

## ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

УДК 621.378.35

### ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХСЕКЦИОННОЙ ЛАЗЕРНОЙ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ $\delta$ -ЛЕГИРОВАННОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

© 2003 г. Д. В. Ушаков\*, В. К. Кононенко\*\*, И. С. Манак\*

\*Белорусский государственный университет. 220050 Минск, Белоруссия

\*\*Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, 220072 Минск, Белоруссия

E-mail:lavik@dragon.bas-net.by

Поступила в редакцию 07.08.2002 г.

Теоретически исследованы спектральные характеристики двухсекционной лазерной структуры с  $\delta$ -легированными активными областями. Большой диапазон перестройки длины волны генерации обуславливается в первую очередь особенностями спектров усиления  $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -кристаллов: зависимостью эффективной ширины запрещенной зоны сверхрешетки от уровня возбуждения, характером изменения интегралов перекрывания волновых функций электронов и дырок и уширением электронных спектров из-за флуктуаций электростатического потенциала. В зависимости от токов накачки в секциях лазерной структуры можно получить перестройку длины волны генерации в широком спектральном диапазоне в инфракрасной области спектра в режимах стационарной генерации, переходного процесса и регулярных пульсаций. В режиме самоподдерживающихся пульсаций возможна также генерация излучения на двух далеко разнесенных длинах волн.

#### ВВЕДЕНИЕ

Для систем оптической обработки информации и спектрального анализа необходимы источники лазерного излучения, перестраиваемые в широком диапазоне длин волн. Большими возможностями управления длиной волны генерации обладают удобные в эксплуатации инжекционные лазеры [1]. Например, в лазерных диодах на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур с неоднородным возбуждением реализована квазинепрерывная перестройка длины волны генерации в области 0.8 мкм на 22 нм [2]. Перестройка длины волны при неоднородном возбуждении многосекционных лазеров связана с изменением добротности резонатора, вследствие чего изменяется положение максимума усиления.

При подборе параметров асимметричных квантово-размерных лазерных гетероструктур имеются широкие возможности управления спектром усиления и соответственно кривыми перестройки излучателей для диодной лазерной спектроскопии [3]. На этой основе могут быть созданы также новые генераторы регулярных импульсов света для приборов интегральной оптики, дальнометрии, калибровки детекторов, контроля записи информации и автоматического управления.

Режим динамической перестройки спектра излучения импульсных лазеров – режим свипирования – наиболее эффективен при использовании активных сред с широкими однородно уширенными

полосами усиления [4]. В этих случаях может быть обеспечен широкий диапазон перестройки длины волны при высоких значениях спектральной яркости генерируемого излучения и плавном изменении интегральной модности. Свип-лазеры описаны на таких активных средах, как растворы красителей [5] и кристаллы с центрами окраски [6]. Из-за малых длительностей генерации импульсных лазеров на этих активных средах (порядка  $10^{-8}$ – $10^{-5}$  с) требуются скорости управления спектром селективных потерь резонатора не менее  $10^3$  см<sup>-1</sup>/мкс. Увеличение скорости свипирования, поиск новых принципов динамической перестройки спектра генерации важны также с точки зрения повышения экспрессности спектроскопических исследований.

К широкополосным лазерным системам относятся структуры на основе легированных сверхрешеток, или  $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -кристаллов [7, 8]. Их мощностные и спектральные характеристики перестраиваются в результате трансформации электронного спектра в процессе возбуждения и излучения [9]. Большие возможности открываются при неоднородном возбуждении двухсекционной лазерной структуры на  $\delta$ -легированном  $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -кристалле [10–12]. В данной работе обсуждаются различные режимы генерации таких лазеров и анализируется процесс свипирования длины волны генерации в широком диапазоне в инфракрасной области спектра.

ПЕРЕСТРОЙКА СПЕКТРА УСИЛЕНИЯ

В легированных полупроводниковых сверхрешках перестройка энергетических и спектральных характеристик обусловлена в основном изменением глубины потенциального рельефа  $2\Delta V$  и соответственно эффективной ширины запрещенной зоны  $E_g'$  при увеличении уровня возбуждения кристалла. Поэтому для получения больших диапазонов перестройки необходимо выбирать структуры с большими значениями  $2\Delta V$  и короткими периодами сверхрешки. По сравнению с обычными легированными сверхрешками в  $\delta$ -легированных  $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -кристаллах при одинаковых периодах реализуются большие значения  $2\Delta V$  [7, 8]. Кроме того, в структурах с  $\delta$ -легированными слоями из-за более сильного перекрытия волновых функций электронов и дырок значительное усиление достигается при сравнительно малых уровнях возбуждения кристалла [13, 14].

Далее остановимся на четырехпериодной  $\delta$ -легированной  $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -сверхрешке на основе GaAs с равными поверхностными концентрациями донорных и акцепторных примесей ( $N_d d_n = N_a d_p = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ) и нелегированной областью шириной  $d_i = 9 \text{ нм}$ . Зонная диаграмма такой структуры схематически представлена на рис. 1. Период сверхрешки составляет порядка  $d = d_n + d_p + 2d_i \approx 20 \text{ нм}$ . В лазерной структуре выделяются две неоднородно возбуждаемые секции, одна из которых (или обе) усиливает излучение.

Расчет профиля потенциальной энергии, уровня размерного квантования и волновых функций электронов и дырок проводился путем численного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона с учетом эффектов экранирования носителями заряда, сужения запрещенной зоны и флуктуаций концентраций примесей [9]. Спектр усиления и скорость спонтанной излучательной рекомбинации рассчитывались в модели прямых переходов и гауссовых "хвостов" плотности состояний. Процедура учета эффектов уширения электронного спектра и расчета спектров испускания легированных сверхрешек подробно описана в [15].

Диапазон перестройки длины волны генерации при заданном усилении в максимуме результирующего спектра усиления  $k(\lambda)$  двухсекционного лазера зависит от значений относительных протяженностей неоднородно возбуждаемых частей активной области  $r_1$  и  $r_2$  ( $r_1 + r_2 = 1$ )

$$k(\lambda) = r_1 k_1(\lambda) + r_2 k_2(\lambda),$$

где  $k_1$  и  $k_2$  – коэффициенты усиления в первой и второй секциях. При этом в режиме стационарной генерации результирующий коэффициент усиления  $k(\lambda)$  в максимуме спектра усиления должен равняться коэффициенту потерь  $k_l$ .

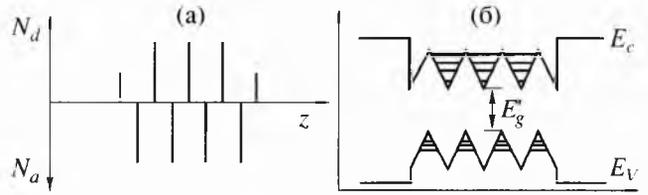


Рис. 1. Профиль легирования  $N_d(z)$  и  $N_a(z)$  (а) и зонная диаграмма (б)  $\delta$ -легированной сверхрешки на GaAs. Показаны также уровни энергии электронов и тяжелых дырок и края зон эмиттеров  $E_c$  и  $E_v$ .

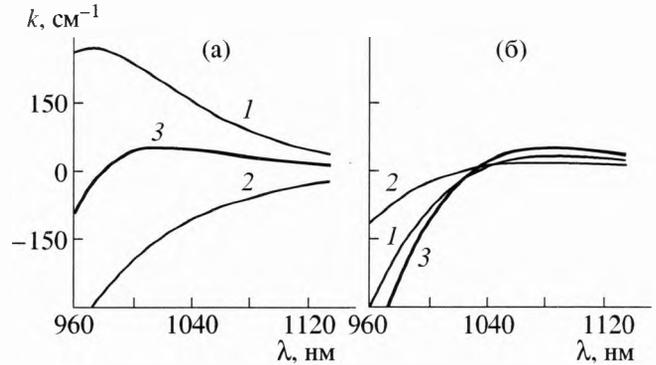


Рис. 2. Спектры усиления в первой  $r_1 k_1(\lambda)$  (1) и второй  $r_2 k_2(\lambda)$  (2) секциях, а также суммарное усиление  $k(\lambda)$  (3) при  $r_1 = 0.7$ ,  $r_2 = 0.3$  и различных двумерных концентрациях электронов:  $n_1 = 8.2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $n_2 = 0.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (а);  $n_1 = n_2 = 4.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (б).

На рис. 2 приведены спектры усиления при различных уровнях возбуждения лазерной структуры [10]. Для заданного коэффициента потерь максимальная длина волны генерации достигается при равных двумерных концентрациях электронов  $n_1$  и  $n_2$  соответственно в первой и второй секциях структуры (рис. 2б). При этом в обеих секциях лазера свет усиливается. С ростом концентрации электронов в усиливающей секции уровень возбуждения второй секции для выполнения порогового условия  $k_{\text{max}}(\lambda) = k_l$  должен быть ниже и длина волны в максимуме результирующего спектра усиления уменьшается.

Диапазон перестройки длины волны излучения ограничен максимально допустимым значением плотности тока инжекции в усиливающей секции диода  $j_{\text{max}}$ . При заданном  $j_{\text{max}}$  большой диапазон перестраиваемых длин волн излучения достигается при увеличении протяженности усиливающей части [10]. Как видно из рис. 3а, для  $j_{\text{max}} \approx 300 \text{ А/см}^2$  при значениях  $r_1 = 0.5, 0.6$  и  $0.7$  область перестройки составляет 33, 48 и 63 нм соответственно.

Следует отметить, что при больших значениях  $r_1$  для перестройки максимума спектра усиления в коротковолновую область требуются достаточно низкие уровни возбуждения поглощающей сек-

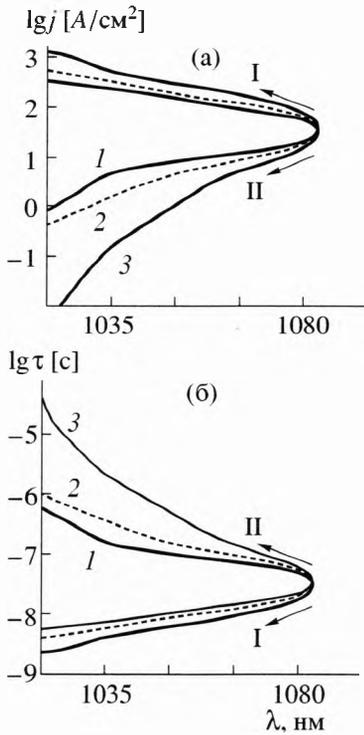


Рис. 3. Изменение плотности тока накачки  $j$  (а) и излучательного времени жизни  $\tau$  (б) при перестройке длины волны в максимуме результирующего спектра усиления при  $r_1 = 0.5$  (1), 0.6 (2), 0.7 (3). Стрелками показаны направления изменения  $j$  и  $\tau$  в первой (I) и второй (II) секциях лазера.

ции и соответственно получают большие значения излучательного времени жизни неравновесных носителей тока, которые могут достигать 1 мкс и более (рис. 3б). При этом генерация достигается при низких значениях плотности тока накачки в поглощающей секции диода (до  $0.1 \text{ A/cm}^2$ ). Чтобы устранить эффекты насыщения в поглощающей секции и последующее изменение спектра усиления, необходимо уменьшать эффективное время жизни неравновесных носителей в этой секции при соответствующем увеличении тока.

Это можно осуществить путем введения дополнительных дефектов структуры при ионной имплантации или облучении быстрыми частицами [16]. Облучение тяжелыми ионами приводит к аморфизации материала вдоль трека ионов и созданию при малых дозах облучения в матрице полупроводникового материала локальных областей с достаточно высокой скоростью безызлучательной рекомбинации. Например, облучение GaAs ионами кислорода высокой энергии приводит к возникновению эффективного канала безызлучательной рекомбинации, уменьшающего время жизни электронов до единиц пикосекунд при дозах облучения выше  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  [17, 18]. Отмечается также, что имплантация не приводит к

заметному изменению структуры и формы полос люминесценции или появлению новых линий излучения. С другой стороны, облучение электронами отражается на спектрах фотолюминесценции GaAs [19]. Уменьшение времени жизни носителей тока в двухсекционном лазерном диоде может быть достигнуто также при достаточно большом градиенте потенциала [20].

### УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Динамика генерации излучения двухкомпонентного инжекционного лазера, в котором распространяющееся вдоль волноводной части структуры излучение поочередно проходит через участки активного слоя с различными уровнями возбуждения, в одномодовом приближении описывается следующей системой скоростных уравнений [21]:

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{j_1}{ed} - \frac{R_1}{\eta_1} - v_g G_1 S,$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{j_2}{ed} - \frac{R_2}{\eta_2} - v_g G_2 S, \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g (r_1 G_1 + r_2 G_2 - k_l) S + \beta (r_1 R_1 + r_2 R_2),$$

где  $j_1$  и  $j_2$  – плотности тока,  $R_1$  и  $R_2$  – скорости спонтанной рекомбинации,  $\eta_1$  и  $\eta_2$  – квантовые выходы люминесценции в секциях 1 и 2,  $v_g$  – групповая скорость света в кристалле,  $G_1 = k_1 / (1 + \epsilon_1 S)$  и  $G_2 = k_2 / (1 + \epsilon_2 S)$  – модовые коэффициенты усиления (поглощения) в соответствующих секциях,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  – параметры нелинейного усиления (поглощения),  $\beta$  учитывает вклад спонтанных переходов в лазерную моду. Здесь плотность фотонов  $S$  и объемные концентрации носителей тока  $n_1$  и  $n_2$  в секциях I и II приведены к периоду сверхрешетки  $d$ .

Проанализируем устойчивость стационарного решения системы уравнений (1). Ввиду незначительности вклада спонтанного излучения в лазерную моду ограничимся рассмотрением в приближении самовозбуждения ( $\beta = 0$ ). Для анализа устойчивости по Ляпунову необходимо найти корни характеристического уравнения

$$\begin{vmatrix} -\theta_1 - x & 0 & -v_g G_1 (1 - \xi_1) \\ 0 & -\theta_2 - x & -v_g G_2 (1 - \xi_2) \\ v_g r_1 G_1' S & v_g r_2 G_2' S & -\theta_3 - x \end{vmatrix} = 0. \quad (2)$$

Здесь использованы обозначения:  $G_i' = \partial G_i(n_i, S) / \partial n_i$ ,  $\theta_i = \partial (R_i / \eta_i) / \partial n_i + v_g G_i' S$ ,  $\xi_i = \epsilon_i S / (1 + \epsilon_i S)$ ,  $i = 1, 2$ ;  $\theta_3 = v_g (r_1 \xi_1 G_1 + r_2 \xi_2 G_2)$ . Вычисление определителя

(2) приводит к уравнению третьей степени относительно  $x$

$$x^3 + x^2(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3) + x[F_1 + F_2 + \theta_1\theta_2 + (\theta_1 + \theta_2)\theta_3] + (\theta_1F_2 + \theta_2F_1 + \theta_1\theta_2\theta_3) = 0. \quad (3)$$

Здесь  $F_i = v_g^2 r_i G_i' G_i (1 - \xi_i) S, i = 1, 2.$

Стационарное решение системы уравнений (1) устойчиво при выполнении двух условий. Во-первых, свободный член уравнения (3) должен быть положительным. Во-вторых, должно выполняться условие

$$\theta_1\theta_2(\theta_1 + \theta_2) + \theta_1F_1 + \theta_2F_2 + \theta_3[F_1 + F_2 + (\theta_1 + \theta_2)(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3)] > 0. \quad (4)$$

Анализ условия (4) показывает, что режим генерации становится неустойчивым и возникают, в частности, автоколебания при наличии поглощения излучения в одной из секций, например в II ( $G_2 < 0$ ). Кроме того, так как условие устойчивости (4) включает положительные слагаемые с кубической зависимостью от плотности фотонов  $S$ , а отрицательные – только с квадратичной, то, очевидно, автоколебания отсутствуют при достаточно высокой плотности фотонов. При малой величине  $S$  неравенство (4) также выполняется. Таким образом, автоколебания возможны только в определенном интервале токов накачки в секциях.

Для получения автоколебаний интенсивности генерируемого излучения, кроме большой величины дифференциального параметра  $\partial G_2/\partial n_2$ , поглощающая секция II должна обладать также малой постоянной времени  $\tau_2$ , которая обратна величине  $\partial(R_2/\eta_2)/\partial n_2$ . Так как квантовый выход люминесценции в поглощающей секции равен

$$\eta_2 = \frac{R_2(n_2)}{R_2(n_2) + n_2/\tau_{nr2}}, \quad (5)$$

то выражение для  $\tau_2$  имеет вид

$$1/\tau_2 = \partial R_2/\partial n_2 + 1/\tau_{nr2}. \quad (6)$$

Здесь  $\tau_{nr2}$  определяет время жизни носителей тока относительно безызлучательной рекомбинации.

Как отмечалось выше, из-за разнесения потенциальных ям для электронов и дырок легированная сверхрешетка в поглощающей секции обладает большим излучательным временем жизни носителей тока при слабом уровне возбуждения, необходимым для получения генерации в коротковолновой области перестройки. Поэтому без дополнительных мер по уменьшению времени жизни носителей в поглощающей секции стационарная генерация реализуется только при обратном токе в этой секции, что соответствует обратному смещению и истощению носителей. Однако при вводе безызлучательного канала рекомбинации, например путем имплантации ионов кислорода, доминирующую роль начинает играть безызлучательная рекомбинация. В результате время жизни неравновесных носителей в поглощающей секции падает согласно (6) и перестройка длины волны генерации может осуществляться при прямом токе инжекции в обеих секциях.

Расчеты областей различных режимов генерации двухсекционного лазера, основанные на анализе условий устойчивости [12], показывают, что для значения безызлучательного времени жизни  $\tau_{nr2} = 1$  нс свободный член уравнения (3) оказывается положительным в широкой области токов накачки и легко выполнимо условие (4) устойчивой стационарной генерации. При  $r_1 = 0.7$  спектральный диапазон перестройки стационарной генерации может достигать 30 нм – от значений длин волн 1053 до 1083 нм.

### ДИНАМИКА ГЕНЕРАЦИИ

Значительная перестройка длины волны генерации возможна только в импульсном режиме. Динамические процессы в двухсекционном лазере исследуем на основе следующей системы уравнений [11, 22]:

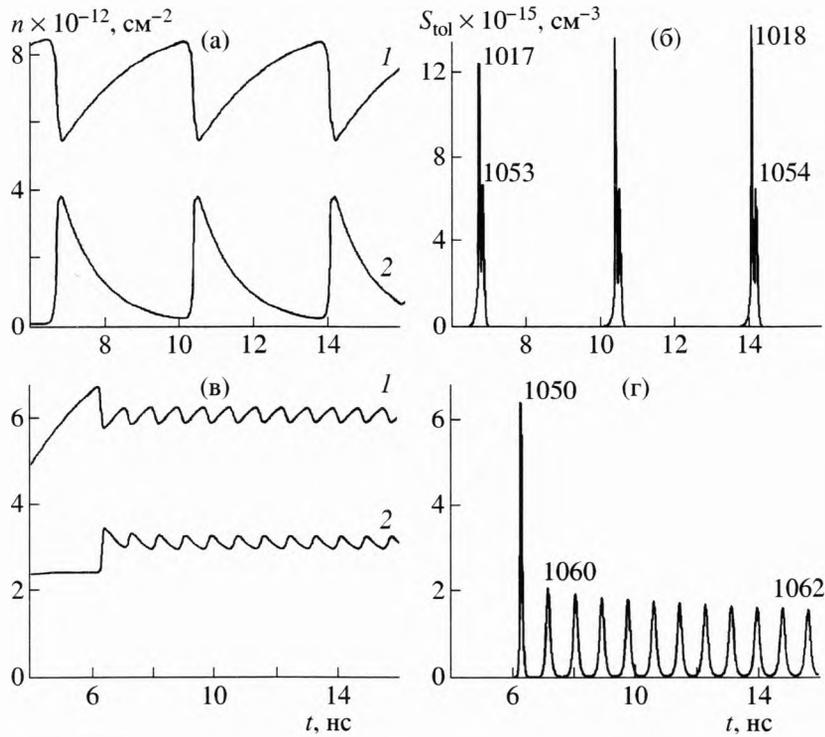
$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{j_i}{ed} - \frac{R_i(n_i)}{\eta_i} - v_g \sum_j \frac{k_j(n_i, \lambda_j)}{1 + \epsilon S_{tot}} S_j, \quad (7)$$

$$\frac{dS_j}{dt} = v_g \sum_i \frac{r_i k_i(n_i, \lambda_j)}{1 + \epsilon S_{tot}} S_j - v_g k_j S_j + \beta \sum_i r_i R_i(n_i).$$

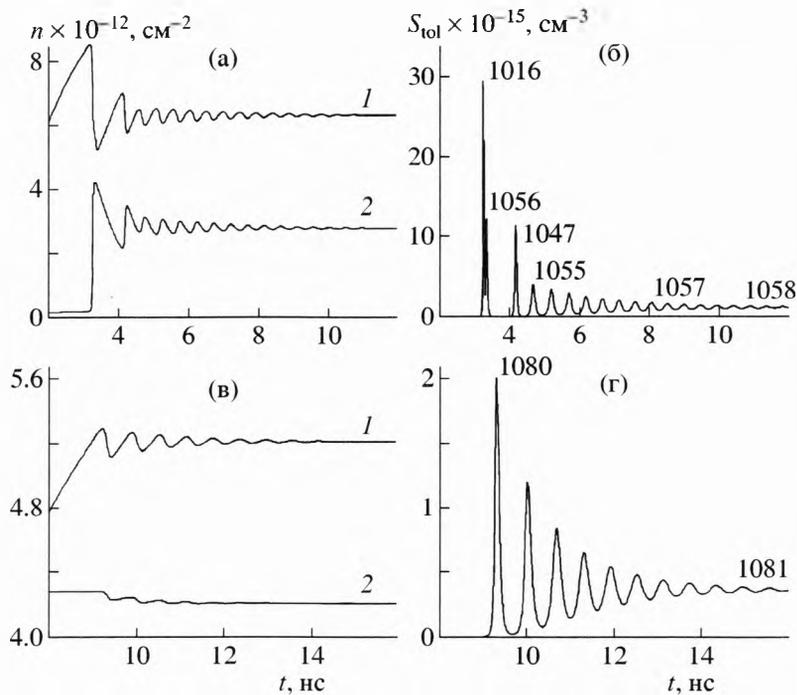
Здесь индекс  $i = 1, 2$  соответствует первой и второй секциям лазера. Отметим, что в нестационарном режиме генерирует несколько мод, поэтому в системе скоростных уравнений присутствует набор плотностей фотонов  $S_j$  для  $N$  мод ( $j = 1, \dots, N$ ). Результирующая плотность фотонов  $S_{tot}$  определяется как сумма всех мод  $S_{tot} = \sum_j S_j$ , а среднее значение длины волны генерируемого излучения определяется следующим образом:

$$\lambda_{av}(t) = \frac{\sum_i \lambda_j S_j(t)}{S_{tot}(t)}. \quad (8)$$

Для простоты принималось также  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ . Квантовый выход люминесценции в первой секции  $\eta_1$  полагался равным 1, а во второй части диода  $\eta_2$  рассчитывалось по формуле (5).



**Рис. 4.** Режим самоподдерживающихся пульсаций излучения в двухсекционном лазере. а, в – зависимость от времени двухмерной концентрации электронов  $n$  в первой (1) и второй (2) секциях лазера; б, г – зависимость от времени суммарной плотности фотонов  $S_{\text{tot}}$ . Плотность тока в секциях  $j_1 = 300 \text{ А/см}^2$ ,  $j_2 = 10 \text{ А/см}^2$  (а, б);  $j_1 = 200 \text{ А/см}^2$ ,  $j_2 = 390 \text{ А/см}^2$  (в, г). Числа у пиков  $S_{\text{tot}}(t)$  дают значения средних длин волн генерируемых импульсов излучения  $\lambda_{\text{ав}}$  (в нм);  $k_l = 50 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau_{nr2} = 1 \text{ нс}$ ,  $\epsilon = 5 \times 10^{-18} \text{ см}^3$ ,  $r_1 = 0.7$ .



**Рис. 5.** а, в – зависимость от времени двухмерной концентрации электронов  $n$  в первой (1) и второй (2) секциях лазера; б, г – зависимость от времени суммарной плотности фотонов  $S_{\text{tot}}$ . Плотность тока в секциях  $j_1 = 500 \text{ А/см}^2$ ,  $j_2 = 30 \text{ А/см}^2$  (а, б);  $j_1 = 100 \text{ А/см}^2$ ,  $j_2 = 700 \text{ А/см}^2$  (в, г). Числа у пиков  $S_{\text{tot}}(t)$  дают значения  $\lambda_{\text{ав}}$  (в нм);  $k_l = 50 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau_{nr2} = 1 \text{ нс}$ ,  $\epsilon = 5 \times 10^{-18} \text{ см}^3$ ,  $r_1 = 0.7$ .

Анализ динамики генерации показал, что в двухсекционном лазере на основе  $\delta$ -легированной сверхрешетки можно осуществить три способа перестройки длины волны излучения. Один способ реализуется в режиме самоподдерживающихся пульсаций излучения [12]. Режим незатухающих пульсаций излучения возникает в условиях, когда стационарное решение системы скоростных уравнений (1) неустойчиво. Область токов накачки, при которых возникают автомодуляционные пульсации излучения, ограничена сверху границей устойчивости, а снизу – пороговыми значениями токов. Наименьшая длина волны генерации самоподдерживающихся пульсаций излучения получается при малых токах в поглощающей секции  $j_2$ . Для больших значений  $j_2$  реализуется наибольшая длина волны незатухающих пульсаций.

На рис. 4 представлены зависимости концентраций электронов в усиливающей  $n_1$  и поглощающей  $n_2$  секциях лазера и суммарной плотности фотонов  $S_{\text{tot}}$  от времени после подачи ступеньки токов накачки, определяющих две различные установившиеся длины волн излучения регулярных импульсов. Потери, вносимые поглощающей секцией, способствуют накоплению носителей тока в зонах. Развивающийся импульс излучения просветляет поглощающую секцию, что приводит к резкому уменьшению суммарных потерь, в результате чего накопленная инверсная населенность идет на генерацию мощного пика излучения. После срыва генерации населенность  $n_1$  растет в результате инжекции, а концентрация  $n_2$  падает вследствие безызлучательной рекомбинации, и далее процесс повторяется. Как видно из рис. 4б, с ростом тока в поглощающей секции лазера происходит уменьшение периода следования и амплитуд генерируемых импульсов излучения. Таким образом, регулируя ток в секциях, можно в динамическом режиме перестроить длину волны генерации в диапазоне 1017–1062 нм.

Отметим, что в режиме самоподдерживающихся пульсаций в двухсекционном лазере на основе легированной сверхрешетки возможна генерация сдвоенных спектрально разнесенных импульсов (рис. 4а). Появление длинноволнового импульса излучения следом за первым коротковолновым мощным импульсом излучения объясняется следующим образом [12]. После окончания первого импульса излучения концентрация неравновесных носителей в поглощающей секции возрастает, а в усиливающей падает. Результирующий коэффициент усиления в коротковолновой области оказывается мал, а его максимум сдвигается в область больших длин волн. Если суммарный коэффициент усиления в некотором интервале длин волн оказывается больше коэф-

фициента потерь, то происходит генерация длинноволнового импульса излучения. В этом случае поглощающая секция вносит своеобразные “динамические потери” [23], изменяющиеся во времени ( $r_2 k_2(\lambda, t) < 0$ ). Для рассматриваемой лазерной структуры в режиме самоподдерживающихся пульсаций излучения генерация сдвоенных импульсов осуществляется в длинах волн 1018 и 1054 нм. При этом длительности световых импульсов составляют  $\sim 30$  пс.

Другой способ перестройки длины волны генерации в двухсекционном лазере на основе  $\delta$ -легированной сверхрешетки связан с изменением длины волны в первом релаксационном пичке при вариации токов накачки в первой и второй секциях диода [11]. Как показывают расчеты, наибольший диапазон перестройки в первом релаксационном пичке достигается для плотностей тока, соответствующих области устойчивой стационарной генерации.

Наименьшая длина волны генерации реализуется для малых значений тока в поглощающей и больших – в усиливающей секциях структуры. Если в отсутствие безызлучательного канала рекомбинации ( $\tau_{nr} \rightarrow \infty$ ) наибольшая длина волны в первом релаксационном пичке достигается при равных плотностях тока в обеих секциях лазера, то при введении безызлучательных центров плотности токов инжекции в секциях для этих условий генерации становятся различными.

Динамика изменения двумерных концентраций электронов в первой и второй секциях лазера и суммарной плотности фотонов при подаче ступеньки токов накачки показана на рис. 5. Видно, что средняя длина волны в первом релаксационном пичке может варьироваться в широких пределах в диапазоне длин волн 1016–1080 нм в зависимости от амплитуды токов накачки в секциях. Аналогичные оценки, выполненные для двухсекционных лазеров с активной областью на основе объемных полупроводников, дают диапазон перестройки менее 10 нм [22].

Как видно из рис. 5б, лазер может генерировать последовательность импульсов с длиной волны, увеличивающейся от 1016 до 1058 нм, подобно свип-лазеру [4–6, 23], что можно считать еще одним способом перестройки длины волны генерации [11]. Большой диапазон и более плавную перестройку длины волны во времени можно получить, если в одну из секций лазера не вводить дополнительный канал рекомбинации [11]. Так, при квантовом выходе люминесценции в поглощающей секции лазера  $\eta_2 \approx 1$  диапазон перестройки длины волны генерации может достигать 73 нм – от 1007 нм в первом релаксационном пичке до 1080 нм в установившемся стационарном режиме. Диапазон перестройки зависит также от

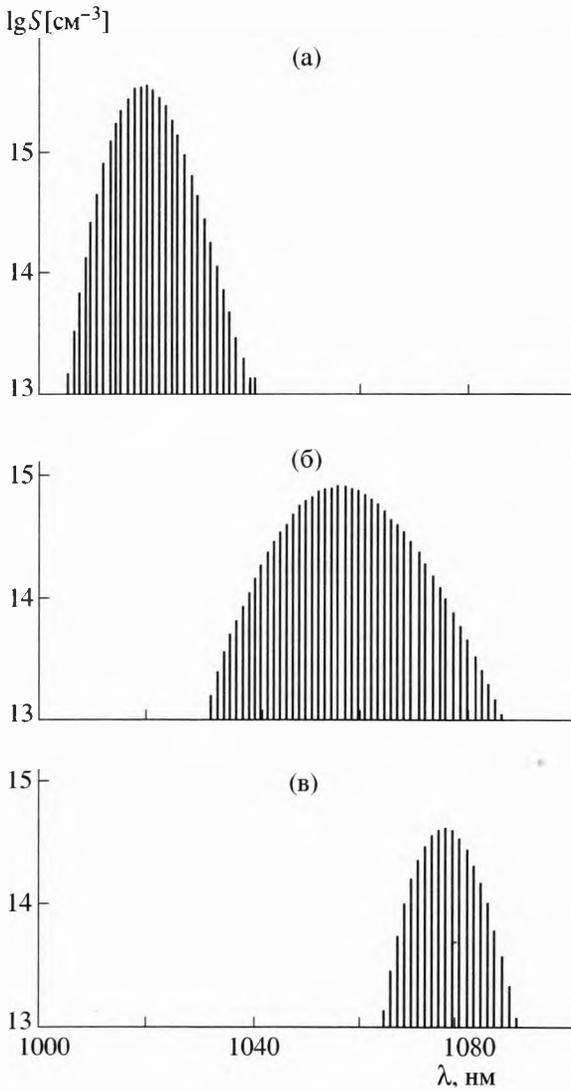


Рис. 6. Модовый состав излучения  $S(\lambda)$  в различные моменты времени  $t = 3.19$  (а),  $3.26$  (б) и  $3.47$  нс (в);  $j_1 = 500$  А/см<sup>2</sup>,  $j_2 = 20$  А/см<sup>2</sup>,  $k_l = 50$  см<sup>-1</sup>,  $\varepsilon = 5 \times 10^{-16}$  см<sup>3</sup>,  $r_1 = 0.7$ .

относительных длин секций лазера. При заданных токах инжекции в секциях диапазон перестройки длины волны изменяется от 69 нм при  $r_1 = 0.6$  до 63 нм при  $r_1 = 0.7$  и достигает максимальной величины  $\sim 73$  нм при  $r_1 = 0.65$ .

На рис. 6 представлен модовый состав излучения в различные моменты времени. При расчетах межмодовое расстояние полагалось равным 1.4 мэВ, что соответствует длине резонатора  $\sim 100$  мкм. Как видно, набор генерируемых мод заметно изменяется во времени. Средние значения длин волн генерации в моменты времени  $t = 3.19$ ,  $3.26$  и  $3.47$  нс составляют соответственно 1017, 1055 и 1075 нм.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в зависимости от токов накачки в секциях лазерной структуры на основе  $\delta$ -легированной сверхрешетки можно получить перестройку длины волны излучения в широком спектральном диапазоне в режимах стационарной генерации, переходного процесса и регулярных пульсаций. В режиме самоподдерживающихся пульсаций возможна также генерация излучения на двух далеко разнесенных длинах волн. В структурах на GaAs диапазон перестройки в области длин волн 1 мкм достигает 70 нм.

Авторы выражают благодарность за обсуждение результатов и помощь в работе А.А. Афоненко. Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nadezhdinskii A.I., Prokhorov A.M. // Proc. SPIE. 1992. V. 3724. P. 2–62.
2. Ikeda S., Shimizu A., Sekiguchi Y., Hasegawa M., Kaneko K., Hara T. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. № 20. P. 2057–2059.
3. Kononenko V.K., Afonenko A.A., Manak I.S., Nalivko S.V. // Opto-Electron. Rev. 2000. V. 8. № 3. P. 241–250.
4. Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. Перестраиваемые лазеры. М.: Радио и связь, 1982. 360 с.
5. Карпушко Ф.В., Сеницын Г.В. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. № 8. С. 337–339.
6. Карпушко Ф.В., Саскевич Н.А. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 5. С. 264–267.
7. Schubert E.F. // Surf. Sci. 1990. V. 228. № 1–3. P. 240–246.
8. Schubert E.F. // Opt. Quant. Electron. 1990. V. 22. № 1. P. S141–S186.
9. Kononenko V.K., Manak I.S., Ushakov D.V. // Proc. SPIE. 1998. V. 3580. P. 10–27.
10. Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Манак И.С. // Лазерная физика и спектроскопия: Материалы IV Международ. конф. по лазерной физике и спектроскопии. Ч. 1. Гродно, 1999. С. 125–127.
11. Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Манак И.С. // Lithuanian J. Phys. 1999. V. 39. № 4–5. P. 361–364.
12. Ushakov D.V., Kononenko V.K., Manak I.S. // Proc. 2nd Int. Conf. on Transparent Optical Networks. Gdansk, 2000. P. 41–44.
13. Ushakov D.V., Kononenko V.K. // Physics, Chemistry and Application of Nanostructures. Singapore, 1997. P. 121–124.
14. Ushakov D.V., Kononenko V.K., Manak I.S. // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. Minsk, 1999. P. 144–151.
15. Ушаков В.В., Кононенко В.К., Манак И.С. // ЖПС. 1999. Т. 66. № 5. С. 711–715.

16. *Кориунов Ф.П., Гатальский Г.Б., Иванов Г.М.* Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. Минск: Наука и техника, 1978. 231 с.
17. *Алферов Ж.И., Журавлев А.Б., Портной Е.Л., Стельмах Н.М.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 18. С. 1093–1098.
18. *Журавлев А.Б., Марущак В.А., Портной Е.Л., Стельмах Н.М., Титков А.Н.* // ФТП. 1988. Т. 22. № 2. С. 352–354.
19. *Кориунов Ф.П., Мудрый А.В., Патук А.И., Шакин И.А.* // ЖПС. 1997. Т. 64. № 1. С. 122–124.
20. *Васильев П.П., Голдобин И.С.* // А.с. 1614056. БИ. 1990. № 46. С. 230.
21. *Ривлин Л.А., Семенов А.Т., Якубович С.Д.* Динамика и спектры излучения полупроводниковых лазеров. М.: Радио и связь, 1983. 208 с.
22. *Афоненко А.А.* // Автореф. канд. дис. Минск, 1997.
23. *Казберук А.В., Карпушко В.Ф., Синицин Г.В.* // ЖПС. 1980. Т. 33. № 3. С. 561–564.