

01;06;07;12

Преобразование спектральной плотности флуктуаций интенсивности импульсного излучения квазиодномодового гетеролазера в оптическом волокне

© Ю.А. Морозов

Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН,
410019 Саратов, Россия

(Поступило в Редакцию 15 апреля 1999 г.)

Впервые численными методами исследована спектральная плотность флуктуаций интенсивности излучения квазиодномодового гетеролазера при псевдослучайной импульсной модуляции тока накачки. В рамках второго приближения теории дисперсии проведено изучение влияния хроматической дисперсии оптического волокна на шумовые характеристики лазерного излучения (спектральную плотность флуктуаций и отношение сигнал–шум в полосе фотоприемника). Исследовано влияние параметров лазера и модуляции на преобразование флуктуаций интенсивности в волоконно-оптической линии связи.

Введение

Полупроводниковый гетеролазер (ГЛ) рассматривается в настоящее время по существу как безальтернативный источник оптического излучения в цифровых системах передачи данных по волоконным линиям связи. Вследствие этого с начала 80-х годов и по настоящее время ведутся интенсивные исследования как по созданию более совершенных ГЛ [1–5], так и по изучению процессов излучения и распространения сигналов ГЛ по оптическому волокну [6–10]. Установлено, в частности, что хроматическая дисперсия, приводящая к относительному временному смещению спектральных компонент импульса (и разрушению вследствие этого антикоррелированности флуктуаций в модах излучения ГЛ), является причиной шума разделения мод (mode-partition-noise) и шума, обусловленного внутриимпульсной частотной модуляцией (чирпом). Среди физических факторов, препятствующих совершенствованию характеристик линий связи, эти виды шума являются преобладающими [11]. Прикладной характер рассматриваемых явлений выразился в одностороннем подходе к изучению флуктуаций излучения ГЛ в импульсном режиме и их преобразованию в дисперсионной линии задержки — практически все исследования проведены во временной области, т.е. изучалась лишь зависимость от времени статистических моментов интенсивности излучения в модах ГЛ [6–11].

Анализ в частотной области позволяет дополнить и уточнить известные результаты, делает физическую картину преобразования флуктуаций интенсивности полного излучения ГЛ более наглядной.

В данной работе впервые представлены результаты численного расчета спектральной плотности флуктуаций интенсивности излучения ГЛ на выходе дисперсионной линии передачи при модуляции тока инжекции квазислучайной последовательностью импульсов. Измерения интегральной мощности шума в заданной полосе частот фотоприемника и зависимость ее от условий передачи

по оптическому волокну для отдельных мод и полного излучения ГЛ выполнены, например, в [6,10]. Результаты нашего численного моделирования соответствуют основным выводам, полученным на основании экспериментальных исследований. Ранее численными методами были исследованы шумы интенсивности на выходе ГЛ в режиме регулярной импульсной модуляции накачки [12,13].

Основные уравнения

Для описания динамики излучения квазиодномодового ГЛ при учете влияния на нее спонтанных флуктуаций плотности носителей и фотонов обычно используется следующая система скоростных стохастических уравнений:

$$\dot{\nu} = C(T) - (S_0 + S_1)[1 - \varepsilon(S_0 + S_1)] + \chi_1,$$

$$\dot{S}_0 = \eta \{ [\nu - \varepsilon(S_0 + S_1)] S_0 + \beta N_{th} \} + \chi_2,$$

$$\dot{S}_1 = \eta \{ [(\nu - \Delta) - \varepsilon(S_0 + S_1)] S_1 + \beta N_{th} \} + \chi_3, \quad (1)$$

где $\nu = (n - n_{th})g\tau_{p0}$ — нормированное отклонение концентрации носителей n от порогового значения n_{th} ; $S_{0,1} = s_{0,1}g\tau_n$ — безразмерная плотность фотонов в основной (с индексом 0) и в побочной (с индексом "1") модах; g — постоянная, определяющая линейную часть коэффициента усиления активной среды; τ_n и τ_{p0} — времена жизни носителей и фотонов в основной моде соответственно.

Превышение текущего значения тока накачки $j(T)$ над его пороговым значением j_{th} определяется величиной $C(T) = (j(T) - j_{th})g\tau_n\tau_{p0}/ed$; e — элементарный заряд, d — толщина активного слоя лазера. Доля спонтанного излучения в обеих лазерных модах считается постоянной и равной β ; $N_{th} = n_{th}g\tau_{p0}$; $\eta = \tau_n/\tau_{p0}$. Влияние случайных процессов генерации–рекомбинации носителей ϕ_n и спонтанного излучения фотонов $\phi_{s0,1}$ учитывается введением δ -коррелированных источников $\chi_1 = g\tau_n\tau_{p0}\phi_n$

и $\chi_{2,3} = g\tau_n^2\phi_{s0,1}$. Разделение мод на основную и побочную происходит вследствие различия времен жизни фотонов, относящихся к этим модам, и определяется параметром $\Delta = (\tau_{p0} - \tau_{p1})/\tau_{p1} \ll 1$. Дифференцирование в (1) проводится по безразмерному времени $T = t/\tau_n$. Численный анализ показывает, что при модуляции тока инжекции ГЛ регулярной последовательностью коротких импульсов в сверхвысокочастотном диапазоне, когда релаксационные колебания не успевают сформироваться в течение импульса излучения, влияние насыщения оптического усиления на динамику и флуктуации можно не учитывать [12–14]. В случае модуляции тока псевдослучайной импульсной последовательностью в NRZ (non-return-to-zero)-формате и реализации нескольких бинарных единиц подряд длительность импульса тока может оказаться достаточной для развития релаксационных колебаний и эффект насыщения усиления является существенным. В данной работе это влияние учитывается введением нормированного коэффициента насыщения усиления $\varepsilon = \varepsilon_0/g\tau_n$. При выводе (1) было использовано условие стабилизации концентрации носителей на пороговом уровне, т. е. $\nu \ll 1$.

Ток накачки $j(T)$ задавался в виде псевдослучайной последовательности импульсов, наложенных на постоянную составляющую j_0 , т. е.

$$j(t) = j_0 + \sum_{k=0}^{\infty} a_k j_{\sim}(T - kT_m).$$

Здесь $\{a_k\}_0^{\infty}$ — псевдослучайная последовательность нулей и единиц, реализующихся с равной вероятностью; $T_m = (BR)^{-1}$, BR (bit-rate) — скорость передачи данных; форма импульса тока $j_{\sim}(T)$ определяется следующим образом:

$$j_{\sim}(T) = \begin{cases} 0, & T < 0, \\ j_m \tanh pT, & 0 \leq T \leq T_m, \\ j_m [1 - \tanh p(T - T_m)], & T > T_m, \end{cases}$$

где параметр p характеризует скорость нарастания (убывания) импульса, j_m — его амплитудное значение.

В соответствии с теоремой Дуба [15] случайный многомерный процесс с координатами (ν, S_0, S_1) , связанной системой (1), приближенно является марковским. Воспользовавшись приемом, описанным в работах [12–14], вместо стохастических уравнений (1) можно получить систему обыкновенных дифференциальных уравнений для статических моментов распределения величин ν, S_0, S_1

$$\begin{aligned} \dot{y}_1 &= C(T) - y_2 - y_3 + E_1, \\ \dot{y}_2 &= \eta(Y_1 y_2 + 1.5\beta N_{th} + Y_7), \\ \dot{y}_3 &= \eta[(Y_1 - \Delta)y_3 + 1.5\beta N_{th} + Y_8], \\ \dot{y}_4 &= D_{11} - 2(y_7 + y_8) + E_4, \end{aligned}$$

$$\dot{y}_5 = D_{22} + 2\eta(Y_1 y_5 + Y_7 y_2),$$

$$\dot{y}_6 = D_{33} + 2\eta[(Y_1 - \Delta)y_6 + Y_8 y_3],$$

$$\dot{y}_7 = D_{12} - (y_5 + y_9) + \eta(Y_1 y_7 + Y_4 y_2) + E_7,$$

$$\dot{y}_8 = D_{13} - (y_6 + y_9) + \eta[(Y_1 - \Delta)y_8 + Y_4 y_3] + E_8,$$

$$\dot{y}_9 = D_{23} + \eta[Y_8 y_2 + Y_7 y_3 + (2Y_1 - \Delta)y_9]. \quad (2)$$

Здесь $y_1 = \langle \nu \rangle$, $y_2 = \langle S_0 \rangle$, $y_3 = \langle S_1 \rangle$ — моменты первого порядка; $y_4 = \langle \nu^2 \rangle - \langle \nu \rangle^2 = \sigma_{\nu}^2$, $y_5 = \sigma_{s_0}^2$, $y_6 = \sigma_{s_1}^2$ — дисперсии; $y_7 = \langle \nu S_0 \rangle - \langle \nu \rangle \langle S_0 \rangle$, $y_8 = \langle \nu S_1 \rangle - \langle \nu \rangle \langle S_1 \rangle$, $y_9 = \langle S_0 S_1 \rangle - \langle S_0 \rangle \langle S_1 \rangle$ — ковариации плотности носителей и фотонов. Кроме этого,

$$E_1 = \varepsilon[(y_2 + y_3)^2 + y_5 + y_6 + 2y_9],$$

$$E_4 = 4\varepsilon(y_2 + y_3)(y_7 + y_8),$$

$$E_7 = 2\varepsilon(y_2 + y_3)(y_5 + y_9),$$

$$E_8 = 2\varepsilon(y_2 + y_3)(y_6 + y_9),$$

$$Y_1 = y_1 - \varepsilon(y_2 + y_3), \quad Y_4 = y_4 - \varepsilon(y_7 + y_8),$$

$$Y_7 = y_7 - \varepsilon(y_5 + y_9), \quad Y_8 = y_8 - \varepsilon(y_6 + y_9).$$

Средние значения коэффициентов диффузии D_{ij} определялись в соответствии с [8]

$$D_{11} = \gamma(2N_{th} + C) + 2\beta(y_2 + y_3)N_{th}/\eta,$$

$$D_{22} = 2\beta\eta y_2 N_{th}, \quad D_{33} = 2\beta\eta y_3 N_{th},$$

$$D_{12} = -2\beta y_2 N_{th}, \quad D_{13} = -2\beta y_3 N_{th}, \quad D_{23} = 0,$$

где $\gamma = g\tau_{p0}/V \ll 1$, V — объем активной области лазера.

Система уравнений (2) позволяет моделировать динамическое поведение ГЛ с учетом влияния спонтанных флуктуаций носителей и фотонов и требует для решения по крайней мере на 1.5–2 порядка меньше времени по сравнению с исходной системой (1).

Энергетический спектр интенсивности излучения квазиодномодового ГЛ в импульсном режиме представим, как и ранее [12,13], в виде суммы непрерывной $F^n(\omega)$ и дискретной $F^d(\omega)$ частей

$$F(\omega) = F^n(\omega) + F^d(\omega).$$

Можно показать, что при модуляции тока накачки псевдослучайной последовательностью импульсов в NRZ-формате дискретная составляющая присутствует только на нулевой частоте и, например, для основной моды выглядит следующим образом:

$$F^d(0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{8\pi}{T^2} \delta(0) \int_0^T dU \int_0^{T-U} y_2(U) y_2(U + \tau) d\tau. \quad (3)$$

По теореме Винера–Хинчина, для нестационарных процессов непрерывная компонента энергетического

спектра $F^n(\omega)$ может быть определена через корреляционную функцию $Z(T, \tau)$ плотности фотонов в моменты времени со сдвигом на τ

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

Таким образом, для вычисления спектральной плотности флуктуаций интенсивности в основной и побочной модах, а также в полном излучении потребуются следующие корреляционные функции: $Z_{00}(T, \tau) = \langle S_0(T)S_0(T + \tau) \rangle - y_2(T)y_2(T + \tau) = \langle S_0S_{0\tau} \rangle - y_2y_{2\tau}$; $Z_{11}(T, \tau) = \langle S_1S_{1\tau} \rangle - y_3y_{3\tau}$; $Z_{ss}(T, \tau) = \langle (S_0 + S_1)(S_{0\tau} + S_{1\tau}) \rangle - (y_2 + y_3)(y_{2\tau} + y_{3\tau})$.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений для определения корреляционной функции $Z_{00}(T, \tau)$ плотности фотонов в основной моде, полученная способом, использованным в [12,13], имеет вид

$$\dot{Z}_{00}(T, \tau) = \eta(Y_{1\tau}Z_{00} + y_{2\tau}Z_{02} + E_{02}),$$

$$\dot{Z}_{01}(T, \tau) = \eta[(Y_{1\tau} - \Delta)Z_{01} + y_{3\tau}Z_{02} + E_{01}],$$

$$\dot{Z}_{02}(T, \tau) = -[(Z_{00} + Z_{01} + 2(E_{00} + E_{01}))], \quad (5)$$

где $Z_{01} = \langle S_0S_{1\tau} \rangle - y_2y_{3\tau}$, $Z_{02} = \langle S_0\nu_\tau \rangle - y_2y_{1\tau}$ — взаимные корреляционные функции, $E_{00} = -\varepsilon y_{2\tau}(Z_{00} + Z_{01})$, $E_{01} = -\varepsilon y_{3\tau}(Z_{00} + Z_{01})$. Начальные условия для решения системы (5) определяются из предварительного решения уравнений (2)

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

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

Корреляционная функция $Z_{11}(T, \tau)$ плотности фотонов в побочной моде находится из решения следующей системы уравнений:

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

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

$$\dot{Z}_{12}(T, \tau) = -[Z_{10} + Z_{11} + 2(E_{10} + E_{11})] \quad (6)$$

с начальными условиями

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

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

В (6) введены обозначения $Z_{10} = \langle S_1S_{0\tau} \rangle - y_3y_{2\tau}$, $Z_{12} = \langle S_1\nu_\tau \rangle - y_3y_{1\tau}$, $E_{10} = -\varepsilon y_{2\tau}(Z_{10} + Z_{11})$, $E_{11} = -\varepsilon y_{3\tau}(Z_{10} + Z_{11})$. Корреляционная функция интенсивности полного лазерного излучения $Z_{ss}(T, \tau)$ может быть выражена через известные величины

$$Z_{ss} = Z_{00} + Z_{11} + Z_{01} + Z_{10}. \quad (7)$$

Спектральная плотность флуктуаций интенсивности излучения, прошедшего по одномодовому оптическому волокну

Поскольку частотный интервал между модами ГЛ составляет, как правило, величину 100–300 GHz, т.е. намного превышает ширину спектра флуктуаций интенсивности отдельных мод (~ 10 GHz) [12,13], то будем полагать, что все спектральные компоненты одной из мод задерживаются на величину τ_d относительно другой моды. Это означает, что в нашей модели для каждой моды по отдельности справедливо первое приближение теории дисперсии, а для всего излучения в целом — второе приближение [16]. Ограничимся в данной работе рассмотрением лазеров с не слишком высоким коэффициентом подавления побочной моды *SMSR* (side-mode suppression ratio) порядка 5–15 dB. В этом случае шум разделения мод преобладает над шумом, обусловленным чирпом, и последним можно пренебречь. В рамках сделанных предположений корреляционные функции $Z_{00}(T, \tau)$ и $Z_{11}(T, \tau)$, а следовательно и спектры интенсивности отдельных мод, не изменяются в результате прохождения по волоконно-оптической линии. Преобразование спектральной плотности флуктуаций интенсивности суммарного излучения при прохождении по оптическому волокну связано с изменением взаимных корреляционных функций $Z_{01}(T, \tau)$ и $Z_{10}(T, \tau)$. Пусть для определенности побочная мода задерживается относительно основной. Тогда в соответствии с (4), (7) непрерывная компонента спектра полного излучения $F_{ss}^n(\omega)$ на выходе волокна может быть записана в виде

$$F_{ss}^n(\omega) = F_{00}^n(\omega) + F_{11}^n(\omega) + (F_{01}^n(\omega) + F_{10}^n(\omega)) \cos \omega \tau_d + (\Phi_{10}^n(\omega) - \Phi_{01}^n(\omega)) \sin \omega \tau_d, \quad (8)$$

где

$$F_{01}^n(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{4}{T} \int_0^T dU \int_0^{T-U} Z_{01}(U, \tau) \cos \omega \tau d\tau,$$

$$F_{10}^n(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{4}{T} \int_0^T dU \int_0^{T-U} Z_{10}(U, \tau) \cos \omega \tau d\tau$$

определяют четную часть взаимного энергетического спектра, а

$$\Phi_{01}^n(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{4}{T} \int_0^T dU \int_0^{T-U} Z_{01}(U, \tau) \sin \omega \tau d\tau,$$

$$\Phi_{10}^n(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{4}{T} \int_0^T dU \int_0^{T-U} Z_{10}(U, \tau) \sin \omega \tau d\tau$$

— его нечетную часть; $F_{00}^n(\omega)$ и $F_{11}^n(\omega)$ — спектры главной и побочной моды соответственно.

При $\tau_d = 0$, т.е. на выходе лазера

$$F_{ss}^n(\omega) = F_{00}^n(\omega) + F_{11}^n(\omega) + F_{01}^n(\omega) + F_{10}^n(\omega),$$

причем, как показано в [6,10,12,13], при сопоставимых уровнях флуктуаций интенсивности в модах эти флуктуации компенсируются в полном излучении, т.е. $F_{ss}^n(\omega) \leq F_{00}^n(\omega) + F_{11}^n(\omega)$. Компенсация наиболее выражена на частотах, малых по сравнению с частотой релаксационных колебаний, — в этом диапазоне случайные флуктуации интенсивности в лазерных модах практически противофазны. По мере приближения к релаксационной частоте сдвиг фаз между флуктуациями в модах все сильнее отличается от π , а спектральная плотность шума интенсивности полного излучения нарастает вплоть до максимального значения на этой частоте.

Из (8) следует, что влияние взаимной задержки мод на спектральную плотность флуктуаций интенсивности проявляется на частотах, при которых фаза $\omega\tau_d$ порядка единицы, и несущественно при $\omega \approx 0$. Иначе говоря, эффект взаимного подавления флуктуаций интенсивности полного излучения лазера за счет антикоррелированности флуктуаций в модах нарушается вследствие хроматической дисперсии лишь для спектральных компонент на достаточно больших частотах. Отметим, что в реальном эксперименте [6,10] псевдослучайная последовательность импульсов излучения, прошедшая по одномодовому оптическому волокну, обрабатывается фотодетектором и фильтром нижних частот (ФНЧ), граничная частота которого по уровню 3 дБ численно равна $BR/2$. Т.е. значение имеет не вся мощность флуктуаций интенсивности, а лишь ее часть, попадающая в полосу прозрачности ФНЧ. Поэтому для оценки работоспособности систем связи с учетом влияния шума лазера первостепенное значение имеет параметр SNR (signal-to-noise ratio), определяемый как отношение мощности дискретной составляющей к мощности шума в полосе ФНЧ, т.е.

$$SNR_s = \frac{2\pi i_s^d(0)}{\int_0^\infty F_{ss}^n(\omega) |G(\omega)|^2 d\omega},$$

где $G(\omega)$ — частотная характеристика ФНЧ, $i_s^d(0)$ — мощность дискретной компоненты полного лазерного излучения.

Принимая в качестве максимальной частоты в спектре интенсивности граничную частоту ФНЧ, получим оценку величины относительной задержки $\tau_d^r = \tau_d/T_m = \tau_d BR$, при которой влияние дисперсии велико

$$2\pi f_0 \tau_d = \pi \tau_d^r \approx 1,$$

т.е. $\tau_d^r \approx 1/\pi$. Результаты экспериментальных исследований и расчетов, проведенных на основании других подходов [6], дают приблизительно такой же результат ($\tau_d^r \approx 0.3-0.5$).

В качестве меры, характеризующей относительный уровень спектральной плотности флуктуаций интенсивности, выберем, как обычно [12,13],

$$RIN_s(\omega) = 10 \log \frac{i_s^n(\omega)}{i_s^d(0)},$$

где $i_s^d(\omega)$ — мощность шума в полосе 1 Нз вблизи круговой частоты ω .

Результаты численного моделирования

Все расчеты в данной работе выполнены для следующих значений параметров лазера: $\tau_n = 2 \cdot 10^{-9}$ с, $\tau_{p0} = 10^{-12}$ с, $g = 10^{-6}$ см³/с, $d = 2 \cdot 10^{-5}$ см, $V = 0.45 \cdot 10^{-10}$ см³, $n_{th} = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $\beta = 10^{-4}$ и $\varepsilon_0 = 2 \cdot 10^{-17}$ см³. Постоянный ток смещения j_0 всегда принимался равным j_{th} , а время нарастания импульса — пока до значения $0.9j_m - 0.1(BR)^{-1}$. Предполагалось также, что частотная характеристика ФНЧ имеет следующий вид [6]:

$$G(F) = \left\{ 1 - \frac{2}{5}F^2 + j \left(F - \frac{1}{15}F^3 \right) \right\}^{-1},$$

где $F = f/(0.57f_0)$, а граничная частота $f_0 = BR/2$.

На рис. 1 показана часть псевдослучайной последовательности импульсов излучения (I) ГЛ при модуляции его тока накачки (0) в NRZ-формате со скоростью 2.5 Gbit/s ($\langle s_s \rangle = (y_2 + y_3)/h\tau_n$). Максимальное отклонение тока от порогового значения вследствие модуляции $j_m = 0.5j_{th}$. Для сравнения на этом рисунке кривой 2 представлены результаты расчетов без учета коэффициента насыщения оптического усиления (т.е. при $\varepsilon = 0$). Из графиков следует, что роль насыщения

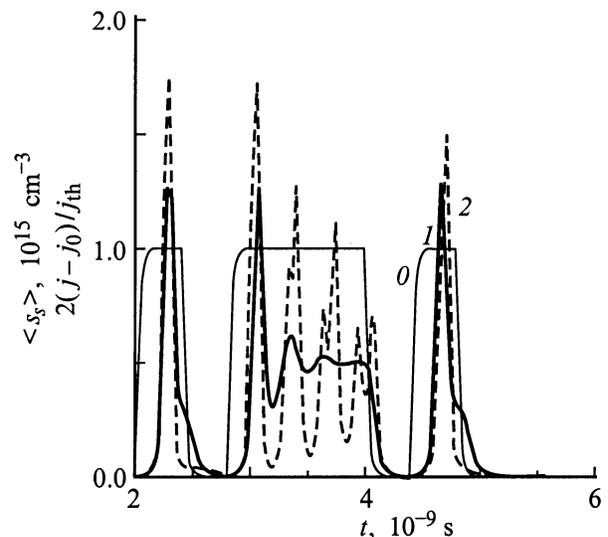


Рис. 1. Зависимость от времени тока инжекции (0) и среднего значения плотности фотонов с учетом (1) и без учета (2) коэффициента насыщения усиления ε .

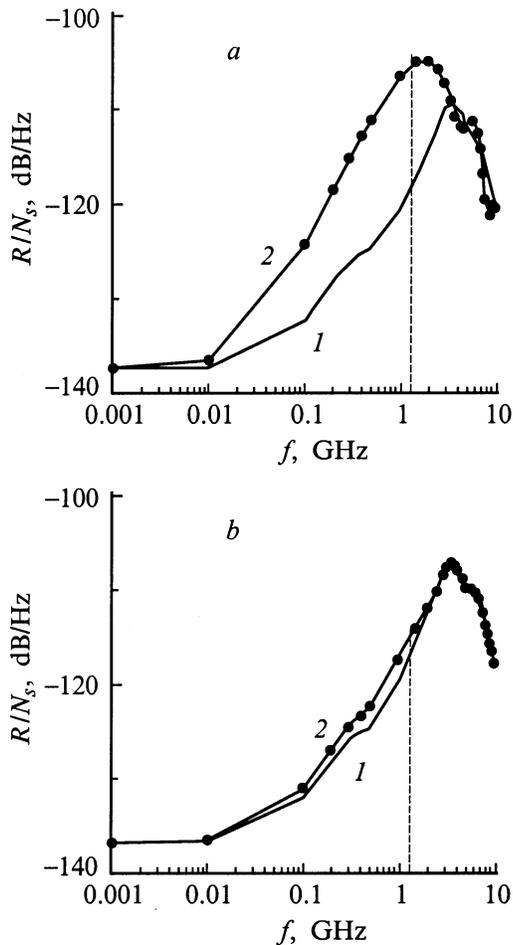


Рис. 2. Влияние параметра Δ на частотную зависимость относительной спектральной плотности флуктуаций излучения на выходе лазера (1) и на выходе оптического волокна с $\tau_d^r = 0.5$ (2) при модуляции тока с амплитудой $j_m = 0.5j_{th}$ и $BR = 2.5$ Gbit/s. $\Delta = 0.01$ (a), 0.03 (b).

усиления наиболее заметна при передаче нескольких бинарных единиц подряд и ее следует учитывать при моделировании динамики ГЛ, излучающего псевдослучайную импульсную последовательность.

Известно, что главным фактором, определяющим подавление среднего уровня излучения в побочной моде по сравнению с основной является различие во временах жизни фотонов (полных оптических потерь) в этих модах. Эта разница, обусловленная в основном селективностью лазерного резонатора, представлена в данной работе параметром Δ . Оказывая влияние на уровень побочной моды, параметр Δ играет важную роль в формировании спектральной плотности флуктуаций интенсивности полного излучения на выходе оптического волокна (рис. 2). Как уже упоминалось, с точки зрения прикладного использования ГЛ в системах связи с импульсной модуляцией наибольшее значение имеет характер поведения шума интенсивности в полосе частот ФНЧ, т.е. в интервале $\sim 0-f_0$. Поэтому для

наглядности положение частоты f_0 показано штриховой линией. Представляет интерес и то, что относительный уровень спектральной плотности шума не выходе лазера с различными значениями параметра Δ практически одинаков (кривые 1), но резко отличается для излучения, прошедшего через волокно (кривые 2). При невысоком уровне подавления побочной моды $SMSR = 5.0$ dB, соответствующем параметрам лазера и модуляции, для которых проведен расчет графиков на рис. 2, a, взаимная задержка мод приводит к значительному увеличению спектральной плотности шума интенсивности полного излучения в полосе ФНЧ и, следовательно, к снижению отношения сигнал-шум (SNR_s на выходе лазера составляет 28 dB, а на выходе волокна с взаимной относительной задержкой мод $\tau_d^r = 0.5$, $SNR_s = 15.8$ dB). При повышении Δ , а значит, снижении уровня как средней мощности, так и мощности флуктуаций в побочной моде по сравнению с соответствующими характеристиками основной моды влияние дисперсии на флуктуации полной интенсивности излучения уменьшается. Так, на рис. 2, b кривые, построенные для $\tau_d^r = 0$ и $\tau_d^r = 0.5$, практически совпадают. При этом приблизительно равны и отношения сигнал-шум $SNR_s(\tau_d^r = 0) = 26.7$ dB, $SNR_s(\tau_d^r = 0.5) = 25.8$ dB. Уровень подавления побочной моды $SMSR$ для рис. 2, b составляет 13.9 dB.

Рис. 3 дает представление о влиянии амплитуды модуляции тока на шумовые характеристики излучения лазера и их преобразование в оптическом волокне. Здесь штриховыми линиями 1' и 2' представлена частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций интенсивности на выходе лазера, ток которого модулируется

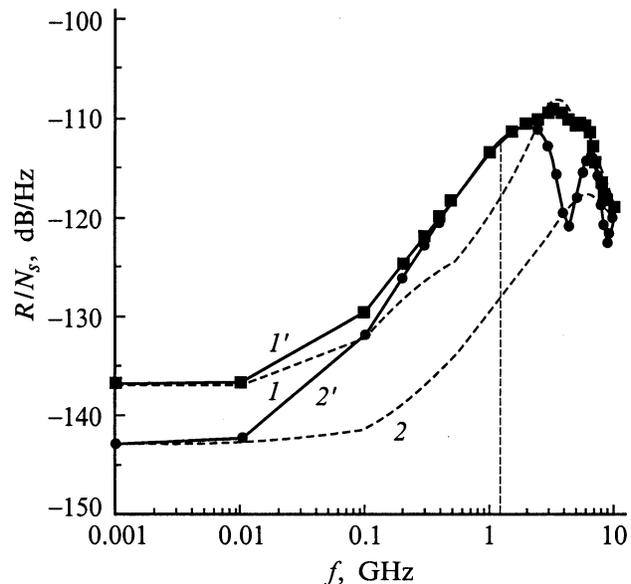


Рис. 3. Влияние амплитуды модуляции j_m тока инжекции на относительную спектральную плотность флуктуаций интенсивности излучения на выходе лазера (1, 2) и на выходе волокна с $\tau_d^r = 0.5$ (1', 2') при скорости передачи $BR = 2.5$ Gbit/s для $\Delta = 0.02$.

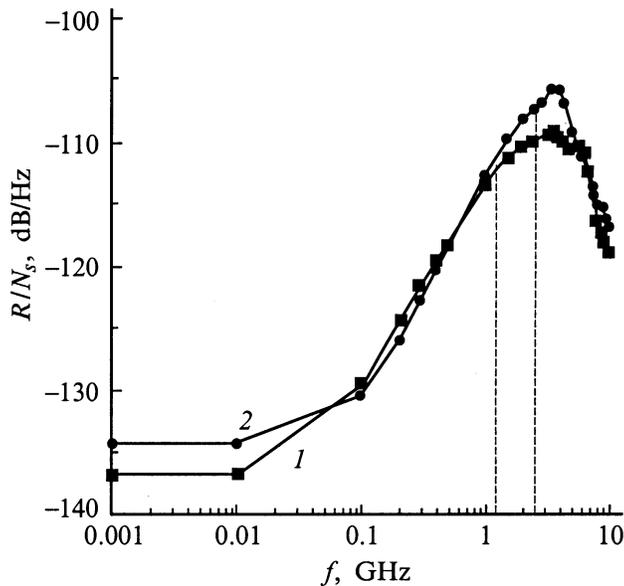


Рис. 4. Влияние скорости передачи данных BR на преобразование величины R/N_s в оптическом волокне для лазера с $\Delta = 0.02$ при модуляции тока накачки с амплитудой $j_m = 0.5j_{th}$. BR , Gbit/s: 1 — 2.5, 2 — 5.

с амплитудным значением $j_m = 0.5j_{th}$ и $j_m = 1.5j_{th}$ соответственно. Увеличение амплитуды j_m приводит к снижению уровня R/N_s и смещению релаксационного пика относительной спектральной плотности флуктуаций в сторону больших значений частоты. Следствием возрастания частоты релаксационных колебаний является то, что флуктуации интенсивности в модах лазера, ток которого модулирован сильнее, лучше "подогнаны" друг к другу, т.е. сохраняют приблизительную противофазность в полосе ФНЧ. Поэтому увеличивается отношение сигнал–шум (SNR_s для кривых 1 и 2 равны 27.5 и 37.9 dB соответственно). Дополнительный сдвиг фаз между спектральными компонентами флуктуаций интенсивности в модах, вызванный хроматической дисперсией, выражается в увеличении шума интенсивности полного излучения. Причем в большей степени это относится к излучению лазера с большей амплитудой модуляции. В результате оказывается, что шумовые характеристики лазерного излучения на выходе оптического волокна практически не зависят от амплитуды модуляции (SNR_s для параметров, определяемых кривой 1', составляет 23.0 dB, а для кривой 2' — 23.4 dB).

Влияние скорости передачи данных BR на частотную зависимость спектральной плотности флуктуаций интенсивности излучения на выходе волокна с относительной задержкой мод $\tau_d^r = 0.5$ иллюстрируется рис. 4. Модуляция тока с более высокой скоростью приводит к ухудшению шумовых характеристик $SNR_s(BR = 2.5 \text{ Gbit/s}) = 23.0 \text{ dB}$, а $SNR_s(BR = 5 \text{ Gbit/s}) = 15.5 \text{ dB}$. Связано это главным образом с расширением полосы ФНЧ, необходимым для

передачи более высокоскоростного сообщения (штриховыми линиями на рис. 4 показаны положения частоты f_0 для различных скоростей передачи BR).

Заключение

Проведено численное моделирование динамики и выполнены расчеты спектральной плотности флуктуаций интенсивности квазиодномодового ГЛ при модуляции тока накачки псевдослучайной последовательностью импульсов в NRZ-формате. В рамках первого приближения теории дисперсии для каждой из мод и второго приближения для полного излучения проведены расчеты преобразования спектральной плотности флуктуаций интенсивности ГЛ в оптическом волокне. Проведено изучение влияния параметров лазера и модуляции на шум разделения мод вследствие хроматической дисперсии. Установлено следующее.

Относительная спектральная плотность флуктуаций интенсивности на выходе лазера практически не зависит от параметра Δ , определяющего уровень подавления побочной моды. Однако взаимная задержка мод в оптическом волокне значительно увеличивает мощность шума полного излучения в полосе ФНЧ приемника для лазера с $\Delta \leq 0.03$ ($G_d \approx 4\text{--}5 \text{ cm}^{-1}$).

Увеличение амплитуды модуляции импульсов тока не приводит к существенному улучшению шумовых характеристик излучения на выходе волоконно-оптической линии задержки. При этом на выходе лазера отношение сигнал–шум значительно возрастает.

Увеличение скорости передачи сообщений BR выражается в ухудшении отношения сигнал–шум. Однако связано это в основном с необходимостью расширения полосы пропускания приемника.

Список литературы

- [1] Bowers J.E. // Sol. St. Electron. 1987. Vol. 30. N 1. P. 1–11.
- [2] Uomi K., Mishima T., Chinone N. // Appl. Phys Lett. 1987. Vol. 51. N 1. P. 78–80.
- [3] Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima T. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1992. Vol. QE-28. N 11. P. 1990–2008.
- [4] Matsui Y., Murai H., Arahira S. et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1997. Vol. 9. N 1. P. 25–27.
- [5] Marcuse D. // IEEE J. Quant. Electr. 1990. Vol. QE-26. N 2. P. 262–269.
- [6] Olsen C., Stubkjaer K., Olesen H. // J. Lightwave Technol. 1989. Vol. LT-7. N 4. P. 657–665.
- [7] Miller S. // IEEE J. Quant. Electr. 1989. Vol. QE-25. N 8. P. 1771–1781.
- [8] Cartledge J. // IEEE J. Quant. Electr. 1990. Vol. QE-26. N 12. P. 2046–2051.
- [9] Shikada M., Fujita S., Henmi N. et al. // J. Lightwave Technol. 1987. Vol. LT-5. N 10. P. 1488–1497.
- [10] Hakki B., Bosch F., Lumish S. // J. Lightwave Technol. 1989. Vol. LT-7. N 5. P. 804–812.
- [11] Shen T., Agrawal G. // J. Lightwave Technol. 1987. Vol. LT-5. N 5. P. 653–659.

- [12] Морозов Ю.А., Красникова И.В. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 6. С. 131–141.
- [13] Морозов Ю.А. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 4. С. 78–82.
- [14] Morozov Yu. A. // IEEE J. Quant. Electr. 1998. Vol. QE-34. N 7. P. 1209–1212.
- [15] Дуб Д.Л. Вероятностные процессы. М., 1956. 355 с.
- [16] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 381 с.