С. Цивиш, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**, 1469 (1999).
- [4] В.Г. Аветисов, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, А.И. Надежденский, А.Н. Хустундинов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **16** (14), 66 (1990).
- [5] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34** (12), 1468 (2000).
- [6] A.L. Shawlow, C.H. Townes. Phys. Rev., **112** (6), 1940 (1958).
- [7] C.H. Henry. IEEE J. Lightwave Tech., **LT-4**, 298 (1986).
- [8] M. Yamada. IEEE J. Quant. Electron., **QE-30**, 7 (1994).
- [9] *Water Vapour Line Parameters from Microwave to Medium Infrared*, ed. by J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret (Oxford, 1981).
- [10] A.G. Maki, J.S. Wells. *Wavenumber Calibration Tables From Heterodyne Frequency Measurements, NIST Special Publication 821* (Washington, DC 20548, 1991).
- [11] G. Guelachvili, K. Nazahari Rao. *Handbook of Infrared Standards 11 with Spectral Coverage of 1.4–4 μm and 6.2–7.7 μm* (Academic Press, 1993).

Редактор Л.В. Шаронова

## Current tunable 3.3 $\mu\text{m}$ lasers with a narrow emission linewidth

A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, P. Kubat\*,  
K.D. Moiseev, C. Civiš\*, Yu.P. Yakovlev

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

\*J. Heyrovsky Institute of Physical Chemistry,  
18223 Praga, Czech Republic

**Abstract** Reported properties of current tunable diode lasers with a narrow emission linewidth based on InAsSb/InAsSbP double heterostructure with the wide-stripe cavity emitting within 3.2–3.3  $\mu\text{m}$  spectral range. The wavenumber increases from 3030 to 3034  $\text{cm}^{-1}$  as the current rises from 1.5 to 3 threshold values at temperature 70 K. At the same time, the emission linewidth (at the half-height) decreases from 18 down to 10 MHz. It is shown that the fluctuations of the resonator intrinsic frequencies determine the linewidth, because of fluctuations of the nonequilibrium charge carrier density.