

Многомодовая генерация непрерывного CO₂-лазера с неустойчивым резонатором и нестационарной активной средой

В.Г.Наумов, П.А.Свотин

Разработан метод расчета генерации на нескольких поперечных модах с нестационарной активной средой при наличии значительных оптических неоднородностей в предположении, что характерное время однократного обхода резонатора излучением значительно меньше характерного времени изменения пространственного распределения усиления и показателя преломления. С помощью этого метода в двумерном приближении проведен анализ нестационарной генерации в CO₂-лазере с поперечной прокачкой при изменении во времени колебательного возбуждения активной среды на входе в резонатор и при движении фазовых искажений.

Ключевые слова: многомодовая генерация, амплитудно-фазовые характеристики, угловая расходимость, неустойчивый резонатор.

1. Введение

В непрерывных технологических CO₂-лазерах с неустойчивым резонатором и поперечной прокачкой активной среды (АС) реализуются как стационарные, так и нестационарные режимы генерации [1]. Нестационарность генерации в некоторых случаях проявляет себя в модуляции выходной мощности излучения и даже в стохастизации амплитудно-фазовых характеристик излучения [2]. Природа таких эффектов связана со значительными оптическими неоднородностями АС, с нелинейным самовоздействием, термодетформациями зеркал и с возникновением генерации на нескольких поперечных модах [3].

Моделирование амплитудно-фазовых характеристик излучения с нестационарными фазовыми неоднородностями в условиях, когда происходит изменение характеристик генерирующих мод, в настоящее время представляет собой слабо исследованную расчетно-теоретическую задачу. Традиционный расчет резонатора проводится с помощью метода Фокса – Ли [4]. Этот метод дает удовлетворительные результаты в том случае, когда малы оптические неоднородности и генерация идет на одной поперечной моде. Существуют методы расчета стационарной многомодовой генерации в неустойчивом резонаторе со значительными фазовыми неоднородностями [5, 6]. Метод из работы [6] позволяет по определенному алгоритму находить устойчивый самосогласованный набор мод, каждая из которых воспроизводит свой амплитудно-фазовый профиль при полном обходе резонатора. Нестационарная генерация достаточно часто протекает в таких условиях, когда время распространения излучения на одном обходе резонатора значительно меньше, чем характерное время изменения распределе-

ния усиления и показателя преломления в объеме резонатора. Для значительных фазовых неоднородностей можно предположить существование одновременной генерации на нескольких поперечных модах.

В настоящей работе рассматривается именно такой вариант нестационарной генерации и предлагается новый метод расчета нестационарной многомодовой генерации при значительных фазовых неоднородностях.

2. Описание метода расчета нестационарной многомодовой генерации

В разрабатываемой модели предполагается, что время распространения излучения по трассе длиной L от выходного зеркала резонатора до глухого и обратно $\tau_p = 2L/c$ много меньше характерного времени изменения оптических неоднородностей и распределения усиления активной среды в объеме резонатора. В этом приближении можно считать, что устанавливается модовая структура излучения и выходное излучение распределено по нескольким самосогласованным модам. Наличие модовой структуры предполагает, что комплексная амплитуда волны каждой генерирующей моды с высокой точностью воспроизводится при одном обходе резонатора. При большом числе обходов резонатора возможен дрейф характеристик мод, согласованный с изменением оптических неоднородностей АС, описание которых реализуется с помощью кинетических и газодинамических уравнений.

Понятия самосогласованности и устойчивости означают, что совместная генерация нескольких поперечных мод обеспечивает нахождение под порогом остальных, не участвующих в генерации мод. При полном обходе резонатора отклонение усиления от единицы обусловлено нестационарностью неоднородностей и усиления АС. В таком приближении комплексные амплитуды U_i^+ и U_i^- волн излучения каждой моды, описывающие распространение излучения от глухого зеркала резонатора до выходного и наоборот, удовлетворяют уравнениям квазиоптики [4].

ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московск. обл.; e-mail: naumov@triniti.ru; svotin@triniti.ru

Поступила в редакцию 7 февраля 2002 г., после доработки – 19 июля 2002 г.

Функции $g(x, z, t)$ и $v(x, z, t)$, входящие в уравнение квазиоптики и учитывающие соответственно распределения усиления и преломления, определяются системой дифференциальных уравнений в зависимости от кинетической модели АС. В рассматриваемом приближении изменением функций $g(x, z, t)$ и $v(x, z, t)$ за время τ_p можно пренебречь, поэтому на одном обходе резонатора возможно применение стационарных уравнений квазиоптики. В граничных условиях для системы уравнений квазиоптики должна быть учтена нестационарность АС, поэтому они имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} U_i^+(x, 0, t) &= \sigma^{0.5} \exp[-2ikS^g(x)] U_i^-(x, 0, t), \\ U_i^-(x, L, t + \tau) &= \sigma^{0.5} \exp[-2ikS^b(x)] U_i^+(x, L, t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $S^g(x)$ и $S^b(x)$ – профили поверхностей выходного и глухого зеркал резонатора соответственно, заданные в системах координат, где для каждого зеркала ось направлена внутрь резонатора; $\sigma = \sigma(x)$ – коэффициент отражения зеркал по интенсивности; τ – шаг интегрирования системы дифференциальных кинетических уравнений при расчетах функций $g(x, z, t)$ и $v(x, z, t)$. Поскольку параметры АС в течение времени τ считаются постоянными, то волну $U_i^-(x, L, t + \tau)$ на выходном зеркале мы выражаем через волну U_i^+ в момент времени t . Величина $\tau = \tau_p$, однако при медленных изменениях АС шаг при решении кинетических уравнений может быть увеличен ($\tau = s\tau_p$). В наших условиях коэффициент $s = 2 - 4$. Результаты расчета от использованного значения s не зависели. Кинетические уравнения АС зависят от суммарной интенсивности излучения разных генерирующих мод $I = \sum I_i$, где $I_i = |U_i^+|^2 + |U_i^-|^2$.

Вкладом в распределение интенсивности интерференции встречных волн можно пренебречь, т.к. в случае расчета стационарной многомодовой генерации [6] учет интерференции не изменяет состава участвующих в генерации поперечных мод и распределения мощности излучения по ним. Это утверждение основано на том, что конкуренция мод зависит [6] от относительного значения интегралов перекрытия в каком-либо поперечном сечении в резонаторе функций $|U_i^+|^2$ различных мод i , а их относительное значение не будет практически зависеть от учета интерференции. В связи с этим в рассматриваемом случае нестационарной генерации, когда модовая структура сохраняется, интерференцией встречных волн можно пренебречь.

Точность воспроизведения комплексной амплитуды волны при полном обходе резонатора рассчитывалась из условия минимума функции

$$\begin{aligned} f &= \int |U^+(x, L, t) - r \exp(-i\varphi) U^+(x, L, t + \tau)|^2 dx \\ &\times \left(\int |U^+(x, L, t)|^2 dx \right)^{-1} \end{aligned} \quad (2)$$

в зависимости от комплексной величины $r \exp(-i\varphi)$. Ясно, что минимальное значение f характеризует воспроизводимость комплексной амплитуды волны при однократном обходе резонатора. При высоком качестве воспроизведения моды должно выполняться условие $f \ll 1$. Величина r в квазистационарном режиме генерации должна удовлетворять условию $|r - 1| \ll 1$, а значение φ дает фазовую поправку, связанную с изменением частоты генерации моды [4].

В настоящей работе рассматривается многомодовая генерация в непрерывном CO₂-лазере субатмосферного давления с поперечной прокачкой АС, кинетическая модель которой аналогична упрощенной модели из работы [7]. В данной модели рассматривались колебательное возбуждение верхнего уровня молекул CO₂ и колебательное возбуждение N₂, а также уравнение для изменения показателя преломления v в АС. В соответствии с этим вводилось среднее число колебательных квантов ε , входящих на молекулу CO₂, и ε_{N_2} – на молекулу N₂. Уравнения для ε_{N_2} , ε и v имели следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_{N_2}}{\partial t} + V \frac{\partial \varepsilon_{N_2}}{\partial x} &= w_{CO_2-N_2} (\varepsilon - \varepsilon_{N_2}), \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + V \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} &= w_{N_2-CO_2} (\varepsilon_{N_2} - \varepsilon) - \alpha I \frac{\varepsilon}{(1 + \varepsilon)^2} - w\varepsilon, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + V \frac{\partial v}{\partial x} &= -\beta \varepsilon v - \alpha_1 I \frac{\varepsilon v}{(1 + \varepsilon)^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь V – скорость поперечного потока АС; I – интенсивность излучения; $w_{CO_2-N_2}$ и $w_{N_2-CO_2}$ – частоты передачи колебательного возбуждения от молекул CO₂ к молекулам N₂ и наоборот; $w_{CO_2-N_2} N_{N_2} = w_{N_2-CO_2} N_{CO_2}$; $\alpha = \sigma_0 \times (\hbar\omega)^{-1}$; σ_0 – эффективное сечение резонансного вынужденного перехода; $\hbar\omega$ – энергия кванта излучения; w – частота VT-релаксации верхнего лазерного уровня молекулы CO₂; $\alpha_1 = 1.5\alpha\alpha_2$; $\beta = 2.5w\alpha_2$; $\alpha_2 = \hbar\omega k N_{CO_2} / (C_p P)$; k – постоянная Больцмана; C_p – теплоемкость рабочей смеси при постоянном давлении в расчете на одну молекулу; P – давление; N_{CO_2} – концентрация молекул CO₂ в АС. В этой модели коэффициент усиления АС имеет следующий вид [7]:

$$g(\varepsilon) = \sigma_0 N_{CO_2} \frac{\varepsilon}{(1 + \varepsilon)^2}. \quad (4)$$

Система уравнений (3) позволяет учесть изменения усиления АС вдоль потока за счет обмена колебательным возбуждением молекул CO₂ и N₂, колебательной релаксации молекул CO₂ и вынужденного излучения, а также вследствие формирования неоднородного распределения показателя преломления. Поперечная скорость V потока АС в резонаторе предполагалась постоянной.

Для совместного численного решения системы уравнений квазиоптики и системы уравнений (3) использовалась разностная аппроксимация. Уравнения квазиоптики решались стандартным методом расщепления по физическим параметрам [7]. В соответствии с этим методом АС в объеме резонатора разбивалась на перпендикулярные оси z слоя равной толщины. В каждом слое характеристики АС вдоль оси резонатора предполагались постоянными, и их временная эволюция описывалась системой уравнений (3). Поперечное распределение интенсивности излучения в каждом слое АС считалось равным падающей на него интенсивности излучения, которая определялась при совместном решении уравнений квазиоптики и (3). Разностная аппроксимация системы уравнений (3) взята из [8].

Основное внимание в настоящей работе сосредоточено на случаях нестационарной многомодовой генерации в неустойчивом резонаторе. Для выбора схемы расчета этих случаев рассмотрим результаты моделирова-

ния стационарной многомодовой устойчивой генерации в условиях значительных оптических неоднородностей АС [3]. Критерий устойчивости заключался в том, что негенерирующие моды затухают при многократных обходах резонатора, а генерирующие моды поддерживают самосогласованный режим, при котором сохраняются во времени распределение мощности излучения по модам и характеристики мод [6].

Этот факт имеет принципиальное значение для разрабатываемого нами метода расчета нестационарной генерации. Он указывает на то, что возмущения характеристик произвольной генерирующей моды в стационарном состоянии со стороны других генерирующих мод при распространении в резонаторе в среднем гасят друг друга, поэтому амплитудно-фазовые характеристики мод сохраняются на бесконечном временном промежутке. Вероятно, этот факт является следствием зависимости характеристик АС от суммы интенсивностей излучения генерирующих мод и различного их поперечного распределения. Поэтому с огромной вероятностью следует ожидать, что медленные изменения фазовых и усиленных неоднородностей не будут приводить к разрушению модовой структуры излучения, т. е. комплексная амплитуда волны, описывающая излучение каждой генерирующей моды, будет воспроизводиться.

Расчеты стационарной многомодовой генерации в зависимости от параметров оптических неоднородностей показали, что характеристики генерирующих мод изменяются в основном непрерывно. Однако существует некоторый дискретный набор значений этих параметров, при которых происходит скачкообразное изменение характеристик генерирующих мод [3]. В связи с этим новый метод расчета нестационарной многомодовой генерации должен учитывать возможность такой жесткой смены режима генерации. В настоящей работе мы ограничимся сменой режима при одномодовой и двухмодовой генерациях.

При описания эволюции многомодовой генерации излучения с помощью уравнений квазиоптики и кинетики начальные условия должны быть заданы специальным образом, поскольку в расчете многомодовая структура излучения не может установиться самопроизвольно. По нашему мнению, устойчивые начальные условия удобнее всего определить из совместного решения уравнений квазиоптики и стационарного аналога системы уравнений (3) с помощью метода из работы [6]. Это позволяет задать начальные статические фазовые искажения в резонаторе и его геометрические характеристики и затем определить начальное число участвующих в генерации мод и их характеристики, согласованные друг с другом и с оптическими неоднородностями АС. Дальнейшее совместное решение системы нестационарных уравнений давало изменение амплитудно-фазовых характеристик каждой из мод, согласованных как друг с другом, так и с АС. Как правило, изменение во времени характеристик мод происходило медленно, поскольку величины f из формулы (2), рассчитываемые после каждого кругового обхода резонатора и для каждой генерирующей моды i , удовлетворяли следующему условию:

$$f_i < 10^{-9} - 10^{-6}. \quad (5)$$

Такой результат позволяет говорить об устойчивости и сохранении модовой структуры излучения в нестационарных условиях, если характеристики АС меняются

медленно. При достаточно быстрых перестройках АС и вызываемых ими изменениях характеристик излучения наблюдается рост ошибки воспроизведения комплексной амплитуды f_i , которая близка к верхней границе (5). При этом также увеличивается скорость изменения поправки к собственной частоте моды (2) и быстрее изменяются угловая расходимость и другие характеристики излучения каждой, как правило, генерирующей моды.

Как указывалось выше, следует ожидать, что медленная эволюция характеристик генерирующих мод может нарушаться достаточно быстрой их перестройкой. Численное моделирование показало существование нескольких вариантов перехода к другим генерирующим модам. В наиболее мягком режиме перехода решение системы уравнений можно не прерывать, при этом отмечается падение точности воспроизведения моды на небольшом интервале времени ($f_i \sim 10^{-5} - 10^{-4}$).

При дальнейшем решении системы уравнений значения f_i обычно снижаются. Довольно просто учесть выход из генерации какой-либо моды. В этом случае ее можно в некоторый момент времени, когда мощность незначительна, исключить из генерации. Более интересен случай вступления в генерацию новой моды. Практика расчетов показала, что этот случай сопровождается ухудшением воспроизведения одной либо нескольких генерирующих мод. В расчете критерием пересмотра состава генерирующих мод может служить резкое возрастание ошибки воспроизведения любой генерирующей моды f_i при обходе резонатора. Для использования в расчетной программе этот критерий можно представить в виде параметра

$$f_r = f^\tau / f > 1.3 - 1.6, \quad (6)$$

где f^τ и f – ошибки воспроизведения моды на двух последовательных обходах.

Включение новых мод в генерацию проводилось в следующей последовательности. Вначале «замораживались» распределение усиления и фазовые неоднородности в резонаторе, а затем проводился расчет наиболее добротных мод. Далее из них отбирались моды, участвующие в генерации. Если среди оставшихся находились моды с усилением при обходе резонатора больше единицы, то они включались в генерацию. Идентификация мод проводилась по значению фазовой поправки, связанной с изменением собственной частоты φ (см. формулу (2) и работу [6]). Мощность генерации новой моды бралась на уровне $10^{-6} - 10^{-7}$ от уровня мощности генерирующих мод.

При умеренных фазовых неоднородностях в резонаторе в генерацию, как правило, приходится включать не больше одной моды. Вышеописанный способ определения необходимости включения в генерацию новой моды дает запаздывание во времени. Поэтому, когда необходимо описать временной ход генерации очень точно, приходится практически через равные промежутки времени следить за добротностью не участвующих в генерации мод, и если какая-либо из них имеет усиление при обходе резонатора больше единицы, то она включается в генерацию. Программно можно реализовать более точные, но и более сложные способы включения в генерацию новой моды, однако по сути они примыкают к вышеописанному способу.

В том случае, когда состав наиболее добротных мод существенно не совпадает с составом мод, участвующих в генерации, в течение некоторого временного промежутка модовая структура не существует (старая распадается, а новая еще не сформировалась), и это соответствует случаю значительного изменения модового состава. Такой случай может быть рассмотрен при числе мод не менее трех-четырех, и это рассмотрение предполагается провести в дальнейшем. Примечательно, что настоящий метод имеет внутренний контроль применимости, основанный на расчете величины f из (2). При этом можно считать, что генерируемое излучение не имеет модовой структуры, если не удастся описать нестационарную многомодовую генерацию, при которой все f_i малы.

3. Результаты расчетов

Расчеты проводились для конфокального неустойчивого однопроходного цилиндрического резонатора с увеличением $M = 2$. Расстояние L между глухим и выходным зеркалами составляло 540 см. Поперечные размеры выходного (b^b) и глухого (b^g) зеркал резонатора были выбраны равными 4.22 и 8.44 см соответственно. Оптическая схема резонатора, полностью совпадающая с представленной на рис.1 из [6], включала в себя также проходную апертурную диафрагму, равноудаленную от глухого и выходного зеркал, поперечный размер которой составлял 11.9 см. АС была равноудалена от выходного и глухого зеркал резонатора и располагалась в прямоугольнике размером $aL_{ам} = 15 \times 400$ см. Расчетная сетка содержала 2048 узлов, а шаг сетки $\Delta = a/m = 7.3242 \times 10^{-3}$ см (a – поперечный размер прямоугольника, m – число узлов). Фазовые неоднородности в объеме резонатора задавались с помощью периодических искажений поверхности глухого зеркала резонатора и фазового экрана, расположенного в месте нахождения диафрагмы. Искращения поверхности зеркал на одном периоде d задавались следующим образом:

$$H(x + d) = H(x) = \begin{cases} A_0 \cos^2(\pi x/d_1), & |x| \leq d_1/2 \\ 0, & d_1/2 \leq |x| \leq d/2, \end{cases} \quad (7)$$

где $d = 0.8$ см; $d_1 = 0.4$ см; A_0 – амплитуда искажений поверхности глухого зеркала. Периодические искажения фазового экрана имитировали присутствие в схеме резонатора двух плоских поворотных зеркал, расположенных под углом 45° к его оси. Периодические искажения на каждом поворотном зеркале задавались формулой (7) и параметром x_n , который определял начальное смещение этих искажений. При расчетах положение искажений на глухом зеркале не изменялось, поэтому статические фазовые искажения в схеме резонатора можно описать параметром $H_0 = 2\pi A_0/\lambda$ и двумя параметрами x_{n1} и x_{n2} , которые задают начальное смещение фазовых искажений на поворотных зеркалах.

Параметры системы уравнений (3) задавались из условия, что давление активной среды $P = 0.14$ атм, скорость течения газа $V = 190$ м/с, относительная концентрация CO₂, N₂ и He составляет соответственно 5 %, 50 % и 45 %, эффективная длина потока, на котором населенность верхнего лазерного уровня уменьшалась в e раз, равна 10 см. Эффективные значения сечения вынужден-

ного излучения и частот обмена колебательным возбуждением между CO₂ и N₂ рассчитывались в предположении, что поступательная температура в АС равна 350 К.

Рассмотрим далее нестационарную генерацию в случае, когда в потоке АС на входе в резонатор среднее число колебательных квантов молекул N₂ и CO₂ изменяется по закону

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{c_0 t_0}{t_0 + t} \right), \quad (8)$$

где $\varepsilon_0 = 0.12$; $c_0 = 0.1$; $t_0 = 200$ мкс. Фазовые искажения поверхности глухого зеркала и фазового экрана задавались в соответствии с параметрами $H_0 = 0.225$ и $x_{n1}/\Delta = x_{n2}/\Delta = 25$. В этом варианте наблюдения в основном двухмодовая генерация. На рис.1,а показаны временные зависимости мощности излучения на каждой моде в течение примерно 1 мс. Видно, что мощность излучения на каждой моде изменялась значительно, в некоторые интервалы времени генерация могла исчезать и затем снова возникать. В рассматриваемом интервале времени характеристики генерирующих мод изменялись в основном непрерывно. После возникновения генерации на новой моде фазовая поправка $\varphi = 2L\Delta\omega/c$ (см. формулу (2)), где $\Delta\omega$ – изменение собственной частоты моды, могла испытывать скачок (рис.2,а). Изменялась также угловая расходимость излучения генерирующих мод (рис.2,б). В другие моменты времени изменение φ происходило достаточно медленно, поэтому с полной уверенностью можно говорить о модовой структуре излучения. В этом варианте расчета контроль возможного включения в генерацию новой моды происходил по вышеуказанному критерию (6), который дает скорость возрастания ошибки воспроизведения моды после каждого обхода резонатора. Характер временной зависимости ошибки воспроизведения f показан на рис.1,б.

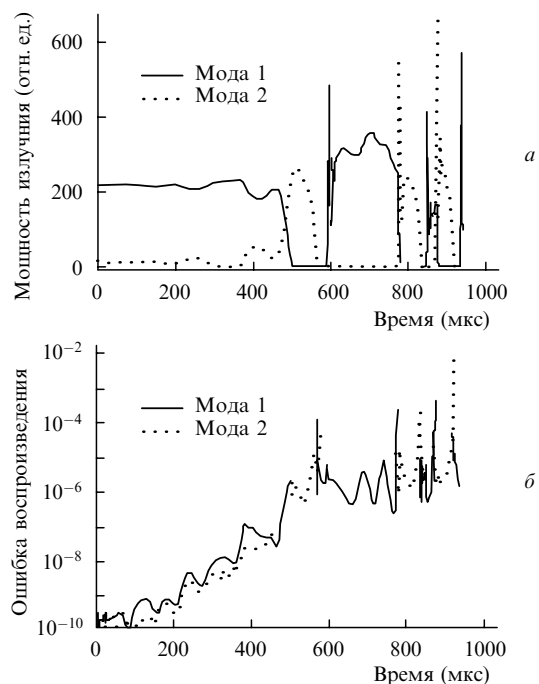


Рис.1. Временные зависимости мощности излучения мод (а) и их ошибки при воспроизведении комплексной амплитуды на одном обходе резонатора в случае изменения колебательного возбуждения АС на входе в резонатор (б); $\varepsilon_0 = 0.12$, $c_0 = 0.1$, $H_0 = 0.225$, $x_{n1}/\Delta = x_{n2}/\Delta = 25$.

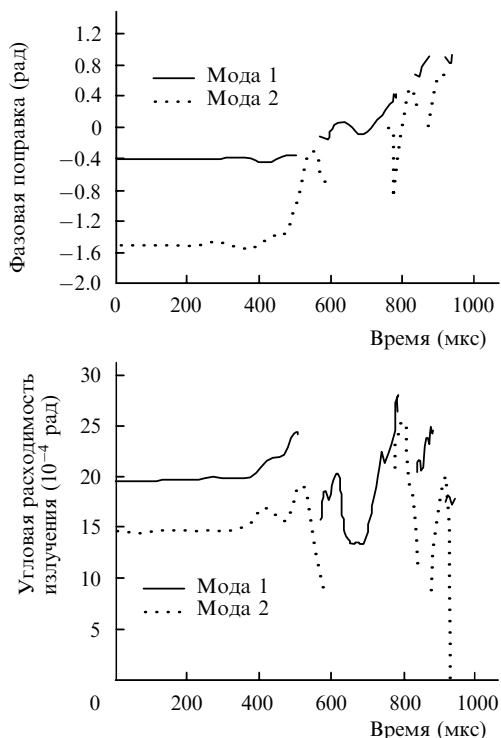


Рис.2. Временные зависимости фазовой поправки к собственной частоте моды (а) и угловые расходимости генерирующих мод по уровню 75 % энергии (б).

Фазовые неоднородности АС могут перемещаться, и это может вызывать многомодовую нестационарную генерацию. Движение неоднородностей в плоскости фазового экрана способно имитировать присутствие перемещающихся фазовых неоднородностей АС, что позволяет показать возможность расчетов предлагаемым методом генерации при наличии нестационарных газодинамических возмущений плотности. Движение фазовых неоднородностей имитировалось изменением координат x_{n1} и x_{n2} , задающих начальное положение периодических искажений поверхности поворотных зеркал, начальное значение $x_{n1}/\Delta = x_{n2}/\Delta = 10$ и параметр $H_0 = 0.225$. Среднее число ε_0 колебательных квантов в АС в потоке на входе в резонатор составляло 0.12. Скорость поперечного движения фазовых искажений была незначительна, поэтому доплеровским сдвигом частоты генерации можно было пренебречь. Периодические искажения на зеркалах смещались с одинаковой скоростью и в противоположных направлениях. Приращение смещения во времени в шагах расчетной сетки задавалось выражением

$$\frac{x_{n1} - x_{n2}}{\Delta} = \int_0^t c_d \frac{t}{t_0 + t} dt. \quad (9)$$

Здесь c_d – скорость смещения фазовых неоднородностей при большом времени; t_0 – время перехода к этой скорости. Результаты расчета для $c_d = 0.14 \text{ мкс}^{-1}$ и $t_0 = 100 \text{ мкс}$ отражены на рис.3. Вариант расчета на рис.3,а демонстрирует выход из генерации одной моды. На рис.3,б показано изменение во времени фазовых поправок φ_i , характеризующих изменения собственных частот мод, и угловой расходимости излучения по уровню 75 % энергии для каждой моды. Ошибка воспроизведения мод при обходе резонатора для обеих мод незначительна (менее 10^{-7}).

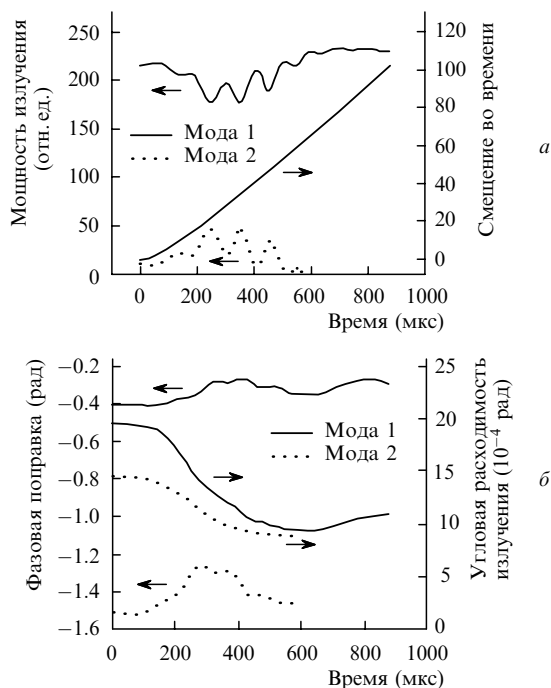


Рис.3. Временные зависимости мощности генерации на разных модах при движении фазовых неоднородностей на поворотных зеркалах (а), а также временные зависимости фазовых поправок к собственным частотам генерации и угловой расходимости по уровню 75 % энергии (б); $H_0 = 0.225$, $x_{n1}/\Delta = x_{n2}/\Delta = 25$, $\varepsilon_0 = 0.1$.

4. Выводы

Таким образом, разработан метод расчета нестационарной генерации на нескольких поперечных модах в условиях значительных нестационарных фазовых и усилительных неоднородностей в АС. В расчетах предполагалось, что характерное время однократного обхода резонатора излучением значительно меньше, чем характерное время изменения пространственных распределений усиления и показателя преломления в АС. Метод включает в себя выбор начального состояния генерации, схему расчета нестационарной генерации с фиксированным числом генерирующих мод и алгоритм ввода в генерацию других мод. С помощью этого метода осуществлены расчеты двухмодовой генерации для модели CO_2 -лазера с поперечной прокачкой в условиях нестационарного колебательного возбуждения АС на входе в резонатор, а также проведено моделирование изменений амплитудно-фазовых характеристик излучения при поперечном движении фазовых искажений.

1. Артамонов А.В., Наумов В.Г. *Квантовая электроника*, **4**, 178 (1977).
2. Гурашвили В.А., Зотов А.М., Короленко П.В. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 821 (2001).
3. Валуев В.В., Наумов В.Г., Саркаров Н.Э., Свотин П.А. *Квантовая электроника*, **25**, 16 (1998).
4. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990).
5. Коротков В.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **17**, 897 (1990).
6. Валуев В.В., Наумов В.Г., Свотин П.А. *Математическое моделирование*, **7**, 49 (1995).
7. Елкин Н.Н., Напартович А.П. *Прикладная оптика лазеров* (М.: ЦНИИатоминформ, 1988).
8. Самарский А.А. *Теория разностных схем* (М.: Наука, 1977).