

Лазеры на основе двойных гетероструктур InAsSb/InAsSbP, излучающие в спектральной области 3–4 мкм*

© Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, Ю.П. Яковлев[†]

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

(Получена 4 апреля 2001 г. Принята к печати 10 апреля 2001 г.)

Излагается обзор наших сообщений о создании и исследовании лазеров на основе двойных гетероструктур InAsSbP/InAsSb/InAsSbP, излучающих в области длин волн 3–4 мкм, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии. Представлены результаты исследования спектральных характеристик и пространственного распределения когерентного излучения в зависимости от температуры и тока. С увеличением температуры спектральные моды смещаются в длинноволновую сторону на $0.5\text{--}1.0\text{ см}^{-1}$. Токовая перестройка спектральных мод лазерного излучения практически безынерционна ($10^{-8}\text{--}10^{-12}$ с). Моды смещаются в коротковолновую сторону с увеличением тока на $50\text{--}60\text{ \AA}$ при температуре 77 К. Наибольшее смещение моды 104 \AA (10 см^{-1}) достигнуто при температуре 62 К. Определена ширина спектральной линии излучения лазера, которая достигает 10 МГц. В пространственном распределении излучения лазеров обнаружены в некоторых случаях аномально узкие диаграммы направленности в плоскости $p\text{--}n$ -перехода. Экспериментальные результаты токовой перестройки лазеров, обусловленные нелинейными оптическими эффектами, смоделированы математически. Расчеты находятся в хорошем соответствии с экспериментом. С помощью перестраиваемых током лазеров зарегистрированы спектры пропускания газов: OCS, NH₃, H₂O, CH₃Cl, N₂O.

1. Введение

В первой части обзора [1] рассмотрены работы, в которых решалась задача достижения низких пороговых плотностей тока и высоких предельных температур генерации лазерного излучения. Во второй части рассматриваются работы по исследованию самого когерентного излучения с точки зрения возможности использования изготовленных нами лазеров в спектроскопии высокого разрешения. При этом решались следующие задачи:

- получение одномодовой генерации лазерного излучения в одной продольной пространственной моде;
- изучение пространственного распределения лазерного излучения;
- получение перестройки длины волны лазерного излучения с температурой и током;
- измерение ширины спектральной линии;
- применение лазеров в спектроскопии высокого разрешения.

2. Лазерные диоды

Более подробно методика изготовления исследуемых лазеров приведена в [1]. Лазеры на основе InAsSb/InAsSbP изготавливались методом жидкофазной эпитаксии на подложке InAs (100), легированной Zn до концентрации свободных носителей $\sim 5 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$. Активная область специально не легировалась и была n -типа проводимости с концентрацией электронов $(1\text{--}4) \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$. Ограничительные слои ле-

гировались до концентрации носителей: $n\text{-InAsSbP} — (3\text{--}5) \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$, $p\text{-InAsSbP} — (1\text{--}2) \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$. Толщины активной области находились в пределах 0.5–3 мкм, толщины ограничительных слоев составляли 2–3 мкм. В своей конструкции лазеры имели двойную гетероструктуру (ДГС).

Спектр излучения исследуемых лазеров лежит в диапазоне длин волн $\lambda = 3\text{--}4\text{ мкм}$. Длина волны излучения (λ) зависит от длины резонатора (L). Увеличение λ с увеличением длины резонатора для наших лазеров показано на рис. 1 [2]. Как видно, в большом интервале длин резонаторов (200–800 мкм) зависимость λ от L — линейная. Резкое уменьшение длины волны с уменьшением L (при $L < 200\text{ мкм}$) характерно для квантово-размерных лазеров и является следствием насыщения усиления [3]. Можно предположить, как уже отмечалось в [1], что в исследуемых лазерах когерентное излучение возникает вследствие рекомбинации носителей в квантово-размерных ямах на одной из границ структуры. Расстояние между модами ($\Delta\lambda$) с увеличением L уменьшается по соотношению $\Delta\lambda = \lambda^2/2Ln^*$, где n^* — показатель преломления в волноводе, поэтому лазеры с

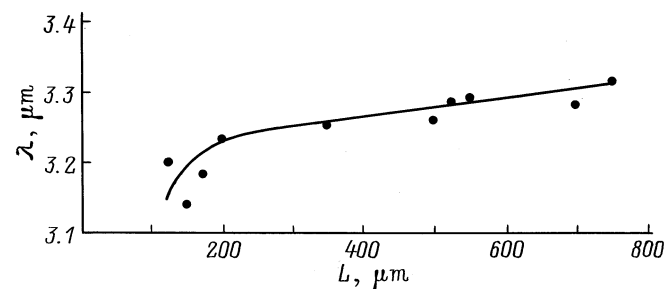


Рис. 1. Зависимость длины волны когерентного излучения λ от длины резонатора L при температуре 77 К.

* Публикуется вторая часть обзора; первая часть — см. Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, 34 (11), 1396 (2000).

[†] Факс: (812)2470006

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

большей длиной резонатора имели большее количество мод в спектре.

Теперь рассмотрим перестройку лазерного излучения вначале с изменением температуры, а затем с изменением тока.

3. Температурная перестройка спектра излучения лазеров

Изменение температуры является наиболее очевидным внешним воздействием, способным привести к сдвигу спектральной моды. Зависимость спектра спонтанного излучения от температуры (T) связана с уменьшением ширины запрещенной зоны с температурой, смещением вследствие этого спектра усиления в сторону длинных волн и его расширением. Лазерные моды соответствуют частотам резонатора и смещаются с изменением показателя преломления и длины резонатора с температурой.

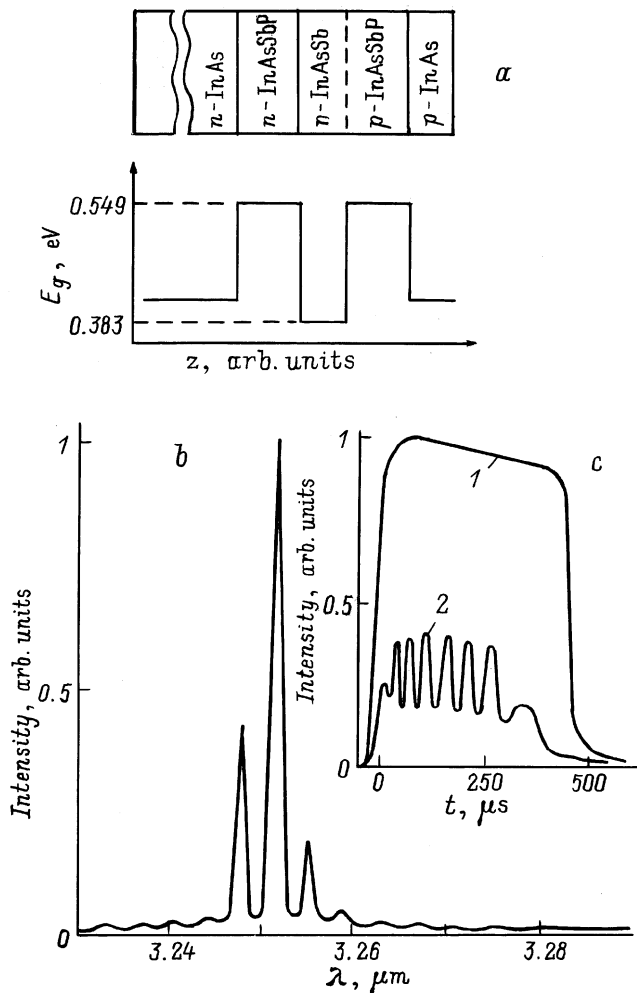


Рис. 2. Лазерная структура и послыйный профиль ширины запрещенной зоны E_g (а), спектр излучения лазера при температуре 77 К (б) и осциллограммы импульсов лазерного излучения, прошедшего через воздух (1) и резонатор Фабри–Перо (2), при начальной температуре 80 К (с).

Исследования температурной перестройки спектра излучения проводилось [2] на лазерах ДГС-конструкции с шириной полоска 60 мкм и длиной резонатора ~ 350 мкм. Энергетическая диаграмма лазеров представлена на рис. 2, а. Для исследования температурной зависимости излучения питание лазеров осуществлялось импульсным током с длительностью импульса более 300 мкс, и они работали при $T = 77$ К в одномодовом режиме генерации излучения вблизи порогового тока I_{th} (рис. 2, б). Генерация обычно происходит в максимуме спонтанной полосы. Из рис. 2, с видно, что интенсивность излучения, прошедшего через внешний интерферометр Фабри–Перо, изменяется со временем по синусоидальному закону. Мода устойчива в течение импульса тока. При этом длина волны моды изменяется на $0.5\text{--}1.0\text{ см}^{-1}$ за счет нагрева активной области. Изменение происходит в сторону уменьшения волнового числа ν . С ростом температуры длина волны увеличивается практически линейно, $d\lambda/dT \approx 0.002$ мкм/К. Ширина линии когерентного излучения исследуемых лазеров оценена как 0.005 см^{-1} [4].

Эти лазеры использовались в составе автоматизированного лазерного спектрометра [4], с их помощью были зарегистрированы спектры пропускания метана и этилена с возможностью спектрального разрешения не хуже $0.5 \cdot 10^{-3}\text{ см}^{-1}$.

Таким образом, изготовленные и исследованные нами лазеры на основе InAsSbP/InAsSb/InAsSbP для спектрального диапазона $\lambda = 3.2\text{--}3.4$ мкм, перестраиваемые с температурой, могут быть применены для целей молекулярной спектроскопии высокого разрешения. Однако токовая перестройка лазеров более перспективна, поскольку она безынерционна и имеет больший спектральный диапазон. В следующем разделе излагаются результаты наших исследований зависимости от тока спектральных характеристик изготовленных нами лазеров.

4. Токовая перестройка спектра излучения лазеров

4.1. Общие положения

Токовая перестройка спектра лазерного излучения определяется оптической нелинейностью полупроводниковой среды, в частности нелинейной рефракцией, т. е. зависимостью показателя преломления в активной области лазера (n) от интенсивности излучения (F) и от концентрации свободных носителей (N). На концентрацию свободных носителей в свою очередь влияет интенсивность излучения. Этот факт известен [5]. Влияние свободных носителей на показатель преломления учитывалось в теории полупроводникового лазера [6,7]. Наблюдалось, что частоты продольных мод в плоском GaAs-резонаторе в режиме суперлюминесценции закономерно смещаются с увеличением тока накачки [5]. Это смещение имеет

знак, противоположный знаку температурного эффекта. Зависимость $n(N)$ сильнее в более узкозонных полупроводниках, таких как InAs и InSb по сравнению с GaAs. Теоретически расчет изменения показателя преломления с концентрацией индуцированных носителей для твердого раствора $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ провел Пасков [8]. Дисперсия Δn вблизи края запрещенной зоны рассчитывалась для концентраций носителей $10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре. Однако лазеры, излучающие в области 3–4 мкм, работают в основном при пониженных температурах. Мы вывели соотношение между изменением показателя преломления и изменением коэффициента поглощения, которое выражается упрощенной формулой

$$\frac{dn_\alpha}{dN} \approx \frac{(2/3 + kT/F_i)c\alpha_i}{3N_i\pi\omega} B, \quad (1)$$

где F_i — глубина залегания уровня Ферми в зоне проводимости, N_i — концентрация электронов при достижении инверсии заселенности, c — скорость света в вакууме, α_i — коэффициент поглощения в нелегированном невозбужденном материале активной области при $\hbar\omega = E_g + F_i$, ω — круговая частота, E_g — ширина запрещенной зоны. Коэффициент B учитывает сужение запрещенной зоны с ростом концентрации неравновесных носителей заряда и влияние некоторых упрощений и составляет величину ~ 1.15 . Плазменные колебания и другие явления дают увеличение суммарного значения dn/dN еще на 15%. При $T = 77 \text{ K}$ $dn/dN \approx 0.3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$ и уменьшается с ростом температуры почти гиперболически.

Токовая перестройка спектров в какой-то степени наблюдается для всех лазеров, излучающих в области 3–4 мкм, однако публикаций об экспериментальном исследовании этого явления не было.

Для выяснения физических механизмов токовой перестройки лазерного излучения нами исследовались, кроме самой токовой перестройки, зависимость от тока пространственного распределения лазерного излучения и зависимость от тока режима одномодовой генерации когерентного излучения.

4.2. Пространственное распределение лазерного излучения в зависимости от тока (пространственные колебания)

Пространственное распределение лазерного излучения зависит от геометрических размеров лазера. Нами использовались лазеры с ширинами полосков 10–13, 18–20 и ~ 40 мкм. Длины резонаторов выбирались обычно оптимальными для порогового тока (225–350 мкм). Для исследования зависимости диаграммы направленности от длины резонатора использовались длины $L = 125 - 2000$ мкм. При токах вблизи порогового [9] при ширине полоска < 13 мкм возникает только продольная пространственная мода, контур которой хорошо соответствует расчету при косинусоидальном распределении амплитуды вектора \mathbf{E} электромагнитной волны

на выходном зеркале резонатора. Расчет проводился по упрощенной формуле

$$F(\theta) = \left[\frac{\cos \alpha}{1 - (2\alpha/\pi)^2} \right]^2, \quad \alpha = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta, \quad (2)$$

где θ — угол регистрации излучения, λ — длина волны излучения, b — ширина полоска.

При ширине полоска 18–20 мкм при токе вблизи порогового иногда в некоторых лазерах возникает одна продольная мода, но чаще наблюдается наложение продольной моды и поперечной моды 1-го порядка. Для поперечной моды 1-го порядка распределение интенсивности излучения от угла при синусоидальном распределении амплитуды вектора \mathbf{E} световой волны рассчитывалось по формуле

$$F(\theta) \approx \left[\frac{\sin \alpha}{1 - (\alpha/\pi)^2} \right]^2. \quad (3)$$

Для некоторой части лазеров с шириной полоска 18–20 мкм диаграмма направленности излучения имела два максимума, угловое расстояние между которыми составляло $\sim 11^\circ$, тогда как для первой поперечной пространственной моды оно должно составлять $\sim 20^\circ$.

Для лазеров с шириной полоска ~ 40 мкм наблюдались поперечные моды 2-го порядка. Для поперечной моды 2-го порядка зависимость $F(\theta)$ рассчитывалась по формуле

$$F(\theta) \approx \left[\frac{\sin \pi [3/2 - ab/\lambda]}{\pi (3/2 - ab/\lambda)} + \frac{\sin \pi (2/3 - ab/\lambda)}{\pi (3/2 + ab/\lambda)} \right]^2. \quad (4)$$

В плоскости, перпендикулярной плоскости p – n -перехода, структура в диаграмме направленности не наблюдалась. Расходимость в этой области определяется дифракцией на щели, поскольку активная область имеет толщину ~ 1 мкм. Исследование пространственного распределения излучения в зависимости от L показало, что диаграмма направленности как в плоскости p – n -перехода, так и в плоскости, перпендикулярной плоскости p – n -перехода, сужается с увеличением L . Так, при увеличении L от 150 до 2000 мкм ширина диаграммы направленности на половине максимальной высоты интенсивности ($\Delta\theta$) уменьшается в плоскости p – n -перехода от 28.18 до 6° и в плоскости, перпендикулярной плоскости p – n -перехода, от 83 до 40° . Предполагалось, что сужение диаграммы направленности с увеличением L может быть следствием коллиматорного действия длинного резонатора.

В зависимости от тока диаграмма направленности измерялась для тех же групп полосков. Для самых узких полосков ($b = 10$ мкм, $L = 225$ мкм, $I_{\text{п}} = 12$ мА при 77 K , лазер V12192-1) на рис. 3 представлены $\Delta\theta(I)$ в плоскости p – n -перехода (кривая 1) и в плоскости, перпендикулярной плоскости p – n -перехода, (кривая 2) [10]. В плоскости p – n -перехода при токах меньше порогового происходит быстрое уменьшение $\Delta\theta$ от 50 до 20° вследствие увеличения с током доли стимулированного

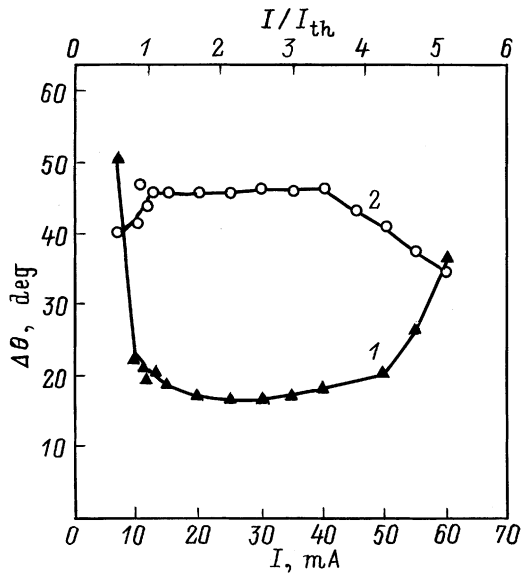


Рис. 3. Зависимость от тока I ширины диаграммы направленности на половине высоты интенсивности $\Delta\theta$ в плоскости p - n -перехода (1) и в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода (2), для лазера V12192-1.

излучения. При токах вблизи порогового, как уже отмечалось, $\Delta\theta$ соответствует зависимости $F(\theta)$ по формуле (2) с косинусоидальным распределением вектора \mathbf{E} на выходном зеркале резонатора. В интервале токов $(2-2.5)I_{th}$ $\Delta\theta$ достигает своей минимальной величины $\sim 17^\circ$. В этом случае $F(\theta)$ не соответствует формуле (2). Вероятно, распределение вектора \mathbf{E} по ширине потока в этом интервале токов перестает быть косинусоидальным и приближается к равномерному, возможно, вследствие того, что роль поверхностной рекомбинации уменьшается с увеличением тока, а плотность инжекции на краях полоска увеличивается сильнее, чем в середине. Теоретическая кривая при равномерном распределении вектора \mathbf{E} рассчитывается по формуле

$$F(\theta) \approx \left[\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right]^2. \quad (5)$$

Однако равномерное распределение электрического вектора световой волны на выходном зеркале резонатора не может реализоваться, так как амплитуда волны на краю полоска должна быть практически равна нулю из-за большой разницы коэффициентов преломления кристалла и воздуха. Кроме того, амплитуда волны не может изменяться скачком с координатой. Поэтому вопрос о расширении светового потока с увеличением тока в лазерах с малой шириной полоска оставался открытым. С дальнейшим увеличением тока диаграмма направленности расширяется, что может происходить вследствие сужения светового потока из-за появления большого бокового оптического ограничения, вызванного повышением концентрации неравновесных носителей на краях

полоска и снижением ее в середине полоска. Увеличение концентрации носителей приводит к уменьшению показателя преломления. Если показатель преломления у краев полоска уменьшается больше, чем на $(\lambda/2b)^2$, то образуется боковое оптическое ограничение в пределах полоска, сужающее световой поток в плоскости p - n -перехода. Было оценено, что для рассматриваемого лазера световой поток при токе $I = 4.6I_{th}$ сужается в плоскости p - n -перехода приблизительно на 2 мкм. В плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода, при токах $I > 3.5I_{th}$ световой поток расширяется за счет проникновения в широкозонные области, что приводит к сужению диаграммы направленности. Если для лазеров с узким полоском ($b \approx 10$ мкм) изменение с током диаграммы направленности представляет собой изменение полуширины продольной моды, что определяется распределением электрического вектора световой волны на выходном зеркале резонатора, то для лазеров с более широкими полосками с увеличением тока изменяется структура пространственного распределения излучения. Для лазеров с шириной полоска 18–20 мкм в случае, если при токах вблизи порогового имелась одна продольная мода, то с увеличением тока она раздваивалась, а в случае, если при токах вблизи порогового диаграмма направленности имела два пика на угловом расстоянии, меньшем чем должно быть для первой поперечной моды, то с увеличением тока (рис. 4) глубина максимума между пиками уменьшалась, а угловое положение максимумов почти не изменялось [11]. Лазеры с шириной полоска 40 мкм и толщиной активной области 3 мкм [12] имеют

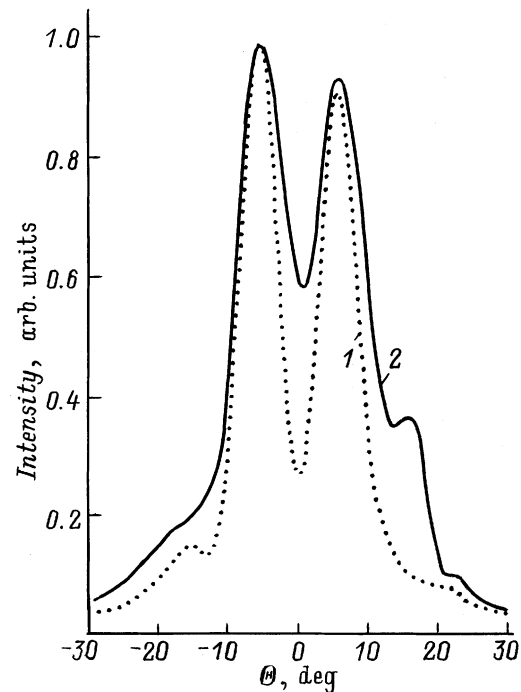


Рис. 4. Диаграммы направленности излучения лазера V1109-3-39 в плоскости p - n -перехода при различных превышениях тока I над пороговым значением I_{th} : 1 — 1.14, 2 — 1.8.

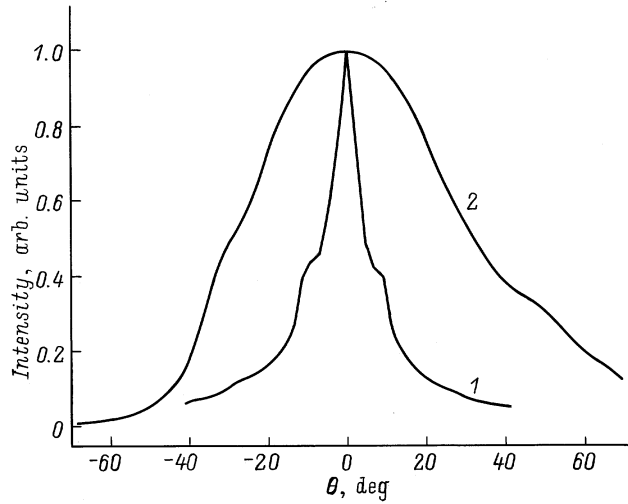


Рис. 5. Диаграмма направленности потока лазерного излучения в плоскостях, параллельной (1) и перпендикулярной (2) плоскости p - n -перехода, при токе $I/I_{th} = 1.44$ и при температуре 77 К для лазера V1109-1-15.

диаграмму направленности при всех токах в виде одного лепестка с острой вершиной и расширенным основанием. При токах вблизи порогового ($I/I_{th} = 1.2$), как уже отмечалось, $\Delta\theta \approx 23^\circ$, вершина диаграммы направленности — острая. С увеличением тока лепесток сужается. Так, $\Delta\theta \approx 9^\circ$ при $I/I_{th} = 1.44$, причем вершина диаграммы становится еще более острой (рис. 5). В плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода, $\Delta\theta \approx 63^\circ$, что близко к значению, определяемому соотношением $\Delta\theta = \lambda/d$, где d — толщина активной области.

Наличие необычных диаграмм направленности излучения лазеров с разной шириной полоска показало, что требуется новый подход к формированию лазерного потока и исследованию распределения излучения в близком и дальнем поле.

Расчеты, проведенные нами, основываются на том, что волновод лазера представляет собой нелинейную оптическую среду. Усредненная по длине резонатора константа распространения электромагнитной волны $\bar{\epsilon}$ квадратично зависит от амплитуды электромагнитной волны вследствие того, что плотность тока увеличивается к краям меза-структуры по закону, близкому к квадратичному. Это показали вычисления [13] методом комфортных преобразований $w = \sin z$ для конечной ширины полоска (~ 16 мкм), гораздо меньшей ширины подложки (~ 500 мкм). Решение справедливо, когда сопротивление подложки превышает дифференциальное сопротивление p - n -перехода, что осуществляется только в режиме генерации лазера. Повышение накачки на краях полоска по сравнению с его серединой происходит только в лазерном режиме. Тогда зависимость относительного превышения плотности накачки над порогом $i = (G\tau - N_{th})/(N_{th} - N_0)$, где $G\tau$ — плотность накачки неравновесных носителей заряда, N_{th} и N_0 —

концентрации неравновесных носителей заряда на пороге генерации и на пороге инверсии соответственно, от координаты y по ширине полоска можно выразить формулой

$$i \approx i_0 \left[1 + k \left(\frac{2y}{b} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где i_0 — плотность накачки в середине полоска, b — ширина полоска, $k = (c/2h) - 1$ — коэффициент, зависящий от отношения ширины подложки (c) к ее толщине (h) и составляющий в наших лазерах величину $k \approx 1.5$. Такая величина k дает отношение плотности тока на краях полоска и в его середине ~ 2.5 . Если предположить, что генерируется много пространственных мод, вследствие чего интенсивность излучения примерно одинакова по ширине полоска и задается накачкой в его середине i_0 , то волновое уравнение Гельмгольца для случая отсутствия растекания носителей заряда в активной области приобретает вид уравнения линейного гармонического осциллятора [13]

$$-\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \frac{d^2 u}{dy^2} + \frac{1}{2} 2(-\delta\epsilon_0) \frac{i_0}{1+i_0} k \left(\frac{2}{b}\right)^2 y^2 u = (\epsilon_{th} - \bar{\epsilon})u, \quad (7)$$

где $\delta\epsilon_0$ — изменение диэлектрической проницаемости при увеличении уровня возбуждения от порога инверсии до порога генерации, ϵ_{th} — диэлектрическая проницаемость на пороге генерации. Решение этого уравнения можно описать в виде собственных функций. Целые числа в каждой из них определяют порядок поперечной моды.

Таким образом, при принятых нами условиях поток лазерного излучения теоретически может колебаться в волноводе в виде одного светового потока. Общее решение уравнения Шредингера для линейного гармонического осциллятора имеет вид минимизированного волнового пакета, колеблющегося вокруг начала координат, лежащего в середине полоска. Надо отметить, что полученное решение справедливо при токах, обеспечивающих локализацию волны за счет повышения концентрации носителей заряда у края полоска с ростом тока. Оценено, что минимальная ширина полоска для удержания волны в наших структурах имеет величину 9 мкм [13]. Линейность дифференциального уравнения, описывающего колеблющийся поток, допускает суммирование с ним другого потока с отличающимися амплитудой и фазой. На рис. 6 представлены рассчитанные нами [11] диаграммы направленности лазерного излучения в плоскости p - n -перехода для одного колеблющегося потока, двух колеблющихся противофазных потоков с равными амплитудами, двух колеблющихся противофазных потоков с отличающимися в 2 раза амплитудами и двух колеблющихся синфазных потоков с одинаковыми амплитудами. Рассматривалось распределение световой волны на зеркале резонатора, зависящее от времени.

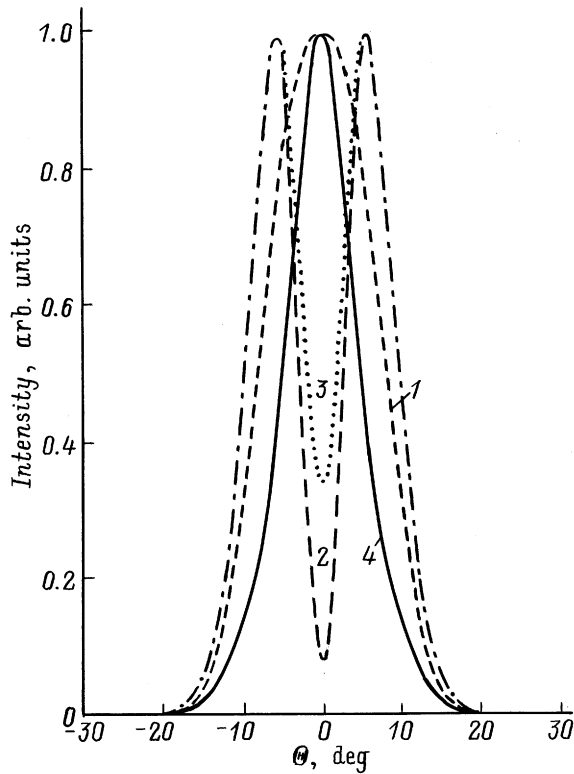


Рис. 6. Диаграммы направленности лазерного потока излучения в плоскости p - n -перехода при различных комбинациях потоков пространственных осцилляций: 1 — один поток, 2 — два равных по амплитуде противофазных потока, 3 — два противофазных потока с отличающимися в 2 раза амплитудами, 4 — два синфазных потока с равными амплитудами.

Для получения усредненного распределения необходимо интегрирование по времени. Из рис. 6 видно, что один поток (кривая 1) и два синфазных потока (кривая 4) дают один лепесток в диаграмме направленности. При наличии двух потоков полуширина лепестка в 1.7 раза меньше, чем в случае одного потока. Противофазные потоки (кривые 2 и 3) образуют двухлепестковую диаграмму направленности с минимумом при $\theta = 0$. Глубина провала уменьшается при увеличении различия в амплитудах потоков.

Однелепестковая диаграмма направленности лазера с шириной полоска 10 мкм при токах, в 2.0–2.5 раза превышающих пороговый, по полуширине и форме сопоставима с расчетной для случая двух синфазных потоков. Второй поток способствует не только сужению диаграммы направленности, но и уменьшению полуширины распределения интенсивности излучения на зеркале резонатора, что делает этот режим наиболее вероятным в узких резонаторах. Двухлепестковая экспериментальная диаграмма направленности лазера с шириной полоска 18 мкм по форме и угловому расстоянию между максимумами сопоставима с диаграммой направленности при наличии двух противофазных потоков. Глубина минимума в центре экспериментальной кривой соответствует

различию амплитуд противофазных колеблющихся потоков в 2–3 раза [11]. Экспериментально полученная для лазеров с шириной полоска 40 мкм диаграмма направленности хорошо совпадает с теоретической в предположении колебания в волноводе двух синфазных потоков, но с учетом того, что в волноводе лазера с широким полоском будут размещаться пространственные моды 2-го порядка [12]. На рис. 7 для лазера с шириной полоска 40 мкм представлены рассчитанные диаграммы направленности в плоскости p - n -перехода для потоков, имеющих равные амплитуды и такую же, как и в работе [13], зависимость коэффициента преломления от координаты. Кривая 1 соответствует потоку излучения, центр тяжести которого отклоняется от середины полоска до координаты 1-й поперечной моды. Кривые 2 и 3 соответствуют потокам, колеблющимся между крайними максимумами 2-й и 3-й поперечных мод соответственно. Экспериментальная диаграмма направленности хорошо совпадает с теоретической кривой 2 в соответствии с тем, что в лазерах с шириной полоска 40 мкм в случае распространения одного светового потока наблюдается поперечная мода 2-го порядка [9]. В случае широких полосков в диаграмме направленности появляются боковые крылья, интенсивность которых, однако, незначительна.

Таким образом, все аномальные диаграммы направленности, полученные экспериментально, объясняются теоретически существованием колебаний светового потока в волноводе лазера, причем это может быть один

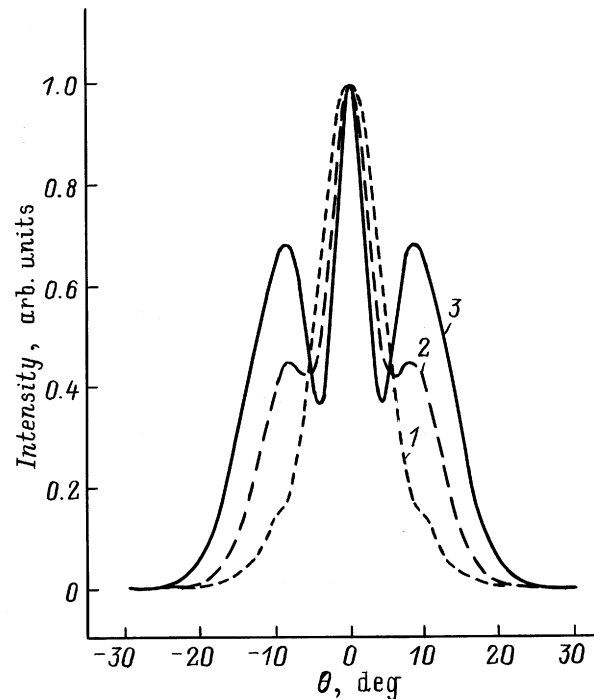


Рис. 7. Рассчитанные по формулам работы [11] диаграммы направленности в плоскости p - n -перехода при возникновении в резонаторе двух синфазных потоков излучения одинаковой амплитуды для амплитуд отклонения потоков от середины полоска, мкм: 1 — 5, 2 — 8, 3 — 10.

световой поток или суммирование двух световых потоков, синфазных или противофазных, с одинаковыми или разными амплитудами. Теоретические выводы были получены при учете увеличения концентрации неравновесных носителей заряда и соответствующего уменьшения диэлектрической проницаемости в направлении от середины полоска лазера к его краям из-за повышения в этом направлении плотности накачки и уменьшения интенсивности лазерного излучения.

4.3. Исследование одномодового режима генерации лазерного излучения в зависимости от тока

Теперь рассмотрим зависимость от тока режима одномодовой генерации наших лазеров [14–18]. Нами определялись интервалы токов и температур, в которых исследуемые лазеры имеют одномодовый спектр.

Одномодовая генерация когерентного излучения может быть случайной и вызванной тем, что в пучностях излучения одной из мод оказывается меньше дефектов кристалла, чем в пучностях излучения других мод. Однако одномодовый режим генерации имеет и свои закономерности. Основным условием существования одномодовой генерации является одинаковое смещение спектрального положения мод и спектра усиления с током. Энергия фотонов генерируемой моды $h\nu_L$ изменяется с концентрацией неравновесных носителей заряда в основном из-за изменения показателя преломления n :

$$\frac{dh\nu_L}{dN} = \frac{E_g}{n} \frac{dn}{dN}. \quad (8)$$

Для энергии фотона в максимуме спектра усиления ($h\nu_m$), согласно работе [16], справедливо соотношение

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

где F_{th} и N_{th} — глубина залегания квазиуровня Ферми в зоне проводимости и концентрация электронов на пороге генерации соответственно, ΔE_g — сужение запрещенной зоны при инжекции, связанное с концентрацией неравновесных носителей заряда соотношением $\Delta E_g \sim N^{1/6}$.

Согласно (9), $dh\nu_m/dN$ по величине и знаку определяется соотношением между F_{th} и ΔE_g (при $T = \text{const}$), причем $\Delta E_g > 0$. В исследованном полупроводнике активной области лазера 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 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.

У лазеров, имеющих одномодовый спектр, ближайшие к излучающей моде оказываются подавленными. В работе [19] подавление мод, объясняющееся подавлением лазерного излучения за счет рассеяния на волнах электронной плотности, происходит в значительно меньшем интервале энергий фотонов, чем межмодовые интервалы, и поэтому, возможно, не является главной причиной. Нами показано, что учет наличия импульса фотона дает гораздо больший интервал подавления [20]. Импульс фотона делает излучательные переходы непрямыми. Энергии носителей заряда, участвующих в переходах, оказываются различными при различных углах между направлением импульсов фотона и носителя. Время, за которое упругое рассеяние переориентирует носители, составляет 10^{-13} с. В результате одна лазерная мода уменьшает концентрацию носителей в достаточно широких интервалах энергий, которые определяют интервал обеднения. Моды, в генерации которых могли бы участвовать носители из этих энергетических интервалов, ослабляются.

Импульс фотона (p_p) определяется [21] по формуле

$$p_p = \frac{E_g n}{c}. \quad (10)$$

Для наших лазеров $p_p = 0.67 \cdot 10^{-22}$ г·см/с. Амплитуда импульса электрона для почти перпендикулярных направлений, когда амплитуда импульса носителя не изменяется при переходе, $k_{n0} = 4.18 \cdot 10^{-22}$ г·см/с. Интервал обеднения в зоне проводимости ΔE_n определяется соотношением

$$\Delta E_n \approx \frac{2k_{n0} p_p}{m_n + m_p}, \quad (11)$$

где m_n и m_p — эффективные массы электронов и дырок соответственно. Ширина полосы обеднения в валентной зоне почти такая же, как в зоне проводимости, так как форма разрешенных зон при рассматриваемых энергиях близка к сферической. Полоса подавления в валентной зоне дает границы частотного диапазона подавления ввиду того, что $m_n \ll m_p$. Красная граница рассчитывалась как энергия фотонов

$$h\nu_{p-} \approx h\nu - \frac{2k_{n0} p_p}{m_n} + \frac{2p_p^2}{m_n} \frac{m_p}{m_n + m_p}. \quad (12)$$

Синяя граница подавления располагается при энергии фотонов

$$h\nu_{p+} = h\nu + \frac{2k_{n0} p_p}{m_n} + \frac{2p_p^2}{m_n} \frac{m_p}{m_n + m_p}. \quad (13)$$

Из соотношений (12) и (13) следует, что $h\nu_{p+} - h\nu > h\nu - h\nu_{p-}$, т.е. диапазон подавления с синей стороны моды шире, чем с красной. По нашим оценкам, для исследуемых лазеров $h\nu_{p+} - h\nu = 1.77$ мэВ, $h\nu - h\nu_{p-} = 1.26$ мэВ. В то же время межмодовый интервал составляет 0.5 мэВ. Таким образом, подавление соседних мод из-за наличия импульса фотона происходит на 3 межмодовых интервала с синей стороны и на 2 меж-

модовых интервала с красной стороны от генерируемой моды. Наиболее сильно подавляются моды, ближайшие к основной генерируемой моде, так как полоса обеднения в валентной зоне больше участвует в их генерации, чем в генерации далеких мод. Полоса обеднения в зоне проводимости дает интервал подавления меньше междошового интервала и поэтому не участвует в подавлении соседних мод. У лазеров, имеющих плавный волновод, возникающий 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, подавляются поперечные пространственные моды и соответствующие им частотные моды. В процессе пространственных колебаний, о которых говорилось раньше, 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.

Один из результатов экспериментального исследования зависимости режима одномодовой генерации от тока при температуре 77 K [14] представлен на рис. 8 для лазера с $b = 10$ мкм, $L = 225$ мкм и $I_{th} = 12$ мА (лазер V12192-1). Измерялась доля излучения преимущественной моды в общем излучении всех мод в спектре ($F_{max}/\sum F_i$) в зависимости от тока. Как видно, отношение $F_{max}/\sum F_i$ зависит от тока и имеет величину от 0.8 до ~ 1 в интервале токов $I/I_{th} = 1.5-3$. При $I = I_{th} F_{max}/\sum F_i \sim 0.3$. При больших токах, $I/I_{th} > 3.5$, $F_{max}/\sum F_i$ не изменяется с током и имеет величину ~ 0.45 . В работе [16] исследовался режим одномодовой генерации в зависимости от тока и от температуры. Исследовались лазеры (V12191) с шириной полоска 16 мкм и длиной резонатора 375 мкм. При превышении тока над пороговым более чем на 10% и до 200–300% лазер работает в одномодовом режиме в интервале температур $T = 12-90$ K.

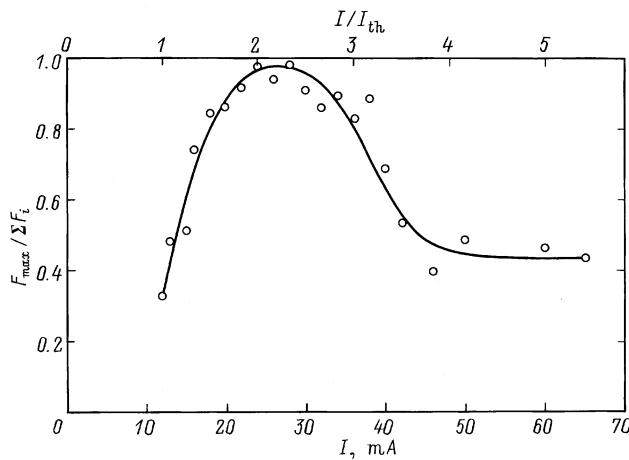


Рис. 8. Зависимость отношения интенсивности максимальной моды к сумме интенсивностей всех мод $F_{max}/\sum F_i$ от тока I .

4.4. Безынерционная перестройка длины волны излучения лазеров с током

Рассмотрим токовую перестройку наших лазеров. Изменение длины волны генерируемого излучения определяется изменением константы распространения электромагнитной волны вдоль полоска ($\bar{\epsilon}$), которая характеризует скорость движения лазерного излучения вдоль полоска и имеет промежуточную величину между величиной диэлектрической проницаемости на краю полоска и в его середине. Изменение $\Delta\lambda$ связано с изменением $\bar{\epsilon}$ ($\Delta\bar{\epsilon}$) соотношением

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{2\bar{\epsilon}} \Delta\bar{\epsilon}. \quad (14)$$

Концентрация неравновесных носителей на краях полоска может значительно превышать пороговую, так как интенсивность лазерного излучения здесь равна нулю из-за расположения на краях полоска узлов электромагнитной волны, и в результате здесь имеется только спонтанная рекомбинация. Вдали от краев концентрации носителей может быть даже меньше пороговой из-за большой скорости вынужденной рекомбинации. Поэтому диэлектрическая проницаемость в работающем лазере уменьшается к краям полоска. Этот эффект выражен тем сильнее, чем однороднее накачка и чем меньше растекание носителей по площади $p-n$ -перехода.

В работах Елисеева и Богатова [5] показано, что самофокусировка обуславливается зависимостью диэлектрической проницаемости ϵ от амплитуды электромагнитной волны. Это связано с нелинейностью оптической среды лазера. Однако зависимость ϵ от тока не выявлена. Нами рассмотрена математическая модель для лазеров, в которых плотность тока не изменяется по площади и отсутствует растекание, т.е. накачка является однородной. С учетом зависимости диэлектрической проницаемости от концентрации неравновесных носителей тока и условия постоянства во времени концентрации неравновесных носителей заряда и фотонов волновое уравнение Гельмгольца приобретает вид

$$\frac{d^2u}{dy^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (\epsilon_i - \bar{\epsilon})u + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \delta\epsilon_0 \frac{i+1}{1+u^2/D} u = 0, \quad (15)$$

где u — амплитуда электромагнитной волны, ϵ_i — значение диэлектрической проницаемости на пороге инверсии, i — относительное превышение тока над порогом, $D = h\omega 8\pi/\beta\tau n^2$, β — коэффициент дифференциального усиления, τ — время жизни неравновесных носителей заряда, $\delta\epsilon_0 = 2n(dn/dN)(N_{th} - N_0)$, n — показатель преломления активной среды, N_{th} и N_0 — концентрации носителей заряда на пороге генерации и на пороге инверсии соответственно. Изменение $\bar{\epsilon}$ приводит к изменению длины волны генерируемого излучения (14). Отметим, что уравнение (15) в отличие от уравнения (7.4)

работы [5] содержит в третьем слагаемом величину i . Поскольку $\bar{\varepsilon}$ зависит от u^2 , то уравнение (15) отражает нелинейность оптической среды лазера.

Наличие точки перегиба кривой $U = f(y)$ в соответствии с уравнением (15) позволяет выразить $\bar{\varepsilon}$ через амплитуду волны в этой точке U_1 :

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_i + \delta\varepsilon_0 \frac{i+1}{1+u_1^2/D}. \quad (16)$$

Из этой формулы вытекает, что при $i \ll 1$ и $u_i^2/D \ll 1$ выполняется неравенство $\bar{\varepsilon} < \varepsilon_{th}$, $\varepsilon_{th} = \varepsilon_i + \delta\varepsilon_0$, $\delta\varepsilon_0 < 0$. Величина $\bar{\varepsilon}$ уменьшается с ростом i сублинейно. В этом случае уменьшение длины волны для наших лазеров $\delta\lambda_- \approx 4.5 \text{ \AA}$. При $i \gg 1$, когда $u_i^2/D > 1$, из-за самофокусировки излучения получаем, что $\bar{\varepsilon} > \varepsilon_{th}$ и увеличивается с ростом тока i . Эти два участка зависимости $\bar{\varepsilon}$ от i должны плавно соединяться кривой с положительной производной. Увеличение λ может наблюдаться только в лазерах с широким полоском (20 мкм), в которых происходит самофокусировка излучения, причем $\Delta\lambda_+$ превышает $|\Delta\lambda_-|$ в несколько раз.

В том случае [13], когда накачка не является однородной (ширина полоска $b = 16 \text{ мкм}$ гораздо меньше ширины подложки $c = 500 \text{ мкм}$) и зависимость превышения плотности накачки над порогом i от координаты по ширине полоска y выражается формулой (6), а волновое уравнение приобретает вид (7), т.е. световой поток в кристалле колеблется, константа распространения электромагнитной волны вдоль резонатора $\bar{\varepsilon}$ оказывается зависящей от квантового числа n , от i_0 , и следовательно, от тока:

$$\bar{\varepsilon}_n = \varepsilon_{th} - \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{2\lambda}{\pi b} \sqrt{(-\delta\varepsilon_0) \frac{i_0 k}{1+i_0}}. \quad (17)$$

Константа распространения $\bar{\varepsilon}_n$ уменьшается с ростом тока сублинейно, стремясь к насыщению. Максимальное уменьшение постоянной распространения волнового пакета при увеличении i_0 от 0 до ∞ для наших лазеров оценивается как $\Delta\varepsilon_{max} = 0.032$. Расчетное значение максимального уменьшения длины волны за счет неравномерного втекания тока в полосок из подложки составляет для наших лазеров $\Delta\lambda_{max} = 41 \text{ \AA}$.

Для оценки инерционности процесса токовой перестройки следует учитывать, что диэлектрическая проницаемость зависит от концентрации неравновесных носителей заряда, которая в свою очередь определяется скоростями вынужденной и спонтанной рекомбинации. Влияние спонтанной рекомбинации обусловлено тем, что концентрация носителей на краях полоска увеличивается сильнее, чем уменьшается в его середине. Это главным образом и приводит к росту спонтанного излучения с током выше порогового значения. Реально послепороговый рост концентрации носителей заряда по крайней мере в 3 раза слабее допорогового. Следовательно, и влияние на длину волны лазерного излучения спонтанной рекомбинации будет слабее, чем вынужденной.

Время жизни фотона в резонаторе составляет $\sim 10^{-12} \text{ с}$, время жизни носителей заряда при спонтанной рекомбинации $\sim 10^{-8} \text{ с}$. Быстродействие токовой перестройки, по-видимому, имеет промежуточное значение.

Рассмотрим экспериментальные результаты токовой перестройки наших лазеров.

Питание лазеров осуществлялось несколькими способами: короткими импульсами длительностью 20–40 мкс со скважностью 100, импульсами типа меандр со скважностью 2 и частотой следования 36–80 Гц, постоянным током, одновременно постоянным током и пилообразно изменяющимся со временем током [22,23]. В последнем случае постоянный ток устанавливался равным пороговому току. Частота пилообразного тока задавалась от 10^2 до 10^4 Гц. При питании лазера пилообразными импульсами выходящее из лазера когерентное излучение проходило через внешний резонатор Фабри–Перо, изготовленный из пластинки кремния толщиной 47 мм, который служил амплитудно-частотным дискриминатором. Далее оптический сигнал проходил через монохроматор, детектировался InSb-светодиодом, усиливался дифференциальным усилителем с быстродействием 0.2 мкс. Изменение длины кремниевого резонатора Фабри–Перо путем его поворота обеспечивало разрешение длины волны лазерного излучения $2 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$. Для получения спектров в качестве диспергирующего прибора использовался монохроматор ДМР-2. Исследования проводились в интервале температур 12–92 К.

Экспериментальные исследования наших лазеров показали, что спектральные моды излучения с увеличением тока сдвигаются главным образом в коротковолновую сторону. Однако имелись лазеры с шириной полоска 20 мкм, у которых при токах вблизи порогового наблюдалось коротковолновое смещение, а при токах $(1.5-2)I_{th}$ смещение переходило в длинноволновое. Диапазон длинноволнового смещения превышал диапазон коротковолнового смещения в несколько раз (рис. 9, а). Длинноволновое смещение сопровождалось самофокусировкой лазерного излучения, которое выражается в расширении диаграммы направленности вследствие дифракции на щели, соответствующей ширине светового потока на зеркале резонатора в плоскости $p-n$ -перехода (рис. 9, б). Такая зависимость $\Delta\lambda(I)$ является следствием зависимости $\bar{\varepsilon}(i)$, выражаемой формулой (16), полученной нами для лазеров с равномерной инжекцией при отсутствии растекания зарядов по ширине полоска. Для большинства лазеров вначале при малых надпороговых токах наблюдаются небольшие смещения в длинноволновую сторону, а затем с дальнейшим увеличением тока появляется коротковолновое смещение.

Нами исследовались спектры когерентного излучения лазеров при различных вариантах питания током: постоянный ток, короткие импульсы тока длительностью 0.04 мс со скважностью 100, пилообразные импульсы с частотой следования от 10^2 до 10^4 Гц, прямоугольные импульсы со скважностью 2 (типа меандр) и частотой

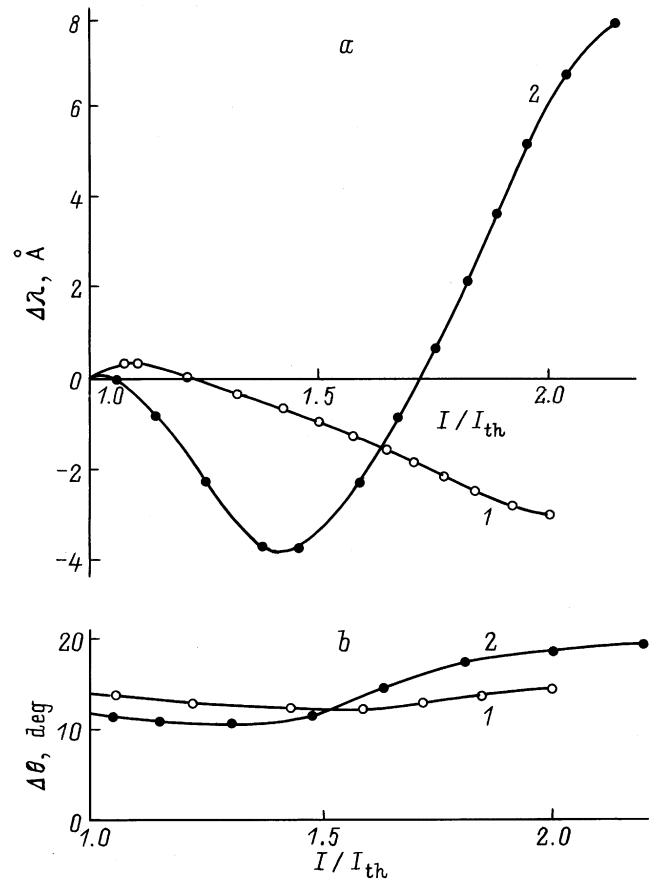


Рис. 9. Зависимость изменения длины волны лазерного излучения $\Delta\lambda$ (a) и полуширины диаграммы направленности $\Delta\theta$ (b) от отношения питающего тока к пороговому току I/I_{th} для лазеров с шириной полоска 16 (1) и 20 мкм (2).

следования 36 Гц [13]. Измерения проводились при температуре 77 К. Лазеры имели ширину полоска 16 мкм, ширина подложки составляла 500 мкм. Зависимости $\lambda(I)$ ведут себя одинаково при различных способах питания (рис. 10). При малых токах наблюдается сдвиг длины волны в сторону больших значений, на величину не менее 10 Å. При малых токах излучение концентрируется в одной пространственной продольной моде. Здесь происходит "выгорание" неравновесных носителей заряда в середине активной области, их концентрация немного уменьшается. Это приводит к увеличению постоянной распространения электромагнитной волны. С увеличением тока положение моды плавно смещается в коротковолновую сторону на значительно большую величину, чем смещалось в длинноволновую. Максимальное смещение положения моды в сторону коротких волн составляло ~ 50 Å. Экспериментально полученная зависимость $\lambda(I)$ качественно соответствует теоретической зависимости $\bar{\varepsilon}(i)$ для лазеров с неоднородной накачкой по ширине полоска, вызванной падением напряжения в толще подложки — формула (17). Экспериментально полученная величина $\Delta\lambda_{max}$ на 22% больше теоретиче-

ской. Это может быть из-за того, что в наших образцах проявляются моды не всех порядков, а преимущественно продольная и первая поперечная, вследствие чего дополнительно увеличивается концентрация носителей заряда у краев полоска. Учет этого может дать возрастание $\Delta\lambda_{max}$ на 30%. При больших токах, $3I_{th}$, наклон зависимости $\lambda(I)$ уменьшается, спектр перестает быть одномодовым, и при токах $I > 4I_{th}$ длина волны излучения совсем перестает изменяться с током. Такое поведение зависимости $\lambda(I)$ также следует из теоретической зависимости $\bar{\varepsilon}(i)$ (17). Появляющиеся при $I > I_{th}$ более коротковолновые, чем преимущественная, моды смещаются с током так же, как и преобладающая (рис. 10). Отмечалось, что наиболее сильная перестройка длины волны излучения в коротковолновую сторону происходит при тех же токах, где наблюдается присутствие поперечных мод. Совпадение спектральных характеристик при различных способах питания свидетельствует об отсутствии нагревания активной области током и о том, что перестройка длины волны излучения происходит безынерционно, что и предполагалось теоретически [24].

Исследовалась токовая перестройка лазеров с малой шириной полоска (10 мкм) и низким пороговым током (~ 12 мА). Приведем экспериментальные результаты для лазера, зависимость одномодового режима генерации

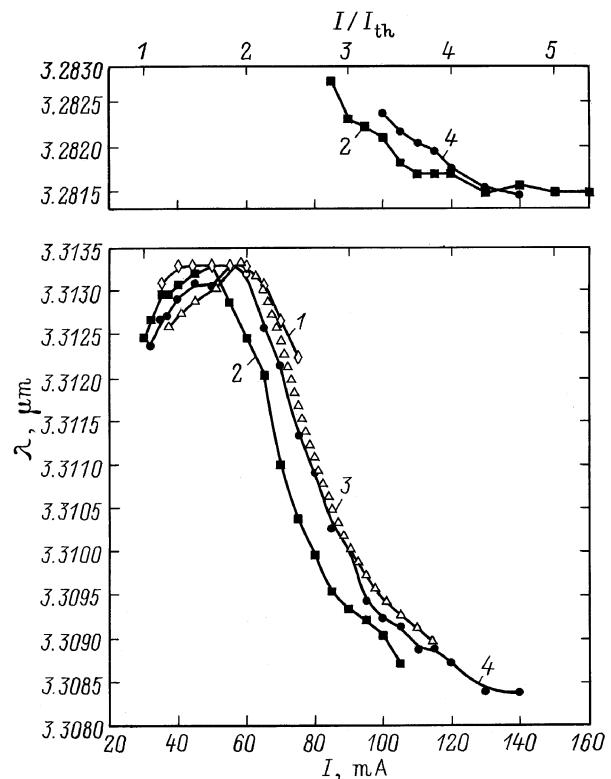


Рис. 10. Зависимость от тока длины волны излучения лазера V12152-71 при питании лазера постоянным током (1), короткими импульсами (2), пилообразными импульсами (3) и импульсами типа меандр (4).

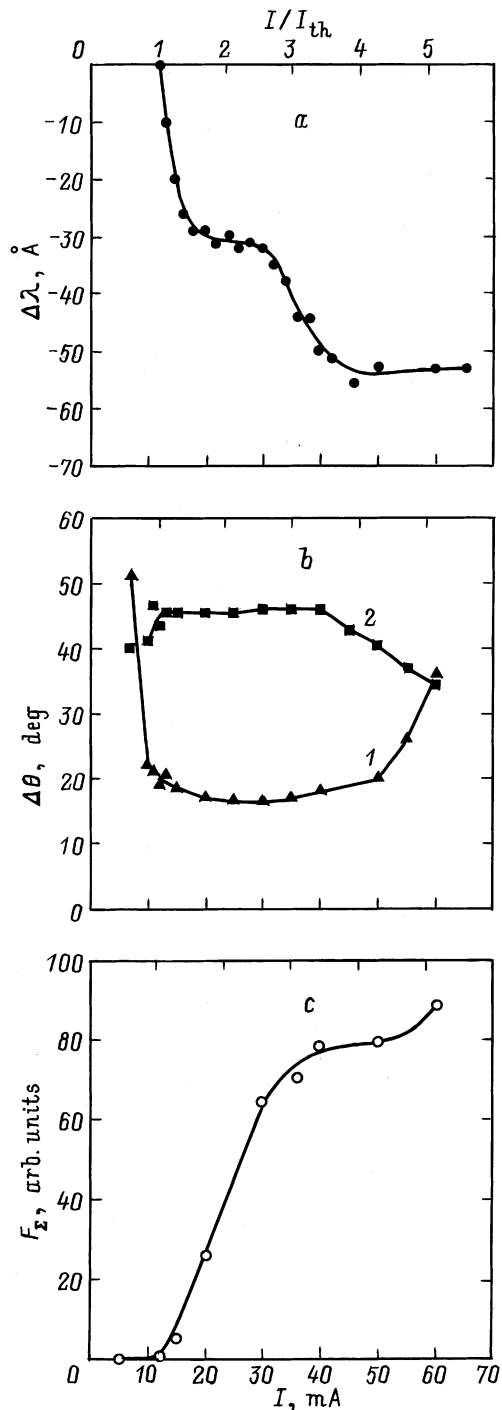


Рис. 11. Зависимость от тока I смещения положения спектральной моды $\Delta\lambda$ (а), ширины диаграммы направленности на половине высоты интенсивности $\Delta\theta$ (b) в плоскости $p-n$ -перехода (1) и в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода (2), интенсивности интегрального излучения F_{Σ} (c) для лазера V12192-1.

от тока которого представлена на рис. 8. Исследовались зависимости смещения длины волны преимущественной моды, диаграмма направленности в плоскости $p-n$ -перехода и в плоскости, перпендикулярной плоскости

$p-n$ -перехода, с током, а также изменение с током интенсивности интегрального излучения в относительных единицах (рис. 11) [14]. Питание лазеров осуществлялось импульсами тока типа меандр. В этих лазерах смещение длины волны с током происходит только в коротковолновую сторону, но с разной скоростью в различных интервалах I/I_{th} , общее смещение моды с током составляло $\sim 55 \text{ \AA}$ при межмодовом расстоянии $\sim 60 \text{ \AA}$ (рис. 11, а). Имеются 4 интервала токов, в которых проявляется разная скорость смещения мод. Обращает на себя внимание то, что в интервале токов от $1.5 I_{th}$ до $2.8 I_{th}$, в котором реализуется одномодовый режим, $F_{max}/\sum F_i$ находится в пределах от 0.8 до 1, общее смещение моды с током составляет $\sim 2.5 \text{ \AA}$. В этом же интервале токов диаграмма направленности имеет ширину $\Delta\theta \sim 17^\circ$. Такая узкая диаграмма направленности, как было показано раньше, объясняется наложением двух синфазно колеблющихся световых потоков с одинаковыми амплитудами. Вероятно, и спектральные характеристики являются следствием таких колебаний. В первом интервале, от I_{th} до $1.5 I_{th}$, наблюдается самая большая скорость смещения. Общий сдвиг моды составляет $\sim 30 \text{ \AA}$. Режим генерации не вполне одномодовый, $F_{max}/\sum F_i$ имеет величину 0.3–0.8 (рис. 9). Диаграмма направленности в плоскости $p-n$ -перехода сужается, а в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода несколько расширяется. Интенсивность интегрального излучения увеличивается с током суперлинейно. В этом интервале токов, вероятно, колеблется один световой поток. В третьем интервале токов, от $2.5 I_{th}$ до $3.5 I_{th}$, также происходит большое смещение моды в коротковолновую сторону ($\sim 20 \text{ \AA}$). В этом интервале токов режим генерации лазерного излучения нарушается, $F_{max}/\sum F_i$ изменяется от 1 до 0.5. Диаграмма направленности в плоскости $p-n$ -перехода несколько расширяется (рис. 11, b, кривая 1), а в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода, остается почти неизменной (рис. 11, b, кривая 2). В четвертом интервале токов длина волны лазерного излучения не изменяется при увеличении тока — вероятно, вследствие того, что константа распространения $\bar{\epsilon}$ электромагнитной волны с увеличением тока стремится к насыщению согласно формуле (17). Световой поток в плоскости $p-n$ -перехода сужается, а в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода, расширяется с его проникновением в ограничительные области, что приводит к сужению диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода, и уменьшению интегральной интенсивности излучения.

Температурная зависимость сдвига мод лазерного излучения с увеличением тока исследовалась в [16,18] на лазерах с шириной полоска 16 мкм и длиной резонатора 375 мкм при питании их импульсами тока типа меандр. Измерения проводились в интервале температур 12–90 К. Во всем исследованном температурном интервале, как уже отмечалось, лазеры работали в одномодовом режиме. При температуре 77 К моды смещались

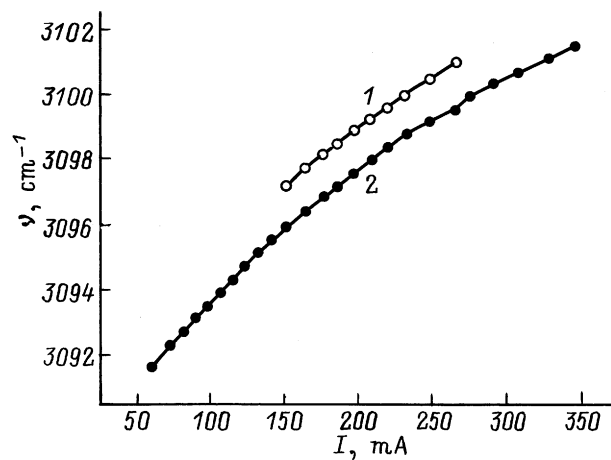


Рис. 12. Волновое число лазерных мод в зависимости от тока смещения при температуре лазера 77 К (1) и 62 К (2).

в коротковолновую сторону на $\sim 60 \text{ \AA}$, что для этого лазера составляло примерно 2 межмодовых расстояния. Во всем интервале перестройки лазерное излучение генерировалось в одномодовом режиме. Наибольший интервал смещения спектральной моды с током (10 см^{-1} , 104 \AA) был получен при температуре 62 К. На рис. 12 представлены зависимости волнового числа лазерного излучения от тока при температурах 62 и 77 К [18]. На краях исследованного температурного интервала диапазон перестройки оказывается меньше максимального в 2 раза.

Исследовался спектр лазерного излучения в зависимости от тока лазеров с более широким полоском (40 мкм). Увеличение ширины полоска лазера от 10–20 до 40 мкм не ухудшило существенно его спектральных характеристик. Смещение длины волны с током на 24 \AA при межмодовом расстоянии 62 \AA (лазер V1109-1-15) является средней величиной для лазеров на основе гетероструктур InAsSb/InAsSbP с шириной полоска 10–20 мкм.

4.5. Ширина лазерной линии в перестраиваемых диодных лазерах

Для проведения точных спектроскопических исследований колебательно-вращательных спектров молекул газов важнейшей характеристикой лазера является спектральная ширина линии излучения. Ширина линии генерации исследовалась в перестраиваемых током лазерах на основе гетероструктур InAsSbP/InAsSb/InAsSbP [25,26]. Лазеры питались постоянным током, промодулированным пилообразным током, в интервале токов от I_{th} до $5 I_{th}$ и в интервале температур 12–100 К. Излучение моды направлялось в кювету с исследуемым газом или в эталонный резонатор. Детектированный сигнал подавался как на дифференцирующий RC-фильтр, так и на один из каналов цифрового осциллографа. На рис. 13 представлена осциллограмма сигнала излучения лазера, прошедшего через кювету с

CH_3Cl (кривая 1), и производная по времени от этого сигнала (кривая 2). По интервалу времени между двумя минимумами сигнала, соответствующими известным линиям поглощения CH_3Cl , определялась скорость изменения волнового числа излучения лазера ν со

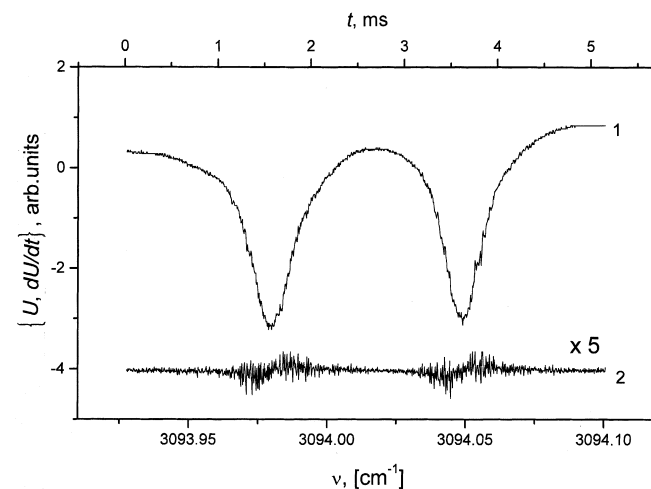


Рис. 13. Осциллограммы сигнала U , пропорционального интенсивности лазерного излучения, прошедшего через кювету с газом CH_3Cl , при питании лазера пилообразным током (I), и производной от него по времени dU/dt , получаемой после RC-цепочки (2).

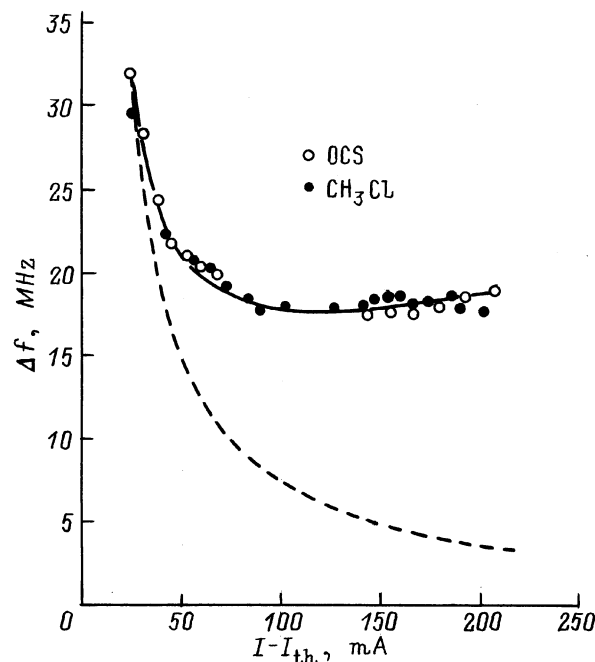


Рис. 14. Экспериментальные значения полуширины линии генерации Δf лазера V12191-3 при различных токах, измеренные на полосах поглощения газов CH_3Cl , OCS, и теоретические зависимости Δf от тока в предположении независимости концентрации неравновесных носителей заряда от тока (штриховая линия) и в предположении увеличения концентрации неравновесных носителей заряда с током (сплошная линия).

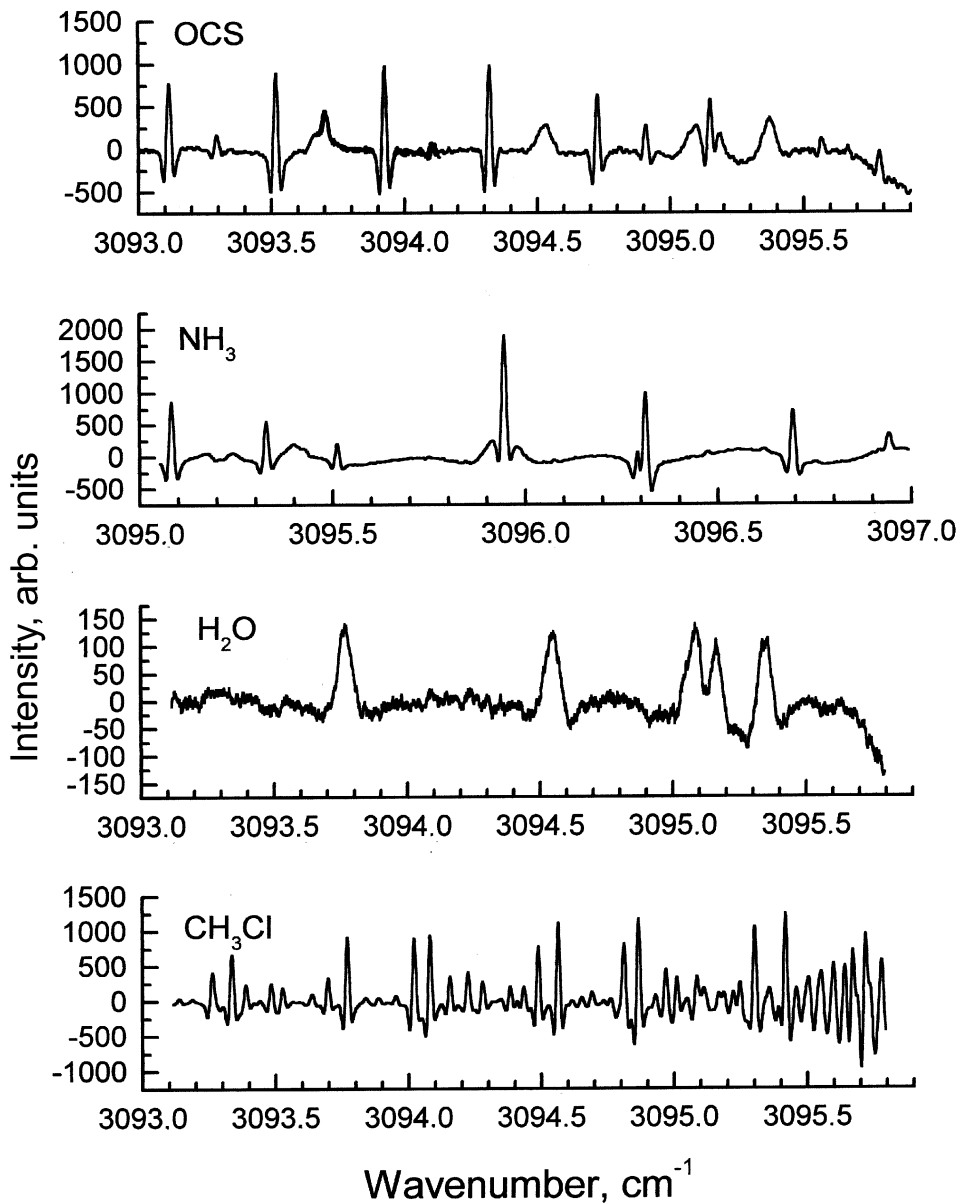


Рис. 15. Спектры пропускания газов OCS, NH₃, H₂O и CH₃Cl, измеренные при сканировании лазерным лучом.

временем $\tau(\nu')$ в процессе питания его пилообразным током. При использовании отдельных линий поглощения скорость ν' определялась по собственным частотам эталонного резонатора. На втором канале цифрового осциллографа измерялась линейно усредненная величина производной U_R и среднеквадратичное отклонение от ее среднего значения $\langle U_\mu \rangle$. Указанные величины измерялись в точках перегиба кривой I , где эти величины максимальны, и усреднялись. Полуширина линий лазерного излучения определялась по формуле

$$\Delta f = 2c\tau\nu'\langle U_\mu \rangle / U_R. \quad (18)$$

Экспериментальные значения полуширины линии излучения Δf зависят от питающего тока I (рис. 14). При некотором значении тока, $I = I_{\min}$, полуширина

линии генерации минимальна. При токах $I < I_{\min}$ Δf увеличивается с током резко, а при токах $I > I_{\min}$ плавно; $I_{\min} = (3-4)I_{\text{th}}$. В представленном лазере Δf остается в пределах 32–18 МГц. В многомодовых лазерах полуширины нескольких одновременно генерируемых мод различаются не более чем на 20%. При отклонении температуры в пределах ± 10 К от оптимальной, при которой ширина диапазона перестройки максимальна, полуширина линии генерации при фиксированной разности $I - I_{\text{th}}$ изменяется в ту же сторону, что и абсолютная температура.

Кроме экспериментальных точек на рис. 14 приведены две теоретические кривые — штриховая и сплошная линии. Штриховая кривая построена для исследуемого лазера V12191-3 по формуле, выведенной Генри [27],

для полуширины линии генерации полупроводниковых лазеров

$$\Delta f = R(1 + \alpha_n^2)/4\pi P, \quad (19)$$

где R — средняя скорость спонтанного испускания, α_n — отношение вариации действительной и мнимой частей коэффициента преломления, P — количество фотонов в резонаторе. В теории Генри предполагалось, что средняя концентрация неравновесных носителей заряда N не зависит от тока после достижения порогового значения N_{th} . В этом случае R , α_n и Δf определяются изменением числа фотонов в резонаторе P , и Δf обусловлена флуктуациями спонтанного испускания в моду, что соответствует теории Шавлова–Таунса [28]. Уменьшение Δf с ростом $I - I_{th}$ по гиперболическому закону наблюдалось экспериментально [29]. В перестраиваемых лазерах концентрация неравновесных носителей заряда увеличивается с током. В этом случае полуширина линии генерации определяется флуктуацией собственных частот резонатора вследствие флуктуации количества зарядов в нем и соответствующим изменением коэффициента преломления.

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

$$\Delta f_0 = 2 \frac{f}{\tau} \left| \frac{dn}{dN} \right| \sqrt{\frac{2}{V}(N_{th} + \delta N)}, \quad (20)$$

где V — объем резонатора, δN — превышение концентрации неравновесных носителей заряда над пороговым значением, которое мы связываем с отклонением частоты генерации δf от ее значения при пороговом токе,

$$\delta N = \frac{\delta f}{f} \frac{n}{(-dn/dN)}. \quad (21)$$

В присутствии лазерного излучения вероятностная функция сузится во столько раз, во сколько раз уменьшится время жизни носителей заряда (от τ_0 до τ_p). Ширина лазерной линии составит

$$\Delta f = \Delta f_0 \frac{\tau_p}{\tau_0}. \quad (22)$$

Из рассмотрения скоростного уравнения для N при фиксированной скорости инжекции и усиления в условиях бимолекулярной рекомбинации, характерной для лазеров, получим

$$\frac{\tau_0}{\tau_p} = 1 + \frac{(I/I_{th}) - (1 + \delta N/N_{th})^2}{2(1 - N_0/N_{th})(1 + \delta N/N_{th})}, \quad (23)$$

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 (20)–(23) величина Δf при $n = 3.6$, $dn/dN = 0.25 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$, $N_{th} = 9.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ приведена на рис. 14 (сплошная кривая), которая хорошо соответствует экспериментальным точкам. В том случае, когда

ширина линии генерации и ее зависимость от тока обусловлены флуктуациями собственных частот резонатора, связанных с флуктуациями количества носителей в нем, величина ширины линии генерации обратно пропорциональна корню квадратному из объема активной области. Это позволяет уменьшить ширину линии генерации путем увеличения ширины резонатора. Лазеры с шириной резонатора 100 мкм [26] позволили получить полуширину линии генерации до 10 МГц. Такая величина ширины линии генерации в 15–50 раз меньше, чем ширина линии поглощения газа. В интервале температур 60–80 К лазер работал в одномодовом режиме, имея диапазон перестройки волнового числа 2–4 см⁻¹. Получение одномодовой генерации с узкой линией излучения в лазерах с широким резонатором показывает высокое кристаллическое совершенство эпитаксиальных слоев при выращивании их жидкофазной эпитаксией и делает такие лазеры перспективными в лазерной спектроскопии благодаря их высокой мощности и малой ширине линии излучения. С помощью наших перестраиваемых лазеров были измерены линии поглощения многих газов: N₂O [18], CH₃Cl [16,18,25,26], H₂O [16,18], OSC [16,26], NH₃ [16]. На рис. 15 представлены спектры пропускания газов OCS, NH₃, H₂O, CH₃Cl.

5. Заключение

Таким образом, нами изготовлены и исследованы диодные лазеры на основе двойных гетероструктур InAsSbP/InAsSb/InAsSbP, излучающие в спектральной области 3–4 мкм. Спектр лазеров перестраивается с изменением температуры и тока. С ростом температуры длина волны лазерного излучения увеличивается практически линейно, $d\lambda/dT \approx 0.002 \text{ мкм/К}$. Длина волны моды изменяется на 0.5–1.0 см⁻¹ за счет нагрева активной области. С помощью лазеров были зарегистрированы спектры пропускания метана и этилена. Перестраиваемые с током лазеры имеют быстродействие 10⁻⁸–10⁻¹² с, т.е. практически безынерционны. Они работают в одномодовом режиме в интервале токов $I/I_{th} = 1.15-3$ и в интервале температур 12–90 К. Смещение моды при $T = 77 \text{ К}$ составляет величину 50–60 Å, достигнуто наибольшее смещение моды 104 Å (10 см⁻¹) при температуре 62 К. В пространственном распределении излучения лазеров обнаружены в некоторых случаях аномально узкие диаграммы направленности в плоскости p - n -перехода. Экспериментальные результаты теоретически проанализированы для лазеров с концентрацией неравновесных носителей, возрастающей от середины ширины полоска к его краям при отсутствии растекания носителей в плоскости p - n -перехода. Показано, что в таких лазерах создаются колебания светового потока по ширине полоска от одного края к другому и обратно, что приводит к образованию плавного волновода и к тому, что константа распространения электромагнитной волны зависит от величины относительного превышения

тока над пороговым током и от квадрата амплитуды электромагнитной волны, что отражает нелинейность оптической среды лазера и обуславливает перестройку лазерного спектра. Измерена ширина линии (ширина на половине высоты) и ее токовая зависимость. Определено, что ширина спектральной линии лазера с широким (100 мкм) резонатором достигает 10 МГц. Показано, что ширина спектральной линии лазера связана с флуктуацией собственных частот резонатора вследствие флуктуации концентрации неравновесных носителей заряда в нем. Проведено с помощью созданных лазеров сканирование газовых сред OCS, NH₃, CH₃Cl, H₂O, N₂O.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 99-02-18109 и грант № 00-02-17047.

Список литературы

- [1] Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34** (11), 1396 (2000).
- [2] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18** (22), 6 (1992).
- [3] Д.З. Гарбузов, А.В. Тихунов, В.Б. Халфин. ФТП, **21**, 1085 (1987).
- [4] Ю.П. Яковлев, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Е.В. Степанов, Я.Я. Понуровский. Квантовая электроника, **20**, 839 (1993).
- [5] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Тр. ФИАН, **116**, 15 (1986).
- [6] F. Stern. *Radiative recombination in semiconductors* (1965) p. 165.
- [7] W.W. Anderson. IEEE J. Quant. Electron., **1**, 228 (1965).
- [8] P.P. Paskov. Sol. St. Commun., **82**, 739 (1992).
- [9] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **19** (17), 30 (1993).
- [10] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **32**, 373 (1998).
- [11] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**, 1014 (1999).
- [12] А.П. Астахова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 1142 (2000).
- [13] 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).
- [14] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**, 3192 (1997).
- [15] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **25** (19), 17 (1999).
- [16] А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 243 (2000).
- [17] A.P. Danilova, A.N. Imenkov, T.N. Danilova, N.M. Kolchanova, V.V. Stepanov, Yu.P. Yakovlev. Spectrochimica Acta, Pt A, **55**, 2077 (1999).
- [18] S. Civis, A.N. Imenkov, A.P. Danilova, N.M. Kolchanova, V.V. Stepanov, Yu.P. Yakovlev, A.D. Walters. Spectrochimica Acta, Pt A, **56**, 2125 (2000).
- [19] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Квант. электрон., **10**, 826 (1983).
- [20] А.П. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**, 1469 (1999).
- [21] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977) с. 592.
- [22] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **22** (16), 7 (1996).
- [23] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **24** (6), 77 (1998).
- [24] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**, 243 (1999).
- [25] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, Р. Кубат, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 1468 (2000).
- [26] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, Р. Кубат, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **35**, 375 (2001).
- [27] C.H. Henry. IEEE J. Quant. Electron., **QE-18**, 259 (1984).
- [28] A.L. Schawlow, C.H. Tawnes. Phys. Rev., **112**, 1940 (1958).
- [29] D. Welford, A. Mooradian. Appl. Phys. Lett., **40**, 560 (1982).

Редактор Л.В. Шаронова

The InAsSb/InAsSbP double-heterostructure lasers emitting in the 3–4 μm spectral range

T.N. Danilova, A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract We report a review of our articles concerning the InAsSb/InAsSbP double-heterostructure diode lasers, emitting at 3–4 μm and grown by liquid phase epitaxy. We present results on the temperature and current dependences of spectral and spatial distribution of the laser emission. As temperature rises, laser mode temperature tuning displaces to the longer wavelengths up to 0.5–1.0 cm⁻¹. Laser mode current tuning occurs fast (10⁻⁸–10⁻¹²) and tends towards shorter wavelengths down to 50–60 Å at 77 K. The maximum mode tuning 104 Å (10 cm⁻¹) has been obtained at 62 K. Laser emission line width has been defined, which reached 10 MHz. The spatial distribution of the laser emission in the p–n-junction plane has been now and then observed abnormally narrow. Experimental results conditioned by nonlinear effects have been modelled mathematically. The model calculations are in good agreement with experiment. With the help of the current tuning lasers the transmission of OCS, NH₃, H₂O, CH₃Cl, N₂O gases was registered.