

## УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

PACS 42.55.Px; 42.60.Da; 42.60.Mi

# Сравнительный анализ частотных и шумовых характеристик лазерных диодов с резонатором Фабри–Перо и с распределенной обратной связью в режиме внешней оптической синхронизации

А.А.Афоненко, Е.С.Дорогуш, С.А.Мальшев, А.Л.Чиж

На основе системы связанных укороченных уравнений в режиме малого сигнала проанализированы частотные и шумовые характеристики лазерных диодов с распределенной обратной связью за счет показателя преломления или поглощения, а также лазерных диодов с резонаторами Фабри–Перо (РФП). Показано, что наименьшую зависимость эффективности прямой модуляции от частоты синхронизирующего излучения в режиме сильной внешней оптической синхронизации имеет лазерный диод с РФП, образованный высокоотражающим и просветленным покрытиями на торцевых гранях лазерной структуры. Снижение зависимости выходных характеристик лазерного диода от частоты синхронизирующего излучения может быть достигнуто путем уменьшения коэффициента отражения просветленного зеркала РФП.

**Ключевые слова:** режим внешней оптической синхронизации, связанные укороченные уравнения, частотные характеристики, относительная интенсивность шума.

## 1. Введение

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что при использовании режима внешней оптической синхронизации лазерного диода в волоконно-оптических системах связи имеет место увеличение предельной частоты прямой модуляции и уменьшение интенсивности шума [1–3]. Так, в режиме внешней оптической синхронизации лазерных InGaAsP-диодов с распределенной обратной связью (РОС) и лазеров с вертикальным резонатором были достигнуты предельные частоты прямой токовой модуляции более 100 ГГц [4], что позволяет отказаться от дорогостоящих внешних оптических модуляторов даже в системах связи со скоростью передачи данных 100 Гбит/с. Режим внешней оптической синхронизации лазерного диода достигается при инъекции в его резонатор излучения задающего лазера, при которой лазерный диод начинает генерировать излучение на частоте задающего лазера, при этом обратное влияние на задающий лазер исключается с помощью невзаимного оптического элемента, например оптического циркулятора (рис.1).

Одной из технических сложностей, сдерживающих широкое практическое использование режима внешней оптической синхронизации лазерного диода, является критическая зависимость его выходных характеристик от разности собственной частоты генерации и частоты генерации задающего лазера, которую принято называть отстройкой частоты. Целью настоящей работы является определение типа лазерного диода, выходные характеристики которого в режиме внешней оптической синхронизации

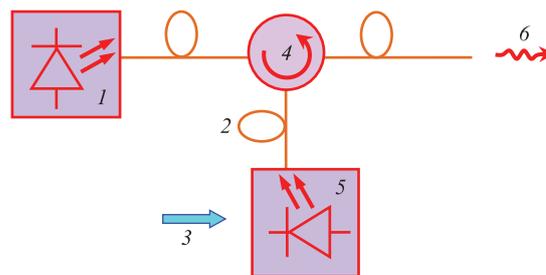


Рис.1. Схема внешней оптической синхронизации лазерного диода на основе волоконно-оптических компонентов: 1 – задающий лазерный диод; 2 – волокно с сохранением поляризации; 3 – СВЧ сигнал; 4 – оптический циркулятор; 5 – ведомый лазерный диод; 6 – модулированный по интенсивности оптический сигнал.

наименее зависят от частоты отстройки. Для этого в работе анализируются частотные и шумовые характеристики четырех типов лазерных диодов в режиме внешней оптической синхронизации: 1) лазерный диод с РОС за счет показателя преломления (DFB), 2) лазерный диод с РОС за счет поглощения (DFB-A), 3) лазерный диод с резонатором Фабри–Перо (РФП), образованным зеркалами за счет френелевского отражения на границе полупроводник–воздух (FP), и 4) лазерный диод с РФП, образованным высокоотражающим и просветляющим покрытиями на торцевых гранях (FP HR/AR).

Обычно частотные и шумовые характеристики лазерных диодов анализируются в режиме малых сигналов [1–3]. Использование системы скоростных уравнений обоснованно для анализа частотных характеристик в условиях слабой инъекции при частотах прямой модуляции, значительно меньших межмодового частотного интервала резонатора [5]. Особенности лазерных резонаторов можно учесть при использовании распределенной модели [6–8]. В настоящей работе проведено развитие распределенной модели резонатора, учитывающей продольную неоднородность поля и концентрации носите-

А.А.Афоненко, Е.С.Дорогуш. Белорусский государственный университет, Белоруссия, 220030 Минск, просп. Независимости, 4; e-mail: afonenko@bsu.by

С.А.Мальшев, А.Л.Чиж. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68

Поступила в редакцию 8 мая 2015 г.

лей в активной области, применительно к режиму внешней оптической синхронизации.

## 2. Система базовых уравнений

В каждой точке лазерного резонатора представим напряженность электромагнитного поля в виде суммы напряженностей двух электромагнитных волн, распространяющихся в противоположных направлениях:

$$E(x, t) = [a(x, t) \exp(ik_b x) + b(x, t) \exp(-ik_b x)] \times \exp(-i\omega t) / \sqrt{2} + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где  $k_b$  – базовая постоянная распространения;  $\omega$  – круговая частота электромагнитного поля в лазерном резонаторе;  $a(x, t)$  и  $b(x, t)$  – комплексные медленноменяющиеся амплитуды электромагнитных волн в лазерном резонаторе. Нормировку амплитуд электромагнитных волн удобно выбрать таким образом, чтобы плотность фотонов в лазерном резонаторе при усреднении по пространственному и временному периоду имела простой вид

$$S(x, t) = \langle E^2(x, t) \rangle = |a(x, t)|^2 + |b(x, t)|^2. \quad (2)$$

В лазерных РОС-структурах удобно выбрать базовую постоянную распространения  $k_b$  в соответствии с пространственной зависимостью показателя преломления

$$\Delta n(x) = \Delta n_b \sin |2k_b(x - x_0)|. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta n_b$  – переменная составляющая комплексного показателя преломления, а точка  $x_0$  задает положение четвертьволнового сдвига брэгговской решетки (при наличии).

Амплитуды  $a(x, t)$  и  $b(x, t)$  находятся из системы уравнений связанных волн [7]:

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{v_g \partial t} \right) a(x, t) = i[k(\omega, x, t) - k_b] a(x, t) \pm \kappa_b \exp(-2ik_b x_0) b(x, t), \\ \left( \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{v_g \partial t} \right) b(x, t) = -i[k(\omega, x, t) - k_b] b(x, t) \pm \kappa_b \exp(2ik_b x_0) a(x, t), \end{cases} \quad (4)$$

где  $k(\omega, x, t)$  и  $v_g$  – комплексная постоянная распространения и групповая скорость электромагнитной волны в лазерном резонаторе, а  $\kappa_b = \Delta n_b k_b / 2$  – коэффициент РОС. Знак «+» берется для участка  $x > x_0$ , знак «-» – для участка  $x < x_0$ . Для лазерных диодов с РФП коэффициент  $\kappa_b = 0$ . С учетом коэффициентов внутренних потерь  $\rho$  и усиления  $G(x, t)$  комплексную постоянную распространения можно представить в виде

$$k(\omega, x, t) = k_b + (n_g - n_b)(\omega - \omega_b) / c + [i\rho + (\alpha + i) G(x, t)] / 2. \quad (5)$$

Здесь  $\alpha$  – параметр амплитудно-фазовой связи, а  $n_g$  и  $n_b$  – групповой и фазовый показатели преломления на базовой частоте  $\omega_b$ . Координатная зависимость коэффициента усиления задается пространственным распределением носителей заряда  $N(x, t)$  и плотности фотонов  $S(x, t)$ :

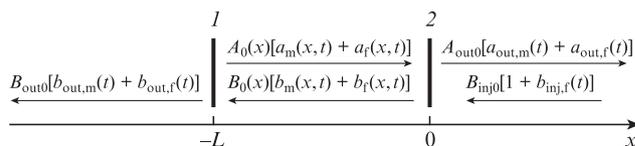


Рис.2. Схема лазерного резонатора с используемой системой координат и обозначением стационарных, модуляционных и шумовых амплитуд; 1, 2 – зеркала, L – длина резонатора.

$$G(x, t) = \frac{1}{1 + \varepsilon S(x, t)} \begin{cases} g N_{inv} \ln \left( \frac{N(x, t)}{N_{inv}} \right), & N(x, t) \geq N_{inv}, \\ g [N(x, t) - N_{inv}], & N(x, t) < N_{inv}, \end{cases} \quad (6)$$

где  $g$  – дифференциальное усиление;  $N_{inv}$  – инверсная концентрация носителей заряда;  $\varepsilon$  – параметр нелинейного усиления. Для нахождения пространственного распределения носителей заряда использовалось стандартное балансное уравнение:

$$\frac{\partial N(x, t)}{\partial t} = \frac{j(t)}{e} - R(x, t) - v_g G(x, t) S(x, t), \quad (7)$$

где  $j$  – плотность тока накачки;  $R(x, t) = N(x, t) / \tau$  – скорость рекомбинации неравновесных носителей, которая выражается через эффективное время жизни носителей заряда  $\tau$ ;  $e$  – заряд электрона.

В предположении, что внешняя инжекция синхронизирующего излучения осуществляется через зеркало 2, которое располагается в начале координат  $x = 0$ , а длина лазерного резонатора равна  $L$  (рис.2), граничные условия для комплексных медленноменяющихся амплитуд имеют следующий вид:

$$\begin{bmatrix} a_{out}(t) \\ b_{inj}(t) \end{bmatrix} = T_{fr} \begin{bmatrix} a(0, t) \\ b(0, t) \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} b_{out}(t) \\ 0 \end{bmatrix} = T_b \begin{bmatrix} b(-L, t) \\ a(-L, t) \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Здесь  $a_{out}(t)$  и  $b_{out}(t)$  – комплексные медленноменяющиеся амплитуды волн, выходящих из переднего зеркала 2 и заднего зеркала 1 лазерного диода;  $b_{inj}(t)$  – комплексная медленноменяющаяся амплитуда синхронизирующего излучения;  $T_{fr}$  и  $T_b$  – матрицы преобразования комплексных амплитуд внутрирезонаторных волн в комплексные амплитуды выходящих и входящих волн. Так, например, для отражателя на границе полупроводника с показателем преломления  $n_b$  и воздуха матрица преобразования имеет вид

$$T = \frac{1}{2n_b} \begin{bmatrix} 1 + n_b & 1 - n_b \\ 1 - n_b & 1 + n_b \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Для граней с отражающими или просветляющими покрытиями матрица преобразования может быть рассчитана методом передаточных матриц [9]. Решая совместно систему уравнений (4) и (7) с граничными условиями (8) в случае инжекции монохроматическим излучением с частотой  $\omega_{inj}$  и амплитудой  $b_{inj}(t) = B_{inj0}$  можно найти стационарные распределения концентрации носителей заряда  $N_0(x)$ , усиления  $G_0(x)$ , скорости рекомбинации  $R_0(x)$ , плотности фотонов  $S_0(x)$  и комплексных медленноменяющихся амплитуд  $A_0(x)$  и  $B_0(x)$  в лазерном резонаторе. Выходная мощность рассчитывается с помощью следующего выражения:

$$P_{out} = \hbar \omega_{inj} v_g W |A_{out0}|^2 / m_b, \quad (10)$$

где  $W$  – ширина активной области лазерного диода. Параметры лазерных диодов, используемые при моделировании, приведены ниже.

Длина волны синхронизирующего излучения	
$\lambda_{inj}$ (мкм) . . . . .	1.55
Длина резонатора лазерного диода $L$ (мкм) . . . . .	300
Ширина резонатора лазерного диода $W$ (мкм) . . . . .	2.5
Фоновый показатель преломления резонатора $n_0$ . . . . .	3.3
Групповой показатель преломления резонатора $n_g$ . . . . .	3.8
Брэгговский показатель преломления $\Delta n_b$ для DFB . . . . .	0.0025
для DFB-A . . . . .	-0.0015i
Эффективное время жизни носителей заряда $\tau$ (нс) . . . . .	1
Дифференциальное усиление $g$ (см) . . . . .	$5 \times 10^{-11}$
Инверсная концентрация носителей заряда	
$N_{inv}$ (см $^{-2}$ ) . . . . .	$5 \times 10^{11}$
Коэффициент нелинейного усиления $\epsilon$ (см $^2$ ) . . . . .	$10^{-12}$
Параметр амплитудно-фазовой связи $\alpha$ . . . . .	3
Вклад спонтанных переходов в лазерную моду $\beta_{sp}$ . . . . .	$3 \times 10^{-5}$

Условие синхронизации означает, что, во-первых, при заданной частоте внешнего излучения  $\omega_{inj}$  существует стационарное решение системы уравнений (4) и (7), во-вторых, уровень возбуждения активной области не достаточен для генерации собственного излучения, т.е. ведомый лазер функционирует как усилитель внешнего излучения. Для проверки второго условия в лазерных диодах с РФП в распределенной модели можно сравнивать среднее по активной области усиление с коэффициентом потерь. Однако для лазерных диодов с РОС этот метод не пригоден. Чтобы определить, осуществляется ли самовозбуждение собственных мод резонатора, рассчитаем их при заданном распределении концентрации носителей, полученном в режиме внешней синхронизации, при этом частота генерации выступает в качестве комплексного собственного значения  $\omega = \omega' + i\omega''$  [9]. Используя мнимую часть  $\omega''$  комплексной частоты, которая определяет затухание электромагнитной моды в резонаторе, можно выразить разность между эффективным коэффициентом модового усиления  $G_{eff}$  и коэффициентом потерь:

$$\Delta G_{eff} = -2\omega''/v_g. \quad (11)$$

В режиме внешней оптической синхронизации эта величина должна оставаться отрицательной для всех мод лазерного резонатора.

Коэффициент связи с внешним излучением  $\kappa_{inj}$  определялся по изменению эффективного усиления резонатора при инжекции маломощного внешнего излучения с частотой  $\omega_{inj}$ , равной частоте свободной генерации лазерного диода:

$$\kappa_{inj} = \frac{\sqrt{1 + \alpha^2}}{2} \frac{dG_{eff}}{dB_{inj0}} \sqrt{S_0}. \quad (12)$$

Для нахождения динамических решений удобно представить амплитуды полей в виде произведений стационарных и относительных динамических амплитуд

$$a(x, t) = A_0(x) a_m(x, t), \quad b(x, t) = B_0(x) b_m(x, t), \quad (13)$$

тогда относительные динамические амплитуды  $a_m(x, t)$  и  $b_m(x, t)$  находятся из следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{v_g \partial t} \right) a_m(x, t) = \frac{1 - i\alpha}{2} [G(x, t) - G_0(x)] a_m(x, t) \\ \quad \pm \kappa_b \frac{B_0(x)}{A_0(x)} \exp(-2ik_b x_0) [b_m(x, t) - a_m(x, t)], \\ \left( \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{v_g \partial t} \right) b_m(x, t) = -\frac{1 - i\alpha}{2} [G(x, t) - G_0(x)] b_m(x, t) \\ \quad \pm \kappa_b \frac{A_0(x)}{B_0(x)} \exp(2ik_b x_0) [a_m(x, t) - b_m(x, t)], \end{cases} \quad (14)$$

которая эквивалентна уравнениям [7], записанным для амплитуды и фазы излучения.

### 3. Частотная характеристика в режиме малых сигналов

Для расчета частотной характеристики лазерного диода в режиме внешней оптической синхронизации рассмотрим модуляцию тока инжекции в режиме малого сигнала:

$$j(t) = j_0 + j_m \exp(i\Omega t) + j_m^* \exp(-i\Omega t), \quad (15)$$

где  $\Omega$  – частота модуляции;  $j_0$  – средний ток накачки;  $j_m$  – модуляционная составляющая тока накачки ( $|j_m| \ll j_0$ ). Тогда линеаризованное уравнение для баланса концентрации носителей имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \left( i\Omega + \frac{\partial R_0(x)}{\partial n} \right) N_m(x, \Omega) &= \frac{j_m}{e} - v_g S_0(x) G_m(x, \Omega) \\ &- v_g G_0(x) S_m(x, \Omega), \end{aligned} \quad (16)$$

где  $N_m(x, \Omega)$ ,  $G_m(x, \Omega)$ ,  $S_m(x, \Omega)$  – распределения комплексных модуляционных составляющих концентрации носителей заряда, усиления и плотности фотонов соответственно;

$$\begin{aligned} N(x, t) &= N_0(x) + N_m(x, \Omega) \exp(i\Omega t) \\ &+ N_m^*(x, \Omega) \exp(-i\Omega t), \\ S(x, t) &= S_0(x) + S_m(x, \Omega) \exp(i\Omega t) \\ &+ S_m^*(x, \Omega) \exp(-i\Omega t), \end{aligned} \quad (17)$$

$$G_m(x, \Omega) = \frac{\partial G_0(x)}{\partial N} N_m(x, \Omega) + \frac{\partial G_0(x)}{\partial S} S_m(x, \Omega).$$

В этом случае относительные динамические амплитуды будем искать в виде

$$\begin{aligned} a_m(x, t) &= 1 + A_{m1}(x, \Omega) \exp(i\Omega t) \\ &+ A_{m2}^*(x, \Omega) \exp(-i\Omega t), \\ b_m(x, t) &= 1 + B_{m1}(x, \Omega) \exp(i\Omega t) \\ &+ B_{m2}^*(x, \Omega) \exp(-i\Omega t), \end{aligned} \quad (18)$$

где  $A_{m1,2}$  и  $B_{m1,2}$  – модуляционные составляющие относительных динамических амплитуд электромагнитных волн в лазерном резонаторе. Модуляционная составляющая плотности фотонов выражается через величины  $A_{m1,2}$  и  $B_{m1,2}$  следующим образом:

$$S_m(x, \Omega) = |A_0(x)|^2 [A_{m1}(x, \Omega) + A_{m2}(x, \Omega)] + |B_0(x)|^2 [B_{m1}(x, \Omega) + B_{m2}(x, \Omega)]. \quad (19)$$

Эффективность модуляции лазерного диода током накачки в режиме малых сигналов определяется как

$$\eta(\Omega) = \frac{\hbar\omega_{inj}v_g}{n_b L} \frac{|A_{out0}|^2 |A_{out,m1}(\Omega) + A_{out,m2}(\Omega)|}{|j_m|}. \quad (20)$$

Следует уточнить, что уравнение для баланса носителей (16) не учитывает особенности переноса и захвата носителей в квантовые ямы. В первом приближении такие процессы могут быть учтены в модуляционных характеристиках заменой  $j_m$  на  $j_m/(1 + i\Omega\tau_c)$ , где  $\tau_c$  – эффективное время захвата носителей в квантовые ямы. Если считать, что процессы инжекции тока во всех рассматриваемых лазерных структурах одинаковы, то наличие дополнительного множителя не повлияет на результаты сравнения.

Устойчивость решения системы уравнений (14), (16) проверялась по Ляпунову. В уравнениях (16)–(18) производилась замена  $i\Omega$  на  $z$ , плотность тока модуляции  $j_m$  полагалась равной нулю. В качестве характеристического уравнения для определения характеристических чисел  $z$  использовался определитель линейной системы (14), (16). Решение считалось неустойчивым при наличии хотя бы одного корня с положительной действительной частью.

#### 4. Шумовые характеристики

Флуктуации амплитуды и фазы излучения на выходе ведомого лазера определяются как флуктуациями в самой активной области ведомого лазера (собственные шумы), так и флуктуациями амплитуды и фазы инжектируемого излучения задающего лазера (усиленные шумы внешнего синхронизирующего излучения).

*Собственные шумы.* Источниками флуктуации амплитуды электромагнитной волны в лазерном резонаторе в волновом уравнении выступают флуктуации поляризации активной среды. Размеры квантовых осцилляторов, взаимодействующих с электромагнитным полем в резонаторе, определяются длиной свободного пробега носителей заряда (менее 1 мкм), что намного меньше длины резонатора, поэтому в расчетах можно использовать координатную зависимость источников шума в виде дельта-функции. Если взять функцию квантового шума  $f(t)$  как в скоростном уравнении для амплитуды поля, то в изначальное волновое уравнение для амплитуды ее можно включить в виде  $2(k_b L/v_g) f(t) \delta(x - x')$ . Далее выходные шумовые характеристики должны усредняться по всевозможным положениям  $x'$  квантового осциллятора внутри резонатора. Решение волнового уравнения с дельта-функцией в правой части может быть представлено в виде сшивки двух решений однородного волнового уравнения, при которой сохраняется непрерывность амплитуды шумового поля  $E_f(x, t)$ , а производная по координате имеет разрыв:

$$\frac{\partial E_f(x, t)}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow x'+0} - \frac{\partial E_f(x, t)}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow x'-0} = 2 \frac{k_b L}{v_g} f(x', t). \quad (21)$$

В приближении медленноменяющейся шумовой амплитуды, аналогично (1), (18), можно считать, что

$$\frac{\partial E_f(x, t)}{\partial x} = \frac{ik_b}{\sqrt{2}} [a_f(x, t)A_0(x)\exp(ik_b x) - b_f(x, t)B_0(x)\exp(-ik_b x)] \exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.} \quad (22)$$

Временная зависимость источников шума на частоте  $\omega - \Omega$  в узком спектральном интервале  $\Delta\Omega$  представляется в виде

$$f(x, t) = \frac{i}{\sqrt{2}} [F(x, \Omega)\exp(-i(\omega - \Omega)t) - F^*(x, \Omega)\exp(i(\omega - \Omega)t)] \sqrt{\Delta\Omega}. \quad (23)$$

Для нахождения частотных составляющих медленноменяющихся шумовых амплитуд  $A_f(x, \Omega)$  и  $B_f(x, \Omega)$  могут быть использованы система уравнений и подстановки, аналогичные (14), (16), с заменой индекса «m» на «f». Тогда условие (21) с учетом непрерывности  $E_f(x, t)$  можно записать как

$$A_0(x)[A_{f1}(x, \Omega)|_{x \rightarrow x'+0} - A_{f1}(x, \Omega)|_{x \rightarrow x'-0}] = \frac{L}{v_g} F^{(1)}(x', \Omega) \exp(-ik_b x') \sqrt{\Delta\Omega}, \quad (24)$$

$$B_0(x)[B_{f1}(x, \Omega)|_{x \rightarrow x'+0} - B_{f1}(x, \Omega)|_{x \rightarrow x'-0}] = -\frac{L}{v_g} F^{(1)}(x', \Omega) \exp(ik_b x') \sqrt{\Delta\Omega}. \quad (25)$$

Здесь  $F^{(1)}(x, \Omega) = F(x, \Omega)$ . Для амплитуд  $A_{f2}$  и  $B_{f2}$  необходимо использовать комплексно-сопряженные условия (24) и (25), а также независимый источник шума  $F^{(2)}(x, \Omega) = F^*(x, -\Omega)$ . Для учета квантовых шумов в балансе носителей заряда можно использовать линейризованное уравнение (16) с заменой модуляционной составляющей тока накачки  $j_m/e$  на шумовую компоненту  $F^{(N)}(x, \Omega)L\delta(x - x')$ .

С учетом трех рассматриваемых источников шума  $F^{(1)}(x, \Omega)$ ,  $F^{(2)}(x, \Omega)$  и  $F^{(N)}(x, \Omega)$  и соответствующих им медленноменяющихся шумовых амплитуд амплитудные и фазовые флуктуации выходящего излучения могут быть записаны в виде

$$\frac{S_{out,f}(t)}{S_{out0} \sqrt{\Delta\Omega}} = \sum_{j=1,2,N} [A_{out,fl}^{(j)}(\Omega) + A_{out,f2}^{(j)}(\Omega)] \exp(i\Omega t) + \text{компл. сопр.}, \quad (26)$$

$$\frac{\varphi_{out,f}(t)}{\sqrt{\Delta\Omega}} = \frac{1}{2i} \sum_{j=1,2,N} [A_{out,fl}^{(j)}(\Omega) - A_{out,f2}^{(j)}(\Omega)] \exp(i\Omega t) + \text{компл. сопр.} \quad (27)$$

Следовательно, спектральные мощности амплитудного шума, фазового шума и их корреляции записываются как

$$RIN(\Omega) = 2 \frac{\langle S_{out,f}^2(t) \rangle}{S_{out0}^2 \Delta\Omega} = 4 \sum_{j,j'=1,2,N} \langle [A_{out,fl}^{(j)*}(\Omega) + A_{out,f2}^{(j)*}(\Omega)] \times [A_{out,fl}^{(j')}(\Omega) + A_{out,f2}^{(j')}(\Omega)] \rangle, \quad (28)$$

$$L_\varphi(\Omega) = 2 \frac{\langle \varphi_{out,f}^2(t) \rangle}{\Delta\Omega} = \sum_{j,j'=1,2,N} \langle [A_{out,fl}^{(j)*}(\Omega) - A_{out,f2}^{(j)*}(\Omega)] \times [A_{out,fl}^{(j')}(\Omega) - A_{out,f2}^{(j')}(\Omega)] \rangle, \quad (29)$$

$$\begin{aligned}
K(\Omega) &= 2 \frac{\langle S_{\text{out},f}(t) \varphi_{\text{out},f}(t) \rangle}{S_{\text{out}0} \Delta \Omega} \\
&= -2i \sum_{j,j'=1,2,N} \langle [A_{\text{out},f1}^{(j)*}(\Omega) + A_{\text{out},f2}^{(j)*}(\Omega)] \\
&\quad \times [A_{\text{out},f1}^{(j)}(\Omega) - A_{\text{out},f2}^{(j)}(\Omega)] \rangle. \quad (30)
\end{aligned}$$

Здесь  $\langle \dots \rangle$  обозначает усреднение, а дополнительный множитель 2 возникает при использовании физической шкалы частот  $\Omega$  в диапазоне  $[0, +\infty)$ . При усреднении используем спектральные мощности квантового шума в полуклассическом виде

$$\langle F^{(j)*}(x, \Omega) F^{(j')}(x, \Omega) \rangle = \beta_{\text{sp}} R_0(x) \delta_{jj'}, \quad j, j' = 1, 2, \quad (31)$$

$$\langle F^{(N)*}(x, \Omega) F^{(N)}(x, \Omega) \rangle = \frac{1}{LW} \left[ \frac{j_0}{e} + R_0(x) \right] + 2\beta_{\text{sp}} R_0(x) S_0(x), \quad (32)$$

$$\langle F^{(N)*}(x, \Omega) F^{(1)}(x, \Omega) \rangle = -\beta_{\text{sp}} R_0(x) \times [A_0(x) \exp(ik_b x) + B_0(x) \exp(-ik_b x)], \quad (33)$$

$$\langle F^{(N)*}(x, \Omega) F^{(2)}(x, \Omega) \rangle = -\beta_{\text{sp}} R_0(x) \times [A_0^*(x) \exp(-ik_b x) + B_0^*(x) \exp(ik_b x)], \quad (34)$$

где  $\beta_{\text{sp}}$  – вклад спонтанных переходов в лазерную моду. После усреднения по координате выходных характеристик из-за наличия в правых частях условий (26), (27) и (33), (34) быстро осциллирующих в пространстве множителей результат получается такой, как если бы источники шума для прямой и обратной волн считались независимыми.

Усиленные шумы внешнего синхронизирующего излучения. В формировании относительной мощности шума на частоте  $\Omega$  участвуют спектральные составляющие инжектируемого излучения на частотах  $\omega \pm \Omega$ , соответствующие относительным шумовым амплитудам  $B_{\text{inj},f1}(\Omega)$  и  $B_{\text{inj},f2}(\Omega)$ . Введем матрицу относительных амплитудных коэффициентов усиления лазерного диода при инжекции малых сигналов:

$$M_{ij}(\Omega) = \partial A_{\text{out},mi} / \partial B_{\text{inj},fj}, \quad i, j = 1, 2. \quad (35)$$

Недиагональные коэффициенты  $M_{ij}$  обусловлены нелинейностью исходной системы уравнений и описывают преобразование частоты излучения  $\omega - \Omega$  в частоту  $\omega + \Omega$ . Относительная мощность усиленного шума внешнего синхронизирующего излучения записывается в виде

$$\begin{aligned}
\text{RN}_{\text{inj}}(\Omega) &= 4 \langle | [M_{11}(\Omega) + M_{21}(\Omega)] B_{\text{inj},f1}(\Omega) \\
&\quad + [M_{12}(\Omega) + M_{22}(\Omega)] B_{\text{inj},f2}(\Omega) |^2 \rangle. \quad (36)
\end{aligned}$$

С учетом выражений (28)–(30) применительно к инжектируемому излучению видно, что относительная мощность усиленного шума в общем случае является линейной комбинацией относительной мощности усиленного шума, среднеквадратической флуктуации фазы и корреляции амплитудных и фазовых шумов инжектируемого излучения. Это связано с неэквивалентностью усиления излучения на частотах  $\omega \pm \Omega$ .

## 5. Результаты и обсуждение

Сравнение лазерных диодов в режиме внешней оптической синхронизации выполнялось при одинаковом токе инжекции. Характеристики режима оптической синхронизации существенно зависят от внутреннего инжекционного отношения, равного отношению плотностей инжектируемых и запасенных в резонаторе в режиме свободной генерации фотонов, поэтому коэффициенты внутренних потерь разных структур подбирались таким образом, чтобы пороговые токи приблизительно совпадали, и в режиме свободной генерации при одинаковом токе инжекции внутри резонатора генерировались одинаковые средние плотности фотонов. На практике удобнее пользоваться внешним инжекционным отношением, равным отношению мощности излучения, инжектируемого и выходящего в режиме свободной генерации. Оценки показали, что из рассматриваемых лазерных диодов самым большим коэффициентом связи с внешним излучением обладает диод типа FP HR/AR (табл. 1). В этом типе лазерного диода, в отличие от простого FP, внешнее излучение легко проникает в резонатор через просветляющее покрытие и взаимодействует с лазерной модой. В лазерных диодах DFB и DFB-A с просветляющими покрытиями проникновению внешнего излучения в центр резонатора, где сосредоточена основная энергия лазерной моды, препятствует брэгговское отражение. Большой коэффициент связи с внешним излучением  $\kappa_{\text{inj}}$  должен обеспечивать больший диапазон частот отстройки, при которых обеспечивается оптическая синхронизация. Численное решение систем уравнений (4) и (7) и расчет области синхронизации в зависимости от частоты отстройки инжектируемого излучения и мощности инжекции подтверждает эти оценки (рис. 3), что согласуется с результатами анализа [10], где показано, что полоса синхронизации значительно возрастает при уменьшении коэффициента РОС.

Для лазерных диодов с РФП структура границы области синхронизации представляет собой повторяющуюся картину с периодом, равным межмодовому интервалу, то есть все моды практически эквивалентны. В лазерных диодах с РОС собственные моды расположены неквадрантно, и основную моду синхронизировать легче (при меньшей мощности оптической инжекции), чем соседние моды. Минимальная мощность излучения (назовем ее критической), при которой лазерный диод синхронизируется

Табл. 1. Рассчитанные параметры лазеров с разными типами структур.

Тип структуры	$ r_1 $	$ r_2 $	Пороговый ток $I_{\text{th}}$ (мА)	$\rho$ (см <sup>-1</sup> )	$\kappa_{\text{inj}}$ (см <sup>-1</sup> )	Низкочастотная эффективность модуляции в режиме свободной генерации $\eta_0$ (Вт/А)
DFB	0.22	0.22	5.8	15	16	0.27
DFB-A	0.96	0.22	5.5	55	22	0.42
FP	0.53	0.53	5.8	15	15	0.29
FP HR/AR	0.96	0.22	5.8	4	32	0.69

Примечание:  $|r_1|$  и  $|r_2|$  – амплитудные коэффициенты отражения 1-го и 2-го зеркал.

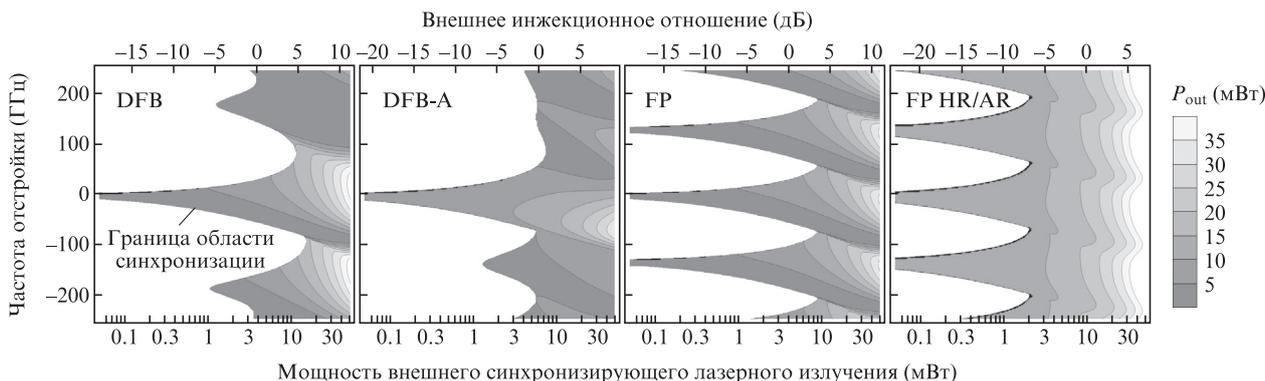


Рис.3. Зависимость выходной мощности лазерного диода  $P_{\text{out}}$  при токе накачки 20 мА в режиме внешней оптической синхронизации от мощности синхронизирующего излучения и частот отстройки внешнего излучения от собственной частоты. Черным цветом выделена область неустойчивой генерации.

при любой отстройке частоты внешнего излучения, для диода типа FP HR/AR оказывается в несколько раз меньше, чем в других структурах. Выходная мощность стационарной генерации в лазерных диодах DFB, DFB-A или FP за счет эффектов интерференции отраженного и генерируемого излучения может снижаться практически до нуля, при этом все излучение выходит через противоположную грань резонатора. В лазерном диоде типа FP HR/AR полного интерференционного гашения выходной мощности не происходит (рис.3). Самопроизвольные пульсации излучения в режиме синхронизации реализуются при мощностях меньше критической, при этом усиление близко к пороговому. При мощностях инжекции, значительно превышающих критическую, из-за снижения уровня инверсии внешним излучением усиление ведомого лазера значительно ниже порогового, что способствует устойчивой генерации.

Эффективность прямой модуляции и относительная интенсивность шума ведомого лазерного диода обладают резонансом на частотах модуляции, равных частоте отстройки внешнего синхронизирующего лазерного излучения от частоты ближайшей собственной моды ведомого лазера (рис.4,а,б). Вблизи резонанса происходит также существенное усиление шумов инжектируемого излучения (рис.4,в). Из-за опережающего роста относительной интенсивности шума по сравнению с эффективностью модуляции при приближении к резонансу отношение сигнал/шум ухудшается.

При мощностях внешнего синхронизирующего лазерного излучения, превышающих критическую, с ростом мощности задающего лазерного диода максимальная эффективность прямой модуляции лазерного диода на заданной частоте увеличивается, а относительная интенсивность шума уменьшается, и, таким образом, отношение сигнал/шум улучшается. При этом характеристики не являются резонансными и требование к точности поддержания заданной разности частот задающего и ведомого лазера снижается от единиц до десятков гигагерц. В лазерных диодах DFB, DFB-A или FP эффективность прямой модуляции может снижаться до нуля, а относительная интенсивность шума значительно возрастать вблизи областей интерференционного гашения выходной мощности. Область минимальной относительной мощности шума в зависимости от частоты отстройки совпадает с областью максимальной выходной мощности. Диапазоны частот отстроек с максимальной эффективностью модуляции и максимальной выходной мощностью приближенно

совпадают только в структуре DFB-A. Минимальные собственные шумы для различных лазеров при мощности инжекции более 20 мВт составляют от  $-165$  до  $-170$  дБн/Гц (рис.4,б). Шумы инжектируемого излучения передаются в выходное излучение, изменяясь в диапазоне  $\pm 3$  дБн/Гц, при типичных шумах инжектируемого излучения от  $-150$  до  $-160$  дБн/Гц они будут давать основной вклад в результирующую относительную мощность шума (рис.4,в).

В режиме сильной оптической инжекции эффективность модуляции в лазерном диоде FP HR/AR в отличие от других структур не снижается до нуля ни при какой частоте отстройки. При этом диапазон вариации относительной эффективности модуляции на частоте 25 ГГц составляет всего около  $\pm 1.5$  дБ. Расчеты показывают, что если снизить коэффициент отражения просветленного отражателя, уменьшив тем самым добротность и селективные свойства резонатора, то можно еще больше снизить зависимость характеристик от разности частот ведомого и ведущего лазеров. Например, при снижении коэффициента отражения просветленного зеркала с 5% до 1% или 0.01% и неизменных других параметрах лазера (включая ток и мощность инжекции) диапазон вариации относительной эффективности модуляции на частоте 25 ГГц снижается до  $\pm 0.7$  или  $\pm 0.05$  дБ соответственно. При этом для большинства приложений вообще может исчезнуть необходимость поддержания заданной частоты отстройки. Следует также отметить, что с уменьшением коэффициента отражения просветленного зеркала порог генерации ведомого лазера возрастает, что может исключить генерацию в нем без оптической инжекции.

Диапазон вариации эффективности модуляции лазерного диода FP HR/AR также имеет минимум в зависимости от тока инжекции (15 мА) и длины резонатора (320 мкм). При увеличении тока накачки происходит слабовыраженное уменьшение максимальной эффективности модуляции в зависимости от частоты отстройки. Это связано с тем, что в режиме сильной оптической инжекции плотность фотонов в резонаторе в большей степени определяется инжектируемым излучением, чем током накачки.

## 6. Заключение

Проведено моделирование характеристик различных лазерных диодов в режиме оптической синхронизации на основе распределенной модели резонатора, учитывающих продольную неоднородность поля и концентрации носителей в активной области. Показано, что выходная мощ-

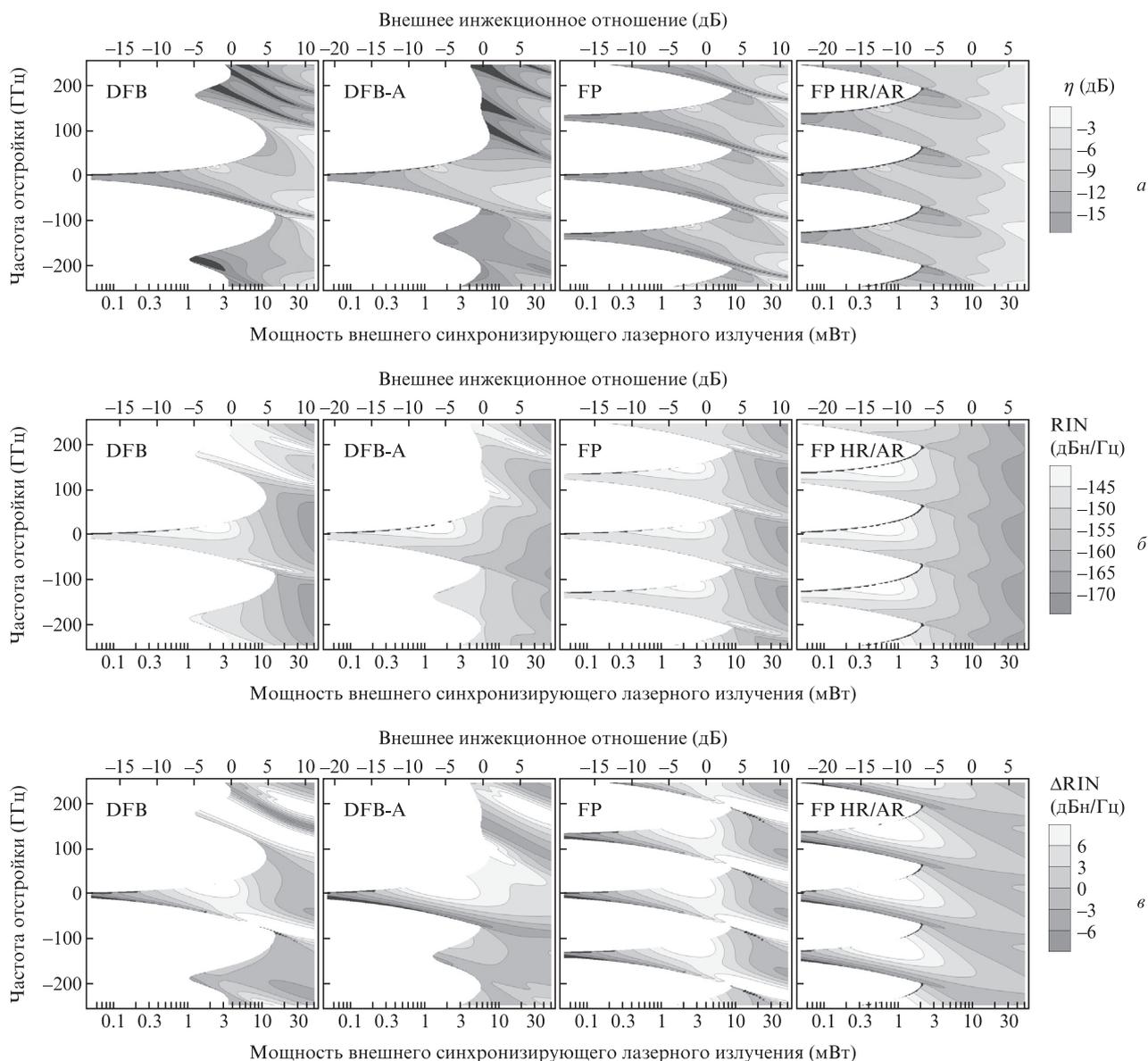


Рис.4. Зависимость эффективности прямой модуляции  $\eta$  лазерного диода, нормированной на низкочастотную эффективность модуляции в режиме свободной генерации (а), относительной интенсивности шума лазерного диода (б) на частоте 25 ГГц при внешней оптической синхронизации от мощности инжекции и частот отстройки внешнего излучения от собственной частоты лазера при токе накачки 20 мА.

ность стационарной генерации в лазерных диодах с одинаковыми отражателями или с РОС в зависимости от частоты отстройки за счет эффектов интерференции отраженного и генерируемого излучения может снижаться практически до нуля. В лазерном диоде с РФП с разными зеркалами полного интерференционного гашения выходной мощности не происходит. Резонансное увеличение эффективности модуляции наблюдается в режиме слабой и средней оптической инжекции вблизи границы области синхронизации, при этом значительно возрастает мощность шума.

В режиме сильной оптической инжекции частотные характеристики не являются резонансными, при этом интенсивность шума практически ограничена только шумом внешнего синхронизирующего лазерного излучения. Большой эффективностью модуляции и меньшей относительной мощностью шума обладает лазерный диод с РФП, образованным высокоотражающим и просветленным покрытиями на торцевых гранях лазерной структуры. Сни-

жение зависимости выходных характеристик от разности частот задающего и ведомого лазера может быть достигнуто за счет уменьшения коэффициента отражения просветленного зеркала.

1. Lau E.K., Wong L.J., Wu M.C. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15** (3), 618 (2009).
2. Gorfinkel V.B., Lufyi S. *Appl. Phys. Lett.*, **62** (23), 2923 (1993).
3. Simpson T.B., Liu J.M., Gavrielides A. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **7** (7), 709 (1995).
4. Lau E.K., Zhao X., Sung H.-K., et al. *Opt. Express*, **16** (9), 6609 (2008).
5. Ibrahim M.M., Ibrahim M.S. *Opt. Laser Technol.*, **28** (1), 39 (1996).
6. Tromborg B., Olesen H., Pan X. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27** (2), 178 (1991).
7. Tromborg B., Lassen H.E., Olesen H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (4), 939 (1994).
8. Богатов А.П., Дракин А.Е., Дьячков Н.В. *Квантовая электроника*, **40** (9), 782 (2010).
9. Afonenko A.A., Manak I.S., Shore K.A. *IEE Proc.: Optoelectron.*, **147**, 71 (2000).
10. Frey R., Provost J.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (10), 1705 (1990).