

Коротковолновая токовая перестройка лазеров на основе гетероструктур InAsSb/InAsSbP, вызванная неоднородностью инжекции

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

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

(Получена 1 марта 1999 г. Принята к печати 2 марта 1999 г.)

Наблюдалось уменьшение длины волны излучения преимущественной моды излучения лазеров на основе гетероструктур InAsSbP/InAsSb/InAsSbP на 50 \AA при увеличении тока от 1.8 до 5 пороговых значений при непрерывном и импульсном питании. Сопоставление зависимостей от тока спектрального и пространственного распределений излучения показало, что такая коротковолновая перестройка вызывается изменением с током распределения концентрации неравновесных носителей заряда по ширине полоска. Рассмотрена математическая модель явления, учитывающая повышение плотности инжекции и понижение интенсивности излучения от середины к боковым краям волновода. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом.

1. Введение

Перестраиваемые током полупроводниковые лазеры, излучающие на длинах волн около $\lambda = 3.3 \text{ мкм}$, представляют интерес для диодно-лазерной спектроскопии высокого разрешения, поскольку в этом спектральном диапазоне находятся характерные линии поглощения природных и промышленных газов, как, например, метан, пропан, этилен, бензол и др. На базе таких лазеров могут быть созданы быстродействующие приборы, которые применяются в системах активного мониторинга окружающей среды для определения состава и концентрации нежелательных примесей, а также в медицинской диагностике и в промышленности для целей прецизионного контроля за технологическими процессами.

Прежде в работах [1–3] рассматривалась только тепловая перестройка длины волны излучения, связанная с нагреванием активной области в процессе импульса тока.

Данная работа является продолжением наших исследований плавной перестройки током длины волны генерации лазеров на двойных гетероструктурах с активной областью InAsSb, ограничительными слоями InAsSbP [4–7] и представляет новую концепцию безынерционной перестройки длины волны излучения, вызванной нелинейными оптическими эффектами.

2. Методика эксперимента

Лазерные диоды на основе двойных гетероструктур $N\text{-InAs}_{0.48}\text{Sb}_{0.17}\text{P}_{0.35}/n\text{-InAs}_{0.95}\text{Sb}_{0.05}/P\text{-InAs}_{0.48}\text{Sb}_{0.17}\text{P}_{0.35}$ (рис. 1) были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложке из InAs толщиной $h = 100 \text{ мкм}$ с концентрацией дырок $(5 \div 8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина активной области лазера составляла $\sim 1 \text{ мкм}$, а толщины

широкозонных эмиттеров $\sim 3 \text{ мкм}$. Активная область специально не легировалась, концентрация электронов в ней была $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Слой $N\text{-InAsSbP}$ был легирован Sn до концентрации электронов $n \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, слой $P\text{-InAsSbP}$ легировался Zn до концентрации дырок $p \approx (2 \div 5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

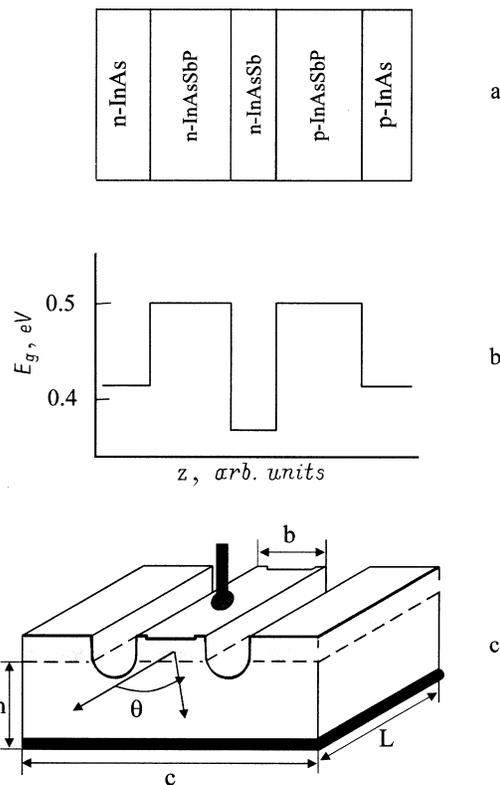


Рис. 1. Структура исследуемого диодного лазера: *a* — схема расположения эпитаксиальных слоев, *b* — прослойный профиль ширины запрещенной зоны E_g по координате z , *c* — схема конструкции меза-полоскового диодного лазера.

[†] E-mail: yak@iropt1.ioffe.rssi.ru
Fax: (812)247 0006

На выращенных структурах методом фотолитографии формировались меза-полоски шириной $b \approx 16$ мкм. Резонаторы Фабри–Перо длиной $L = 250 \div 375$ мкм были получены с помощью скалывания. Ширина лазерной структуры в области подложки составляла $c \approx 500$ мкм.

Исследования проводились при температуре жидкого азота в непрерывном режиме, при питании лазера короткими импульсами тока длительностью 0.04 мс со скважностью 100, пилообразными импульсами с частотой следования от 10^2 до 10^4 Гц, прямоугольными импульсами со скважностью 2 (меандр) и частотой следования 36 Гц.

3. Экспериментальные результаты

В работе исследовались зависимости от тока (I) спектров когерентного излучения и диаграмм направленности лазеров при различных вариантах питания током. Измерения проводились в широком интервале токов от 1 до 4 пороговых значений. Пороговый ток у лучших образцов составлял $I_{th} = 30 \div 35$ мА. Исследуемые лазеры обычно имели одну спектральную моду в интервале токов $(1.1 \div 3)I_{th}$, а при больших токах преимущественной становилась другая мода (рис. 2). При различных способах питания в спектрах излучения наблюдался один и тот же модовый состав.

На рис. 3 представлена зависимость длины волны излучения от тока накачки при различных способах питания лазера: постоянным током, меандром, пилообразными

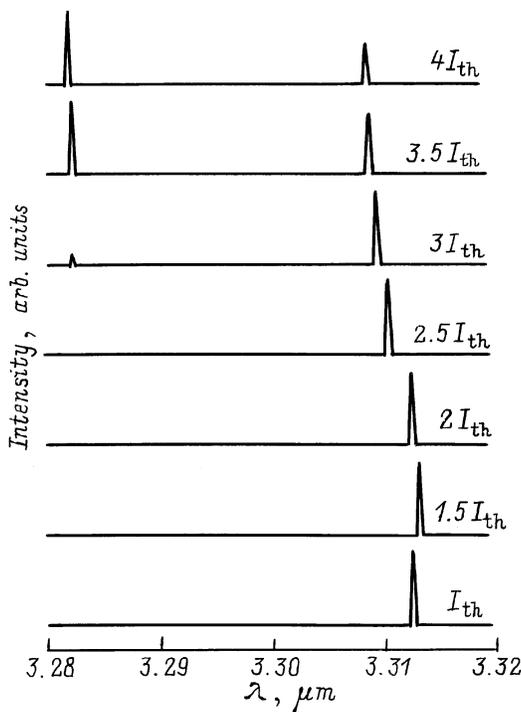


Рис. 2. Спектры излучения лазера V12152-71 при различных токах в случае питания короткими импульсами тока длительностью 0.04 мс.

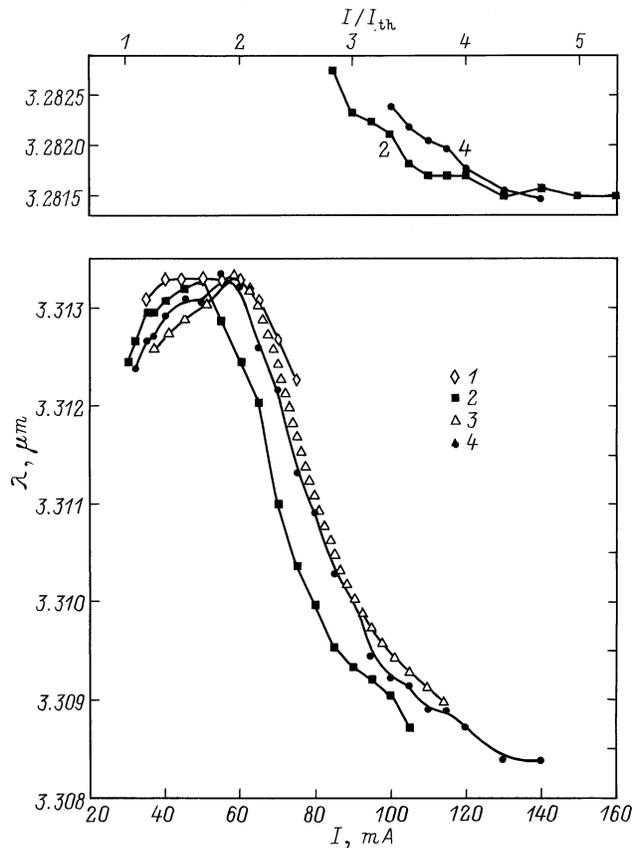


Рис. 3. Зависимость от тока длины волны излучения лазера V12152-71 при питании образца постоянным током (I), короткими импульсами (2), пилообразными импульсами (3) и меандром (4).

и короткими импульсами тока. Зависимости $\lambda(I)$ ведут себя одинаково при различных способах питания: при малых токах, $I < 1.81I_{th}$, наблюдается незначительный сдвиг длины волны в сторону больших значений — на величину менее 10 \AA , далее с увеличением тока положение моды плавно смещается в коротковолновую сторону на значительно большую величину. Максимальное смещение положения моды в сторону коротких длин волн составило $\sim 50 \text{ \AA}$. При токах, больших $3I_{th}$, наклон зависимости $\lambda(I)$ уменьшается, спектр перестает быть одномодовым, и при токах $I > 4I_{th}$ длина волны излучения совсем перестает изменяться с током. Такое совпадение спектральных характеристик при различных способах питания свидетельствует об отсутствии нагревания активной области в течение импульса тока. Появляющиеся при $I > 3I_{th}$ более коротковолновые, чем преимущественная, моды смещаются с током так же, как и преобладающая. Нами уже наблюдалось столь большое коротковолновое смещение моды с ростом тока в подобных лазерах с шириной полоска 10 мкм [6,7].

На рис. 4 представлено пространственное (по углу θ) распределение интенсивности излучения лазера. Сплошной линией показаны экспериментальные кривые, штри-

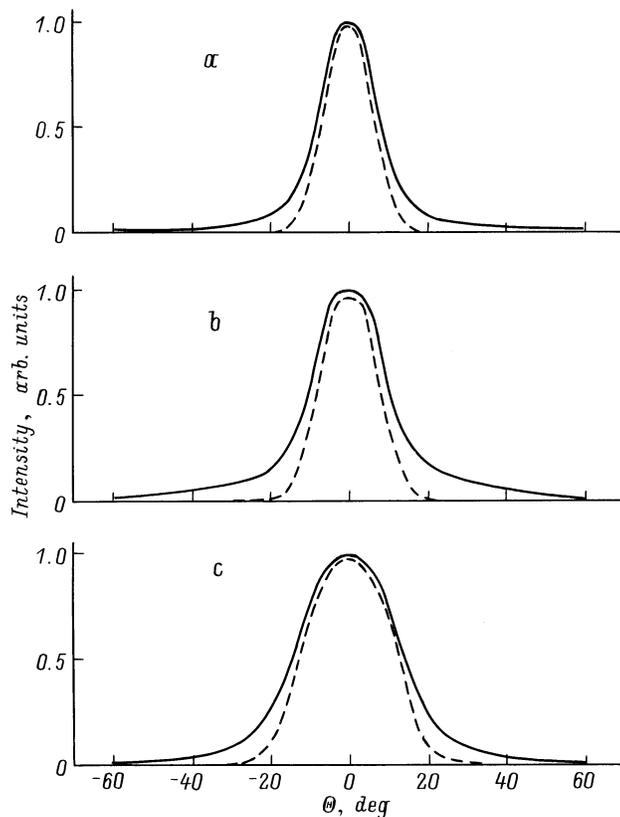


Рис. 4. Пространственное распределение излучения лазера V12152-2 в дальнем поле. Сплошные линии — экспериментальные диаграммы, штриховые — расчетные для случая косинусного распределения амплитуды электромагнитной волны на зеркале резонатора (а) и в случае реализации волнового пакета с $\alpha y_0 = 1$ и $\alpha = 0.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ (b), $\alpha = 0.3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ (c). I/I_{th} : а — 1.1, б — 2, в — 3.

ховой — расчетные. При малых токах (вблизи I_{th}) диаграмма направленности соответствует одной продольной моде с добавлением около 10% излучения поперечных мод. С ростом тока до $2I_{\text{th}}$ полуширина диаграммы направленности увеличивается до 20° и расширяется пьедестал на краях вплоть до $35 \div 40^\circ$. Это объясняется усилением интенсивности поперечных мод, вклад которых еще более возрастает с увеличением тока до $I = 3I_{\text{th}}$. Поперечная мода 1-го порядка была заметна также в упомянутом лазере с шириной полоска 10 мкм [7] при $I > 4I_{\text{th}}$.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Сопоставляя спектральное и пространственное распределение излучения в зависимости от тока, можно сказать, что наиболее сильная перестройка длины волны излучения наблюдается при тех же токах, при которых излучение генерируется и в продольной, и в поперечных модах, причем интенсивность убывает с номером моды.

Рассмотрим смещение длины волны преимущественной моды вместе с изменением с током диаграммы направленности излучения. При токах $I < 1.8I_{\text{th}}$ излучение концентрируется преимущественно в одной пространственной продольной моде (рис. 4, а). Здесь происходит ”выгорание” неравновесных носителей заряда в середине активной области, их концентрация немного уменьшается и, согласно нашим вычислениям в работе [8], это приводит к увеличению постоянной распространения электромагнитной волны $\tilde{\epsilon}$ и, следовательно, к сдвигу длины волны излучения λ в сторону больших значений.

С дальнейшим ростом тока ($I > 2I_{\text{th}}$) в диаграмме направленности излучения увеличиваются боковые лепестки (рис. 4, б и в), и можно предположить, что неравновесные носители тока скапливаются на краях полоска по причине низкой поверхностной рекомбинации и малой интенсивности лазерного излучения, при этом возникают условия для генерации поперечных мод. Увеличение концентрации носителей в полоске приводит к уменьшению постоянной распространения электромагнитной волны $\tilde{\epsilon}$ и, следовательно, к уменьшению длины волны излучения λ .

Существует и другая причина накопления заряда на краях полоска помимо низкой поверхностной рекомбинации. Она кроется в неоднородности накачки током активной области полоска. Из-за большой разницы по площади подложки (ее ширина $c \simeq 500 \text{ мкм}$) и полоска (его ширина $b \simeq 16 \text{ мкм}$) (рис. 1) плотность тока на краях полоска оказывается гораздо выше, чем в середине, что и приводит к накоплению там инжектированных из подложки неравновесных носителей тока, уменьшению в связи с этим показателя преломления, появлению бокового оптического ограничения и генерации поперечных пространственных мод.

Рассмотрим математическую модель влияния нелинейности оптической среды на константу распространения электромагнитной волны $\tilde{\epsilon}$, учитывая неоднородную накачку по ширине полоска, вызванную падением напряжения в толще подложки.

Как было показано в нашей предыдущей работе [8], волновое уравнение Гельмгольца для усредненной по длине резонатора амплитуды электромагнитной волны u в отсутствие растекания носителей заряда в активной области имеет вид

$$\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \frac{d^2 u}{dy^2} + (\epsilon_i - \tilde{\epsilon})u + \delta\epsilon_0 \frac{i+1}{1+\beta\tau N_{\Phi}} u = 0, \quad (1)$$

где y — координата по ширине резонатора, λ — длина волны в вакууме, ϵ_i — диэлектрическая проницаемость на пороге инверсии, $\tilde{\epsilon}$ — константа распространения электромагнитной волны, $\delta\epsilon_0$ — изменение диэлектрической проницаемости при увеличении уровня возбуждения от порога инверсии до порога генерации, $i = (G\tau - N_{\text{th}})/(N_{\text{th}} - N_0)$ — относительное превышение плотности накачки над пороговым значением, β — коэффициент дифференциального усиления, τ — спонтанное

время жизни носителей заряда, N_{Φ} — концентрация фотонов, G — объемная плотность накачки, N_{th} и N_0 — концентрации носителей заряда на пороге генерации и инверсии соответственно.

Распределение тока по ширине полоска вычислялось в работе [9] методом комформных преобразований для случая бесконечно большой ширины лазера c . Мы использовали преобразование $w = \sin z$ и получили решение для лазера конечной ширины. Вычисления показали, что плотность тока увеличивается к краям мезоструктуры по закону, близкому к квадратичному. Надо отметить, что это решение справедливо в том случае, когда сопротивление подложки превышает дифференциальное сопротивление p - n -перехода. Используя метод комформных преобразований, мы получили следующее выражение для сопротивления подложки:

$$R_s = \frac{\ln(4h/b)}{\sigma L(\pi/2 - 2h/c)}, \quad (2)$$

где σ , h — проводимость и толщина подложки соответственно.

В наших лазерах R_s соизмеримо с дифференциальным сопротивлением p - n -перехода лазера в режиме стимуляции. При переходе в режиме генерации дифференциальное сопротивление лазера резко уменьшается и становится значительно меньше сопротивления подложки. Поэтому будем считать, что повышение накачки на краях полоска по сравнению с его серединой происходит только в лазерном режиме. Тогда зависимость относительного превышения плотности накачки над порогом i от координаты по ширине полоска y можно выразить формулой

$$i = i_0 \left[1 + k \left(\frac{2y}{b} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где i_0 — плотность накачки в середине полоска, $k = (c/2h) - 1$ — коэффициент, зависящий от отношения ширины подложки к ее толщине и составляющий в наших образцах ~ 1.5 . Такая величина k дает отношение плотностей тока на краях полоска и в его середине ~ 2.5 .

Положим, что генерируется много пространственных мод, вследствие чего интенсивность излучения примерно одинакова по ширине полоска и задается накачкой в его середине i_0 . Накачка на краях полоска расходится в значительной степени на повышение концентрации неравновесных носителей и спонтанное излучение. В результате мы имеем соотношение $\beta\tau N_{\Phi} = i_0$. Теперь волновое уравнение (1) приобретает вид уравнения линейного гармонического осциллятора

$$\begin{aligned} - \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{d^2 u}{dy^2} + \frac{1}{2} 2(-\delta\varepsilon_0) \frac{i_0}{1+i_0} k \left(\frac{2}{b} \right)^2 y^2 u \\ = (\varepsilon_{\text{th}} - \tilde{\varepsilon}) u, \end{aligned} \quad (4)$$

где ε_{th} — диэлектрическая проницаемость на пороге генерации. Решение его, согласно [10], можно записать

в виде суммы собственных функций

$$u_n = N_n H_n e^{-\alpha^2 y^2 / 2}, \quad (5)$$

где n — целое число $0, 1, 2, \dots$; $n = 0$ соответствует продольной моде, $n = 1$ — первой поперечной и т.д.;

$$N_n = \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\pi} 2^n} \right)^{1/2},$$

$$H_n = (-1)^n e^{\xi^2} \frac{\partial^n}{\partial \xi^n} e^{-\xi^2}, \quad \xi = \alpha y,$$

$$\alpha^2 = \frac{4\pi}{\lambda b} \sqrt{(-\delta\varepsilon_0) k \frac{i_0}{1+i_0}}.$$

Ориентировочная величина α в наших лазерах при $\lambda = 3.3$ мкм, $b = 16$ мкм, $\delta\varepsilon_0 = -0.04$ и $i_0 = 1$ составляет $0.2 \cdot 10^4$ см $^{-1}$. Только продольная и первая поперечная моды могут расположиться в пределах активной области при таких величинах α .

Константа распространения электромагнитной волны вдоль резонатора $\tilde{\varepsilon}$ оказывается зависящей от квантового числа n , от i_0 и, следовательно, от тока:

$$\tilde{\varepsilon}_n = \varepsilon_{\text{th}} - \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{2\lambda}{\pi b} \sqrt{(-\delta\varepsilon_0) \frac{i_0 k}{1+i_0}}. \quad (6)$$

Константа распространения $\tilde{\varepsilon}_n$ уменьшается с ростом тока сублинейно, стремясь к насыщению, что качественно соответствует эксперименту.

В то же время общее решение уравнения Шредингера для линейного гармонического осциллятора имеет вид минимизирующего волнового пакета, колеблющегося вокруг начала координат. Волновому пакету [10] соответствует квантовое число

$$n_0 \approx \frac{1}{2} (\alpha y_0)^2, \quad (7)$$

где y_0 — отклонение центра тяжести пакета от начала координат. При наших значениях α в пределах полоска размещаются только продольная и первая поперечная моды линейного гармонического осциллятора. Поэтому y_0 соответствует положению максимума первой поперечной моды, для которой $\alpha y_0 = 1$. Из уравнения (7) получаем $n_0 = 1/2$. Диаграммы направленности для волнового пакета с $\alpha y_0 = 1$ и $\alpha = 0.2 \cdot 10^4, 0.3 \cdot 10^4$ см $^{-1}$ приведены на рис. 4, b и c соответственно. Они дают меньшую интенсивность излучения на краях, чем экспериментальные. Это различие может быть объяснено как упрощениями при расчете, так и независимой генерацией поперечных мод высокого порядка.

Надо отметить, что полученное решение справедливо при токах, обеспечивающих локализацию волны за счет повышения концентрации носителей заряда на краях полоска с ростом тока. Этому соответствует условие

$1/2(\alpha b/2)^2 > 1$. Тогда минимальный ток, при котором решение будет верно, определяется выражением

$$i_{0,\min} = \left[k(-\delta\varepsilon_0) \left(\frac{b\pi}{2\lambda} \right)^2 - 1 \right]^{-1}. \quad (8)$$

При меньших токах решение будет более сложным.

В наших лазерах при $k = 1.5$, $\delta\varepsilon_0 = -0.04$, $\lambda = 3.3$ мкм, $b = 16$ мкм получаем значение минимального относительного превышения накачки над пороговым значением в середине полоска $i_{0,\min} = 0.4$. Из условия $i_{0,\min} \rightarrow \infty$ находим минимальную ширину полоска для удержания волны

$$b_{\min} = \frac{2\lambda}{\pi\sqrt{(-\delta\varepsilon_0)k}}, \quad (9)$$

которая для наших структур имеет величину $b_{\min} = 9$ мкм.

Максимальное уменьшение постоянной распространения волнового пакета при увеличении i_0 от 0 до ∞ вычисляется как

$$\Delta\tilde{\varepsilon}_{\max} = \left(n_0 + \frac{1}{2} \right) \frac{2\lambda}{\pi b} \sqrt{(-\delta\varepsilon_0)k} \quad (10)$$

и при $n_0 = 1/2$ составляет $\Delta\tilde{\varepsilon}_{\max} = 0.032$. Соответствующее уменьшение длины волны излучения лазера находим по формуле

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\tilde{\varepsilon}\lambda}{2\varepsilon}. \quad (11)$$

Расчетное значение максимального уменьшения длины волны за счет неравномерного втекания тока в полосок из подложки составляет для наших лазеров $\Delta\lambda_{\max} = 41$ Å, что только на 22% меньше экспериментально полученной величины 50 Å. Однако надо еще раз учесть, что в наших образцах проявляются пространственные моды не всех порядков, а преимущественно продольная и первая поперечная. Из-за этого интенсивность излучения вблизи краев полоска меньше, чем в середине, что дополнительно увеличивает концентрацию носителей заряда у краев полоска. В первом приближении коэффициент k из-за этого возрастает на 1, а $\Delta\lambda_{\max}$ — на 30%. Поэтому можно говорить о соответствии расчета эксперименту.

Заключение

В исследованных нами лазерах на основе твердых растворов InAsSb/InAsSbP наблюдалась перестройка длины волны излучения при изменении тока. Суммарный сдвиг положения моды в спектре в сторону меньших длин волн составил ~ 50 Å. Поскольку при различных способах питания образцов перестройка оказывалась одинаковой, можно считать, что нагревание лазера в процессе импульса тока было несущественно. В диаграмме направленности наблюдалась одна продольная мода, к которой с увеличением тока добавлялись поперечные моды.

Наиболее сильная перестройка длины волны излучения в коротковолновую сторону происходила при тех же токах, где наблюдалось присутствие поперечных мод.

Связь константы распространения электромагнитной волны с током была выявлена теоретически для случая неравномерной инжекции неравновесных носителей тока по ширине полоска, вызванной существенным различием по площади полоска и подложки. В рассмотрении учитывалась также генерация многих пространственных мод. Было получено хорошее согласие экспериментальных данных с расчетом.

Работа частично поддержана контрактом INCO-Corpnicus № 1C15-CT97-0802 (DG12-CDPF) и частично грантом Министерства науки РФ по программе "Оптика и лазерная физика".

Список литературы

- [1] В.Г. Аветисов, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, А.И. Надеждинский, А.Н. Хуснутдинов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **16**, 66 (1990).
- [2] Ю.П. Яковлев, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Е.В. Степанов, А.Я. Понуровский. Квант. электрон., **20**, 839 (1993).
- [3] A.A. Popov, Yu.P. Yakovlev, A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev. Proc. SPIE, **2112**, 50 (1994).
- [4] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **22**, 7 (1996).
- [5] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**, 662 (1997).
- [6] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**, 1392 (1997).
- [7] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **32**, 373 (1998).
- [8] А.П. Данилова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33**(2), 243 (1999).
- [9] А.П. Богатов, М.П. Рахвальский. Квант. электрон., **15**, 1720 (1988).
- [10] Л. Шифф. *Квантовая механика* (М., Иностран., лит., 1957) с. 78.

Редактор Л.В. Шаронова

Short-wavelength current tuning of InAsSb/InAsSbP heterostructure lasers due to an injection nonuniformity

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

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