

Устойчивость и автостабилизация одночастотного режима генерации полупроводникового лазера

Д.В.Батрак, А.П.Богатов, Ф.Ф.Каменец

На основе модели, включающей одну лазерную моду и две ближайшие к ней подпороговые моды, рассмотрена задача устойчивости одночастотной генерации. Показано, что при параметрическом взаимодействии лазерной и подпороговых мод из-за биения концентрации электронов на межмодовой частоте возможна автостабилизация одночастотного режима генерации, в котором ширина области расстройки лазерной частоты относительно спектрального максимума усиления может превышать межмодовое расстояние и может наблюдаться спектральный гистерезис.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, одночастотная генерация, нелинейное взаимодействие мод, автостабилизация, перестройка частоты.

1. Введение

Оптический спектр излучения полупроводникового лазера является одной из главных его характеристик, от которой в значительной степени зависят возможности практического использования лазера. Спектр может включать несколько возбуждённых продольных мод, число которых зависит от конструкции резонатора лазера. Как правило, это связано с тем, что спектральная полоса усиления во много раз превышает межмодовое расстояние. Однако из-за квазиоднородного характера уширения линии усиления полупроводниковой среды [1–3] имеет место сильная конкуренция между различными спектральными компонентами излучения, представляющими разные продольные моды. Эта конкуренция способствует поддержанию одночастотного режима генерации на одной продольной моде резонатора.

Помимо вышеуказанных факторов, на формирование оптического спектра лазера влияет оптическая нелинейность среды, обусловленная эффектом насыщения. Такой механизм является фундаментальным для всех типов лазеров. Учёт этой нелинейности приводит к связи амплитуд полей разных частот, что было изучено ещё в ранних работах по газовым и твердотельным лазерам [4–6]. Что касается полупроводниковых лазеров, то эта оптическая нелинейность имеет дополнительную специфику, которая проявляется в виде осцилляций концентрации носителей, вызванных биением суммарной интенсивности излучения на межмодовой частоте. Впервые этот механизм был рассмотрен в [7] и использовался впоследствии как механизм взаимодействия волн (см. [8–13] и ссылки в них).

Результаты этих ранних работ позволили достаточно успешно объяснить поведение полупроводникового ла-

зера с внешним резонатором, для которого частота биений интенсивности не слишком превышает обратное время межзонной релаксации носителей. Однако попытке интерпретации экспериментальных данных о формировании спектра в лазере с резонатором, образованным собственными гранями (собственным резонатором), наталкивались на определённые трудности из-за их неудовлетворительного воспроизведения и неоднозначности.

В случае лазера с собственным резонатором эффективность взаимодействия мод через биения инверсии падает более чем на два порядка по сравнению со случаем внешнего резонатора. Именно во столько же раз частота межмодовых биений превышает обратное время межзонной релаксации. Однако сам по себе тот факт, что частота биений много больше обратного времени релаксации, ещё не означает несущественности роли этого механизма в формировании спектра. Наведённое нелинейное усиление необходимо сравнивать с дефицитом усиления подпороговых мод. Далее будет показано, что эти величины соизмеримы уже при умеренной интенсивности лазерной генерации. Поэтому указанный механизм остаётся одним из основных и в случае лазера с собственным резонатором.

Трудности интерпретации экспериментальных данных вызваны, по-видимому, абсолютной малостью дефицита усиления подпороговых мод, из-за чего становится значимым другой фактор – случайная спектральная селективность резонатора. Хорошо известно [14–17], что наличие оптической неоднородности вдоль оси резонатора приводит к тому, что огибающая эффективного усиления для продольных мод модулируется. Поскольку эта модуляция зависит от расположения неоднородностей и их амплитуды, а они имеют случайный характер, то и эта модуляция спектральной кривой случайна. Она может обеспечивать предпочтительную генерацию для какой-то моды, если для неё возрастает усиление. Так возникает случайная селективность резонатора лазера, а наличие её приводит к тому, что дефициты усиления подпороговых мод, ближайших к лазерной моде, тоже становятся случайными величинами. Их значения могут быть совершенно разными для различных образцов.

Д.В.Батрак, Ф.Ф.Каменец. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9

А.П.Богатов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 15 января 2003 г.

Успехи, достигнутые к настоящему времени в технологии создания гетеролазеров, позволяют надеяться на то, что количество технологических несовершенств в современных лазерах достаточно мало для того, чтобы случайная селективность резонатора не являлась его доминирующим свойством. В связи с этим в настоящее время становится актуальным анализ устойчивости одночастотного режима полупроводникового лазера в модели, которая включает принципиальные физические механизмы, в частности насыщение усиления и динамические осцилляции инверсии из-за биений интенсивности, причём их наличие – это фундаментальное свойство лазерной системы. Актуальность подобных исследований также связана с практической значимостью спектрально перестраиваемого одночастотного режима работы лазера, например в таких применениях, как оптическая связь или лазерная спектроскопия. Выполненный в настоящей работе анализ имеет достаточно общий характер, но тем не менее он в первую очередь ориентирован на гетеролазеры на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs- и InGaAsP/AlInGaAsP/InP-соединений, работающие в видимой и ближайшей ИК областях спектра и обладающие наиболее высокими излучательными характеристиками.

2. Система уравнений для связанных мод

В рамках полуклассического подхода, которого мы будем придерживаться в данной статье, взаимодействие полупроводниковой активной среды с электромагнитным полем описывается в терминах диэлектрической проницаемости. Также будем считать, что поле в лазере удовлетворяет скалярному волновому уравнению, записываемому в следующем виде:

$$\nabla^2 E(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\hat{\epsilon} E(\mathbf{r}, t)] = 0, \tag{1}$$

где $\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}(\mathbf{r})$ – оператор диэлектрической проницаемости среды.

Решение этого уравнения, соответствующее одночастотному режиму, записывается в виде

$$E_0(\mathbf{r}, t) = \text{Re} [C_0 e^{-i\omega_0 t} u(x, y) (F_+ e^{i\beta_0 z} + F_- e^{-i\beta_0 z})], \tag{2}$$

$$0 \leq z \leq L,$$

где C_0 – действительная величина, характеризующая амплитуду поля лазерной моды; $u(x, y)$ – поперечное распределение поля, считаем его действительным; β_0 – комплексная константа распространения ($u(x, y)$ и β_0 описаны в Приложении); L – длина лазерного диода; ось z направлена вдоль оси резонатора. Постоянные коэффициенты F_+ и F_- характеризуют соотношение амплитуд волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлении вдоль оси z . С учётом граничных условий на торцах лазера $F_+/F_- = r_1$. Абсолютные значения этих коэффициентов определим условием нормировки так, чтобы выполнялось равенство

$$\frac{1}{V_{\text{ар}}} \int |u(x, y) (F_+ e^{i\beta_0 z} + F_- e^{-i\beta_0 z})|^2 dV = 1$$

(интегрирование ведётся по объёму $V_{\text{ар}}$ активной области).

Граничные условия при $z = 0, L$ приводят к следующим выражениям для действительной и комплексной частей β_0 :

$$\beta'_0 = \frac{\pi k}{L} - \frac{\arg(r_1 r_2)}{2L}, \tag{3}$$

$$\beta''_0 = \frac{1}{2L} \ln |r_1 r_2|, \tag{4}$$

где r_1, r_2 – амплитудные коэффициенты отражения его торцов; k – натуральное число. Уравнение (3) определяет частоты мод данного резонатора, а уравнение (4) – это условие равенства усиления и потерь.

Проведём анализ устойчивости лазерной генерации на заданной моде. Для этого исследуем реакцию нашей системы на возникновение малых добавок к полю на других модах (физической причиной возникновения таких добавок является, например, спонтанное излучение). В лазерах, работающих в одночастотном режиме, поперечные моды, отличные от лазерной, обычно сильно подавлены. Поэтому будем рассматривать лишь продольные моды. Поперечная структура поля в этом случае слабо зависит от номера моды (а также от уровня накачки), её изменениями в данной работе можно пренебречь и записать поле в лазере в виде

$$E(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left[u(x, y) \sum_m C_m(t) e^{-i\omega_m t} V_m(z) \right], \tag{5}$$

где $C_m(t)$ – медленная комплексная амплитуда поля m -й моды; $V_m(z)$ – продольное распределение поля m -й моды. Номер моды m будем отсчитывать от лазерной моды, для которой полагаем $C_0(t) = C_0 = \text{const}$. Величину C_0 считаем действительной (этого всегда можно добиться надлежащим выбором начала отсчёта времени). Считаем также, что $|C_m(t)| \ll C_0$ для $m \neq 0$, и в дальнейшем все выражения будем записывать в линейном по $C_m(t)$ приближении.

Интерференция полей лазерной и побочных мод приводит к возникновению биений интенсивности излучения на частотах, кратных межмодовому расстоянию

$$\begin{aligned} \overline{E^2} \approx & \frac{1}{2} [u(x, y)]^2 \left\{ C_0^2 |V_0(z)|^2 \right. \\ & \left. + \sum_{m \neq 0} [C_0 C_m^* V_0(z) V_m^*(z) e^{i(\omega_m - \omega_0)t} + \text{компл. сопр.}] \right\}. \tag{6} \end{aligned}$$

Как следствие, из-за эффекта насыщения возникает переменная добавка $\delta N(\mathbf{r}, t)$ к концентрации носителей в активной области лазера и соответствующая добавка к комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\delta \epsilon(\mathbf{r}, t) = \frac{d\epsilon}{dN} \delta N(\mathbf{r}, t). \tag{7}$$

Выражение для $\delta N(\mathbf{r}, t)$ можно получить, используя уравнение баланса для концентрации носителей

$$\dot{N} + \frac{N}{\tau} - \mu \nabla^2 N + \frac{G(N) c n \overline{E^2}}{4\pi \hbar \omega_0} - J = 0, \tag{8}$$

где τ – время жизни носителей, обусловленное спонтанной рекомбинацией; μ – коэффициент диффузии; $G(N)$ – материальный коэффициент усиления; J – слагаемое,

описывающее накачку; член, пропорциональный $\overline{E^2}$, соответствует стимулированным переходам. Представим $N(\mathbf{r}, t)$ и $G(N)$ в виде сумм статических и динамических составляющих:

$$N(\mathbf{r}, t) = N_0(\mathbf{r}) + \delta N(\mathbf{r}, t), \quad (9)$$

$$G(N) = G(N_0) + \left(\frac{\partial G}{\partial N} \right)_{N=N_0} \delta N(\mathbf{r}, t).$$

Подставив (9) в уравнение (8) и разделив в нём статические и динамические члены, получим два уравнения:

$$\frac{N_0}{\tau} - \mu \nabla^2 N_0 + \frac{G(N_0) c n \overline{E_0^2}}{4\pi \hbar \omega_0} - J = 0, \quad (10)$$

$$\delta \dot{N} + \frac{\delta N}{\tau_{\text{eff}}(\mathbf{r})} - \mu \nabla^2 \delta N = - \frac{G(N_0) c n}{8\pi \hbar \omega_0} [u(x, y)]^2 \times \sum_{m \neq 0} [C_0 C_m^* V_0(z) V_m^*(z) e^{i(\omega_m - \omega_0)t} + \text{компл. сопр.}], \quad (11)$$

где $\tau_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ – эффективное время жизни инжектированных носителей с учётом стимулированных переходов;

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}(\mathbf{r})} \equiv \frac{1}{\tau} + \left(\frac{\partial G}{\partial N} \right)_{N=N_0} \frac{c n \overline{E_0^2}}{4\pi \hbar \omega_0}.$$

Уравнение (10) с учётом (2) и уравнения для $u(x, y)$ (см. (П1) в Приложении) позволяет найти статическое распределение концентрации носителей $N_0(\mathbf{r})$ и амплитуду C_0 лазерной моды. Подставляя найденное $N_0(\mathbf{r})$ в (11) и учитывая медленность изменения амплитуд C_m по сравнению с частотой межмодовых биений, можно найти $\delta N(\mathbf{r}, t)$ в виде

$$\delta N(\mathbf{r}, t) = \sum_{m \neq 0} [f_m(\omega_m - \omega_0, \mathbf{r}) C_0 C_m^* e^{i(\omega_m - \omega_0)t} + \text{компл. сопр.}], \quad (12)$$

где функции $f_m(\mathbf{r})$ определяются уравнением

$$\left[i(\omega_m - \omega_0) + \frac{1}{\tau_{\text{eff}}(\mathbf{r})} - \mu \nabla^2 \right] f_m(\mathbf{r}) = - \frac{G(N_0) c n}{8\pi \hbar \omega_0} [u(x, y)]^2 \times V_0(z) V_m^*(z). \quad (12a)$$

Хотя функции $N_0(\mathbf{r})$ и $f_m(\mathbf{r})$ в общем случае нельзя найти аналитически, их определение численным способом не представляет труда для всех практически важных случаев.

Заметим, что в уравнениях (8), (10), (11) вектор \mathbf{r} представляет только две координатные переменные: поперечную координату y в плоскости $p-n$ -перехода и продольную z . Зависимость концентрации N от координаты x (перпендикулярной слоям структуры) для современных лазеров имеет вид кусочно-постоянной функции, отличной от нуля только в пределах активного слоя.

Отметим также, что уравнение (11) справедливо, если частота биений $\omega_m - \omega_0$ не превышает однородной ширины линии усиления полупроводника. Для этого необходимо, чтобы длина резонатора L была не слишком мала. Например, для однородной ширины ~ 10 мэВ необходимо, чтобы $L \gtrsim 20$ мкм.

Из-за осциллирующей во времени добавки $\delta \epsilon$ в электрической индукции появляются компоненты поля на частотах продольных мод, соседних по отношению к лазерной. Таким образом, в присутствии сильного поля лазерной моды возникает взаимодействие ближайших к лазерной продольных мод между собой. Используя выражения (12), (7) и разделяя в уравнении для поля (1) составляющие на разных частотах, можно получить систему уравнений для комплексных амплитуд отдельных мод. Эта система в рассматриваемом приближении (в первом порядке по C_m) распадается на пары уравнений, описывающие моды, которые находятся на одинаковом расстоянии от лазерной моды по разные стороны от неё. Как показано в Приложении, эти уравнения могут быть записаны в следующем виде ($m > 0$):

$$\begin{aligned} \dot{C}_m(t) + \frac{c}{2\tilde{n}_{\text{gr}}} A_m C_m(t) + (\alpha + i) \frac{c}{2\tilde{n}_{\text{gr}}} \chi_m [A_m C_m(t) + B_m C_{-m}^*(t)] &= 0, \\ C_{-m}^*(t) + \left(\frac{c}{2\tilde{n}_{\text{gr}}} \Delta_{-m} + i\kappa_m \right) C_{-m}^*(t) + (-\alpha + i) \frac{c}{2\tilde{n}_{\text{gr}}} \chi_m [A_{-m}^* C_{-m}^*(t) + B_{-m}^* C_m(t)] &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\chi_m = g_0 \frac{1}{\Omega_m \tau} \frac{I}{I_{\text{sat}}}; \quad \Omega_m \equiv \omega_m - \omega_0 \approx m \frac{\pi c}{\tilde{n}_{\text{gr}} L};$$

A_m, Δ_{-m} – дефициты модового усиления для m -й и $-m$ -й мод; κ_m – частотная неэквидистантность мод (см. рис.1); \tilde{n}_{gr} – групповой модовый показатель преломления; α – так называемый коэффициент амплитудно-фазовой связи (все эти параметры определены в Приложении); $g_0 = L^{-1} \ln(|r_1 r_2|^{-1})$ – пороговое значение модового усиления; $I = c n C_0^2 / (8\pi)$ – интенсивность лазерной моды в активной области; $I_{\text{sat}} = \hbar \omega_0 / [(\partial G / \partial N) \tau]$ – характерная интенсивность эффекта насыщения. Используя (10), можно показать, что величина I / I_{sat} связана с током

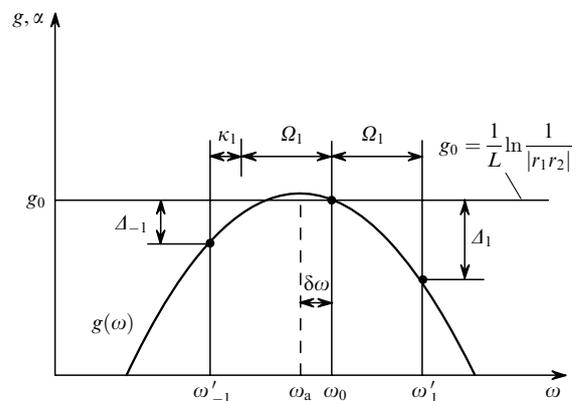


Рис.1. Положение рабочей точки лазера на пороге генерации; $g(\omega)$ – зависимость модового усиления от частоты, ω_0 – частота лазерной генерации, ω_a – частота, соответствующая спектральному максимуму усиления, $\delta\omega$ – расстройка частоты лазерной генерации относительно спектрального максимума усиления, ω'_1, ω'_{-1} – ближайшие к лазерной частоте подпороговых мод в голубой и красной сторонах спектра соответственно, g_0 – пороговое усиление.

накачки J следующим приближённым равенством: $I/I_{\text{sat}} \approx \eta\theta$, где $\theta = [(N/G)(\partial G/\partial N)]_{N=N_0}$ – коэффициент порядка единицы, а $\eta = J/J_{\text{th}} - 1$ – относительное превышение накачки J её порогового значения. Безразмерные комплексные коэффициенты порядка единицы A_m и B_m характеризуют пространственное перекрытие поля и биений концентрации носителей, их определение дано в Приложении.

Уравнения (13) аналогичны уравнениям, использованным ранее в работах [11–13], и описывают амплитуды связанных колебаний. Связь колебаний (члены, пропорциональные χ_m в системе (13)) возникла за счёт осцилляций электронной концентрации. Частота этих осцилляций может превышать характерное быстрое действие электронной системы, определяемое величиной τ^{-1} , на два порядка и более, однако пренебрегать ими нельзя. Как будет показано далее, χ_m может быть одного порядка с A_m , Δ_{-m} уже при умеренных интенсивностях излучения.

Общее решение системы (13) имеет вид

$$\begin{pmatrix} C_m(t) \\ C_{-m}^*(t) \end{pmatrix} = Q_m \begin{pmatrix} 1 \\ (\alpha - i)\chi_m B_{-m}^* \\ \zeta_m + \xi_m \end{pmatrix} e^{p_m t} + Q_{-m} \begin{pmatrix} (\alpha + i)\chi_m B_m \\ \zeta_m + \xi_m \\ 1 \end{pmatrix} e^{p_{-m} t}, \quad (14)$$

где $Q_{\pm m}$ – константы; $p_{\pm m} = (c/2\tilde{n}_{\text{gr}})(\eta_m \pm \xi_m)$;

$$\begin{aligned} \eta_m &= -\frac{1}{2} \left[\Delta_m + \Delta_{-m} + \frac{2i\tilde{n}_{\text{gr}}\kappa_m}{c} + \alpha\chi_m(A_m - A_{-m}^*) \right. \\ &\quad \left. + i\chi_m(A_m + A_{-m}^*) \right]; \\ \zeta_m &= \frac{1}{2} \left[\Delta_{-m} - \Delta_m + \frac{2i\tilde{n}_{\text{gr}}\kappa_m}{c} - \alpha\chi_m(A_m + A_{-m}^*) \right. \\ &\quad \left. + i\chi_m(A_{-m}^* - A_m) \right]; \\ \xi_m &= [(\zeta_m)^2 - (1 + \alpha^2)(\chi_m)^2 B_m B_{-m}^*]^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Знак квадратного корня в выражении для ξ_m выбирается таким образом, чтобы $\text{sign}[\text{Re}(\xi_m)] = \text{sign}(\Delta_{-m} - \Delta_m)$.

По аналогии с отдельными модами, для связанной пары мод можно ввести эффективные дефициты усиления:

$$\Delta_{\pm m}^{\text{eff}} = -\frac{2\tilde{n}_{\text{gr}}}{c} \text{Re}(p_{\pm m}). \quad (16)$$

Генерация на лазерной моде будет устойчивой, если добавки к полю на других модах будут затухать со временем, т. е. в случае, когда для каждой пары мод выполнены условия

$$\Delta_{\pm m}^{\text{eff}} > 0. \quad (17)$$

Выполнение этих условий легко проверяется непосредственным вычислением при вариации параметров лазерной системы, включая ток накачки и расстройку продольного резонанса лазерной моды относительно спектрального максимума кривой материального усиления.

3. Анализ решения

Рассмотрим случай гребнёвого полупроводникового лазера с квантоворазмерным активным слоем. Примем следующую упрощённую модель: для поперечного распределения поля $u(x, y)$ в активной области используем модельное выражение

$$u(y) \sim \cos \frac{\pi y}{D}, \quad -\frac{D}{2} \leq y \leq \frac{D}{2}, \quad (18)$$

где D – эффективная ширина гребня; статическую концентрацию электронов $N_o(\mathbf{r})$ в области гребня будем считать постоянной. Ограничимся также случаем высокодобротного резонатора ($r_{1,2} \approx 1$). В рамках сделанных приближений выражения для коэффициентов A_m , B_m принимают вид

$$\begin{aligned} A_m &= A_{-m}^* \approx \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \left[1 + \frac{i\mu}{\Omega_m} \left(\frac{2\pi}{D} \right)^2 \right]^{-1} \\ &\quad + \frac{3}{4} \left[1 + \frac{i\mu}{\Omega_m} \left(\frac{4\pi\tilde{n}}{\lambda_0} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (19) \\ B_m &= B_{-m}^* \approx \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \left[1 + \frac{i\mu}{\Omega_m} \left(\frac{2\pi}{D} \right)^2 \right]^{-1}. \end{aligned}$$

Здесь λ_0 – длина волны излучения в вакууме; \tilde{n} – модовый показатель преломления.

Найдём теперь дефициты усиления Δ_m и Δ_{-m} для подпороговых мод. Генерация лазера происходит вблизи частоты, на которой достигается максимум усиления среды. Рассмотрим случай, когда среда, в которой распространяется излучение лазера, «идеальна» (т. е. не содержит неоднородностей). Тогда модовый показатель преломления и модовое усиление являются гладкими функциями частоты. Функцию модового усиления вблизи максимума можно с высокой точностью аппроксимировать полиномом второй степени. Для дефицита усиления Δ подпороговой моды на частоте ω имеем:

$$\Delta(\omega) = \Delta(\omega_a) + \gamma(\omega - \omega_a)^2, \quad (20)$$

где ω_a – положение максимума кривой модового усиления $g(\omega)$; $\gamma = -\frac{1}{2} \partial^2 g / \partial \omega^2$ – параметр, определяющий её кривизну (определение функции $g(\omega)$ см. в Приложении).

Учитывая, что для лазерной моды дефицит усиления должен равняться нулю, и пренебрегая в данном выражении неэквидистантностью мод, получаем следующее выражение для параметров Δ_m и Δ_{-m} :

$$\Delta_{\pm m} = \Delta(\omega_0 \pm \Omega_m) = \pm \gamma \Omega_m (2\delta\omega \pm \Omega_m), \quad (21)$$

где $\delta\omega \equiv \omega_0 - \omega_a$ – отстройка частоты лазерной генерации от частоты максимума кривой усиления. Качественно величины $\Delta_{\pm m}$ пояснены на схеме, представленной на рис.1.

Для параметра κ_m в рассматриваемом «идеальном» случае имеем:

$$\kappa_m = \frac{\Omega_m^2}{\tilde{n}_{\text{gr}}\omega_0} \left(\lambda^2 \frac{\partial^2 \tilde{n}}{\partial \lambda^2} \right). \quad (22)$$

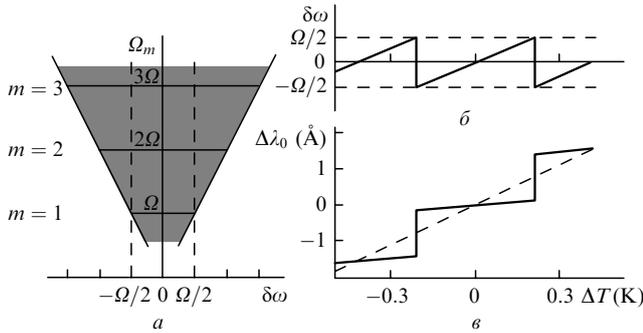


Рис.2. Случай низких интенсивностей излучения лазера ($I \ll I_0$), когда взаимодействием между модами можно пренебречь: область устойчивости генерации (а) и зависимости отстройки $\delta\omega$ (б) и длины волны генерации λ_0 (в) от температуры.

Теперь у нас есть все исходные данные для нахождения эффективных дефицитов усиления $\Delta_{\pm m}^{\text{eff}} = \Delta_{\pm m}^{\text{eff}}(\Omega_m, I, \delta\omega)$ и анализа устойчивости одночастотной генерации.

Рассмотрим сначала случай малых интенсивностей излучения, когда члены, пропорциональные χ_m в системе (13), малы по сравнению с A_m, A_{-m} . Это имеет место при $I \ll I_0$, где $I_0 = \alpha^{-1}(\Delta g/g_0)\Omega\tau I_{\text{sat}}$ (при $\alpha \gg 1$); $\Delta g = \gamma\Omega^2$ – дефицит модового усиления для первой пары мод при $\delta\omega = 0$, т. е. когда лазерная генерация точно настроена на спектральный максимум материального усиления (здесь Ω – межмодовое расстояние). Область значений переменных Ω_m и $\delta\omega$ для этого случая изображена на рис.2,а, причём $\Delta_{\pm m}^{\text{eff}}(\Omega_m, I, \delta\omega) > 0$; границы области – лучи $\delta\omega = \pm\Omega_m/2$, а сама область закрашена. Жирными отрезками обозначены пересечения области с прямыми $\Omega_m = m\Omega = m\pi c/(\tilde{n}_{\text{gr}}L)$, каждый из них определяет интервал значений $\delta\omega$, где выполнено условие устойчивости (17) при заданном m . Пересечение этих интервалов образует область устойчивости одночастотной генерации при заданной интенсивности I . В рассматриваемом случае ($I \ll I_0$) областью устойчивости является интервал $(-\Omega/2; \Omega/2)$, его ширина равна межмодовому расстоянию. Это простой и вполне ожидаемый результат, в справедливости которого можно также убедиться, анализируя рис.1, соответствующий линейному случаю.

Рассмотрим для указанных выше условий процесс плавной перестройки частоты генерации ω_0 (изменение длины волны генерации λ_0) с изменением температуры T . В принципе, вместо температуры можно использовать и другие внешние параметры, например давление или ток накачки. Будем считать, что при температуре T_0 частота лазерной генерации $\omega_0(T_0)$ точно совпадает с положением спектрального максимума усиления ω_a , т. е. $\delta\omega(T_0) = 0$, а соответствующая длина волны генерации $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$. Мы изменяем температуру на величину δT вблизи точки T_0 , которая, например, находится вблизи 300 К. При этом происходит температурное изменение расстройки $\delta\omega$ и соответствующее ей изменение длины волны генерации на $\delta\lambda_0 = \lambda_0(T_0 + \delta T) - \lambda_0(T_0)$.

Положения максимума кривой усиления ω_a и собственных частот продольных мод ω_m (включая лазерную) при изменении температуры смещаются с разной скоростью ($\partial\omega_a/\partial T < \partial\omega_0/\partial T < 0$), поэтому $\delta\omega$ также изменяется, и при достижении ею границы области устойчивости происходит переключение генерации на другую моду. Непрерывная перестройка частоты ω_0 возможна лишь до тех пор, пока отстройка $\delta\omega$ остаётся в пределах области устойчивости. Качественно вид зависимостей

отстройки $\delta\omega$ от температуры приведён на рис.2,б. Расчётное изменение длины волны генерации $\delta\lambda_0$ с температурой δT представлено на рис.2,в. Здесь и далее используются следующие типичные значения параметров лазера: $L = 1$ мм, $D = 3$ мкм, $r_1 = 1, r_2 = 0.9, \lambda_0 = 0.98$ мкм, $\tilde{n} = 3.4, \tilde{n}_{\text{gr}} = 3.7, \alpha = 3, \Delta g = 3 \times 10^{-3}$ см $^{-1}, \lambda^2 \partial^2 \tilde{n} / \partial \lambda^2 = 2, \tau = 10^{-9}$ с, длина диффузии $L_D = \sqrt{\mu\tau} = 2.2$ мкм, $\theta = 1, \partial\lambda_a/\partial T = 0.37$ нм/К, $\partial\lambda_0/\partial T = 0.06$ нм/К.

Перейдём теперь к рассмотрению процесса перестройки частоты генерации в случае $I \sim I_0$, т. е. когда нелинейное взаимодействие мод становится существенным. Для указанных значений параметров имеем $I_0 \approx 0.3I_{\text{sat}}$, что соответствует накачке, превышающей на 30% порог лазерной генерации. Область устойчивости одночастотной генерации, найденная описанным выше способом, показана на рис.3,а. Сравнив данные рис.3,а с предыдущим случаем (рис.2,а), можно видеть, что область устойчивости сдвинута в красную сторону и уширена. Температурное изменение $\delta\omega$ качественно представлено на рис.3,б, а расчётное температурное изменение длины волны генерации для данного случая представлено на рис.3,в. Область устойчивости одночастотной генерации $\delta\omega$ составила $(-0.98\Omega; 0.23\Omega)$, т. е. её ширина $\Delta\omega \approx 1.21\Omega$ для указанных выше параметров лазера.

Это принципиально новый результат, который является исключительно следствием нелинейного взаимодействия мод и деформаций спектрального контура эффективного усиления за счёт параметрического процесса через осцилляции на межмодовой частоте концентрации носителей. Увеличение интервала расстройек $\Delta\omega$, в котором отсутствует переключение мод, с увеличением выходной мощности лазера означает повышение устойчивости одночастотной генерации, которое можно назвать автостабилизацией одночастотного режима. Ранее это экспериментально наблюдалось в работах [18, 19] для случая лазера с внешним резонатором. Некоторые оценки такого эффекта были даны в [19]. Качественно увеличение области перестройки $\Delta\omega$ можно представить как наведённое «сильным» лазерным полем (в результате параметрического процесса) дополнительное поглощение на оптических частотах, ближайших к лазерной моде. В результате этого влияние случайных флуктуаций параметров лазера (например, температуры, тока накачки, концентрации носителей) на переключение мод может уменьшаться с ростом мощности лазера. Это и есть автостабилизация одночастотного режима.

Расширение области устойчивости приводит к тому, что при некоторых значениях температуры в неё могут

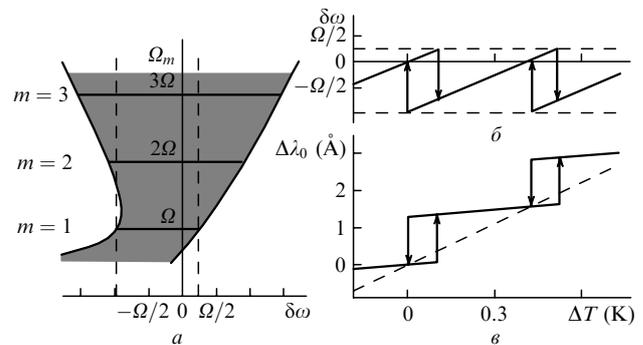


Рис.3. Поведение лазерной системы при интенсивности излучения I порядка характерной интенсивности I_0 (расчёт выполнен для $I = I_0$): область устойчивости генерации (а) и зависимости отстройки $\delta\omega$ (б) и длины волны генерации λ_0 (в) от температуры.

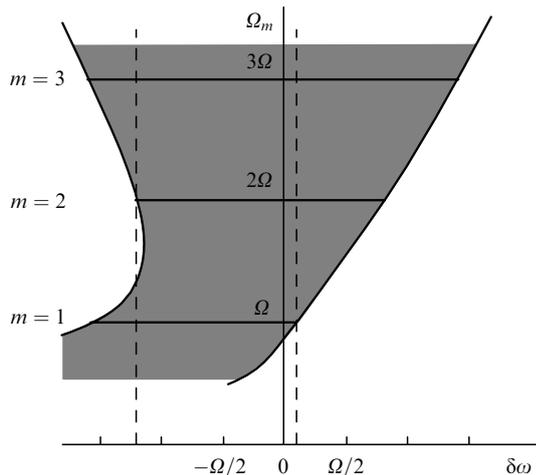


Рис.4. Область устойчивости генерации при интенсивности излучения I в несколько раз большей характерной интенсивности I_0 , когда требуется учёт влияния мод с $m > 1$ (расчёт выполнен для $I = 2I_0$).

попадать две моды одновременно, и одночастотная генерация будет возможна на любой из них, т. е. возникают бистабильные состояния. Частота генерации в таких состояниях зависит от предыстории. В зависимости частоты генерации от температуры при этом возникают гистерезисные петли, как это можно видеть на рис.3,б,в.

При перестройке частоты интенсивность излучения, вообще говоря, также изменяется, однако при определении моментов переключения мод её изменениями можно пренебречь (за исключением случая перестройки посредством изменения тока накачки). В отношении зависимости интенсивности излучения от параметра перестройки отметим лишь, что в ней также должны наблюдаться гистерезисные явления при ширине области устойчивости, большей межмодового расстояния.

С ростом интенсивности излучения от нуля до значений порядка I_0 ширина области устойчивости растёт, приводя к описанным выше явлениям. При дальнейшем увеличении I зависимость $\Delta\omega(I)$ усложняется. Это связано с тем, что на положение области устойчивости начинают оказывать влияние пары мод с $m > 1$ (см. рис.4). Рассмотрение всех свойств лазерной системы при таких интенсивностях выходит за рамки данной статьи. Поэтому упомянем лишь два из них. Во-первых, на графике зависимости $\Delta\omega(I)$ – ширины области устойчивости одночастотного режима – появляются изломы (на рис.5 изображена указанная зависимость при значениях параметров лазера, приведённых выше). Во-вторых, при не-

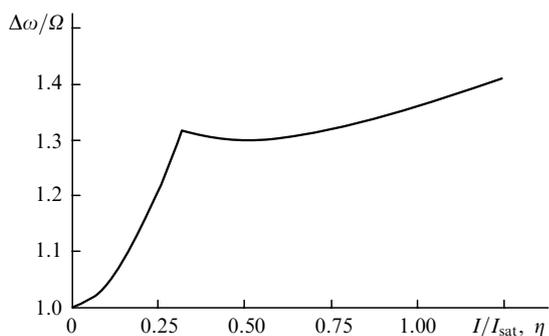


Рис.5. Зависимость ширины области устойчивости $\Delta\omega$ от интенсивности излучения I , а также относительного превышения накачки порогового значения $\eta = J/J_{th} - 1$.

которых условиях возникает каскадное переключение мод, когда при потере устойчивости генерации на исходной моде вначале возбуждается мода, также находящаяся вне области устойчивости, и лишь затем генерация переключается на моду в пределах этой области.

4. Обсуждение и выводы

Итак, нами впервые теоретически показано, что в полупроводниковом лазере с резонатором Фабри–Перо, образованном собственными гранями и однородной активной средой, может иметь место эффект автостабилизации одночастотного режима генерации. Он заключается в том, что непрерывная перестройка частоты генерации может распространяться на интервал расстроек лазерной частоты относительно спектрального максимума материального усиления, который превышает межмодовое расстояние. В этом случае может наблюдаться повышенная устойчивость одночастотного режима к переключению генерации на другие моды, а также спектрально бистабильный режим генерации.

Физической причиной такого поведения является параметрический процесс, вызванный оптической нелинейностью и приводящий к связи спектральных амплитуд полей. Настоящий анализ рассматривает наиболее общий случай, включающий три оптические частоты, на центральной из которых амплитуда поля велика по сравнению с амплитудами полей других двух частот, соответствующих красной и голубой компонентам. При наличии только двух полей, одного сильного и одного слабого, что отвечает, например, случаю, когда поле одной из слабых компонент подавлено, этот процесс можно рассматривать как вынужденное рассеяние на электронной плотности, что было выполнено ранее в [7]. Рассмотрение только двух полей приводит к тому, что нелинейное взаимодействие полей спектрально асимметрично. Сильное поле наводит дополнительное усиление в стоксовой части спектра и поглощение в антистоксовой. Конечно, такой характер взаимодействия является только частным случаем теории, представленной в настоящей работе.

Эта теория не использует каких-либо физических параметров, значения которых было бы трудно определить в независимом эксперименте. Параметрическая связь амплитуд полей через инверсию является фундаментальным свойством лазерной системы и эффекта насыщения усиления, и поэтому её присутствие в физической модели для анализа спектра является естественным и необходимым фактором.

В этом плане уместно отметить ряд работ (см., напр., [20, 21]), в которых необоснованно утверждается, что из-за большой частоты биений Ω по сравнению с обратным временем межзонной релаксации $(\tau_{eff})^{-1}$ механизм взаимодействия мод, основанный на осцилляции полной концентрации носителей в зонах, не играет роли в силу малой амплитуды этих осцилляций. Такие рассуждения заставили авторов указанных работ вместо механизма межзонной релаксации носителей рассмотреть только механизм внутризонной релаксации. Этот механизм характеризуется существенно более короткими временами релаксации τ_i , так что $\Omega \leq (\tau_i)^{-1}$, и поэтому, по их мнению, он является доминирующим. Несостоятельность такого рода рассуждений связана, на наш взгляд, с тем, что они исключительно интуитивны и не проверены

количественными соотношениями, как это сделано в настоящей работе. Сокращение времени релаксации приводит к уменьшению амплитуды отклика на всех частотах одновременно, причём на низших частотах оно наиболее сильное и, соответственно, максимум спектрального отклика смещается в сторону высоких частот. Это обстоятельство является принципиальным свойством релаксационной системы, в качестве которой рассматривается инверсия или концентрация носителей. Другими словами, в рамках электронной системы можно рассмотреть некоторую подсистему, располагающуюся в энергетической полосе, соответствующей однородной ширине. Носители в такой подсистеме могут взаимодействовать с лазерным полем, а с остальной системой они связаны более коротким временем внутризонной релаксации. По нашему мнению, количественный результат такого подхода не будет существенно отличаться от результата, достигнутого в настоящей работе, но лишь усложнит его получение.

Другое соображение, позволяющее игнорировать процессы внутризонной релаксации, состоит в том, что трудно ожидать отклонения функции распределения плотности носителей в зонах от фермиевской, поскольку кулоновское взаимодействие между носителями, формирующее это распределение, является одновременно сильнодействующим и дальнедействующим. На наш взгляд, нет убедительных экспериментальных свидетельств о возможности таких отклонений в указанном временном масштабе. Из всех процессов внутризонной релаксации носителей, которые реально могут иметь место, в настоящей работе не учтён лишь один – это «отрыв» при фермиевском распределении носителей их температуры от температуры кристаллической решетки. Этот процесс более медленный, чем установление фермиевского распределения, и его характерное время может составлять $\sim 10^{-13}$ с.

Взаимодействие полей с учетом такого механизма было ранее рассмотрено в работе [22], в которой показано, что его действие сводится только к некоторой количественной поправке. Это соответствует приведенным выше рассуждениям о том, что уменьшение времени релаксации системы (подсистемы) не приводит к увеличению её отклика. Заканчивая обсуждение влияния биений полной концентрации носителей на взаимодействие продольных мод, укажем на работу [23], в которой эти биения зафиксированы при непосредственных измерениях. Касаясь сравнения следствий настоящей теории с экспериментом, можно отметить, что одно из проявлений автостабилизации заключается в наличии гистерезисной петли в зависимости длины волны от температуры или тока накачки. Хотя этот факт наблюдался ранее в многочисленных экспериментах (см., напр., [24]) и характерные значения области спектральной бистабильности количественно близки к расчётным (см., напр., рис.3), для окончательного вывода о полном совпадении необходимы дополнительные опыты. Главными критериями для адекватного сравнения теории с экспериментом являются достаточно высокое качество образцов, их оптическая однородность вдоль оси резонатора и соответственно отсутствие неконтролируемой случайной селективности.

В заключение отметим, что представленные на рис.2–5 результаты, полученные при вполне определенных параметрах лазера, имеют достаточно общий характер. Установлено, что изменение параметров лазера вызывает

лишь некоторые количественные изменения результатов при сохранении их качественного поведения.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.Е. Дракину за участие в обсуждениях и помощь в работе. Работа выполнена в рамках федеральных целевых научно-технических программ «Квантовые и нелинейные процессы» и «Физика твердотельных наноструктур», а также программы «Интеграция» (проект «Фундаментальная оптика квантоворазмерных полупроводниковых структур») и при частичной финансовой поддержке гранта «Ведущие научные школы» (00-15-96624).

Приложение

Вывод системы уравнений для комплексных амплитуд мод

Поперечное распределение поля в резонаторе $u(x, y)$ и модовая (эффективная) диэлектрическая проницаемость $\tilde{\epsilon}(\omega, N)$ находятся как собственная функция и собственное значение для уравнения

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) u(x, y) + \frac{\omega^2}{c^2} [\epsilon(x, y, \omega, N) - \tilde{\epsilon}(\omega, N)] u(x, y) = 0 \quad (\text{П1})$$

с граничными условиями на боковых гранях лазера. Решение уравнения (П1) представляет собой отдельную задачу, решается она, например, методом, описанным в [17].

Модовое усиление $g(\omega, N)$ можно выразить через найденную функцию эффективной диэлектрической проницаемости стандартным способом, $g(\omega, N) = -(2\omega/c) \times \text{Im}[\tilde{\epsilon}(\omega, N)]^{1/2}$, а эффективный показатель преломления \tilde{n} как $\tilde{n} = \text{Re}[\tilde{\epsilon}(\omega, N)]^{1/2}$.

Функция (2) является решением волнового уравнения (1) при условии

$$\beta_0^2 = \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \tilde{\epsilon}(\omega_0, N_0), \quad (\text{П3})$$

которое вкупе с условиями (3), (4) и уравнением (10) определяет частоту лазерной моды и пороговое значение концентрации носителей N_0 .

Подстановка выражения для поля (5) в волновое уравнение (1) с учётом (23) и выражения $V_m(z) = r_1 e^{i\beta_m z} + e^{-i\beta_m z}$, где $\beta_m = \beta_0 + \pi m/L$ приводит к системе уравнений для комплексных амплитуд мод:

$$\frac{1}{2} \left\{ \frac{2i\omega_m \tilde{n}_m \tilde{n}_{\text{grm}}}{c^2} \dot{C}_m(t) + \left[\frac{\omega_m^2}{c^2} \tilde{\epsilon}(\omega_m) - \beta_m^2 \right] C_m(t) \right\} V_m(z) \times u(x, y) - \frac{1}{c^2} e^{i\omega_m t} (\alpha + i) \frac{d\epsilon''}{dN} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\delta N(\mathbf{r}, t) E_0(\mathbf{r}, t)]_{\omega_m} = 0, \quad (\text{П3})$$

где $\tilde{n}_m \equiv [\tilde{\epsilon}(\omega_m)]^{1/2}$; $\tilde{n}_{\text{grm}} \equiv [\tilde{n} + (\partial \tilde{n} / \partial \omega) \omega]_{\omega_m}$; $\alpha = (d\epsilon' / dN) \times (d\epsilon'' / dN)^{-1}$; через $[\delta N(\mathbf{r}, t) E_0(\mathbf{r}, t)]_{\omega_m}$ обозначена компонента этого выражения на частотах вблизи ω_m .

Запись поля в виде (5) формально оставляет определённый произвол в выборе частот ω_m , ограничиваемый лишь требованием «медленности» амплитуды $C_m(t)$. Межмодовое расстояние $\omega_m - \omega_{m-1}$ с изменением m ме-

няется мало (по сравнению с самим расстоянием $\omega_m - \omega_{m-1}$), поэтому можно положить для $m > 0$

$$\omega_m = \omega_0 + \Omega_m,$$

$$\omega_{-m} = \omega_0 - \Omega_m,$$

определяя Ω_m из условия

$$\frac{\omega_m^2}{c^2} \tilde{\epsilon}(\omega_m) - \beta_m^2 = \frac{\omega_m \tilde{n}_m}{c} i \Delta_m, \tag{П4}$$

где Δ_m – действительная величина. Это уравнение определяет также модовый дефицит усиления Δ_m m -й моды. Для $-m$ -й моды тогда можно записать

$$\frac{\omega_{-m}^2}{c^2} \tilde{\epsilon}(\omega_{-m}) - \beta_{-m}^2 = \frac{\omega_{-m} \tilde{n}_{-m}}{c} \left(\frac{2\tilde{n}_{gr(-m)}}{c} \kappa_m + i \Delta_{-m} \right), \tag{П5}$$

где Δ_{-m} и κ_{-m} – также действительные величины.

Введённые таким образом величины Δ_m , Δ_{-m} и κ_m совпадают с дефицитами модового усиления и неэквидистантностью (частотной несимметрией) в расположении мод по отношению к лазерной моде соответственно. Они характеризуют спектральные свойства активной среды, включая ее дисперсию, и резонатора на пороге лазерной генерации, т. е. являются параметрами лазера как линейной системы. В этом можно убедиться из вида полученных уравнений для амплитуд мод.

Соответственно, для комплексных частот ω'_m подпороговых мод на пороге лазерной генерации справедливы соотношения

$$\omega'_m = \omega_m + \Omega_m - i(c/2\tilde{n}_{gr})\Delta_m \text{ для голубой} \\ \text{области спектра,} \tag{П6а}$$

$$\omega'_{-m} = \omega_0 - \Omega_m - \kappa_m - i(c/2\tilde{n}_{gr})\Delta_{-m} \text{ для красной} \\ \text{области спектра.} \tag{П6б}$$

Схематично расположение мод и их дефициты усиления на пороге лазерной генерации показаны на рис. 1.

Пренебрегая в уравнении (25) зависимостью коэффициента при $\dot{C}_m(t)$ от m , домножая его на $V_m(z)u(x, y)$ и интегрируя по объёму резонатора, приходим, с использованием выражений (12), (26), (27), к системе (13) с коэффициентами A_m , B_m , определёнными следующим образом:

$$A_m = \frac{8i\pi\hbar\omega_0(\omega_m - \omega_0)}{G_0cn} \frac{\int V_0(z)V_m(z)[u(x, y)]^2 f_m^*(\mathbf{r})dV}{\int [V_m(z)u(x, y)]^2 dV}, \tag{П7}$$

$$B_m = \frac{8i\pi\hbar\omega_0(\omega_m - \omega_0)}{G_0cn} \frac{\int V_0(z)V_m(z)[u(x, y)]^2 f_{-m}(\mathbf{r})dV}{\int [V_m(z)u(x, y)]^2 dV},$$

где n и G_0 – показатель преломления и характерное значение коэффициента усиления для активной области лазера; интегрирование в этом выражении ведётся уже по объёму активной области.

1. Bachert H., Bogatov A.P., Eliseev P.G., Keiper A., Khairtadinov K.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15** (8), 786 (1979).
2. Ruhle W., Brosson P. *J. Appl. Phys.*, **51** (11), 5949 (1980).
3. Mukai T., Inoue K., Saitoh T. *Appl. Phys. Lett.*, **51** (6), 381 (1987).
4. Лэмб У. *Квантовая оптика и квантовая радиофизика* (М.: Мир, 1966, с. 315).
5. Беленов Э.М., Морозов В.Н., Ораевский А.Н. *Труды ФИАН*, **52**, 237 (1970).
6. Кузнецова Т.И. *Труды ФИАН*, **43**, 116 (1968).
7. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdlov B.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11** (7), 510 (1975).
8. Agrawal G.P. *Opt. Lett.*, **12** (4), 260 (1987).
9. Ogasawara N., Ito R. *Japan. J. Appl. Phys.*, **27** (4), 615 (1988).
10. Mukai T., Saitoh T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (5), 865 (1990).
11. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Kobildzhanov O.A., Madgazin V.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (6), 1064 (1987).
12. Bogatov A.P., Rakhval'skii M.P. *Laser Phys.*, **2** (4), 533 (1992).
13. Bogatov A.P. *J. Russian Laser Research*, **15** (5), 417 (1994).
14. Безотосный В.В., Богатов А.П., Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Елисеев П.Г., Мильвидский М.Г., Сverdlov B.H., Шевченко Е.Г. *Труды ФИАН*, **141**, 18 (1983).
15. Hayward J.E., Cassidy D.T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9** (7), 1151 (1992).
16. Hofstetter D., Thornton R.L. *IEEE J. of Quantum Electron.*, **34** (10), 1914 (1998).
17. Klehr A., Beister G., Erbert G., Klein A., Maeger J., Rechenberg I., Sebastian J., Wenzel H., Tränkle G. *J. Appl. Phys.*, **90** (1), 43 (2001).
18. Акульшин А.М., Баженов В.Ю., Величанский В.Л., Зверков М.В., Зибров А.С., Никитин В.В., Охотников О.Г., Саутенков В.А., Сенков Н.В., Юркин Е.К. *Квантовая электроника*, **13** (7), 1391 (1986).
19. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **10** (9), 1851 (1983).
20. Kazarinov R.F., Henry C.H., Logan R.A. *J. Appl. Phys.*, **53**, 4631 (1982).
21. Agrawal G.P. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 303 (1987).
22. Plyavenek A.G. *Opt. Commun.*, **100**, 278 (1993).
23. Sharfin W.F., Schlafer J., Koteles E.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (8), 1709 (1994).
24. Garrett B., White I.H., Gallagher D.F.G. *Electron. Lett.*, **23**, 1193 (1987).