

# Безынерционная перестройка частоты генерации диодных лазеров на основе гетероструктур InAsSb/InAsSbP ( $\lambda = 3.3$ мкм), обусловленная нелинейными оптическими эффектами

© 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 28 мая 1998 г. Принята к печати 1 июня 1998 г.)

Исследована перестройка длины волны излучения в диодных лазерах на основе структур InAsSb/InAsSbP. Рассматривается упрощенная математическая модель, учитывающая пространственно однородную накачку и зависимость диэлектрической проницаемости от концентрации носителей заряда. Показано, что в зависимости от величины тока накачки и параметров диодных структур возможно увеличение или уменьшение длины волны лазерного излучения с током, что наблюдается экспериментально. Процесс перестройки длины волны от тока является практически безынерционным процессом, определяющимся временем жизни фотона в резонаторе и частично временем жизни неравновесных носителей заряда.

1. Ключевым элементом диодных лазерных спектрометров сверхвысокого разрешения являются перестраиваемые по частоте диодные полупроводниковые лазеры. Ранее частота генерации лазера обычно изменялась путем нагревания активной области [1–6]. Это ограничивало быстродействие лазерных спектрометров на уровне единиц миллисекунд.

В последнее время обнаружена перестройка частоты генерации диодного лазера при изменении тока, происходящая со скоростью, превышающей скорость тепловой релаксации [7,8]. Длина волны излучения уменьшалась с током при его превышении над пороговым значением менее чем на 40%, а при более высоких токах увеличивалась. Уменьшение длины волны связывалось с увеличением концентрации неравновесных носителей заряда в активной области, а увеличение — с самофокусировкой излучения. В последующей работе [9] из сопоставления характеристик перестройки лазеров с совмещенным и раздельным электронным и оптическим ограничением было показано, что зависимость длины волны от тока усиливается при уменьшении растекания инжекционного тока по площади активной области.

Данная работа является продолжением начатых нами ранее исследований перестройки длины волны излучения с током [7–9] и посвящена экспериментальному и теоретическому обоснованию перестройки длины волны излучения за счет нелинейных оптических эффектов.

2. Для исследований были созданы лазеры на основе двойных гетероструктур  $N\text{-InAsSb}_{0.17}\text{P}_{0.35}/n\text{-InAsSb}_{0.05}/P\text{-InAsSb}_{0.17}\text{P}_{0.35}$  (рис. 1) с высокой однородностью электрических и оптических свойств и плотностью накачки по площади активной области. Структуры были получены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из InAs, ориентированных в кристаллической плоскости [100]. Узкозонный активный слой  $n\text{-InAsSb}$  специально не легировался. Плотность носителей в нем составляла  $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Широкозонные слои InAsSbP служили для электронного

и оптического ограничения. Слой  $N\text{-InAsSbP}$  был легирован Sn до концентрации электронов  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , слой  $P\text{-InAsSbP}$  получен при легировании Zn до концентрации дырок  $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Толщина активной

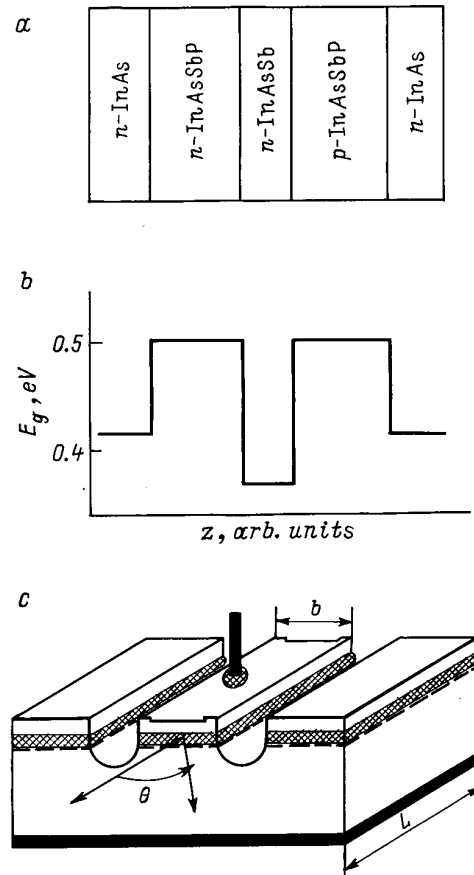


Рис. 1. Структура исследуемого диодного лазера:  $a$  — расположение эпитаксиальных слоев,  $b$  — послойный профиль ширины запрещенной зоны,  $c$  — схема конструкции мезаполоскового лазера.

области составляла 1 мкм, ширина полоска  $15 \div 20$  мкм. Лазерные диоды с длиной внутреннего резонатора Фабри–Перо  $275 \div 350$  мкм получались скалыванием. Исследование процессов перестройки производилось при температуре 78 К. Лазер исследовался как в режиме импульсного питания, так и при питании постоянным током, на который накладывался пилообразно изменяющийся ток. Постоянный ток устанавливался равным пороговому значению тока  $I_{\text{п}}$ . Амплитуда пилообразной добавки выбиралась такой, чтобы лазер работал при преимущественной генерации одной спектральной моды во всем интервале изменения тока. Частота пилообразного тока задавалась от  $10^2$  до  $10^4$  Гц. Длительность импульса при импульсном питании составляла от 10 мкс до 4 мс, скважность — 100. Перестройка частоты генерируемого излучения исследовалась путем пропускания выходящего из лазера излучения через внешний оптический резонатор Фабри–Перо с изменяющейся оптической длиной. В качестве резонаторов использовались кремниевые пластины толщиной 47 и 11.2 мм. Оптический сигнал детектировался фотоприемником на основе InSb и усиливался дифференциальным усилителем. Изменение оптического пути луча в кремниевом резонаторе Фабри–Перо обеспечивало разрешение длины волны лазерного излучения  $2 \cdot 10^{-2}$  Å. Кроме этого исследовался спектральный состав излучения и зависимость диаграммы направленности от тока накачки в плоскости, как перпендикулярной, так и параллельной  $p$ - $n$ -переходу.

3. Рассмотрим экспериментальные результаты. При питании лазера пилообразно изменяющимся током  $I(t)$  (рис. 2, *a*) интенсивность излучения, прошедшего через внешний резонатор,  $P(t)$  имела пилообразный вид и была промодулирована синусоидой (рис. 2, *b, c*). Модуляция возникает из-за изменения длины волны лазерного излучения  $\lambda$  с током, когда она пробегает по интерференционным полосам пропускания внешнего резонатора.

Остановимся на работе внешнего резонатора. Условие для интерференционных максимумов проходящего через резонатор излучения имеет вид

$$2ln_r \cos r = m\lambda, \quad (1)$$

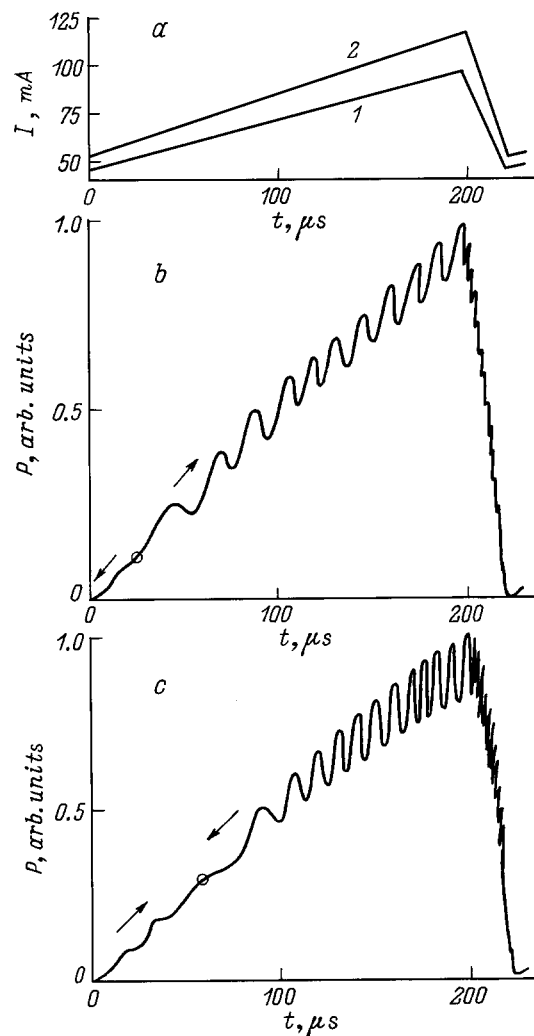
где  $m = 1, 2, \dots$  — порядок интерференционного максимума,  $l$  — длина и  $n_r$  — показатель преломления внешнего резонатора,  $r$  — угол между нормалью к плоскости резонатора и направлением распространения луча в нем. Из (1) получаем изменение длины волны излучения между максимумами:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\lambda(n_r - \lambda dn_r/d\lambda) \cos r}. \quad (2)$$

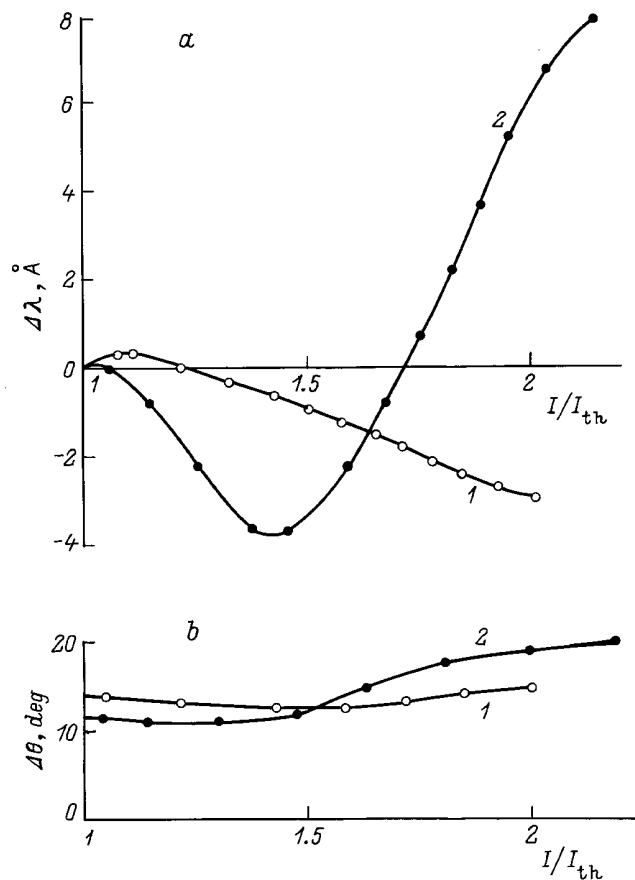
Экспериментально  $\Delta\lambda$  составляло  $0.36$  Å при  $l = 47$  мм и  $1.5$  Å при  $l = 11.2$  мм для  $\lambda = 3.3$  мкм. Изменяя угол  $r$ , можно определить направление изменения длины волны излучения  $\lambda$  с током, так как согласно (1)  $\lambda$  уменьшается с ростом  $r$  при

фиксированном  $m$ . Поэтому, если  $\lambda$  уменьшается с ростом тока, то волны синусоид на экране осциллографа будут смещаться вправо при увеличении  $r$ . Справедлива и обратная зависимость.

Экспериментально на экране осциллографа наблюдалось перемещение волн синусоид как вправо, так и влево при увеличении  $r$  (рис. 2, *b, c*). Как правило, в лазерах с малой шириной полоска (16 мкм) длина волны излучения сначала слегка увеличивалась с ростом тока, а затем уменьшалась (рис. 2, *b*). Положительный сдвиг достигал  $0.3 \div 1$  Å при превышении тока над порогом  $5 \div 15\%$ , отрицательный —  $3 \div 5$  Å при двукратном превышении (рис. 3, *a*). Эти лазеры излучали продольную пространственную моду с полушириной  $\Delta\theta \approx 13 \div 14^\circ$  (рис. 3, *b*).



**Рис. 2.** Осциллограммы питающего тока ( $I$ ) для структуры с шириной полоска 16 ( $1$ ) и 20 мкм ( $2$ ) (*a*) и интенсивности ( $P$ ) лазерного излучения структуры с шириной полоска 16 мкм, прошедшего через внешний резонатор Фабри–Перо длиной 47 мм (*b*), и структуры с шириной полоска 20 мкм, прошедшего через резонатор длиной 11.2 мм (*c*). Стрелками показано направление перемещения волн синусоид.



**Рис. 3.** 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).

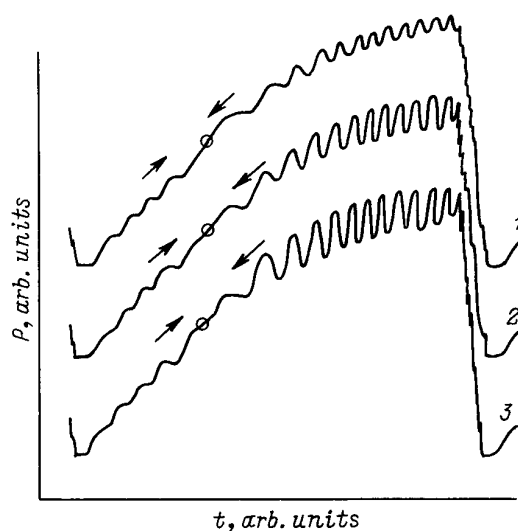
В лазерах с несколько большей шириной полоска (20 мкм) вслед за уменьшением длины волны излучения с ростом тока наблюдалось ее увеличение (рис. 2, c).

Уменьшение длины волны достигало  $\Delta\lambda = 3 \div 5 \text{ \AA}$  при токах, на 20 ÷ 30% больших порогового значения (рис. 3, a). Последующий положительный сдвиг достигал 16 Å при более чем двукратном превышении над порогом. Пространственно также преобладала продольная мода. При превышениях тока над порогом менее 30% полуширина диаграммы направленности составляла  $\Delta\theta = 10 \div 11^\circ$ , а затем она увеличивалась с ростом тока и достигала  $20^\circ$  при двукратном превышении над порогом.

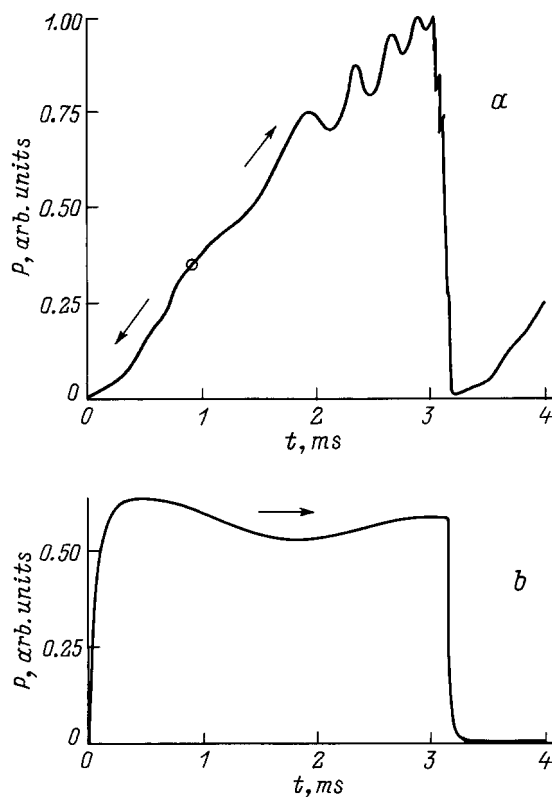
Интервалы перестройки как в положительную, так и в отрицательную сторону остаются неизменными при изменении частоты следования пилообразных импульсов в 100 раз (рис. 4). Амплитуда синусоид на осциллограмме немного уменьшается с увеличением частоты из-за уменьшения коэффициента усиления фотоприемника. Частота синусоидальных волн достигает  $1.5 \cdot 10^5$  Гц. Это соответствует быстрдействию не хуже 1 мкс.

Изменение длины волны излучения лазера в процессе пилообразно нарастающего тока оказывалось значитель-

но больше, чем при питании прямоугольным импульсом с длительностью, равной времени нарастания тока при его пилообразном изменении (рис. 5). Это доказывает, что длина волны излучения изменяется в процессе роста тока в основном не из-за нагревания лазера током.



**Рис. 4.** Осциллограммы излучения, прошедшего через внешний резонатор длиной 47 мм, при питании лазера с шириной полоска 20 мкм пилообразным током с различным периодом, мс: 1 — 0.16, 2 — 1.6, 3 — 16.



**Рис. 5.** Осциллограммы излучения, прошедшего через внешний резонатор длиной 47 мм, при питании лазера с шириной полоска 20 мкм пилообразным (a) и импульсным током (b).

Полученные экспериментальные результаты сводятся к следующему.

1) На лазерных структурах  $N$ -InAsSbP/ $n$ -InAsSb/ $P$ -InAsSbP можно получить значительную перестройку длины волны излучения от тока в сторону как ее уменьшения, так и увеличения.

2) Постоянная времени токовой перестройки экспериментально не превышает 1 мкс.

3) Изменение длины волны не обусловлено нагреванием или охлаждением лазера.

4. Проанализируем экспериментальные результаты. Из совокупности полученных экспериментальных данных следует, что перестройка длины волны излучения током не определяется изменением температуры материала активной области лазера. В работе [7] нами было высказано предположение, что коротковолновый сдвиг длины волны излучения связан с увеличением концентрации неравновесных носителей заряда, а длинноволновый — с самофокусировкой излучения. Это основано на известном ранее [10] факте увеличения интенсивности спонтанного излучения с током при его значении выше порогового и на наблюдавшемся нами эффекте самофокусировки излучения при токах, превышающих пороговый более чем на 40%, а также на уменьшении диэлектрической проницаемости полупроводника при увеличении концентрации неравновесных носителей заряда.

Действительно, концентрация неравновесных носителей заряда 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 тут имеется только спонтанная рекомбинация. Вдали от краев концентрация носителей может быть даже меньше пороговой из-за большой скорости вынужденной рекомбинации. Поэтому диэлектрическая проницаемость в работающем лазере уменьшается к краям полоска, создавая условия для самофокусировки излучения. Этот эффект выражен тем сильнее, чем однороднее накачка, т.е. чем меньше растекание носителей по площади  $p$ - $n$ -перехода. Константа распространения электромагнитной волны вдоль полоска ( $\tilde{\epsilon}$ ), характеризующая скорость движения лазерного излучения вдоль полоска, имеет промежуточную величину между величиной диэлектрической проницаемости на краю полоска и в его середине. Она может оказаться как меньше, так и больше ее значения на пороге генерации, когда лазерного излучения нет.

Попытаемся подойти к вычислению константы распространения  $\tilde{\epsilon}$ . Уже в работах П.Г. Елисеева и А.П. Богатова [11] показано, что самофокусировка обуславливается зависимостью диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  от амплитуды электромагнитной волны. Это связано с нелинейностью оптической среды лазера. Однако вопрос о константе распространения волны  $\tilde{\epsilon}$ , определяющей длину волны излучения, оставался открытым.

Мы рассмотрим математическую модель, в которой плотность тока не изменяется по площади лазера и отсутствует растекание, т.е. накачка является

пространственно однородной. Будем исходить из наличия концентрационной зависимости диэлектрической проницаемости

$$\epsilon = \epsilon_i + 2n \frac{dn}{dN} (N - N_0), \quad (3)$$

где  $\epsilon_i$  — значение диэлектрической проницаемости на пороге инверсии,  $n$  — показатель преломления активной среды,  $N_0$  — концентрация носителей заряда на пороге инверсии. Условие постоянства во времени концентрации зарядов неравновесных носителей тока  $N$  и фотонов  $N_\Phi$  имеют обычный вид [11]:

$$\frac{dN}{dt} = G - \frac{N}{\tau} - \beta N_\Phi (N - N_0) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{dN_\Phi}{dt} = \beta N_\Phi (N - N_0) - \frac{N_\Phi}{\tau_\Phi} = 0, \quad (5)$$

где  $N_\Phi = u^2 n^2 / \hbar \omega 8\pi$ ,  $\tau$  — время жизни неравновесных носителей заряда,  $\beta$  — коэффициент дифференциального усиления,  $G$  — плотность накачки неравновесных носителей заряда,  $\tau_\Phi$  — локальное время жизни фотона,  $u$  — амплитуда электромагнитной волны,  $\hbar \omega$  — энергия фотона. Плотность накачки  $G$  будем считать не зависящей от координат. Из уравнения (4) получим

$$N - N_0 = \frac{N_{th} - N_0}{1 + \beta \tau N_\Phi} \left( \frac{G\tau - N_{th}}{N_{th} - N_0} + 1 \right), \quad (6)$$

где  $N_{th}$  — концентрация неравновесных носителей на пороге генерации. Используя уравнение (6), можно записать выражение для диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  через значение диэлектрической проницаемости на пороге инверсии  $\epsilon_i$  и плотность фотонов  $N_\Phi$ :

$$\epsilon = \epsilon_i + \delta\epsilon_0 \frac{1}{1 + \beta \tau N_\Phi} \left( \frac{G\tau - N_{th}}{N_{th} - N_0} + 1 \right), \quad (7)$$

$$\delta\epsilon_0 = 2n \frac{dn}{dN} (N_{th} - N_0).$$

С учетом уравнения (7) волновое уравнение Гельмгольца приобретает вид

$$\frac{d^2 u}{dy^2} + \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (\epsilon_i - \tilde{\epsilon}) u + \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \delta\epsilon_0 \frac{i + 1}{1 + u^2/D} u = 0, \quad (8)$$

где  $D = \hbar \omega 8\pi / \beta \tau n^2$ , а  $i = (G\tau - N_{th}) / (N_{th} - N_0)$  — относительное превышение тока над порогом. Изменение  $\tilde{\epsilon}$  приводит к изменению длины волны генерируемого излучения

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda}{2\epsilon} \Delta \tilde{\epsilon}. \quad (9)$$

Отметим, что уравнение (8), в отличие от аналогичного уравнения (7.4) работы [11], содержит в третьем слагаемом величину  $i$ . Поскольку  $\tilde{\epsilon}$  зависит от  $u^2$ , то уравнение (8) отражает нелинейность оптической среды лазера.

В случае наличия точки перегиба кривой  $u = f(y)$  уравнение (8) позволяет выразить  $\tilde{\varepsilon}$  через амплитуду волны в этой точке  $u_1$ ,

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \delta\varepsilon_0 \frac{i+1}{1+u_1^2/D}. \quad (10)$$

Из уравнений (4) и (5) вычисляется локальное время жизни фотона в резонаторе  $\tau_\Phi$ ,

$$\tau_\Phi = \frac{(1 + \beta\tau N_\Phi)}{(N_{th} - N_0)} \frac{1}{(1+i)} \frac{1}{\beta}. \quad (11)$$

С другой стороны, время жизни фотона в резонаторе

$$\tilde{\tau}_\Phi = \frac{n}{c} \frac{1}{\alpha_\Sigma}, \quad (12)$$

где  $\alpha_\Sigma$  — эффективный коэффициент поглощения, соответствующий сумме всех потерь излучения. Для поддержания потока излучения непрерывным должно выполняться условие

$$\int_{-b/2}^{b/2} \frac{N_\Phi}{\tau_\Phi} dy = \frac{1}{\tilde{\tau}_\Phi} \int_{-b/2}^{b/2} N_\Phi dy. \quad (13)$$

Это условие выражает возможность перетекания излучения, генерируемого в одном месте с меньшим  $\tau_\Phi$  ( $y \simeq 0$ ), в другое, где  $\tau_\Phi$  больше ( $y \simeq \pm b/2$ ), т.е. от краев к середине. Это условие наряду с зависимостью  $\tilde{\varepsilon}$  от интенсивности излучения является проявлением нелинейности оптической среды лазера. При известном распределении  $N_\Phi = f(y)$  формула (13) позволяет связать интенсивность излучения с током.

Определим характер зависимости  $\tilde{\varepsilon}$  от  $i$ . При малом превышении тока над порогом генерации, когда влияние излучения на диэлектрическую проницаемость еще не существенно, оптическое ограничение определяется скачком диэлектрической проницаемости на границе кристалл–внешняя среда. Распределение амплитуды электромагнитной волны по ширине полоска для нулевой пространственной моды в этом случае косинусное. Нулевая пространственная мода является наиболее вероятной из-за слабого оптического ограничения в направлении, перпендикулярном плоскости  $p$ – $n$ -перехода. Такому распределению соответствует значение  $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_{th} - (\lambda/2b)^2$ . Более детальное рассмотрение показывает, что  $\tilde{\varepsilon}$  слабо увеличивается с током из-за повышения диэлектрической проницаемости в середине полоска. Когда уменьшение диэлектрической проницаемости на краях полоска достигает величины  $(\lambda/2b)^2$ , точка перегиба кривой  $u = f(y)$  окажется внутри полоска. Для определения  $\tilde{\varepsilon}$  может быть использована формула (10). Это произойдет при превышении тока над порогом генерации

$$\frac{\Delta I}{I_{th}} = \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2 / \left(2n \frac{dn}{dN} N_{th}\right) = 0.08, \quad (14)$$

при  $b = 16$  мкм,  $n = 3.6$ ,  $dn/dN = 0.3 \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup>,  $N_{th} = 6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Экспериментально в нашем случае

это проявляется в небольшом росте  $\lambda$  с током при превышении над порогом менее 10% (рис. 3, а, кривая 1).

Из формулы (10) вытекает следующее. Во-первых, при  $i \ll 1$  и  $u_1^2/D \ll 1$  выполняется неравенство  $\tilde{\varepsilon} < \varepsilon_{th}$ . Отметим, что  $\varepsilon_{th} = \varepsilon_i + \delta\varepsilon_0$ ,  $\delta\varepsilon_0 < 0$ . Величина  $\tilde{\varepsilon}$  уменьшается с ростом  $i$  сублинейно. Приближенное решение уравнения (8) для  $b \gg \lambda$  показывает, что уменьшение  $\tilde{\varepsilon}$  должно смениться его увеличением при  $i \simeq 1.5$ , т.е. при превышении тока над пороговым значением на величину

$$\frac{\Delta I}{I_{th}} = 1.5 \frac{N_{th} - N_0}{N_{th}}. \quad (15)$$

Уменьшение  $\tilde{\varepsilon}$  составит  $\Delta\tilde{\varepsilon}_- = 0.1|\delta\varepsilon_0|$ . В структуре, которой соответствует кривая 2 на рисунке 3, а, это происходит при  $\Delta I/I_{th} = 0.4$ . Согласно формуле (15) для данного лазера можно определить величину  $(N_{th} - N_0)/N_{th}$ , она равна 0.27. Соответственно,  $\delta\varepsilon_0$  составит  $3.5 \cdot 10^{-2}$ , а уменьшение длины волны  $\Delta\lambda_- = 4.5$  Å. Расчетные и экспериментальные значения  $\Delta\lambda$  одного порядка.

Во-вторых, при  $i \gg 1$ , когда  $u_1^2/D > 1$ , из-за самофокусировки излучения получаем, что  $\tilde{\varepsilon} > \varepsilon_{th}$  и увеличивается с ростом тока  $i$ . Эти два участка зависимости  $\tilde{\varepsilon}$  от  $i$  должны плавно соединяться кривой с положительной производной. Прирост  $\tilde{\varepsilon}$  может превышать  $|\Delta\tilde{\varepsilon}_-|$  и, соответственно,  $\Delta\lambda_+$  может превышать  $|\Delta\lambda_-|$ . Надо отметить, что приведенные оценки соответствуют строго однородной накачке. Растекание носителей заряда по поверхности полоска будет существенно увеличивать интервалы изменения тока, а увеличение  $N_{th} - N_0$  будет увеличивать интервалы изменения  $\Delta\tilde{\varepsilon}$  и  $\Delta\lambda$ . Увеличение  $\lambda$  наблюдается только в лазерах с широким полоском (20 мкм), в которых происходит самофокусировка излучения (рис. 3, а, кривая 2), причем  $\Delta\lambda_+$  превышает  $|\Delta\lambda_-|$  в 4 раза.

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  $\sim 10^{-12}$  с, время жизни носителей заряда при спонтанной рекомбинации  $\sim 10^{-8}$  с. Быстродействие токовой перестройки, по-видимому, имеет промежуточное значение. Такая быстрая перестройка для нужд лазерной спектроскопии является практически безынерционной.

Таким образом, используя упрощенную математическую модель, учитывающую пространственно однородную накачку и зависимость диэлектрической проницаемости от концентрации заряда, можно качественно объяснить имеющиеся экспериментальные результаты. Возникающая лазерная среда является оптически неоднородной. Это приводит к изменению длины волны лазерного излучения с током как в меньшую, так и в большую сторону. Как следует из теоретического анализа, при малом превышении тока над пороговым значением ожидается увеличение длины волны, затем ее уменьшение. При дальнейшем увеличении тока длина волны может снова увеличиться. Величина смещения длины волны лазерного излучения зависит от качества структуры и параметров резонатора. Изменение длины волны излучения с током обусловлено квантовыми эффектами и в некоторой степени спонтанным временем жизни. Такая перестройка для нужд лазерной спектроскопии является практически безынерционной.

Работа частично поддержана контрактом INCO-Copernicus № 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] V.G. Avetisov, A.N. Baranov, A.N. Imenkov, A.I. Nadezhdinskiy, A.N. Khusnutdinov, Yu.P. Yakovlev. Proc. SPIE, **1724**, 83 (1992).
- [3] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18**, 6 (1992).
- [4] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev. In: *Proc. Fifth Int. Conf. on InP and Related Materials* (Paris, 1993) p. 19.
- [5] Ю.П. Яковлев, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, М.В. Степанов, А.Я. Понуровский. Квант. электрон., **20**, 839 (1993).
- [6] A.A. Popov, Yu.P. Yakovlev, A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev. Proc. SPIE, **2112**, 50 (1994).
- [7] 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).
- [8] 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).
- [9] Т.Н. Данилова, О.И. Евсеенко, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **24**, 77 (1998).
- [10] П.Г. Елисеев, В.П. Страхов. Письма ЖЭТФ, **16**, 606 (1972).
- [11] П.Г. Елисеев, А.П. Богатов. Тр. ФИАН, **166**, 15 (1986).

Редактор Л.В. Шаронова

## Fast generation frequency tuning of InAsSb/InAsSbP diode lasers ( $\lambda = 3.3 \mu\text{m}$ ) due to nonlinear optical effects

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

**Abstract** A study has been made of the wavelength tuning in double heterostructure InAsSb/InAsSbP-based lasers. A simple mathematical model, considering the homogeneous spatial injection distribution alongside with the dielectric constant dependence on the carrier density, has been discussed. The wavelength can either increase or decrease being a function of the current and diode structure parameters, which has been observed experimentally. The process of the wavelength tuning virtually goes instantaneously since it is determined by the photon lifetime in the cavity and partially by the lifetime of nonequilibrium carriers.

Fax: (812)2470006

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