

# АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ С ДВИЖЕНИЕМ АКТИВНОЙ СРЕДЫ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОЛЕ

© 2009 г. Л. С. Кузьминский; А. И. Одинцов, доктор физ.-мат. наук;  
Н. Э. Саркаров, доктор физ.-мат. наук; А. И. Федосеев, доктор физ.-мат. наук  
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва  
E-mail: spekl@phys.msu.ru

На примере проточного лазера с оптической системой типа неустойчивый резонатор-многопучковый усилитель показано, что при движении активной среды через пространственно-периодическое поле может происходить нарастание автоколебательных возмущений в потоке среды, приводящее к неустойчивости стационарной генерации. Данное явление объясняется интерференцией волн возмущений, образующихся в движущейся среде на краях пучков.

**Ключевые слова:** проточный лазер, автоколебательная неустойчивость, многоходовой усилитель.

Коды OCIS: 140.0140

Поступила в редакцию 04.12.2008

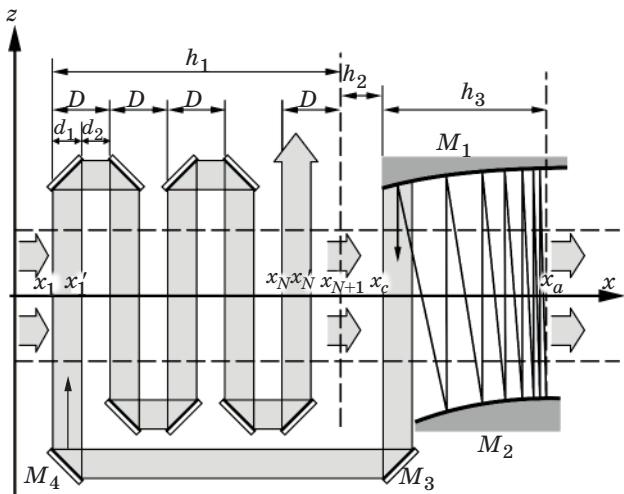
## Введение

Лазеры с протоком газовой активной среды через резонатор представляют собой пример распределенных нелинейно-динамических систем с инерционной обратной связью, которые характеризуются сложным динамическим поведением [1–6]. В резонаторных системах типа генератор-усилитель, которые обычно применяются в мощных проточных лазерах на молекулах CO<sub>2</sub> и CO, существуют специфические механизмы автоколебательной неустойчивости, обусловленные переносом возмущений из усилительной кюветы в генератор [4, 7]. При этом структура лазерного поля в кювете, характеризующаяся, как правило, значительной неоднородностью, может сильно влиять на динамические свойства системы. В настоящей работе теоретически показано, что если распределение поля в многопроходном усилителе близко к периодическому, то при определенных условиях в потоке среды происходит нарастание возмущений и стационарная генерация становится неустойчивой.

## Расчетная модель

Расчеты выполнены для оптической системы генератор-усилитель, состоящей из неустойчивого резонатора (НР) и расположенной выше по потоку активной среды многоходовой усилительной кюветы (рис. 1). Возбуждение среды (накач-

ка) производится во всех частях системы, включая промежуточную зону между генератором и усилителем. Излучение из генератора направляется в усилительную кювету и при многократных отражениях от поворотных зеркал образует в ней ряд эквидистантно расположенных пучков. Пройдя через кювету активная среда попадает в НР и создает обратную связь между генератором



и усилителем. Часть резонатора, расположенная ниже оптической оси по потоку среды ( $x > x_a$ ), не оказывает влияния на динамику генерации и на рисунке не показана.

Используется одномерная модель системы, в которой принимается, что все величины зависят только от координаты  $x$  вдоль потока. Активная среда описывается простейшим кинетическим уравнением для коэффициента усиления с одной релаксационной константой. Поле в НР с цилиндрическими зеркалами рассчитывается в приближении геометрической оптики с помощью уравнения переноса. Предполагается, что диссипативные потери в резонаторе отсутствуют, а потери на расширение пучка  $\theta = \ln M / 2L$  равномерно распределены по длине резонатора  $L$  ( $M$  – коэффициент увеличения на двойной проход). Распределение поля в усилителе рассчитывается в квазистационарном приближении с помощью уравнения Ламберта–Бера с учетом потерь на зеркалах. При этом пренебрегается световой задержкой пучков и их дифракционным уширением. Ширины и профили всех пучков принимаются одинаковыми. Исходные уравнения для нормированных величин коэффициента усиления активной среды  $G(x, t)$  в рассматриваемой системе и интенсивности поля  $W(x, t)$  в НР имеют вид

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial x} = -(W + \gamma)G + q, \quad (1)$$

$$\tau_c \frac{\partial W}{\partial t} + (x - x_a) \frac{\partial W}{\partial x} = (G - 1)W. \quad (2)$$

Здесь  $G = \alpha/\theta$  ( $\alpha$  – коэффициент усиления среды),  $W = \sigma I \tau_f$  ( $I$  – интенсивность поля по числу квантов,  $\sigma$  – сечение оптического перехода,  $\tau_f = h_3/u$  – время пролета среды от входа в НР до оптической оси резонатора,  $h_3$  – апертура резонатора,  $u$  – скорость потока);  $\gamma$  – нормированная на  $\tau_f^{-1}$  константа релаксации инверсии среды,  $q = \sigma S \tau_f / \theta$  – нормированная накачка ( $S$  – скорость накачки);  $\tau_c = 2L / (c \tau_f \ln M)$  – нормированное время затухания поля в НР. Переменные  $t$  и  $x$  нормированы на  $\tau_f$  и  $h_3$ ,  $x_a$  соответствует оптической оси резонатора. Стационарные решения системы (1)–(2) дают распределения  $G_s(x)$  и  $W_s(x)$  внутри НР в непрерывном режиме генерации.

Исследование устойчивости стационарной генерации и определение частот и инкрементов автоколебаний проводится путем стандартной процедуры расчета мод малых возмущений [6]. Подстановка в (1), (2)

$$G(x, t) = G_s(x) + \tilde{g}(x, t), \\ W(x, t) = W_s(x)[1 + \tilde{w}(x, t)] \quad (3)$$

дает систему линеаризованных уравнений для малых возмущений  $\tilde{g}(x, t)$ ,  $\tilde{w}(x, t)$ . Полагая в этих уравнениях  $\tilde{g}(x, t) = \bar{g}(x) \exp(\bar{\Gamma}t)$ ,  $\tilde{w}(x, t) = \bar{w}(x) \exp(\bar{\Gamma}t)$ , получаем уравнения для комплексных амплитуд мод возмущений  $\bar{g}(x)$  и  $\bar{w}(x)$

$$\frac{d\bar{g}}{dx} = -(\bar{\Gamma} + W_s + \gamma)\bar{g} - P_s \bar{w}, \quad (4)$$

$$(x_a - x) \frac{d\bar{w}}{dx} = \bar{\Gamma} \tau_c \bar{w} - \bar{g}. \quad (5)$$

Здесь  $\bar{\Gamma} = \Gamma + i\Omega$  – комплексный инкремент моды (чертой сверху обозначены комплексные величины),  $P_s = G_s W_s$  – удельная мощность стационарной генерации. В отличие от уравнения (4), которое справедливо во всей рассматриваемой системе, уравнение (5) описывает возмущение поля только в генераторе ( $x_c \leq x \leq x_a$ ).

При типичных параметрах проточных лазеров величина  $\tau_c$  имеет порядок  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  и  $|\bar{\Gamma}| \tau_c \ll 1$ . При этом, как следует из (5), нормированное на  $W_s$  возмущение поля  $\bar{w}$  медленно меняется по апертуре резонатора и в первом приближении его можно считать постоянным [6]. Легко убедиться, что это же имеет место и в пучках усилителя, поскольку коэффициенты усиления постоянной и переменной составляющих интенсивности оказываются близкими друг другу. Поэтому, величину  $\bar{w}$  в усилителе можно положить равной ее значению на выходе генератора  $\bar{w} = \bar{w}(x_c)$  и ограничиться расчетом только стационарной интенсивности пучков  $W_s(x, z)$ . В уравнение для активной среды (4) подставляются значения  $W_s(x, 0)$ , соответствующие средней плоскости усилительной кюветы  $z = 0$ .

Уравнение (4) решается с граничным условием  $\bar{g}(x_1) = 0$ , что соответствует отсутствию возмущений на входе потока в усилитель. На оси НР должно выполняться условие  $\bar{g}(x_a) = \bar{\Gamma} \tau_c \bar{w}(x_a)$ , вытекающее из (5). (Значение  $\bar{w}(x_a)$  может быть взято произвольным, так как функции  $\bar{g}(x)$  и  $\bar{w}(x)$  в (4), (5) определены с точностью до общего постоянного множителя). Решение краевой задачи с указанными граничными условиями дает собственные значения комплексных инкрементов  $\bar{\Gamma}$  и пространственную структуру мод возмущений  $\bar{g}(x)$  и  $\bar{w}(x)$ . Часть расчетов выполнена с использованием более простой модели резонатора, в которой полагается  $\tau_c = 0$  и  $\bar{g}(x_a) = 0$ . Данное приближение обеспечивает удовлетворительную точность при описании “пролетных” автоколебаний [6].

## Механизм усиления возмущений в потоке среды

Проанализируем на основе уравнения (4) процесс нарастания возмущений в среде, движущейся в заданном пространственно периодическом поле с малыми гармоническими колебаниями интенсивности. Наиболее просто это можно сделать, если использовать приближенное решение уравнения (4), которое получается в модели усилительной кюветы с резкими краями пучков. При условии достаточно медленного изменения стационарных распределений  $W_s(x)$  и  $G_s(x)$  внутри пучков ( $x_k \leq x \leq x'_k$ ,  $k = 1, 2, \dots, N$ , см. рис. 1) существуют приближенные квазиоднородные частные решения уравнения (4), имеющие вид [6]

$$\bar{g}_e(x) = -\frac{P_s \bar{w}}{\bar{\Gamma} + \gamma + W_s + (1/P_s)(dP_s/dx)}. \quad (6)$$

В зонах между пучками ( $x'_k < x < x_{k+1}$ )  $W_s(x) = 0$  и  $\bar{g}_e(x) = 0$ . Общее решение (4), удовлетворяющее граничному условию  $\bar{g}(x_1) = 0$ , находится путем “сшивания” решений для отдельных зон усилительной кюветы. Оно имеет вид

$$\begin{aligned} \bar{g}(x) = & \bar{g}_e(x) + \bar{g}_u(x) = \bar{g}_e(x) - \\ & - \sum_{\substack{k=1 \\ (x_l \leq x)}}^l \bar{g}_e(x_k) \exp \left( - \int_{x_k}^x \bar{\Gamma} dx \right) + \\ & + \sum_{\substack{k=1 \\ (x'_l < x)}}^{l'} \bar{g}_e(x'_k) \exp \left( - \int_{x'_k}^x \bar{\Gamma} dx \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\bar{g}_u(x)$  является решением однородного уравнения,  $\bar{\Gamma}(x) = \bar{\Gamma} + \gamma + W_s(x)$ . В (7) возмущение представляется в виде суперпозиции “волн краевых возмущений” (ВКВ), возникающих при движении среды на входных и выходных краях пучков и формирующихся суммарную волну  $\bar{g}_u(x)$ , к которой внутри пучков добавляется квазиоднородное возмущение  $\bar{g}_e(x)$ . Начальные комплексные амплитуды ВКВ равны, соответственно,  $-\bar{g}_e(x_k)$  и  $\bar{g}_e(x'_k)$ . В проточных лазерах такого рода волны, образующиеся на входе среды в поле резонатора, приводят к пространственной “краевой” модуляции усиления среды [6].

В системе с полностью периодическими распределениями  $W_s(x)$  и  $G_s(x)$ <sup>1</sup> возмущение на выходе  $k$ -го пучка дается соотношением

<sup>1</sup> Близкие по интенсивности пучки реализуются в усилительной кювете с возвратным ходом луча [7].

$$\begin{aligned} \bar{g}(x'_k) = & [-\bar{g}_e(x_1) \exp(-K_b - i\Omega d_1) + \bar{g}_e(x'_1)] \times \\ & \times \frac{1 - \exp[-k(K_D + i\Omega D)]}{1 - \exp[-(K_D + i\Omega D)]}, \end{aligned} \quad (8)$$

где величины  $K_D = (\Gamma + \gamma)D + \int_{x_1}^{x'_1} W_s dx$  и  $K_b =$   
 $= (\Gamma + \gamma)d_1 + \int_{x_1}^{x'_1} W_s dx$  характеризуют затухание  
 возмущений на периоде  $D$  и ширине пучка  $d_1$  соответственно. Волны возмущений становятся сфазированными и усиливаются при выполнении “резонансных” условий для частоты автоколебаний  $\Omega$  и соотношения геометрических размеров  $d_1$  и  $d_2$ . Эти условия имеют вид

$$\Omega D = 2\pi m, \quad (9)$$

$$\Omega d_i = \pi(2m_i + 1), \quad i = 1, 2, \quad (10)$$

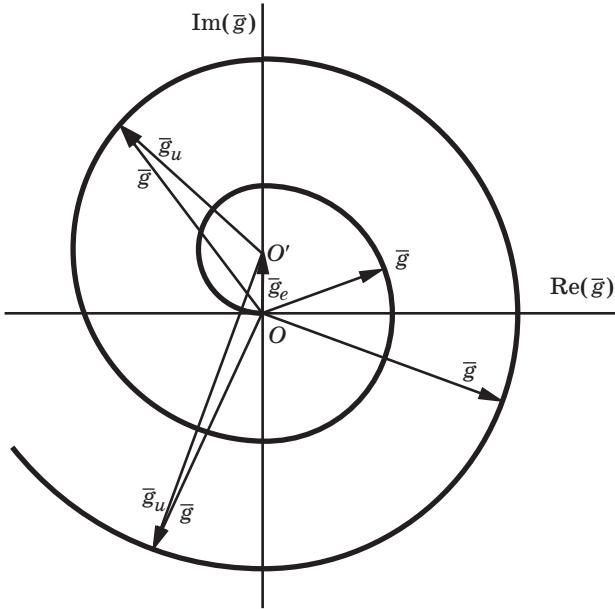
где  $m_i = 0, 1, 2, \dots, m = m_1 + m_2 + 1$ . (В (10) мы пренебрегаем малым различием фаз возмущений  $\bar{g}_e(x)$  на ширине пучка  $\Delta\Phi_e = \Phi_e(x'_k) - \Phi_e(x_k)$ . Из (9) и (10) следует, что  $d_1$  и  $d_2$  должны соотноситься как целые нечетные числа. В случае  $d_1 = d_2$  могут усиливаться только моды возмущений с нечетными  $m = 1, 3, 5, \dots$ . Далее будем рассматривать этот случай, причем ограничимся низшей модой возмущений ( $m = 1, m_i = 0$ ) с резонансной частотой  $\Omega_0 = 2\pi/D$ . Для  $N$  пучков симметричного профиля с  $\bar{g}_e(x_k) = \bar{g}_e(x'_k)$  при выполнении резонансных условий (9)–(10) возмущение на выходе последнего пучка равно

$$\bar{g}(x'_N) = \bar{g}_e(x_1) [1 + \exp(-K_b)] \frac{1 - \exp(-NK_D)}{1 - \exp(-K_D)}. \quad (11)$$

Отсюда видно, что при малом затухании возмущений на периоде  $D$  ( $K_D \ll 1$ ) и достаточно большом числе пучков ( $NK_D \geq 1$ ) в кювете с периодическим полем имеет место значительное возрастание возмущений. Его можно характеризовать соотношением амплитуд возмущений  $\eta = \frac{g(x'_N)}{g_e(x_1)}$ .

Для  $D = 0,2$ ,  $W_s = 2$ ,  $\gamma = 0,5$ ,  $N = 8$  при инкременте автоколебаний  $\Gamma = 0$ , соответствующем порогу неустойчивости, из (11) находим  $\eta = 6,2$ . Рост  $\bar{g}(x'_N)$  с увеличением числа пучков и длины кюветы ограничивается затуханием возмущений. При  $N \rightarrow \infty$  имеем  $\eta_\infty \approx 2/K_D$ .

Механизм нарастания возмущений в потоке среды поясняется фазовой диаграммой сложения величин  $\bar{g}_u$  и  $\bar{g}_e$  на комплексной плоскости для случая пучков равной интенсивности с пря-



**Рис. 2.** Фазовая диаграмма сложения комплексных величин возмущений  $\bar{g} = \bar{g}_e + \bar{g}_u$  в потоке среды. Левая полуплоскость соответствует зонам пучков, правая – промежуткам между пучками. Движение среды соответствует перемещению по спиралевидной кривой по часовой стрелке.

моугольным профилем (рис. 2). Для упрощения чертежа принято, что вектор  $\bar{g}_e$  направлен по мнимой оси, а затухание ВКВ отсутствует. Конец суммарного вектора  $\bar{g} = \bar{g}_u + \bar{g}_e$  описывает спиралевидную кривую, которая состоит из двух семейств полуокружностей. В левой полуплоскости радиус полуокружностей с центром в точке  $O'$  равен  $g_e + 2g_e(k-1)$ . Полуокружности справа с центром в точке  $O$  имеют радиусы  $2g_e k$  ( $k$  – номер пучка). Качественное объяснение механизма нарастания возмущений в потоке среды состоит в следующем. Для резонансной частоты  $\Omega = \Omega_0$  время пролета средой расстояния  $D$  между соседними пучками равно периоду колебаний возмущающего поля  $\tilde{w}(x, t)$ . Поэтому возмущение коэффициента усиления в произвольном малом объеме среды, возникающее под действием поля в первом пучке, будет усиливаться полем второго и всех последующих пучков. В результате будет происходить нарастание колебательных возмущений в потоке. Попадая в генератор, такой возмущенный поток при определенном согласовании фаз будет “раскачивать” колебания поля на данной частоте.

Отстройка частоты автоколебаний  $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_0$  от резонансной частоты  $\Omega_0$ , как и нарушение

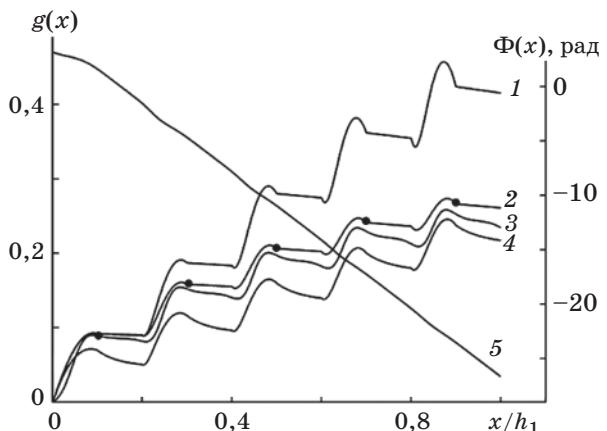
“резонансного” соотношения размеров  $d_1$  и  $d_2$ , при заданном  $D$  приводит к рассогласованию фаз ВКВ и к уменьшению  $g(x'_N)$  и  $\eta$ . При малом затухании возмущений на периоде структуры поля и небольшой расстройке частоты  $\Delta\Omega D \ll 1$  из (8) имеем

$$\frac{\eta}{\eta_0} \approx \frac{K_D}{\sqrt{K_D^2 + (\Delta\Omega D)^2}} \cos \frac{\Delta(\Omega d_1)}{2}, \quad (12)$$

где  $\eta_0$  соответствует выполнению резонансных условий (9) и (10).

## Результаты численного моделирования и обсуждение

На рис. 3 представлены результаты численного решения уравнения (4) в многоходовой ( $N = 5$ ) усилительной кювете с заданными интенсивностями пучков для резонансной частоты автоколебаний  $\Omega_0$  и нулевого инкремента  $\Gamma = 0$ . Нормированное значение возмущений интенсивности поля  $\bar{w}$  принято равным 1. За исключением кривой 3, рассчитанной для гауссова профиля пучков с шириной на уровне  $1/e$  равной  $0,5D$ , остальные кривые получены для пучков прямоугольного профиля с  $d_1 = d_2$ . Кривые 2–4 соответствуют одинаковой интенсивности в максимуме всех пучков  $W_s = 3$ , в случае кривой 1 интенсивности пучков  $W_s$  увеличиваются от 3 до 6. Кривая 5 показывает распределение фазы  $\Phi(x)$  возмущения  $\bar{g}$  по отношению к фазе колеба-



**Рис. 3.** Профили амплитуды (1–4) и фазы (5) возмущений  $\bar{g}(x)$  в усилительной кювете с числом пучков  $N=5$ . Пучки с одинаковой (2–5) и нарастающей (1) интенсивностью прямоугольного (1, 2, 4, 5) и гауссова (3) профилей. Кривая (4) соответствует двухкомпонентной активной среде. Точки – расчет по (6)–(8).

ний поля. Качественные особенности поведения фазы могут быть объяснены с помощью рис. 2. При достаточном удалении от входа  $x = x_1$  фаза  $\Phi(x)$  приближается к фазе бегущей волны.

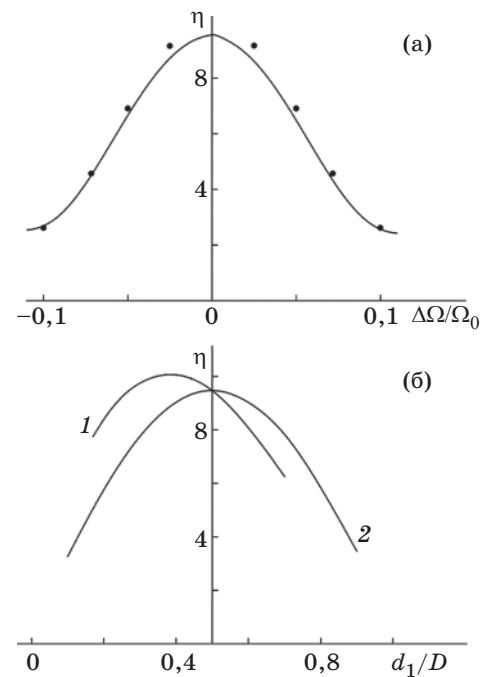
Из данных рис. 3 видно, что при движении среды через систему эквидистантных пучков имеет место значительное нарастание амплитуды возмущений. Увеличение интенсивности пучков приводит к более быстрому усилению возмущений (кривая 1). Обращает на себя внимание относительно слабое влияние на величину  $g(x)$  формы профиля пучков (кривые 2 и 3). Расчет для двухкомпонентной активной среды, качественно моделирующей рабочую смесь  $\text{CO}_2-\text{N}_2$  лазера (кривая 4), показывает, что на выходе усилителя возмущение в смеси приближается по величине к возмущению в однокомпонентной среде (кривая 2). Согласно расчетам [8] в неустойчивом резонаторе при аналогичных параметрах смеси наблюдается подавление пролетных автоколебаний, обусловленное неполным обменом возмущениями между компонентами смеси. Из сравнения вида кривых 2 и 4 можно заключить, что в многопучковой кювете этот эффект в значительной мере компенсируется за счет ослабления насыщения роста возмущений с увеличением числа пучков.

Наблюдаемая на кривой 1 структура свидетельствует о неполном согласовании фаз ВКВ. Причиной этого является зависимость начальных фаз  $\Phi(x_k)$  и  $\Phi(x'_k)$  краевых возмущений  $\bar{g}_e(x_k)$  и  $\bar{g}_e(x'_k)$  от интенсивности пучков  $W_s$ . В усилительной кювете с нарастающей интенсивностью пучков фазовое согласование ВКВ достигается при неравных интервалах между пучками, определяемых соотношением

$$D_k = x_{k+1} - x_k = \frac{2\pi}{\Omega} - \frac{\Phi(x_{k+1}) - \Phi(x_k)}{\Omega}. \quad (13)$$

Как можно видеть из (6) и (13), с увеличением интенсивности пучков интервал  $D_k$  должен уменьшаться. При симметричном профиле пучков “резонансная” ширина пучков  $d_1$  не зависит от  $W_s$ . Заметим, что в предельных случаях  $W_s \ll \Omega$  и  $W_s \gg \Omega$  различие фаз пучков в (13) исчезает, при этом  $D_k = 2\pi/\Omega$ .

Данные рис. 4 иллюстрируют влияние нарушения резонансных условий (9) и (10) на коэффициент нарастания возмущений  $\eta$  в кювете с числом пучков прямоугольного профиля  $N = 10$ . На рис. 4а приведена зависимость  $\eta$  от расстройки частоты  $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_0$  при сохранении “резонансного” соотношения  $d_1/D = 0,5$ . Ширина кривой на половине высоты составляет



**Рис. 4.** Зависимости коэффициента нарастания возмущения  $\eta$  от расстройки частоты (а) и соотношения геометрических размеров зон усилительной кюветы (б). Рис. 4а и кривая 1 на рис. 4б соответствуют одинаковым интенсивностям в максимуме пучков ( $W_s = 3$ ), кривая 2 на рис. 4б – пучкам с одинаковой интегральной интенсивностью. Точки на рис. 4а – расчет по формуле (12).

$\Delta\Omega \approx 0,13\Omega_0$ . Это согласуется с оценкой, которая может быть сделана по аналогии с многолучевой интерференцией в оптике  $\Delta\Omega/\Omega_0 \sim 1/N$ . На рис. 4б показаны зависимости  $\eta$  от ширины пучков  $d_1$  при заданном периоде  $D$  и  $\Omega = \Omega_0$ , которые даются вторым множителем в формуле (12). Эти зависимости описывают “двулучевую интерференцию” суммарных возмущений, возникающих на входных и выходных гранях пучков (два слагаемых в скобках в (8)). Естественно, что по сравнению с кривой на рис. 4а данные зависимости являются более плавными. С этим обстоятельством, очевидно, связано отмеченное выше слабое влияние на величину  $\eta$  формы профиля пучков<sup>2</sup>. Несимметрия кривой 1 на рис. 4б, построенной при одинаковой интенсивности в максимумах пучков, объясняется влиянием затухания возмущений, которое увеличивается

<sup>2</sup> В этом легко убедиться, представляя произвольный симметричный профиль пучка в виде суммы прямоугольных профилей и используя свойство линейности уравнения (4).

с ростом  $d_1$ . Кривая 2, соответствующая одноковой интегральной интенсивности пучков, является симметричной.

Полный расчет самосогласованной системы генератор-усилитель включает определение собственных значений частот и инкрементов возмущений, а также их пространственной структуры в усилителе, промежуточной зоне и генераторе. На рис. 5а приведен пример такого расчета для системы с числом пучков в усилителе  $N = 6$  и формой профиля пучков, приближающейся к прямоугольной. Длины усилителя  $h_1 = 6D$ , промежуточной зоны  $h_2 = D$  и генератора  $h_3 = 2D$  кратны пространственному периоду поля в усилителе, что обеспечивает одновременность выполнения резонансных условий в генераторе и усилителе в случае пучков одинаковой интенсивности. Однако в условиях данного расчета пучки в усилителе имеют различную интенсивность, поэтому в соответствии с (13) резонансные условия могут выполняться лишь приближенно. Характерное изменение формы кривой  $g(x)$  по мере роста интенсивности пучков, подобное наблюдаемому на кривой 1 рис.3, указывает на имеющее место рассогласование фаз ВКВ.

Нарастание возмущений в многоходовой кювете усиливает обратную связь между генератором и кюветой, что должно способствовать развитию неустойчивости генерации. Используя результаты расчетов характеристик пролетных колебаний в НР [3–6], легко получить соотношения, устанавливающие связь частот и инкрементов мод возмущений с амплитудой и фазой входного возмущения  $\bar{g}(x_c)$ . Для инкремента  $\Gamma$  находим

$$\Gamma = \Gamma_0 + (1/2)\ln(1 + \zeta^2 + 2\zeta\cos\delta). \quad (14)$$

Здесь  $\zeta = g(x_c)/g_e(x_c)$  – отношение амплитуд входного возмущения и возникающего в НР краевого возмущения  $-\bar{g}_e(x_c)$ ,  $\delta$  – разность фаз указанных возмущений,  $\Gamma_0$  – инкремент в автономно работающем генераторе с  $g(x_c) = 0$  при том же значении стационарного входного усиления  $G_s(x_c)$ . В случае синфазированности обоих названных возмущений ( $\delta = 0$ ) имеем  $\Gamma = \Gamma_0 + \ln(1 + \zeta)$ . Для условий рис. 5а  $\Gamma_0 = -0,2$ , т. е. стационарная генерация в НР без усилителя является устойчивой. Отношение амплитуд возмущений  $\zeta \approx 1,5$ , что дает значение инкремента  $\Gamma = 0,7$ .

На рис. 5б показаны результаты численного расчета величин  $\Omega$  и  $\Gamma$  в зависимости от длины  $h_2$  промежуточной зоны между генератором и усилительной кюветой. Видно, что размер  $h_2$ , определяющий фазу возмущений на входе в

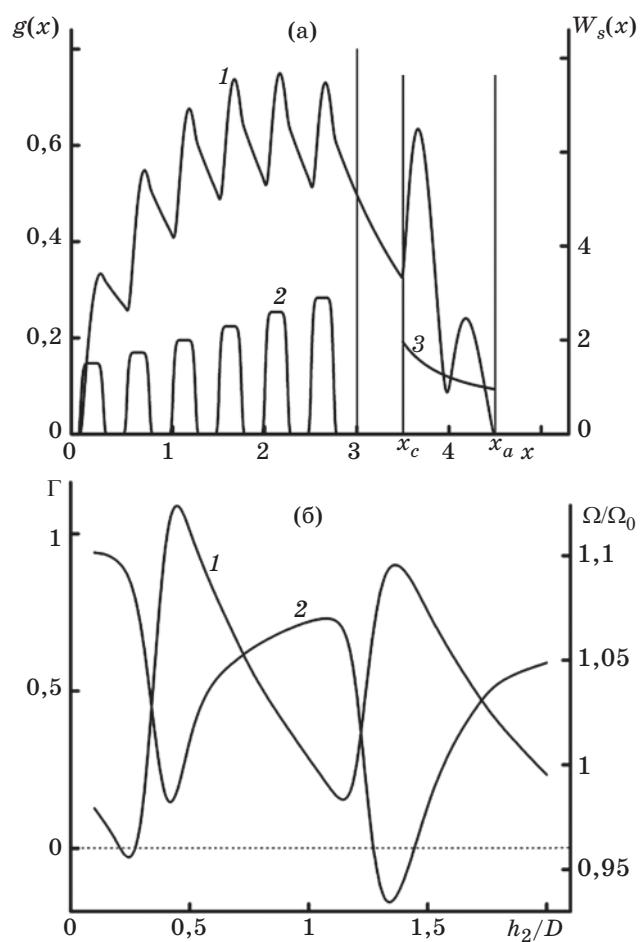


Рис. 5. Результаты полного расчета системы генератор – усилитель. а – пространственные распределения амплитуды возмущения  $g(x)$  (1) и стационарного поля  $W_s(x)$  в усилителе (2) и генераторе (3); б – зависимости частоты (1) и инкремента возмущений (2) от длины промежуточной зоны.

генератор, существенно влияет на частоту и инкремент автоколебаний. При  $h_2 = D$ , что соответствует рис. 5а, расчет дает значение инкремента  $\Gamma = 0,75$ , которое согласуется с приведенной выше теоретической оценкой. Изменяя протяженность промежуточной зоны, можно переходить из области раскачки автоколебаний  $\Gamma > 0$  в область устойчивой стационарной генерации  $\Gamma < 0$ .

Значительный интерес представляет исследование насыщенных режимов автомодулированной генерации, которые возникают в результате развития неустойчивости. Проведенное нами на основе уравнений (1) и (2) численное моделирование системы генератор-усилитель с периодической структурой поля показывает возможность получения различных видов импульсно-периодической, а также хаотической генерации. Подобные режимы наблюдаются

также в системе, в которой в качестве генератора используется устойчивый резонатор.

## Заключение

Одной из особенностей взаимодействия движущейся активной среды с пространственно-периодическим лазерным полем в многопучковой оптической кювете является нарастание возмущений в потоке среды в результате интерференции сформированных волн возмущений от отдельных пучков. Этот процесс может приводить к динамической неустойчивости генерации в проточных лазерах, в которых применяются многопучковые оптические системы. С другой стороны, указанный механизм неустойчивости может быть использован для управления режимами генерации в подобных системах, например, переключения с непрерывной генерации на импульсно-периодическую и обратно. В качестве управляющего параметра для переключения режимов генерации может служить длина промежуточной зоны между генератором и усилителем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Хакен Г. Лазерная светодинамика. М.: Мир, 1988. 280 с.
2. Дрейзин Ю.А., Дыхне А.М. Автоколебательная неустойчивость генерации быстропроточных

лазеров, использующих неустойчивые резонаторы // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. № 12. С. 718–722.

3. Лиханский В.В., Напартович А.П. Об автоколебательной неустойчивости в проточных лазерах с неустойчивыми резонаторами // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 2. С. 237–243.
4. Баранов А.Н., Николаева О.Ю., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Автомодуляционный режим генерации в лазерах с поперечной прокачкой рабочего вещества // Квант. электрон. 1993. Т. 20. № 6. С. 589–593.
5. Лоскутов А.Ю., Мушенков А.В., Одинцов А.И., Федосеев А.И., Федянович А.В. Режимы хаотической генерации в неустойчивом резонаторе быстропроточного лазера с неоднородной на качкой // Квант. электрон. 1999. Т. 29. № 2. С. 127–131.
6. Одинцов А.И., Саркаров Н.Э., Федосеев А.И. Автоколебательные возмущения в быстропроточном лазере с неустойчивым резонатором // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 9. С. 853–859.
7. Fedoseev A.I., Fedjanovich A.V., Ishenko E.P., Mushenkov A.V., Odintsov A.I., Sarkarov N.E. New Methods of Control of Fast-Flow Laser Operation Regimes // Proc. SPIE. 2003. V. 5137. Paper 45. P. 332–339.
8. Кузьминский Л.С., Одинцов А.И., Саркаров Н.Э., Федосеев А.И. Особенности возбуждения пролетных автоколебаний в двухкомпонентной активной среде быстропроточного газового лазера // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2008. № 6. С. 62–66.