

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

**Устойчивость стационарной генерации многоканального лазера**О. Е. Наний<sup>1,a</sup>, А. И. Одинцов<sup>1</sup>, А. П. Смирнов<sup>2</sup>, А. И. Федосеев<sup>1</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра оптики, спектроскопии и физики наносистем. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62.<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, факультет вычислительной математики и кибернетики, кафедра автоматизации научных исследований. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 52.E-mail: <sup>a</sup>naniy@t8.ru

Статья поступила 08.04.2016, подписана в печать 05.05.2016.

Теоретически проанализирована проблема устойчивости генерации многоканальных лазеров, которые находят применения в системах оптической связи со спектральным мультиплексированием. Предложена расчетная модель, позволяющая определять частоты и инкременты автоколебательных возмущений в зависимости от ключевых параметров лазера и характеристик кросс-насыщения каналов. Показано, что в типовых условиях эрбиевого волоконного лазера многоканальная генерация с большим числом каналов (более десяти) хотя и сохраняет устойчивость, но из-за весьма малых инкрементов затухания возмущений характеризуется большими флуктуациями мощностей каналов, вызываемых малыми техническими флуктуациями параметров лазера.

*Ключевые слова:* многоканальный лазер, эрбиевый волоконный лазер, многоканальные системы связи, устойчивость генерации, автоколебательные возмущения.

УДК: 621.372.8. PACS: 42.81.Uv.

**Введение**

Практическая потребность в разработке многоканальных лазеров с достаточно большим числом каналов от 10 до 80 определяется возможностью их использования в качестве источников многоканального излучения для передатчиков в системах связи нового поколения [1–3]. В частности, такие источники могут применяться для тестирования современных систем со спектральным мультиплексированием, в которых при расстоянии между спектральными каналами 50 ГГц [4–8] число каналов достигает 80 (DWDM-системы связи с интегральной пропускной способностью до 8 Тбит/с). Для решения подобных задач перспективным многоканальным источником излучения мог бы стать многоканальный эрбиевый лазер [1–3].

Экспериментальные исследования [1, 3, 9, 10] показывают, что при независимой подстройке потерь в каналах генерации можно добиться устойчивой генерации эрбиевого волоконного лазера с числом каналов до 8. При дальнейшем увеличении числа каналов возникают сильные флуктуации интенсивностей каналов. В то же время модели с однородно уширенной линией усиления [13], используемые для анализа характеристик эрбиевых усилителей и лазеров [10–12], не позволяют объяснить устойчивость генерации лазера с малым числом каналов. Эти экспериментальные данные находят объяснение в рамках модели смешанного усиления линии [3, 14], учитывающей эффект выжигания

провалов в спектре усиления [15] и спектральную зависимость коэффициентов кросс-насыщения.

В настоящей работе рассмотрен вопрос об устойчивости многоканальной генерации в широком диапазоне параметров лазера (количество каналов, интенсивность генерации в каналах, разные распределения коэффициентов кросс-насыщения по каналам). Используемая упрощенная полуэмпирическая модель позволяет связать эти параметры со скоростью затухания автоколебательных возмущений и выяснить причины сильных флуктуаций интенсивности при большом числе каналов генерации.

**1. Расчетная модель**

Расчеты проводились в рамках приближения балансных уравнений. Использовалась система связанных нормированных уравнений [14]. Для описания взаимодействия произвольного  $i$ -го канала с остальными применялись наборы нормированных коэффициентов кросс-насыщения  $\zeta_{ij}$ . Их значения уменьшаются с увеличением разности частот между каналами  $\Delta\nu_{ij}$  от максимального значения  $\zeta_{ii} = 1$  ( $\Delta\nu_{ii} = 0$ ) до фиксированной величины  $\zeta_{ij} = \zeta_0$  при большом расстоянии между каналами ( $\Delta\nu_{ij} \gg \Delta\nu_H$ ). Величина  $\Delta\nu_H$  совпадает с полушириной спектрального провала в контуре усиления при насыщении узкой линией [3, 15].

В этом приближении уравнения для интенсивности  $W_i$  и коэффициента усиления  $G_i$  каждого канала ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) в нормированных величинах имеют

вид

$$\frac{1}{\mu} \frac{dW_i}{d\tau} = (G_i - 1 - \delta_i) W_i, \quad (1)$$

$$\frac{dG_i}{d\tau} = q_i - G_i \left( 1 + \sum_{j=1}^N \zeta_{ij} W_j \right), \quad (2)$$

где  $\mu = T_1/\tau_c$  — отношение времени релаксации инверсной населенности к времени затухания поля в резонаторе,  $\delta_i$  — нормированные дополнительные потери,  $q_i$  — превышения накачки над порогом,  $\tau = t/T_1$  — нормированное время.

Рассмотрены модели с гауссовой и лоренцевой формами распределений  $\zeta_{ij}$  по каналам. Соответствующие выражения имеют вид  $\zeta_{ij} = \zeta_0 + (1 - \zeta_0) \cdot \exp\{-[(j-i)/H]^2\}$  и  $\zeta_{ij} = \zeta_0 + (1 - \zeta_0) \cdot \{[(j-i)/H]^2 + 1\}^{-1}$ , где  $j = 1, \dots, N$ ,  $H = \Delta\nu_H/\Delta\nu_{ij}$ . Большинство расчетов выполнено для  $H = 2, 3, 4$  и 5. Значения коэффициентов кросс-насыщения удаленных каналов полагались равным  $\zeta_0 = 0.78$  [3].

Следует отметить две особенности типовой конструкции эрбиевого лазера (см., например, [3]), которые позволяют внести в модель дополнительные, хотя и не принципиальные упрощения. Во-первых, в состав оптического усилителя входит фильтр, сглаживающий спектральный профиль усиления. По этой причине профиль имеет широкую плоскую вершину [16, 17]. Во-вторых, лазер содержит управляемый каналный фильтр [3] с двумя дисперсионными элементами, между которыми расположены перестраиваемые аттенюаторы. Последние позволяют независимо регулировать потери в отдельных каналах [3], обеспечивая близкие превышения накачки над порогом для большого числа каналов.

Рис. 1 качественно поясняет спектральную зависимость коэффициентов  $\zeta_{ij}$  при насыщении усиления на  $i$ -м канале. Максимальная глубина насыщения имеет место на частоте  $\nu_i$  ( $\zeta_{ii} = 1$ ). Снижение значений  $\zeta_{ij}$  по мере увеличения частотного расстояния снижают глубину насыщения. При фиксированной полуширине провала  $\Delta\nu_H$  увеличение

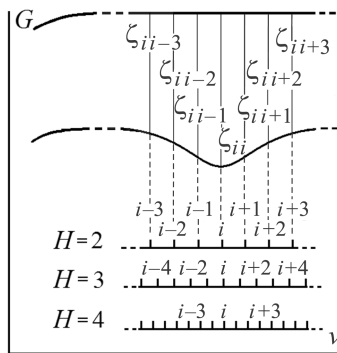


Рис. 1. К расчетной модели. Насыщение усиления при генерации на  $i$ -м канале. Параметр  $H$  определяет плотность частотных каналов, от которой зависит распределение  $\zeta_{ij}$

параметра  $H$  (равного количеству каналов, укладываемых в полуширину провала) снижает  $\Delta\nu_{ij}$ , т. е. увеличивает плотность частотных каналов.

Согласно данным [3, 15] эрбиевый лазер имеет полуширину профиля усиления  $\Delta\nu_g \sim 4.5$  ТГц с центром на длине волны 1550 нм при полуширине провала  $\Delta\nu_H \sim 450$  ГГц. Таким образом, выбор  $H$  в диапазоне  $H = 4-5$  позволяет рассчитывать на реализацию в таком лазере генерации с числом каналов  $N \sim 40$  при частотном интервале между каналами  $\Delta\nu \sim 100$  ГГц.

## 2. Возмущения стационарного режима с равными интенсивностями каналов

Использованная модель предполагает наличие стационарного режима генерации с равными интенсивностями каналов. Связь общих для всех каналов величин  $W$  и  $q$  с дополнительными потерями в каждом канале  $\delta_i$  дает стационарное уравнение (2)

$$\frac{q}{1 + \delta_i} = 1 + W S_i, \quad (3)$$

где  $S_i = \sum_{j=1}^N \zeta_{ij}$ . Из соображений симметрии следует, что нулевые дополнительные потери должны быть в центральном канале при нечетном числе каналов или в двух центральных каналах при четном числе каналов. Это позволяет получить выражение для интенсивности каналов в стационарном режиме генерации:  $W = (q - 1) S_{(N+1)/2}^{-1}$  для нечетного числа каналов и  $W = (q - 1) S_{N/2}^{-1}$  для четного числа каналов.

Анализ устойчивости проведен с использованием стандартной процедуры. Рассматриваются малые возмущения  $\tilde{w}_i(\tau)$  и  $\tilde{g}_i(\tau)$  стационарных величин  $W_i$  и  $G_i$ . Тогда  $W_i(\tau) = W_i + \tilde{w}_i(\tau)$ ,  $G_i(\tau) = G_i + \tilde{g}_i(\tau)$  ( $G_i = 1 + \delta_i$ ). После подстановки в (1), (2) с учетом  $W_i \equiv W$  получаются уравнения для  $\tilde{w}_i(\tau)$  и  $\tilde{g}_i(\tau)$

$$\frac{1}{\mu} \frac{d\tilde{w}_i}{d\tau} = W \cdot \tilde{g}_i, \quad (4)$$

$$\frac{d\tilde{g}_i}{d\tau} = - \left( 1 + \sum_{j=1}^N \zeta_{ij} W \right) \tilde{g}_i - (1 + \delta_i) \sum_{j=1}^N \zeta_{ij} \tilde{w}_j. \quad (5)$$

Для малых возмущений полагается экспоненциальная зависимость от времени

$$\tilde{w}_i(\tau) = w_i \cdot \exp(\bar{\Gamma}\tau), \quad (6a)$$

$$\tilde{g}_i(\tau) = g_i \cdot \exp(\bar{\Gamma}\tau), \quad (6b)$$

где  $w_i$  и  $g_i$  — комплексные амплитуды мод возмущений (не зависят от времени),  $\bar{\Gamma} = \Gamma + i\Omega$  — комплексный инкремент.

Подстановка (6a) в (4), (5) дает уравнения для комплексных амплитуд

$$g_i = \frac{\bar{\Gamma}}{\mu W} w_i, \quad (7)$$

$$\bar{\Gamma} g_i = - \left( 1 + \sum_{j=1}^N \zeta_{ij} W \right) g_i - (1 + \delta_i) \sum_{j=1}^N \zeta_{ij} w_j. \quad (8)$$

Используя связь  $g_i$  и  $w_i$  (7), из (8) получим

$$(1 + \delta_i) \sum_{j=1}^N \zeta_{ij} \omega_j + \frac{\bar{\Gamma}^2 + \bar{\Gamma}(1 + WS_i)}{\mu W} \omega_i = 0. \quad (9)$$

С учетом  $\zeta_{ii}=1$  имеем систему из  $N$  линейных однородных уравнений для комплексных амплитуд  $\omega_j$

$$\sum_{j=1}^N \hat{\zeta}_{ij} \omega_j = 0, \quad (10)$$

которая имеет несимметричную матрицу коэффициентов  $\hat{\zeta}_{ij}$

$$\begin{aligned} \hat{\zeta}_{ij} &= \frac{\bar{\Gamma}(\bar{\Gamma} + WS_i + 1)}{\mu W} + 1 + \delta_i, & i = j, \\ \hat{\zeta}_{ij} &= \zeta_{ij}(1 + \delta_i), & i \neq j. \end{aligned} \quad (11)$$

Условие существования решений

$$\text{Det} \left\| \hat{\zeta}_{ij} \right\| = 0 \quad (12)$$

позволяет найти значения  $2N$  комплексных инкрементов  $\bar{\Gamma}_m = \Gamma_m \pm i\Omega_m$  ( $m = 1, 2, \dots, N$ ).

### 3. Основные результаты анализа устойчивости стационарной генерации

Уравнение (12) решалось численно с различными наборами параметров:  $N = 21, 41$  и  $81$ ,  $W \cong 10^{-1}$  и  $1$ ,  $\mu = 10^3$  и  $10^4$ , различными распределениями  $\zeta_{ij}$ . Результаты расчетов позволили установить следующие свойства мод возмущений. Положительные инкременты не реализуются. В большинстве случаев присутствуют апериодические моды (с частотой, равной нулю), среди которых можно найти моду с максимальным отрицательным инкрементом  $\Gamma_{\max}$ , определяющим время затухания возмущений. Периодические моды с ненулевыми значениями частоты имеют инкременты намного ниже этого значения. Величина  $\Gamma_{\max}$  приближается к нулевому значению по мере увеличения количества каналов

и расширения распределений  $\zeta_{ij}$ . Для лоренцевых распределений при прочих равных условиях величина  $\Gamma_{\max}$  заметно меньше, чем для гауссовых. Распределения с невысоким значением  $H$  дают только моды с единым инкрементом затухания ( $\Gamma_m \approx -2$ ) и различающимися частотами.

Пример численного решения для условий  $N = 41$ ,  $W = 10^{-1}\mu = 10^4$  и лоренцевыми кривыми распределения  $\zeta_{ij}$  с  $H = 3$  и  $H = 5$  представлен на рис. 2. Здесь показаны линии уровней одинаковых значений модуля детерминанта на ограниченной части комплексной плоскости ( $\text{Re } \bar{\Gamma}_m, \text{Im } \bar{\Gamma}_m$ ). Переход с одного уровня на другой соответствует снижению модуля детерминанта приблизительно в 4 раза. В обоих случаях для  $\text{Re}(\bar{\Gamma}_m) \geq 0$  наблюдается монотонный рост модуля детерминанта, что говорит об отсутствии решений в этой области.

При  $H = 3$  (рис. 2, а) в диапазонах инкрементов  $-1.6 \leq \Gamma_m \leq -0.07$  и  $-4.3 \leq \Gamma_m \leq -2.8$  группируются по 14 мод с нулевыми частотами  $\Omega_m = 0$ . Моды с единым значением инкремента  $\Gamma_m = -2.2$  (54 комплексно-сопряженные моды) имеют диапазон частот  $0.8 \leq \Omega_m \leq 38$ . Наиболее существенные отличия для  $H = 5$  в том, что больше мод группируются вблизи  $\text{Re}(\bar{\Gamma}_m) = 0$  (21 мода на рис. 2, б). При этом максимальное значение инкремента заметно ближе к нулю:  $\Gamma_{\max} = -2.5 \cdot 10^{-4}$ . Количество мод с высокими инкрементами затухания соответственно снижается.

### 4. Связь характеристик мод возмущений с параметрами лазера

Причины такого поведения мод возмущений, а также связь их характеристик с рабочими параметрами многоканального лазера путем численного решения (12) выявить затруднительно. Закономерности такой связи легче выяснить с использованием более простого приближенного способа расчета инкрементов и частот.

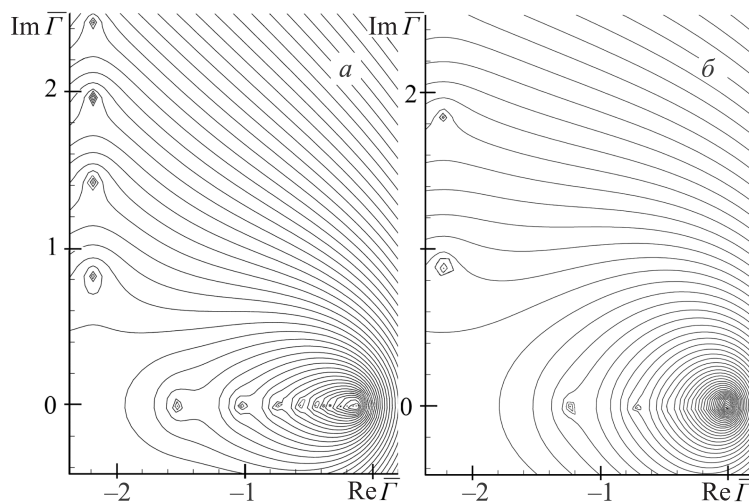


Рис. 2. Линии одинаковых значений модуля детерминанта. Лоренцевы кривые распределений  $\zeta_{ij}$  с  $H = 3$  (а) и 5 (б)

Заметим, что для принятых распределений  $\zeta_{ij}$  по каналам лишь несколько ближайших к  $\zeta_{i0}$  коэффициентов имеют значения, отличные от  $\zeta_0$ , и при достаточно большом количестве каналов ( $N \cong 40$ ) основной вклад в общую сумму  $S_i = \sum_{j=1}^N \zeta_{ij}$  вносит сумма удаленных по индексу суммирования коэффициентов. Поэтому для такого рода распределений значение суммы  $S_i$  слабо зависит от номера канала  $i$  и с хорошим приближением можно считать сумму  $S_i \equiv S$ , т. е. не зависящей от номера канала. В этом приближении исходная система (9) представляет собой задачу по определению собственных чисел  $\lambda$  и собственных векторов  $\mathbf{w}$ :

$$\mathbf{A}\mathbf{w} - \lambda\mathbf{w} = 0. \quad (13)$$

Матрица оператора  $\mathbf{A}$  образована коэффициентами  $(1 + \delta_i)\zeta_{ij}$ , которые и определяют набор собственных чисел. В то же время имеем связь собственных чисел с параметрами многоканального лазера и комплексными инкрементами  $\lambda = -\frac{\bar{\Gamma}(\bar{\Gamma} + WS + 1)}{\mu W}$ . Набор собственных чисел рассчитывался численно. Значения  $\lambda$  задачи (13) находились с помощью пакета LAPACK, при этом величина невязки  $R = \mathbf{A}\mathbf{w} - \lambda\mathbf{w}$  оставалась порядка  $R \cong 10^{-12}$ .

Результаты расчетов  $\lambda_m$  с различными распределениями  $\zeta_{ij}$  показаны на рис. 3 (где  $m$  — индексы собственных чисел и соответствующих мод возмущений системы, начиная с моды с минимальным значением  $\lambda$ ). Для использовавшихся в расчетах характеристик  $\zeta_{ij}$  величины  $\lambda_m$  получаются действительными и положительными. Увеличение величины  $H$  (повышение плотности каналов) приводит к появлению в наборе  $\lambda_m$  все более малых величин.

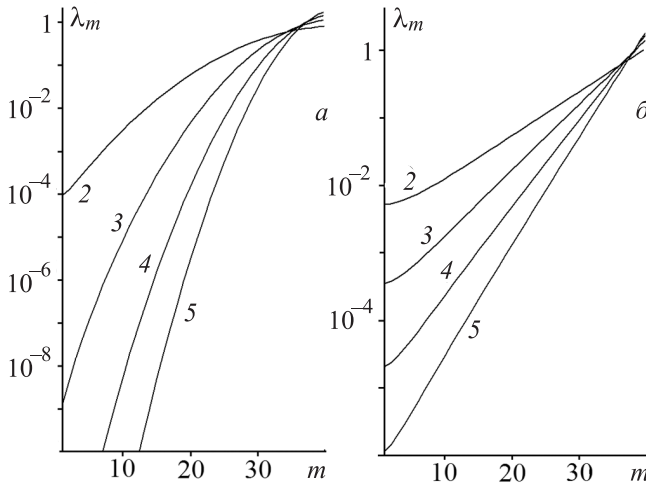


Рис. 3. Значения собственных чисел для гауссовых (а) и лоренцевых (б) распределений  $\zeta_{ij}$  разной ширины. Значения параметра  $H$  показаны цифрами у кривых

С учетом рассчитанных численных значений  $\lambda_m$  для комплексных инкрементов имеем квадратное уравнение  $\bar{\Gamma}_m^2 + \bar{\Gamma}_m(WS + 1) + \lambda_m\mu W = 0$ , решения

которого

$$\bar{\Gamma}_m = -\frac{WS + 1}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(WS + 1)^2 - 4\lambda_m\mu W} \quad (14)$$

определяют полный набор инкрементов и частот мод возмущений. Формула (14) устанавливает связь параметров лазера ( $W, \mu$ , распределение  $\zeta_{ij}$ ) с характеристиками мод возмущений.

### 5. Обсуждение

Расчеты  $\Gamma_m$  и  $\Omega_m$ , выполненные приближенно с использованием набора собственных чисел и формулы (14), полностью подтверждают найденные общие свойства мод возмущений. Сравнение точных численных значений для ряда контрольных точек показало их совпадение с точностью не менее 0.1%.

Согласно (14) положительные инкременты, которые могли бы иметь место при  $\lambda_m < 0$ , отсутствуют. Во всех представленных на рис. 3 случаях диапазон изменений  $\lambda_m$  достаточно широк. При наличии достаточно больших значений  $\lambda_m$  затухание возмущений носит колебательный характер. Условие существования колебательных мод

$$\lambda_m > \lambda_{\min} = \frac{(WS + 1)^2}{4\mu W}. \quad (15)$$

Возможные значения величины  $S$  можно оценить как  $S \cong \zeta_0 N$ . Тогда для разумных значений интенсивности  $W \cong 10^{-1}$  и для  $\mu = 10^4$  величина  $\lambda_{\min} \cong 0.005$ .

Для лазера с невысокой плотностью частотных каналов характерен диапазон изменения собственных чисел  $\lambda_m \cong 10^{-2} - 1$  (пример для  $H = 2$ , рис. 3, б), поэтому неравенство (15) выполняется для всех собственных чисел. В спектре присутствуют только колебательные моды с единым инкрементом затухания  $\Gamma_m = -(WS + 1)/2$  и различными частотами. С повышением плотности каналов растет число аperiodических мод, при этом максимальный из двух отрицательных инкрементов всегда больше инкремента любой колебательной моды.

Во всех случаях в наборах собственных чисел можно найти  $\lambda_m$ , наиболее близкие к  $\lambda_{\min}$ . Тогда спектр будет содержать частоты  $\Omega_m$ , соответственно близкие к нулю. Так, для  $H = 5$  одна из мод с единым инкрементом  $\Gamma_m = -2.2$  имеет минимальную частоту  $\Omega_m = 0.8$ . На низких частотах, в том числе на собственной частоте лазера, возмущения могут непрерывно порождаться техническими шумами [18]. По этой причине работа многоканального лазера с таким набором  $\lambda_m$  может оказаться нестабильной, несмотря на значительный инкремент затухания возмущений.

Поскольку величина  $\Gamma_{\max}$  тем ближе к нулю, чем сильнее выполняется неравенство  $\lambda_m\mu \ll \ll (WS + 1)^2/4W$ , при одинаковых наборах собственных чисел и близких значениях  $W$ , наиболее близкие к нулю значения  $\Gamma_{\max}$  имеют лазеры с меньшим отношением характерных времен  $\mu$ . Для  $H = 3$

(рис. 2, а) при  $\mu = 10^3$  минимальному значению  $\lambda_m$  соответствует и  $\Gamma_{\max} = -3 \cdot 10^{-3}$ , при  $\mu = 10^4$  имеем  $\Gamma_{\max} = -8 \cdot 10^{-2}$ .

Отличительной особенностью лазеров с высокой плотностью частотных каналов ( $H = 4$  и  $5$ ) является наличие настолько малых собственных чисел  $\lambda_m$ , что подкоренное выражение в (14) близко к нулю. В этом случае у одной из апериодических мод инкремент близок к минимально возможному  $\Gamma_m = -(WS + 1)$ . Инкремент другой моды является максимальным (определяет время затухания возмущений) и близок к нулю. Для набора  $\lambda_m$  с  $H = 4$ , (рис. 3, а) величина  $\Gamma_{\max} \cong -2 \cdot 10^{-13}$ , для  $H = 5$  (рис. 3, б) величина  $\Gamma_{\max} \cong -2 \cdot 10^{-4}$ .

Прямое моделирование динамики многоканальной генерации с использованием системы (1), (2) проводилось для набора параметров  $W = 3 \cdot 10^{-1}$ ,  $\mu = 10^3$  и гауссовыми кривыми распределения  $\zeta_{ij}$  с  $H = 3$ . Численные эксперименты показали, что уже для числа каналов  $N = 13$  возникла неустойчивость: изменение потерь в одном из каналов на несколько процентов от номинальной величины приводило к возникновению противофазных колебаний интенсивности в каналах с периодом  $\sim 10^3 \tau$ . Амплитуда колебаний снижалась в  $e$  раз за время  $\sim 5 \cdot 10^5 \tau$ .

Заметим, что снизить ширину спектрального провала  $\Delta\nu_H$  (тем самым уменьшить величину параметра  $H$ ) можно, охлаждая активный элемент. Стабильная многоканальная генерация при азотной температуре продемонстрирована экспериментально в работе [19]. Однако использование криогенной техники существенно сужает область применения многоканальных лазеров.

### Заключение

В заключение отметим основные результаты. Расчеты, проведенные в рамках кинетической модели с кросс-насыщением каналов, показали, что лазеры с большим числом каналов ( $N > 20$ ) являются устойчивыми системами с медленным затуханием автоколебательных возмущений. Величина инкремента затухания приближается к нулевому значению по мере увеличения количества каналов или снижения частотного расстояния между каналами. Крайне малые инкременты затухания возмущений, как и наличие низкочастотных мод возмущений, не позволяют считать такие лазеры высокостабильными. Причиной неустойчивости могут быть всегда присутствующие в эксперименте технические шумы,

спектральная плотность мощности которых возрастает на низких частотах пропорционально  $1/f$ .

С учетом полученных результатов можно предположить, что достаточно стабильная генерация при комнатной температуре может быть реализована для 20 и более каналов только с использованием дополнительной аппаратной стабилизации мощности. Найденные в настоящей работе динамические характеристики многоканальных эрбиевых лазеров позволяют определить требования к системе отрицательной обратной связи для стабилизации мощностей каналов.

### Список литературы

1. Park N., Dawson J., Vahala K.J. // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1992. **4**, N 6. С. 540.
2. Bellemare A., Karásek M., Rochette M. et al. // *J. Lightwave Technol.* 2000. **18**. С. 825.
3. Попов Д.А., Васильев А.Б., Воронин В.Г. и др. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2015. № 5. С. 61. (Popov D.A., Vasiliev A.B., Voronin V.G. et al. // *Moscow University Phys. Bull.* 2015. **70**, N 5. P. 390.)
4. Gurkin N.V., Mikhailov V., Nanii O.E. et al. // *Laser Phys. Lett.* 2014. **11**. 095103.
5. Юшко О.В., Наний О.Е., Редюк А.А. и др. // *Квант. электроника.* 2015. **45**, N 1. С. 75.
6. Redyuk A.A., Nanii O.E., Treschikov V.N. et al. // *Laser Phys. Lett.* 2015. **12**. 025101.
7. Gainov V.V., Gurkin N.V., Lukinich S.N. et al. // *Laser Phys. Lett.* 2013. **10**. 075107.
8. Гуркин Н.В., Наний О.Е., Новиков А.Г. и др. // *Квант. электроника.* 2013. **43**, № 6. С. 550.
9. Zhang C., Zhao J.F., Miao C.Y. // *Laser Phys.* 2012. **22**, N 10. P. 1573.
10. Hu Z.L., Xu P., Jiang N. // *Laser Phys.* 2012. **22**, N 10. P. 1590.
11. Graydon O. et al. // *IEEE PTL.* 1996. **8**, N 1. P. 63.
12. Cucinotta A. et al. // *Opt. Commun.* 1997. **141**. P. 21.
13. Giles C.R., Desurvire E.J. // *Lightwave Technol.* 1991. **9**, N 2. P. 271.
14. Наний О.Е. // *Квант. электроника.* 1996. **23**, № 1. С. 17. (Nanii O.E. // *Quantum Electron.* 1996. **26**, N 1. P. 15.)
15. Bolshtyansky M. // *J. of Lightwave Technology.* 2003. **21**, N 4. P. 1032.
16. Листвин В.Н., Трещиков В.Н. DWDM системы. 2-е изд. М.: Техносфера, 2015.
17. Капин Ю.А., Наний О.Е., Новиков А.Г. и др. // *Квант. электроника.* 2012. **42**, № 9. С. 818.
18. Van der Ziel A. // *Proc. IEEE.* 1970. **58**, N 8. P. 1178. (Van der Ziel A. // *ТИИЭР.* 1970. **58**, № 8. С. 5.)
19. Yamashita S., Hotate K. // *Electron. Lett.* 1996. **32**, N 14. P. 1298.

**The stability of the stationary generation of a multichannel laser****O. E. Naniy<sup>1,a</sup>, A. I. Odintsov<sup>1</sup>, A. P. Smirnov<sup>2</sup>, A. I. Fedoseev<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Department of Optics, Spectroscopy, and Physics of Nanosystems, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University.*<sup>2</sup>*Department of Automatization of Scientific Research, Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics, Lomonosov Moscow State University.**Moscow 119991, Russia.**E-mail: <sup>a</sup>naniy@t8.ru.*

Stable generation of multi-channel lasers that find application in optical communication systems with spectral multiplexing is studied theoretically. A computational model to determine the frequencies and increments of self-oscillating perturbations depending on the key laser parameters and the characteristics of the channels cross-saturation is proposed. It is shown that for typical conditions of an erbium-doped fiber laser, multichannel generation with a large number of channels (more than ten), although stable, is characterized by large fluctuations of channel power due to the very small decay increments of perturbations caused by small technical fluctuations of the laser parameters.

*Keywords:* multichannel laser, erbium-doped fiber laser, multichannel communication systems, stability of generation, oscillatory perturbation.

PACS: 42.81.Uv.

*Received 8 April 2016.*English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2016. **71**, No. 4. Pp. 389–394.**Сведения об авторах**

1. Наний Олег Евгеньевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор; тел.: (495) 939-59-81; e-mail: naniy@t8.ru.
2. Одинцов Анатолий Иванович — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: (495) 939-59-81; e-mail: odinaiv@yandex.ru.
3. Смирнов Александр Павлович — канд. физ.-мат. наук, доцент, доцент; тел.: (495) 939-47-40; e-mail: sap@cs.msu.ru.
4. Федосеев Анатолий Иванович — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: (495) 939-59-81; e-mail: fedoseev362@mail.ru.