

01;07

Динамика и распределение флуктуаций интенсивности в модах инжекционного лазера при сильной высокочастотной модуляции тока накачки

© Ю.А. Морозов

Институт радиотехники и электроники РАН,
410019 Саратов, Россия

(Поступило в Редакцию 8 ноября 1995 г.)

Численными методами исследованы динамическое поведение и спектральная плотность флуктуаций интенсивности оптического излучения в модах инжекционного лазера при сильной высокочастотной модуляции тока накачки. Для анализа влияния на динамику и спектральные характеристики ИЛ случайных флуктуаций скорости генерации–рекомбинации носителей и фотонов применен метод преобразования уравнения Эйнштейна–Фоккера–Планка. Изучено распределение усредненных по времени непрерывных и дискретных составляющих интенсивности излучения в модах инжекционного лазера в зависимости от его параметров и характеристик модуляции.

Введение

Динамика и флуктуация излучения инжекционного лазера (ИЛ) при высокочастотной модуляции тока накачки привлекают в последние годы значительный интерес и интенсивно исследуются как в теоретическом, так и в экспериментальном отношении [1,5]. В первую очередь это обусловлено возможностями использования импульсных ИЛ в системах волоконно-оптической связи, а кроме этого, для метрологии быстропротекающих процессов.

Установлено, в частности, что шумы разделения мод, обусловленные динамически неодномодовым характером лазерной генерации и условиями передачи по оптическому волокну, увеличивают вероятность сбоев и ограничивают достижимые характеристики линий связи [5].

При теоретическом анализе динамического поведения ИЛ в импульсном режиме господствующим является подход, связанный с непосредственным численным решением уравнений для скорости изменения плотности фотонов и носителей (скоростных уравнений) при учете ланжевеновских источников, моделирующих случайный процесс генерации и рекомбинации носителей и фотонов [3,4]. Численный эксперимент позволяет проследить динамику оптической генерации, а также ценой затрат большого количества времени высокопроизводительных ЭВМ (например, типа CRAY [4] или VAX STATION 3100 [3]) получить данные лишь об усредненной по времени функции распределения интенсивностей лазерных мод, т.е., основываясь на этих результатах, можно сделать выводы только об интегральных характеристиках лазерного излучения, например среднем значении или дисперсии интенсивности моды [3,4]. Спектральные характеристики, такие как спектральная плотность флуктуаций интенсивности мод или интенсивность дискретных спектральных компонент мод, в режиме импульсной генерации не поддаются анализу в рамках этого подхода.

В данной работе в рамках иного подхода, изложенного в [6–8], выполнено продолжение численного исследования спектральной плотности флуктуаций интенсивности в модах и в полном оптическом излучении квазимодового (двухмодового) ИЛ в режиме сильной высокочастотной токовой накачки. Результаты численного моделирования находятся в соответствии с результатами экспериментальных исследований [2,5] и могут оказаться полезными как с точки зрения уточнения физических представлений о механизме конкуренции мод ИЛ с учетом шума в импульсном режиме, так и в прикладном отношении.

Уравнения динамики ИЛ

Система скоростных уравнений, характеризующих изменение во времени нормированных значений концентрации носителей ν , а также плотности фотонов в основной S_0 и в побочной S_1 модах может быть представлена в виде [6]

$$\begin{aligned} \dot{\nu} &= C(T) - \nu - S_0 - S_1 + \varkappa_1, \\ \dot{S}_0 &= \eta(\nu S_0 + \beta N_{th}) + \varkappa_2, \\ \dot{S}_1 &= \eta[(\nu - \Delta)S_1 + \beta N_{th}] + \varkappa_3. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $S_{0,1} = s_{0,1}g\tau_n$; $\nu = (n - n_{th})g\tau_{p0}$, причем $s_{0,1}$ — значения плотности фотонов в основной (с индексом 0) и в побочной (с индексом 1) модах; $n - n_{th}$ — разность между текущим значением концентрации носителей n и пороговым уровнем n_{th} ; g — линейная часть коэффициента усиления активной среды, τ_n — постоянная времени спонтанной рекомбинации носителей; τ_{p0} — время жизни фотонов для основной моды. Величина $C(T) = (j(T) - j_{th})g\tau_n\tau_{p0}/ed$ — превышение текущего значения тока $j(T)$ над пороговым значением j_{th} ; e — элементарный заряд; d — толщина активного слоя лазера. Постоянная β определяет долю спонтанного

излучения в лазерную моду, $N_{th} = n_{th}g\tau_{p0}$, $\eta = \tau_n/\tau_{p0}$. Случайные δ -коррелированные источники представлены в виде $\varkappa_1 = g\tau_n\tau_{p0}\varphi_n$ для скорости φ_n спонтанной генерации–рекомбинации носителей и $\varkappa_{2,3} = g\tau_n\tau_{p0}\varphi_{s,0,1}$ для фотонов в основной и побочной модах соответственно. Параметр $\Delta = (\tau_{p0} - \tau_{p1})/\tau_{p1} \ll 1$ определяет разделение мод на основную и побочную вследствие различия времен жизни фотонов τ_{p0} и τ_{p1} в этих модах. Он связан с параметром $G_d = \alpha_1 - \alpha_0$ разности декрементов затухания в побочной и основной модах, играющим заметную роль в теории квазиодномодового ИЛ [3,4], следующим соотношением $\Delta = G_d v_g \tau_{p0}$ (v_g — групповая скорость света в лазерном резонаторе). Точки над переменными в левой части (1) означают дифференцирование по безразмерному времени $T = t/\tau_n$. Влияние насыщения коэффициента усиления на динамику и флуктуации при рассматриваемых значениях плотности фотонов в модах невелико и при аналоге не учитывается.

Токовая накачка ИЛ задавалась в виде положительных полупериодов гармонических колебаний, наложенных на постоянный ток, т.е. $j(t) = j_0 + j_{\sim}(t)$, где $j_0 = \text{const}$,

$$j_{\sim} = j_m \sin 2\pi F_m T, \quad kT_m < T < (k + 0.5)T_m, \\ j = 0, \quad (k + 0.5)T_m < T < (k + 1)T_m. \quad (2)$$

Здесь T_m — период безразмерной частоты $F_m = f_m\tau_n$, f_m — частота модуляции, k — целое число. Известно, что для решения систем дифференциальных уравнений с δ -коррелированными случайными источниками существует два подхода. Первый из них, как уже упоминалось, состоит в непосредственном численном решении системы (1), второй — в решении уравнения Эйнштейна–Фоккера–Планка (ЭФП), написанного для функции распределения случайных величин ν , S_0 , S_1 . Вариант второго подхода, при котором, не решая уравнения ЭФП, а лишь выполнив его преобразования, удается получить систему обыкновенных дифференциальных уравнений для моментов распределения концентрации носителей и плотности фотонов, использован в работах [6–8]. Эта система имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{y}_1 &= C(T) - y_1 - y_2 - y_3, \\ \dot{y}_2 &= \eta(y_1 y_2 + \beta N_{th} + y_7), \\ \dot{y}_3 &= \eta[(y_1 - \Delta)y_3 + \beta N_{th} + y_8], \\ \dot{y}_4 &= D_{11} - 2(y_4 + y_7 + y_8), \\ \dot{y}_5 &= D_{22} + 2\eta(y_1 y_5 + y_2 y_7), \\ \dot{y}_6 &= D_{33} + 2\eta[(y_1 - \Delta)y_6 + y_3 y_8], \\ \dot{y}_7 &= D_{12} - (y_5 + y_7 + y_9) + \eta(y_1 y_7 + y_2 y_4), \\ \dot{y}_8 &= D_{13} - (y_6 + y_8 + y_9) + \eta[(y_1 - \Delta)y_8 + y_3 y_4], \\ \dot{y}_9 &= D_{23} + \eta[y_2 y_8 + y_3 y_7 + y_9(2y_1 - \Delta)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $y_1(\nu)$, $y_2 = \langle S_0 \rangle$, $y_3 = \langle S_1 \rangle$, $y_4 = \langle \nu^2 \rangle - \langle \nu \rangle^2 = \sigma_\nu^2$ — дисперсия нормированной концентрации носителей; $y_5 = \sigma_{s_0}^2$ и $y_6 = \sigma_{s_1}^2$ — дисперсии плотности фотонов

в главной и побочной модах; $y_7 = \langle \nu S_0 \rangle - \langle \nu \rangle \langle S_0 \rangle$; $y_8 = \langle \nu S_1 \rangle - \langle \nu \rangle \langle S_1 \rangle$; $y_9 = \langle S_0 S_1 \rangle - \langle S_0 \rangle \langle S_1 \rangle$ — ковариации концентрации носителей и плотности фотонов в модах. Угловые скобки означают усреднение по множеству реализаций. Коэффициенты диффузии D_{ij} определялись согласно [3].

Если влияние спонтанных флуктуаций концентрации носителей и фотонов не учитывается (т.е. $\varkappa_i \equiv 0$), то система (3) сводится к обычной системе трех скоростных уравнений (1) без случайных источников. При этом концентрации носителей и фотонов являются детерминированными функциями времени и все моменты второго порядка, определяемые системой (3), тождественно равны нулю.

Энергетический спектр квазиодномодового ИЛ в импульсном режиме

Энергетический спектр интенсивности излучения $F(\Omega)$ квазиодномодового ИЛ состоит из непрерывной $F^c(\Omega)$ и дискретной $F^d(\Omega)$ частей

$$F(\Omega) = F^c(\Omega) + F^d(\Omega). \quad (4)$$

Происхождение дискретных компонент на частотах, кратных частоте модуляции, связано с периодическим характером процесса импульсной генерации; для определения интенсивностей этих составляющих достаточно решить систему (3) [6].

Для описания непрерывной составляющей спектра необходимо располагать информацией о нестационарной корреляционной функции $Z(T, \tau)$ плотности фотонов в моменты времени, отличающиеся на τ ,

$$F^c(\Omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{4}{T} \int_0^T dU \int_0^{T-U} Z(U, \tau) \cos \Omega \tau d\tau. \quad (5)$$

В зависимости от того, спектр какой моды подлежит определению, в качестве $Z(T, \tau)$ выступает либо $Z_{00}(T, \tau) = \langle S_0(T)S_0(T + \tau) \rangle - y_2(T)y_2(T + \tau) = \langle S_0 S_{0\tau} \rangle - y_2 y_{2\tau}$, либо $Z_{11}(T, \tau) = \langle S_1 S_{1\tau} \rangle - y_3 y_{3\tau}$. Для полного оптического излучения корреляционная функция имеет вид $Z_{ss}(T, \tau) = \langle (S_0 + S_1)(S_{0\tau} + S_{1\tau}) \rangle - (y_2 + y_3)(y_{2\tau} + y_{3\tau})$.

В [6] показано, как, пользуясь уравнением ЭФП для вероятности перехода $P(\nu_\tau, S_{0\tau}, S_{1\tau} | \nu, S_0, S_1)$ из состояния (ν, S_0, S_1) в состояние $(\nu_\tau, S_{0\tau}, S_{1\tau})$, получить систему дифференциальных уравнений относительно функции корреляции плотности фотонов в основной моде $Z_{00}(T, \tau)$

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{00}(T, \tau) &= \eta[y_{1\tau} Z_{00}(T, \tau) + y_{2\tau} Z_{02}(T, \tau)], \\ \dot{Z}_{01}(T, \tau) &= \eta[(y_{1\tau} - \Delta)Z_{01}(T, \tau) + y_{3\tau} Z_{02}(T, \tau)], \\ \dot{Z}_{02}(T, \tau) &= -[Z_{00}(T, \tau) + Z_{01}(T, \tau) + Z_{02}(T, \tau)]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $Z_{01} = \langle S_0 S_{1\tau} \rangle - y_2 y_{3\tau}$; $Z_{02} = \langle S_0 \nu_\tau \rangle - y_2 y_{1\tau}$ — взаимные корреляционные функции. Дифференцирование проводится по переменной τ . Начальные условия определяются в результате предварительного решения системы уравнений (3)

$$Z_{00}(T, 0) = y_5(T), \quad Z_{01}(T, 0) = y_9(T),$$

$$Z_{02}(T, 0) = y_7(T).$$

Аналогичная система уравнений для определения корреляционной функции $Z_{11}(T, \tau)$ выглядит следующим образом:

$$\dot{Z}_{10}(T, \tau) = \eta [y_{1\tau} Z_{10}(T, \tau) + y_{2\tau} Z_{12}(T, \tau)],$$

$$\dot{Z}_{11}(T, \tau) = \eta [(y_{1\tau} - \Delta) Z_{11}(T, \tau) + y_{3\tau} Z_{12}(T, \tau)],$$

$$\dot{Z}_{12}(T, \tau) = -[Z_{10}(T, \tau) + Z_{11}(T, \tau) + Z_{12}(T, \tau)] \quad (7)$$

с соответствующими начальными условиями

$$Z_{10}(T, 0) = y_9(T), \quad Z_{11}(T, 0) = y_6(T),$$

$$Z_{12}(T, 0) = y_8(T).$$

Здесь $Z_{10} = \langle S_1 S_{0\tau} \rangle - y_3 y_{2\tau}$; $Z_{12} = \langle S_1 \nu_\tau \rangle - y_3 y_{1\tau}$. После численного решения систем (6) и (7) появляется возможность определить корреляционную функцию суммарной интенсивности Z_{ss}

$$Z_{ss} = Z_{00} + Z_{01} + Z_{10} + Z_{11}. \quad (8)$$

В качестве меры флуктуаций плотности фотонов на частоте Ω удобно выбрать величину $i_{0,1,s}^c$, полученную в результате интегрирования спектральной плотности (5) в полосе 1 Гц в окрестности частоты Ω . Нижние индексы относятся к номерам мод (0,1) или к полному излучению (s). Подобным же образом величиной $i_{0,1,s}^d$ характеризуется интенсивность дискретных спектральных составляющих на частотах $\Omega = 2\pi r/T_m$ (r (целое число) — номер дискретной спектральной составляющей).

В данной работе рассмотрим поведение дискретных и непрерывных составляющих только вблизи частоты $\Omega = 0$. Исследование интенсивности шума при $\Omega > 0$ в нестационарном режиме ИЛ проведено в отдельной работе [6].

Результаты расчетов динамических и флуктуационных характеристик ИЛ в импульсном режиме

На рис. 1 представлена динамика ИЛ в установившемся периодическом режиме при модуляции тока накачки на частоте $f_m = 0.5$ ГГц. Влияние параметра Δ прослеживается по рис. 1, т.е. при переходе от (a - a'') к (b - b''), а воздействие амплитуды тока модуляции j_m и коэффициента β — по частям a - b , a' - b' , a'' - b'' . Сплошными линиями показана временная зависимость среднеквадратического значения суммарной плотности

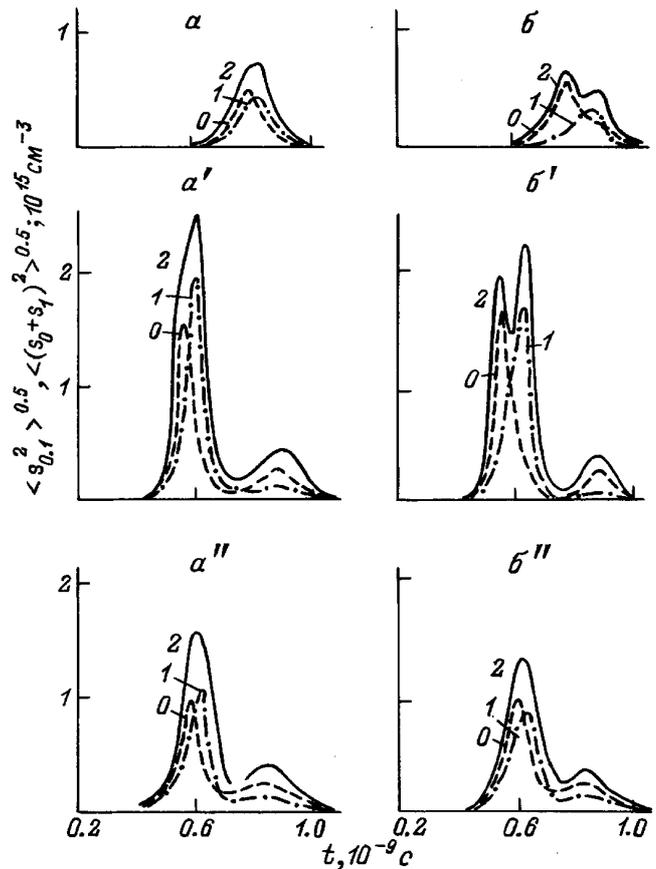


Рис. 1. Среднеквадратическое значение интенсивности оптической генерации в основной моде (0), побочной (1) и суммарного излучения (2) при гармонической модуляции тока накачки ($j_0 = 0.85 j_{th}$). a - a'' — $\Delta = 5 \cdot 10^{-3}$; b - b'' — $\Delta = 2 \cdot 10^{-2}$; a, b — $\beta = 10^{-4}$, $j_m = 0.5 j_{th}$; a', b' — $\beta = 10^{-4}$, $j_m = 0.75 j_{th}$; a'', b'' — $\beta = 10^{-3}$, $j_m = 0.75 j_{th}$.

фотонов $\langle (s_0 + s_1)^2 \rangle^{0.5} = [(y_2 + y_3)^2 + y_5 + 2y_9 + y_6]^{0.5} / g\tau_n$, штриховыми линиями — среднеквадратические плотности фотонов в основной моде $\langle s_0^2 \rangle^{0.5} = (y_2^2 + y_5)^{0.5} / g\tau_n$ и штрихпунктиром — в побочной $\langle s_1^2 \rangle^{0.5} = (y_3^2 + y_6)^{0.5} / g\tau_n$. Расчеты выполнены при следующих параметрах лазера: $\tau_n = 2 \cdot 10^{-9}$ с, $\tau_{p0} = 10^{-12}$ с, $g = 10^{-6}$ см³/с, $d = 2 \cdot 10^{-5}$ см, $V = 4 \cdot 10^{-10}$ см³, $n_0 = 10^{18}$ см⁻³.

Из анализа графиков следует, что при сильной (нелинейной) модуляции тока на сверхвысоких частотах в ИЛ с большим значением параметра Δ наблюдается разделение мод по времени достижения максимальной интенсивности. Это, в частности, выражается в образовании провала в импульсе полного оптического излучения и в увеличении его длительности (рис. 1, b, b'). Результатами экспериментальных исследований [5], в которых было обнаружено и исследовано запаздывание побочной моды ИЛ относительно основной на время порядка 10^{-10} с, подтверждаются результаты нашего моделирования. Увеличение амплитуды модуляции сопровождается более значительным проявлением указанного эффекта. В экспериментальных исследованиях [2]

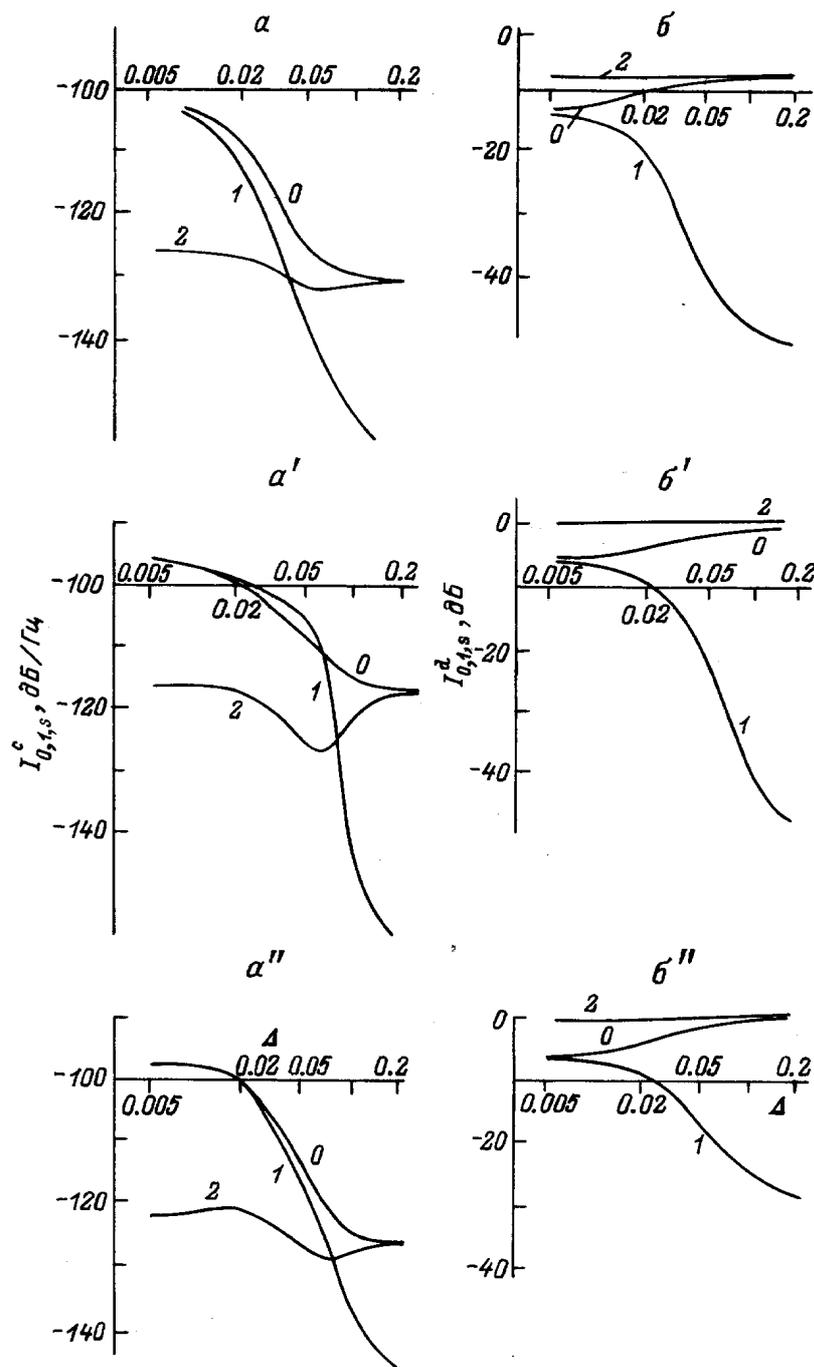


Рис. 2. Зависимость от параметра Δ непрерывных (a - a'') и дискретных ($б$ - $б''$) составляющих на основной (0), побочной моде (1) и для полной интенсивности (2). $a, б$ — $\beta = 10^{-4}$, $j_m = 0.5j_{th}$; $a', б'$ — $\beta = 10^{-4}$, $j_m = 0.75j_{th}$; $a'', б''$ — $\beta = 10^{-3}$, $j_m = 0.75j_{th}$.

было обнаружено увеличение длительности импульса излучения при возрастании амплитуды модуляции, однако удовлетворительного обоснования явления в рамках теории одномодового лазера без учета влияния случайных источников авторы [2] дать не смогли; для ИЛ с большим значением параметра β импульсы генерации имеют более сглаженный характер, наблюдаются лишь релаксационные колебания интенсивности (рис. 1, $a'', б''$).

На рис. 2 представлены результаты расчетов влияния амплитуды тока модуляции j_m и параметра β на зависимость от параметра Δ интенсивностей непрерывных $I_{0,1,s}^c$ и дискретных $I_{0,1,s}^d$ составляющих для каждой из мод в отдельности и для суммарного излучения. Ординаты всех графиков нормированы на значение интенсивности $iN = i_s^d$ дискретной составляющей полного сигнала в точке $\Delta = 5 \cdot 10^{-3}$ при следующих значениях параметров: $\beta = 10^{-4}$, $j_m = 0.75j_{th}$ (рис. 2, $б'$), т.е.

$I_{0,1,s}^c = 10 \lg(i_{0,1,s}^c/iN)$; $I_{0,1,s}^d = 10 \lg(i_{0,1,s}^d/iN)$. Напомним, что все величины рассчитываются при $\Omega = 0$.

Рассмотрим вначале поведение дискретных составляющих (правые части на рис. 2). При малых значениях Δ интенсивности дискретных составляющих на основной и побочной модах приблизительно одинаковы. При увеличении Δ интенсивность дискретной составляющей основной моды возрастает, а побочной — падает. При этом интенсивность дискретной составляющей суммарного сигнала практически не зависит от параметра лазера Δ . Увеличение амплитуды модуляции приводит к тому, что интенсивность всех дискретных составляющих заметно увеличивается, характер их поведения при этом не меняется. Для лазеров с большим значением параметра β снижение интенсивности побочной моды при возрастании Δ происходит более медленно (кривые 1 на рис. 2, δ' , δ'').

При рассмотрении зависимости интенсивности непрерывных составляющих от параметра разделения мод Δ отметим прежде всего следующее. Для малых значений Δ интенсивности шума в модах одинаковы и составляют величину порядка -100 дБ в полосе 1 Гц. При этом шумовая интенсивность суммарного сигнала имеет значительно меньшую величину ($\sim -120 - -130$ дБ/Гц), т. е. большие флуктуации мод компенсируют друг друга при сложении. Этот вывод хорошо известен для лазеров в режиме непрерывной генерации [9]. При увеличении Δ интенсивности шумовых компонент в модах уменьшаются, причем для побочной моды это падение более быстрое, чем для основной. Наконец, при $\Delta \geq 0.1$, когда излучение становится динамически одномодовым, интенсивность шума в побочной моде является пренебрежимо малой, а флуктуации полного сигнала определяются шумом основной моды. В области изменения параметра Δ существует, как правило, оптимальное значение Δ_{opt} , при котором для остальных параметров лазера и внешнего воздействия обеспечивается минимальное значение флуктуаций полной интенсивности.

Выводы

Проведено численное моделирование динамики и выполнен расчет флуктуаций интенсивности вблизи основной дискретной составляющей для нестационарного импульсного режима ИЛ в квазиодномодовом приближении.

Исследовано влияние на лазерную динамику некоторых параметров ИЛ и внешнего модулирующего воздействия. При этом установлено следующее: при сильной токовой модуляции на сверхвысоких частотах в лазерах с малым значением параметра $\Delta \leq 5 \cdot 10^{-3}$ моды имеют приблизительно одинаковую мощность и формируются практически синхронно. Увеличение параметра Δ приводит к разделению мод во времени, при этом в оптическом импульсе наблюдается провал и длительность импульса увеличивается; увеличение коэффициента β сглаживает временную зависимость оптической генерации.

Проведен анализ зависимости непрерывных (шумовых) и дискретных составляющих отдельных мод и суммарного сигнала на частоте $\Omega = 0$ от параметров лазера и внешнего воздействия. Показано, что при малых значениях Δ уровень флуктуаций интенсивности в модах приблизительно одинаков (~ -100 дБ/Гц). Взаимная компенсация модовых флуктуаций приводит к снижению шумов полного сигнала до величины $\sim -(120-125)$ дБ/Гц. Для динамически одномодовых лазеров ($\Delta \geq 0.1$), как и следовало ожидать, влияние шума побочной моды пренебрежимо мало; при прочих заданных параметрах лазера и внешнего воздействия существует оптимальное значение параметра Δ_{opt} , при котором флуктуации интенсивности в оптическом импульсе минимальны (порядка $-120 - -130$ дБ/Гц).

Список литературы

- [1] Takada A., Sugie T., Saruwatari M. // IEEE J. of Lightwave Technology. 1987. Vol. LT-5. N 10. P. 1525–1533.
- [2] Paulus P., Langenhorst R., Jager D. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. Vol. QE-24. N 8. P. 1519–1523.
- [3] Cartledge J. // IEEE J. Quant. Electron. 1990. Vol. QE-26. N 12. P. 2046–2051.
- [4] Miller S. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. Vol. QE-25. N 8. P. 1771–1781.
- [5] Choy M., Liu P. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 21. P. 1762–1764.
- [6] Морозов Ю.А., Красникова И.В. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 6. С. 131–141.
- [7] Морозов Ю.А., Красовский А.В. // Квантовая электрон. 1994. Т. 21. № 8. С. 748–752.
- [8] Морозов Ю.А., Красовский А.В. // Квантовая электрон. В печати.
- [9] Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры / Под ред. У.Тсанга. М.: Радио и связь, 1990. 320 с.