

Уширение линии генерации в перестраиваемых током лазерах на основе гетероструктур InAsSbP/InAsSb/InAsSbP

© А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, Р. Кубат*, С. Цивиш*, Ю.П. Яковлев

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 1 июня 2000 г. Принята к печати 1 июня 2000 г.)

Изучена токовая зависимость ширины линии излучения перестраиваемых лазерных диодов на основе двойной гетероструктуры InAsSbP/InAsSb/InAsSbP, работающих в спектральном диапазоне 3.3–3.4 мкм в интервале температур 50–80 К. Показано, что при небольших превышениях инжекционного тока I над пороговым значением I_{th} ширина линии излучения гиперболически зависит от разности $I - I_{th}$ в соответствии с теориями Шавлова–Таунса и Генри, учитывающими однородное распределение неравновесных носителей заряда по ширине волновода. При увеличении тока до $(3-4)I_{th}$ линия перестает сужаться и начинает уширяться с ростом тока. Наблюдаемое уширение линии излучения объяснено наличием градиента концентрации неравновесных носителей заряда от середины к краям волновода и увеличением этого градиента с током в перестраиваемых лазерах при одновременном уменьшении длины волны излучения. Минимальная ширина линии генерации составляет 10–20 МГц.

1. В настоящее время перестраиваемые током лазеры на основе двойной гетероструктуры InAsSbP/InAsSb/InAsSbP, излучающие в диапазоне длин волн $\lambda = 3-4$ мкм, являются перспективными приборами для исследования спектров поглощения молекул газов. Для перестраиваемых источников излучения, предназначенных для спектроскопических исследований, помимо мощности, спектрального диапазона перестройки и быстродействия, важной характеристикой является ширина спектральной линии излучения, так как она определяет точность воспроизведения формы полос поглощения газовых молекул и их идентификацию. В более ранних работах [1,2] на примере газов CH_3Cl , OSC , N_2O и H_2O показано, что мощность и быстродействие рассматриваемых приборов достаточны для проведения точных спектроскопических исследований колебательно-вращательных спектров молекул в газовом состоянии. В работе [2] были рассмотрены вопросы спектрального интервала исследований и практически показана возможность его расширения за счет использования нескольких мод, одновременно генерируемых лазером. Данная работа посвящена определению спектральной полуширины линии излучения перестраиваемых лазеров на $\lambda = 3-4$ мкм на основе InAsSb/InAsSbP и выявлению факторов, влияющих на нее. Исследование является продолжением ранее начатой работы по изучению ширины линии излучения перестраиваемых лазеров на диапазон вблизи 2 мкм [3].

2. Ширина линии генерации исследовалась на перестраиваемых током лазерах, изготовленных на основе гетероструктур InAsSbP/InAsSb/InAsSbP. Лазерные структуры выращивались методом жидкофазной эпитаксии на подложке p -InAs (100) с концентрацией дырок $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ подобно структурам, рассмотренным в работах [1,2]. Структура содержит активный слой InAsSb толщиной ~ 1 мкм. Толщина широкозонных эмиттеров

составляла 3 мкм. В специально не легированной активной области концентрация равновесных носителей была на уровне $(2-4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Ограничительный слой p -типа проводимости легировался Zn до концентрации дырок $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а ограничительный n -слой легировался Sn до концентрации электронов $(5-8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. После эпитаксиального выращивания слоев подложка сошлифовывалась до толщины ~ 100 мкм. Методом фотолитографии изготавливались чипы с шагом 500 мкм и шириной мезы 10–100 мкм. Резонаторы получались путем скальвания и имели длину 250–375 мкм. Лазерные структуры монтировались на теплоотводящем медном корпусе [4].

3. Лазеры устанавливались в прокачанной гелиевой термостат с закрытым циклом (Laser Photonics L 573), работающий в интервале температур $T = 12-100$ К. Лазер питался постоянным током, промодулированным пилообразным током с глубиной модуляции 0.02–0.03. Температура и ток лазера контролировались с помощью установки Laser Photonics Model L 5820 и L 5731.

Излучение исследуемой моды выделялось решеточным монохроматором и направлялось в кювету с исследуемым газом или в эталонный резонатор, в качестве которого использовался эталон Фабри–Перо с расстоянием между соседними резонансными частотами 0.026 см^{-1} . В качестве контрольных газов использовались CH_3Cl , N_2O и OCS [1,2] при давлении ~ 1 Торр. Далее излучение регистрировалось охлаждаемым InSb-фотодетектором. Детектированный и усиленный сигнал U подавался как на дифференцирующий RC-фильтр высоких частот, так и на один из каналов цифрового осциллографа Le Groy 9361. Сигнал с RC-фильтра U_2 подавался на второй канал осциллографа. Постоянная времени RC-фильтра τ составляла 12 мкс.

На лазерных структурах исследовался спектральный состав излучения и его изменение в интервале токов (I)

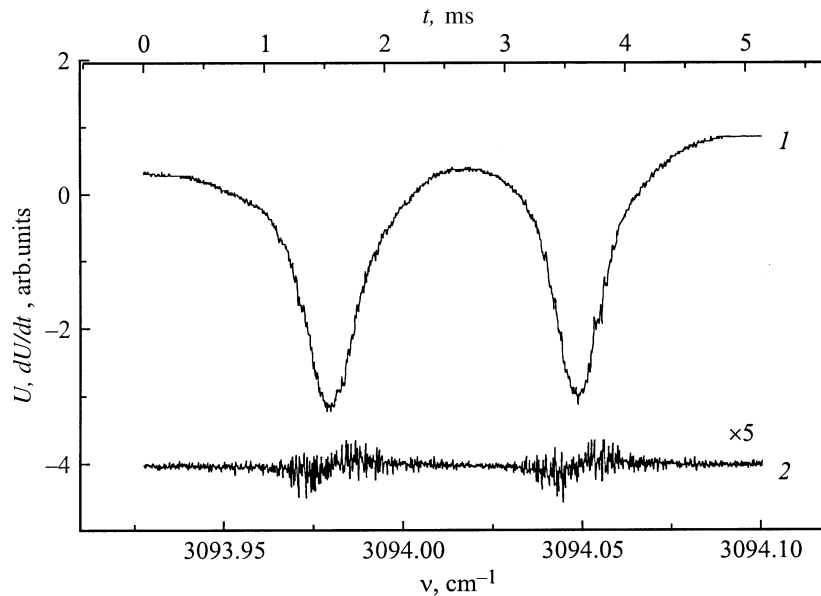


Рис. 1. Осциллограммы сигнала U , пропорционального интенсивности лазерного излучения, прошедшего через кювету с газом CH_3Cl при питании лазера пилообразным током (I), и производной от него по времени dU/dt , получаемой после RC -цепочки (2).

от 1 до 5 пороговых значений (I_{th}) при разных температурах из интервала $T = 12\text{--}100$ К. Наибольшая протяженность диапазона перестройки длины волны излучения имела место в температурном интервале $T = 50\text{--}70$ К. Именно в этом температурном интервале были выполнены основные измерения.

4. На рис. 1 представлена осциллограмма сигнала излучения лазера V-12191-3 U , прошедшего через кювету с CH_3Cl (кривая 1), и производная по времени от этого сигнала (кривая 2). По интервалу времени между двумя минимумами сигнала, соответствующего известным линиям поглощения CH_3Cl [5,6], определялась скорость ν' изменения волнового числа излучения лазера ν со временем t в процессе питания его пилообразным током. При использовании отдельных линий поглощения скорость ν' определялась по собственным частотам эталонного резонатора. По второму каналу цифровой осциллограф измерял линейно усредненную величину производной U_R и среднеквадратичное отклонение сигнала от его среднего значения $\langle U_\mu \rangle$. Указанные величины измерялись в точках перегиба кривой I , где эти величины максимальны, и усреднялись. Полуширина линии излучения лазеров измерялась на середине высоты и вычислялась по формуле

$$\Delta f = 2c\tau\nu'\langle U_\mu \rangle / U_R, \quad (1)$$

где c — скорость света.

Экспериментальные значения полуширины линии излучения Δf сильно зависят от питающего тока I , как видно из рис. 2, где представлена зависимость полуширины линии генерации одномодового лазера от разности тока I и порогового тока I_{th} . При некотором значении тока $I = I_{\text{min}}$ полуширина линии генерации минимальна ($\Delta f = \Delta f_{\text{min}}$). При токах $I < I_{\text{min}}$ Δf увеличивается резко, при токах $I > I_{\text{min}}$ — плавно, $I_{\text{min}} = (3\text{--}4)I_{\text{th}}$. Использование различных поглощающих газов (например, OCS или CH_3Cl) не влияет на эти закономерности. При изменении $I - I_{\text{th}}$ на порядок Δf изменяется менее чем в 2 раза. В представленном лазере она остается в пределах 32–18 МГц. Полуширина мод в минимуме Δf_{min} (см. таблицу) в многомодовом лазере (V-1149-12) имеет приблизительно такую же величину, как в одномодовых лазерах (МК 694-1 и V-12191-3). Просматривается еще одна закономерность, состоящая в том, что Δf_{min} меньше в тех лазерах, в которых больше разность $I_{\text{min}} - I_{\text{th}}$. Исследования многомодовых лазеров показали, что полуширины нескольких одновременно генерируемых мод различаются не более чем на 20%. Слабые моды существенно не влияют на полуширину преобладающей моды. При отклонении температуры в пределах ± 10 К от оптимальной, при которой ширина диапазона перестройки $\delta\nu$ максимальная,

Характеристики исследованных перестраиваемых InAsSb/InAsSbP-лазеров

Лазер	ν , cm^{-1}	$\delta\nu$, cm^{-1}	T , К	I_{th} , мА	Газ	Δf_{min} , МГц	$I_{\text{min}} - I_{\text{th}}$, мА
V-1149-12	2806	2	68	50	N_2O	12	140
МК 694-1	3031	3.6	70	120	CH_3Cl	10	210
V-12191-3	3095	10	60	45	CH_3Cl , OCS	18	120

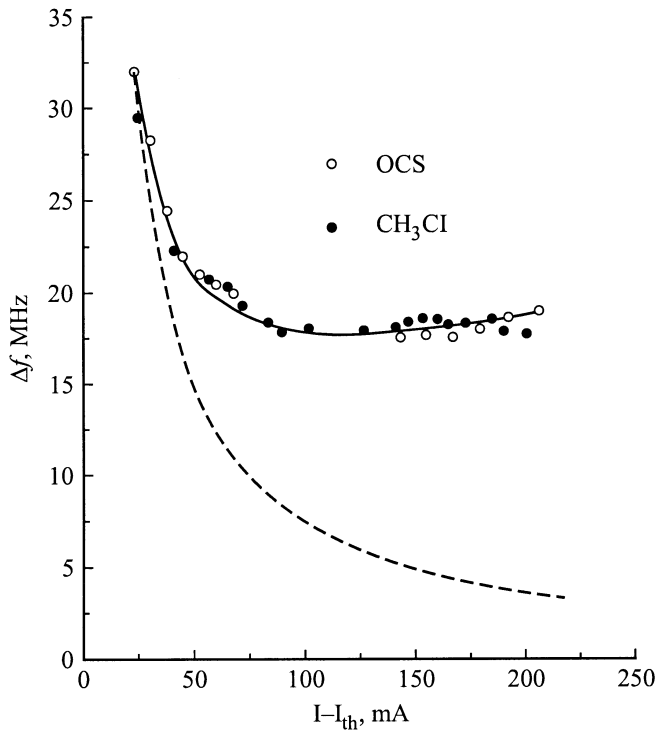


Рис. 2. Экспериментальные значения полуширины линии генерации Δf лазера V-12191-3 при различных токах, измеренные на полосах поглощения газов CH_3Cl , OCS, и теоретические зависимости Δf от тока в предположении независимости концентрации неравновесных носителей заряда от тока (штриховая линия) и в предположении увеличения концентрации неравновесных носителей заряда с током (сплошная линия).

полуширина линии генерации при фиксированной разности $I - I_{\text{th}}$ изменяется в ту же сторону, что и абсолютная температура, но слабее. При большем отклонении температуры возрастает погрешность определения Δf из-за увеличения количества мод и уменьшения сигнала от отдельной моды.

5. Обсудим экспериментальные результаты. Уменьшение полуширины линии генерации с током, наблюдаемое при малых инжекционных токах в начале диапазона перестройки, не противоречит выведенной для мазеров теории Шавлова–Таунса [7]. Согласно этой теории полуширина линии генерации Δf обратно пропорциональна интенсивности лазерного излучения, которая в нашем случае увеличивается с током. Из квантово-механических и статистических соображений Генри [8,9] получил формулу для полуширины линии генерации полупроводниковых лазеров

$$\Delta f = \mathcal{R}(1 + \alpha_n^2)/4\pi P, \quad (2)$$

где \mathcal{R} — средняя скорость спонтанного испускания, α_n — отношение вариации действительной и мнимой частей коэффициента преломления, P — количество фотонов в резонаторе.

В рассмотренных ранее Генри излучательных процессах в полупроводниковых структурах предполагалось, что средняя концентрация неравновесных носителей заряда N не зависит от тока после достижения порогового значения N_{th} . В этом случае \mathcal{R} и α_n не зависят от тока инжекции, и полуширина линии Δf определяется изменением числа фотонов в резонаторе P , которое обычно до некоторого значения разности токов $I - I_{\text{th}}$ линейно растет с увеличением $I - I_{\text{th}}$. Поэтому Δf уменьшается с ростом $I - I_{\text{th}}$ по гиперболическому закону, что и наблюдалось экспериментально [10]. Вычисленная гипербола по формуле (2) для исследуемого лазера V-12191-3 без учета изменения концентрации неравновесных носителей заряда с током показана на рис. 2 штриховой кривой. Только при малых разностях $I - I_{\text{th}}$ характер изменения Δf от тока близок к вычисленной гиперболе, а в большом интервале токов теоретическая зависимость идет существенно ниже экспериментальных точек.

В случае перестраиваемых лазеров, когда в силу конструктивных особенностей имеет место оптический волновод, концентрация неравновесных носителей заряда возрастает к боковым краям волновода и это возрастание увеличивается с током [11]. Величины \mathcal{R} и α_n нельзя рассматривать как константы, не зависящие от тока. Учет изменения концентрации неравновесных носителей заряда с током теперь не дает гиперболической зависимости Δf от $I - I_{\text{th}}$, как это наблюдалось ранее. На рис. 2 помимо экспериментальных точек и гиперболы (штриховая линия) приведена теоретически рассчитанная кривая для Δf при дифференциальной квантовой эффективности лазера 0.44 и длине резонатора 375 мкм (сплошная кривая) с учетом флуктуаций концентрации неравновесных носителей заряда, вызывающих флуктуации собственных частот резонатора. Концентрация носителей заряда, воздействующих на Δf и f , полагалась одинаковой:

$$N - N_s = [(\nu - \nu_s/\nu)] n / (-\partial n / \partial N), \quad (3)$$

где N_s и ν_s — значения N и ν в начале диапазона возрастания ν с током, n — показатель преломления.

Учет непостоянства концентрации носителей заряда в волноводе перестраиваемых лазеров приводит не только к отклонению от гиперболического закона, который имеет место при малых надпороговых токах ($I < 2I_{\text{th}}$), но и к появлению минимума зависимости Δf от $I - I_{\text{th}}$ при $I = (3-4)I_{\text{th}}$ (сплошная кривая), как наблюдается в нашем эксперименте. Вычисленная кривая практически проходит через экспериментальные точки и лежит существенно выше штриховой кривой, полученной в предположении независимости концентрации неравновесных носителей заряда от тока.

Малое различие ширины линий излучения разных мод многомодовых лазеров можно объяснить тем, что эти моды генерируются вблизи максимума спектра усиления одновременно. Одновременная генерация обусловлена

самоподавлением мод вследствие большого времени релаксации по энергии при низких температурах. При этом резкое переключение с одной моды на другую отсутствует, и распределение носителей заряда по резонатору остается в среднем постоянным. В результате все моды участвуют в подавлении спонтанных флуктуаций носителей заряда, и полуширина мод оказывается не зависящей от их количества в этих условиях.

Таким образом, на лазерных структурах InAsSbP/InAsSb/InAsSbP измерена полуширина линии генерации, ее зависимость от тока и температуры. Показано, что учет особенностей волновода с плавно нарастающей концентрацией неравновесных носителей заряда к его краям и ее зависимостью от тока приводит к уширению спектральных линий по сравнению с ожидаемым значением по теории Шавлова–Таунса.

Работа частично поддержана грантами Министерства науки РФ по программе "Оптика и лазерная физика", Грант-агентства Академии наук Чешской республики (грант № 4040708), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-18109) и CRDF (Grant PRO-695).

Список литературы

- [1] А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34** (2), 115 (2000).
- [2] А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, С. Цивиш, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (12), 1469 (1999).
- [3] В.Г. Аветисов, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, А.И. Надеждинский, А.Н. Хуснутдинов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **16** (14), 66 (1990).
- [4] A. Popov, V. Sherstnev, Yu. Yakovlev, S. Civish, Z. Zelinger. Spectrochem. Acta, pt A, **54**, 821 (1998).
- [5] A.G. Maki, J.S. Wells. *Wavenumber Calibration Tables From Heterodyne Frequency Measurements NIST Special Publication 821* (Washington, 1991).
- [6] G. Gualachvili, K. Narahari Rao. *Handbook of Infrared Standards II with Spectral Coverage of 1.4–4 μm and 6.2–7.7 μm* (Academic Press, 1993).
- [7] A.L. Schawlow, C.H. Townes. Phys. Rev., **112**, 1940 (1958).
- [8] С.Н. Henry. IEEE J. Quant. Electron, **QE-18**, 259 (1984).
- [9] Ч. Генри. В кн.: *Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры*, под ред. У. Тсанга (М., Радио и связь, 1990) гл. 3, с. 172.
- [10] D. Welford, A. Mooradian. Appl Phys. Lett., **40**, 560 (1982).
- [11] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**, 1088 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

The spectral-line broadening of current tunable lasers based on InAsSbP/InAsSb/InAsSbP heterostructures

A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, P. Kubat*, S. Civish*, Yu.P. Yakovlev

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

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

Abstract The spectral-line broadening was considered versus drive current for tunable lasers based on InAsSbP/InAsSb/InAsSbP heterostructures operating in spectral range 3.3–3.4 μm at 50–80 K. It is shown that the linewidth has the hyperbolic dependence only near the threshold current I_{th} as it follows from Shawlow-Townes theory proposing the homogeneous distribution of the unequilibrium carrier concentration along the resonator width. The linewidth decreases with the increase of the current up to $(3-4)I_{th}$, then the line begins to broaden. The spectral-line broadening is explained by existence of unequilibrium carrier concentration gradient from the middle to the ends of the resonator increasing with current when wavelength decreases with current. The minimum line width is 10–20 MHz.