

Моделирование многомодовой генерации в электроионизационном CO₂-лазере с неустойчивым резонатором в условиях теплового самовоздействия излучения

В.Г.Наумов, П.А.Свотин

Представлена численная методика расчета нестационарной многомодовой генерации электроионизационного CO₂-лазера в условиях значительных оптических неоднородностей, вызванных самовоздействием излучения. Приведенные расчеты для субатмосферного давления показывают последовательность входа в генерацию поперечных мод, эволюцию их характеристик, самосогласованную с эволюцией усиления и оптических неоднородностей активной среды, а также выход мод из генерации. Методика расчета применима в условиях, когда время кругового обхода резонатора излучением меньше характерного времени изменения характеристик активной среды.

Ключевые слова: многомодовая генерация, самовоздействие излучения, электроионизационный CO₂-лазер.

1. Введение

Моделирование амплитудно-фазовых характеристик излучения в электроионизационном (ЭИ) CO₂-лазере рассматривалось во всех известных нам работах в приближении, когда его характеристики описываются с помощью одной поперечной моды [1, 2]. Для многих практически интересных случаев, в которых оптические неоднородности в активной среде (АС) становятся значительными, при проведении расчетов таким способом комплексная амплитуда волны при одном обходе резонатора воспроизводится с большой ошибкой. Это свидетельствует либо о невозможности установления модовой структуры, либо о необходимости описывать излучение с использованием нескольких поперечных мод. Физические причины значительных оптических неоднородностей в таких типах лазеров описаны во многих работах [3–5]. Их возникновение вызвано зависимостью скорости нагрева АС от скорости VT-релаксации возбужденных молекул CO₂, которая, в свою очередь, определяется локальной интенсивностью излучения в объеме резонатора. Эффекты такого типа, получившие в литературе название самовоздействия [3], приводят к образованию в объеме резонатора вытянутых вдоль его оси неоднородностей плотности [4]. Это может приводить к генерации на нескольких поперечных модах.

Моделирование генерации в нестационарных условиях с использованием параболического уравнения квазиоптики проводилось во многих работах. Для рассматриваемого случая представляют интерес работы [6, 7], поскольку в них предполагается участие в генерации нескольких поперечных мод. Используемый нами метод должен учитывать, что в условиях самовоздействия изменения оптических неоднородностей в объеме резона-

тора стимулируют дрейф характеристик мод, вход в генерацию и выход из нее других поперечных мод. По этой причине нецелесообразно применять метод, приведенный в работе [6], поскольку в нем в качестве базиса разложения комплексной амплитуды волны используется набор мод пустого резонатора, которых (из-за изменения характеристик мод) должно быть очень много; соответственно, физическая интерпретация результатов расчета представляет собой достаточно сложную самостоятельную задачу. Основанный на нестационарном параболическом уравнении квазиоптики метод [7] представляется более адекватным рассматриваемому случаю. В нем изначально учитывается интерференция попутных волн разных мод, могут быть заданы начальные условия для излучения с учетом возможности генерации на нескольких согласованных с неоднородностями активной среды поперечных модах, описывается вход в генерацию других мод [8] и наглядно описывается дрейф их характеристик. Однако метод [7] также затрудняет непосредственную физическую интерпретацию результатов расчета. Физическая интерпретация проведенных подобным методом расчетов должна быть разработана на более простых (без учета самовоздействия излучения) моделях.

В настоящей работе предлагается расчетная модель, в которой мы пренебрегаем межмодовыми биениями попутных волн и используем тот факт, что характерное время изменения оптических неоднородностей АС в объеме резонатора больше времени распространения света от выходного зеркала резонатора к глухому и обратно. В модели учитывается нестационарность характеристик АС, мод, а также вход в генерацию других поперечных мод. Предлагаемая методика расчета применима и к другим типам лазеров с нестационарной АС, когда время обхода резонатора излучением меньше времени изменения оптических неоднородностей.

2. Описание модели

Если время распространения излучения от выходного зеркала резонатора к глухому и обратно ($\tau_r = 2L/c$)

В.Г.Наумов, П.А.Свотин. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Пушкиновых, 1; e-mail: naumov@triniti.ru

Поступила в редакцию 14 сентября 2009 г., после доработки – 9 июня 2010 г.

меньше характерного времени изменения оптических неоднородностей активной среды в объеме резонатора, существует возможность установления модовой структуры излучения. Параметр L равен расстоянию между глухим и выходным зеркалами неустойчивого резонатора. Существование мод предполагает, что комплексная амплитуда волны воспроизводится при одном обходе резонатора с достаточно высокой точностью, а за много обходов резонатора возможен дрейф характеристик, согласованный с изменением оптических неоднородностей в соответствии с кинетическими и газодинамическими уравнениями АС. Участвующие в генерации моды имеют близкое к единице усиление на одном обходе резонатора, и они все вместе обеспечивают нахождение ниже порога остальных, не участвующих в генерации мод. Если появляется какая-либо мода, отличная от участвующих в генерации и имеющая на одном обходе усиление больше единицы, то она должна быть включена в генерацию. В таком приближении в модели предполагается, что на одном обходе резонатора пространственные распределения усиления и показателя преломления АС не изменяются во времени, и комплексная амплитуда волны излучения каждой участвующей в генерации l -й моды при распространении вдоль оси z удовлетворяет следующим стационарным уравнениям квазиоптики:

$$2ik \frac{\partial U_l^+}{\partial z} + \frac{\partial^2 U_l^+}{\partial x^2} = ik(g(z, x, t) + 2iv(z, x, t))U_l^+, 0 \leq z \leq L, \quad (1)$$

$$-2ik \frac{\partial U_l^-}{\partial z} + \frac{\partial^2 U_l^-}{\partial x^2} = ik(g(z, x, t) + 2iv(z, x, t))U_l^-, L \geq z \geq 0.$$

Здесь $U_l^+(x, z, t)$ и $U_l^-(x, z, t)$ – комплексные амплитуды волн, которые описывают распространение излучения l -й моды соответственно от глухого зеркала резонатора к выходному и обратно; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; x – поперечная координата. Функции $g(x, z, t)$ и $v(x, z, t)$ описывают соответственно усиление и оптические неоднородности в АС и могут определяться системами дифференциальных уравнений. Предполагается, что численное интегрирование этих уравнений ведется с шагом τ , и пренебрегается изменением функций $g(x, z, t)$ и $v(x, z, t)$ в (1) за этот промежуток времени. Влияние нестационарности АС учитывается с помощью начального условия для каждого уравнения системы (1), эти условия имеют следующий вид:

$$U^+(x, 0, t) = \sqrt{\sigma_1(x)} \exp(2ikS^g(x))U^-(x, 0, t), \quad (2)$$

$$U^-(x, L, t + \tau) = \sqrt{\sigma_2(x)} \exp(-2ikS^b(x))U^+(x, L, t),$$

где $S^g(x)$ и $S^b(x)$ – профили поверхности выходного и глухого зеркал резонатора соответственно; $\sigma_{1,2}(x)$ – коэффициенты отражения глухого и выходного зеркал резонатора по интенсивности. В случае ЭИ CO_2 -лазера при давлении АС не меньше атмосферного и в практически интересных случаях, когда длина АС по оси резонатора не очень мала, надежнее всего выбрать $\tau = \tau_r$.

В кинетические уравнения АС входит интенсивность излучения, которая определяется по формуле $I = \sum_l I_l$, где $I_l = |U_l^+|^2 + |U_l^-|^2$ – интенсивность моды. Ошибка воспроизведения комплексной амплитуды f_l волны l -й

моды при полном обходе резонатора рассчитывалась из условия минимума функции $F(r \exp(-i\varphi))$ в зависимости от комплексной величины $r \exp(-i\varphi)$. Причем

$$F_l(r \exp(-i\varphi)) = \frac{\int |r \exp(-i\varphi) U_l^+(x, L, t) - U_l^+(x, L, t + \tau)|^2 dx}{\int |U_l^+(x, L, t)|^2 dx}. \quad (3)$$

Интегрирование в (3) ведется по апертуре выходного зеркала. При высоком качестве воспроизведения моды должно выполняться условие $f_l \ll 1$. Величина r в квазистационарном режиме генерации должна удовлетворять условию $|r - 1| \ll 1$, а значение φ дает поправку к частоте генерации моды [8].

Для проведения численного решения (1) активная среда вдоль оси резонатора разбивалась на слои равной толщины [9, 10]. В каждом слое характеристики АС вдоль оси x определялись из решения нестационарных уравнений колебательной кинетики CO_2 -лазера и нестационарной одномерной системы уравнений газовой динамики. Лазерная кинетика АС описывалась с использованием полной модели: посредством введения величин ε_3 , ε_2 и ε_N , описывающих соответственно средние числа колебательных квантов, которые приходятся на асимметричную и деформационную моды молекулы CO_2 и молекулу N_2 . В каждом слое АС система уравнений для величин ε_3 , ε_2 и ε_N имела стандартный вид [10]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_N}{\partial t} + V \frac{\partial \varepsilon_N}{\partial x} &= F_N(\varepsilon_N, \varepsilon_3, t), \\ \frac{\partial \varepsilon_3}{\partial t} + V \frac{\partial \varepsilon_3}{\partial x} &= F_3(\varepsilon_N, \varepsilon_3, \varepsilon_2, t), \\ \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} + V \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial x} &= F_2(\varepsilon_N, \varepsilon_3, \varepsilon_2, t). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь V – скорость АС в слое вдоль оси x ; функции F_N , F_3 и F_2 имеют стандартный вид [10], который позволяет учесть обмен колебательным возбуждением молекул CO_2 и N_2 , релаксацию колебательной энергии в тепло, зависимость скоростей релаксации от температуры, стимулированные переходы, скорость возбуждения различных колебательных мод в несамостоятельном разряде в зависимости от параметра E/N (E – напряженность электрического поля, N – концентрация молекул в АС). Генерация моделировалась на линии P(20) колебательного перехода $\text{CO}_2(00^0_1 - 10^0_0)$, и в соответствии с этим производился расчет коэффициента усиления g АС [11]. Необходимая для такого расчета температура рассчитывалась с помощью одномерных нестационарных уравнений газодинамики для каждого слоя АС:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x} (\rho V) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho V) + \frac{\partial}{\partial x} (P + \rho V^2) &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(c_v T + \frac{V^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho V \left(c_v T + \frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} \right) \right] = q(x, t),$$

где ρ , V , P , T и c_v – плотность, скорость, давление, температура и удельная теплоемкость АС соответственно; функция $q(x, t)$ описывает нагрев АС. Давление

$P = (\gamma - 1)c_v \rho T$, где γ – показатель адиабаты. Нагрев $q(x, t)$ в данной модели является суммой двух составляющих: прямого нагрева, производимого самостоятельным разрядом и зависящего от удельной мощности накачки $w(x, z, t)$, параметра E/N и состава АС, а также нагрева, вызванного колебательной релаксацией. Вторая составляющая нагрева отвечает за эффект самовоздействия излучения, ее величина определяется при решении системы уравнений (4) [10]. В данном расчете непосредственно задавалась функция $w(x, z, t)$ и использовались заранее рассчитанные с помощью решения уравнений Больцмана для электронов распределения энерговклада по различным каналам зависимости от параметра E/N и состава активной среды [2]. В каждом слое АС оптические неоднородности определялись по формуле $v(x, z, t) = A[\rho(x, t) - \rho_0]$, где A – постоянная Гладстона – Дейла АС и ρ_0 – ее начальная плотность.

Совместное численное решение уравнений (1) и систем уравнений (4) и (5) для каждого слоя АС моделировало процесс эволюции излучения в неустойчивом резонаторе и позволяло определить функцию $U_l^+(x, L, t + \tau)$ по ее зависимости в момент времени t . Этот переход для всех участвующих в генерации мод схематически можно изобразить с помощью ряда шагов следующим образом:

$$\begin{aligned}
 U^+(x, L, t) &\xrightarrow{1} U^-(x, L) \xrightarrow{2} U^-(x, 0) \xrightarrow{3} U^+(x, 0) \\
 &\xrightarrow{4} U^+(x, L, t + \tau).
 \end{aligned} \quad (6)$$

Шаги 1 и 3 выполнялись с использованием условия (2). На шагах 2 и 4 производилось решение соответственно 2-го и 1-го уравнений системы (1) с помощью метода расщепления по процессам дифракции и усиления – рефракции [9]. Усиление АС пересчитывалось на одном обходе резонатора в каждом слое на шаге 2 и, соответственно, 4 с помощью (4), причем значение интенсивности встречных волн бралось с предыдущего прохода по резонатору. Для численного решения (4) использовалась неявная разностная схема 2-го порядка точности, которая решалась итерационным способом [13].

На шаге 4 производился расчет удельной мощности нагрева $q(x, t)$ АС в каждом слое по оси z . Результаты этого расчета использовались для определения значений ρ , V , P , T на новом временном слое $t + \tau$ с помощью решения уравнений (5) в каждом слое. Для численного решения системы уравнений (5) применялась полностью консервативная частично трехслойная монотонная разностная схема, описанная в [14, 15]. Переход к новому временному слою заканчивался расчетом точности воспроизведения для всех участвующих в генерации мод f_l . Процесс пересчета продолжался далее, если величина ошибок f_l и скорости их роста были незначительными. В противном случае процесс прерывался и производился анализ необходимости включения в расчет новых мод.

Методика определения необходимости включения новых мод в генерацию была разработана на основе анализа результатов моделирования стационарной многомодовой генерации в зависимости от различного типа оптических неоднородностей и их величины с помощью метода [16]. В процессе этих исследований был установлен ряд закономерностей, к ним следует отнести, во-первых, то, что характеристики генерирующих мод в зависимости от каких-либо параметров, определяющих распределение и величину оптических неоднородностей в

объеме резонатора, ведут себя непрерывно. Во-вторых, появление над порогом новых мод сопровождается систематическим возрастанием ошибки воспроизведения комплексной амплитуды f (3) для каких-либо мод, участвующих в генерации, и этот признак использовался для включения в расчет новых мод.

Ошибка воспроизведения f имеет несколько составляющих. Одна из них связана с численной аппроксимацией задачи, ее значение для гладких стационарных оптических неоднородностей не превышало $10^{-7} - 10^{-9}$, что показала практика расчетов для сеток ~ 1000 по поперечной координате x при машинной точности $\sim 10^{-15}$. Другая составляющая ошибки возникает из-за нестационарности неоднородностей плотности (НП) и усиления, что вызывает «дрейф» характеристик каждой моды. С ростом скорости изменения неоднородностей плотности ошибка воспроизведения естественно нарастает. В рассматриваемом случае она лежит в диапазоне $10^{-6} - 10^{-4}$ при отсутствии мод, претендующих на вступление в генерацию. В случае же наличия таких мод происходит систематический рост ошибки на протяжении десятков шагов по времени для некоторых мод. Если такой приведенный к одному шагу по времени систематический рост ошибки превышает 1.05–1.2, то переходу к расчету характеристик излучения на новом временном слое предшествует процедура определения новых мод, имеющих возможность участвовать в генерации, и их непосредственное включение в расчет.

Для определения мод, которые необходимо включить в генерацию, решается вспомогательная задача по определению собственных функций v_l и собственных значений γ_l линейного оператора \hat{T} , задающего преобразование $U_l^+(x, L, t) \rightarrow U_l^+(x, L, t + \tau)$ на последнем временном шаге при условии, что в нем «заморожены» функции $g(x, z, t)$ и $v(x, z, t)$. Собственные функции v_l этого линейного оператора ортогональны [16] относительно скалярного произведения $(uv) = \int u(x)v(x)\sigma_2(x)\exp(2ikS_b(x))dx$ при произвольных физически реализуемых пространственных распределениях усиления и показателя преломления в объеме резонатора. Это позволяет решать задачу методами, используемыми для расчета собственных функций симметричных операторов [17, 18], в частности, в данном случае использовался метод Прони [19].

Далее среди функций $\{v_l\}$ находились не участвующие в генерации моды, имеющие собственное значение $|\gamma_l| > \gamma_0$, где $0.98 \leq \gamma_0 \leq 1$, и они включались в генерацию. Начальный уровень мощности таких мод задавался на уровне $\sim 10^{-6}$ от уровня мощности излучения. Значение параметра γ_0 может выбираться меньше единицы, при этом происходит превентивное включение моды в генерацию. Это увеличивает время счета, однако выигрыш происходит из-за уменьшения паразитных искажений, возникающих в других модах, если эта превентивно включаемая в расчет мода войдет в генерацию.

Соответствие старых и новых мод проводилось посредством сравнения $\{\gamma_l\}$ и определяемого при расчете ошибки (3) набора величин $\{r_l \exp(-\varphi_l)\}$ [8]. Это соответствие мод устанавливалось также посредством расчета корреляций распределений интенсивности в плоскости выходного зеркала резонатора. На этом этапе также исключались из расчета моды, на которые приходилось менее 0.001 % выходной мощности излучения, имеющие значительное затухание, т. е. $r < 0.94$. В генерацию обычно включалась одна мода, и это правило нарушалось

очень редко. В значительном количестве случаев проверка показывала, что в генерацию дополнительные моды включать не надо. Систематический рост ошибки воспроизведения f каких-либо мод вызывался изменением оптических неоднородностей и, соответственно, быстрым дрейфом их характеристик. Расчет далее продолжался с прежним составом мод. Включение новых мод в генерацию предполагало, что их профиль формируется под порогом.

3. Результаты численного моделирования

Рассмотрим конкретный расчет генерации излучения в импульсном ЭИ СО₂-лазере. Проточная АС располагалась в прямоугольнике размером $a \times L_a = 42 \times 200$ см. Генерация обеспечивалась неустойчивым двухпроходным резонатором, образованным двумя плоскими зеркалами, расположенными с одной стороны потока, а также вогнутым глухим и выпуклым выходным зеркалами, которые располагались с другой стороны потока. Плоские зеркала располагались под углом 45° к оси резонатора и образовывали уголкового отражатель. Радиусы зеркал определялись из условия, что увеличение резонатора $M = 1.8$, а эквивалентное расстояние между выходным и глухим зеркалами $L = 540$ см, из которых 400 см приходилось на АС. Поперечный размер выходного (выпуклого) зеркала $a = 9$ см, поперечный размер глухого (вогнутого) зеркала $a_g = 16.2$ см. Ось резонатора в расчете совпадала с осью z и проходила через центры апертур зеркал. Охватываемая резонатором АС состояла из двух прямоугольных зон, расположенных симметрично в зоне $a \times L_a$, расстояние между зонами по потоку равнялось 2.6 см. АС лазера была равноудалена от зеркал.

Расчетная сетка для решения уравнений (1) содержала 2048 узлов, а вдоль оси резонатора АС состояла из 40 различных слоев. На поперечную апертуру глухого зеркала приходилось 1448 узлов, поскольку по 300 узлов оставались для устранения эффекта периодичности в применяемом спектральном методе. Отражение на краях глухого и выходного зеркал было сглаженным. Сглаживание производилось на 8 узлах линейным образом. Поперечные размеры поворотных зеркал превышали поперечный размер выходного зеркала на 1 см. Шаг сетки вдоль направления потока для уравнений (4) и (5) был равномерным и в два раза больше, чем для уравнений (1). Параметр E/N равнялся 1.5×10^{-16} В·см² и оставался постоянным в импульсе. Пространственное распределение удельной мощности накачки в АС не зависело от z и вдоль потока описывалось функцией

$$\frac{w(x)}{w_0} = 1 - 0.08 \left(\frac{x}{18} \right)^4, \quad |x| \leq 18. \quad (7)$$

Вне этой зоны вверх и вниз по потоку $w(x)$ падало линейно с темпом до $0.05w_0$ на 2 см.

В (7) величина w_0 зависела от полного удельного энергоклада e_0 при $x = 0$ и длительности его импульса. Временной ход удельного импульса накачки был одинаковым во всем объеме АС, его длительность, передний и задний фронты составляли соответственно 86, 3 и 3 мкс. На плато этого импульса задавался $\sim 10\%$ -ный спад во времени удельной мощности накачки. Удельный энергоклад за импульс e_0 составлял 0.233 Дж/(см³·атм) в среднем по АС.

Активная среда, начальное давление P_0 в которой задавалось равным 0.6 атм, состояла из смеси СО₂, N₂ и He в объемном отношении 1 : 6 : 3 и имела начальную температуру $T_0 = 280$ К. Начальная скорость потока АС вдоль оси x составляла 45 м/с.

Проведенное численное моделирование показало значительную взаимозависимость поперечной неоднородности интенсивности излучения и поперечной НП. Начальные НП в каждом слое АС задавались независимо друг от друга. Их случайное среднеквадратичное значение составляло 0.1%, а характерный корреляционный размер – 1.4 см. В течение импульса энергоклада НП возникали в первую очередь в зоне пространственных неоднородностей удельной мощности накачки, т. е. существенно вне осевой зоны резонатора, однако их влияние на формирование характеристик излучения менее значительно, чем влияние НП, инициируемых в результате эффекта самовоздействия. После возникновения генерации инициирование НП в осевой зоне резонатора вызвано поперечной неоднородностью излучения, которое описывалось одной поперечной модой. Характеристики этой генерирующей моды формировались в процессе распространения затравочного излучения по резонатору по мере роста коэффициента усиления в АС. После возникновения генерации и возникновения квазистационарных условий, когда $|r - 1| < 0.001$, ошибка воспроизведения моды, рассчитанная с помощью (3), составляла не более 10^{-7} . В дальнейшем происходила медленная, по сравнению с временем τ_r , эволюция характеристик моды, согласованная с НП в АС, которая выражалась в росте интенсивности излучения вблизи оси резонатора, достаточно слабом росте угловой расходимости излучения и дрейфе других характеристик излучения. Ошибка f медленно нарастала, что связано в основном с изменением характеристик моды.

При уровне ошибки $\sim 0.6 \times 10^{-4}$ было обнаружено существование под порогом другой моды. Она включена в генерацию с незначительной мощностью ($\sim 10^{-6}$ от мощности излучения), так что в начале своего существования не оказывает влияния на нагрев АС. В процессе эволюции мощность моды возрастала, при этом ее усиление на шаге τ не превышало 1.3–1.5. На квазистационарной стадии, когда ее усиление на одном временном шаге удовлетворяет условию $|r - 1| < 0.01$, эта мода имела значительную интенсивность излучения в зоне, расположенной вниз по потоку АС, т. е. при положительном значении x . Угловая расходимость излучения для этой моды оказывается примерно в 1.5–2 раза больше дифракционной. Когда же мощность излучения для моды достигает квазистационарной стадии, в генерацию вступает 3-я мода. Эти две последние моды постепенно вытесняют из генерации первую моду. В дальнейшем данный сценарий повторяется.

Следует заметить, что в течение времени существования моды, как правило, самые значительные изменения происходят с ее мощностью излучения, все остальные характеристики меняются значительно меньше. Изменение параметра ϕ моды происходило достаточно медленно, поэтому его значение позволяло идентифицировать моду и определять дрейф ее частоты. Во второй половине импульса накачки вступающие в генерацию новые моды имеют в основном на своей квазистационарной стадии максимум интенсивности излучения, который лежит вблизи оси резонатора. Интенсивность в максимуме мо-

жет в несколько раз превышать среднюю интенсивность излучения этой моды на выходе из резонатора. Факт неоднородного распределения интенсивности излучения по сечению АС отмечен в работах [20, 21]. Генерация на каждой моде продолжалась практически всегда не менее 5–15 мкс и ошибка f каждой участвующей в генерации моды была $10^{-4} - 10^{-3}$. В течение импульса накачки в генерацию вступало много мод. Они были объединены нами в шесть ветвей, т. к. одновременно в генерации наблюдалось не более шести мод.

Результаты расчета мощности излучения мод в относительных единицах на различных ветвях иллюстрирует рис.1. Вступление новых мод в генерацию происходило практически всегда на фоне других мод, участвующих в генерации, и в объеме резонатора они практически полностью перекрывались, поэтому установление квазистационарной генерации на них происходило достаточно мягко, в отличие от установления генерации на самой первой моде. В редких случаях это все-таки нарушалось, когда генерация происходила на моде, расположенной в одной половине резонатора. Тогда вступавшая в генерацию новая мода занимала другую половину резонатора, где ей не было конкурентов, и поэтому установление квазистационарной генерации на ней происходило, как на первой моде.

Вследствие изменения оптических неоднородностей в АС имело место изменение пространственных характеристик мод, угловой расходимости излучения, в том числе происходил и дрейф собственных частот генерирующих мод; последнее представлено на рис.2, где приведены временные зависимости фазовой характеристики моды φ . Графики показывают, что изменение частоты генерации моды за время ~ 10 мкс может составлять заметную долю частотного интервала между соседними невозмущенными продольными модами. На рис.3 показано изменение во времени интегральной угловой расходимости выходной энергии всех мод по уровню 50 % и 75 %. Угловая диаграмма распределения излучения в каждый момент времени рассчитывалась как сумма диаграмм всех участвующих в генерации мод. Из графиков рис.3 следует, что в импульсе рост угловой расходимости по уровню 75 % больше, чем по уровню 50 %.

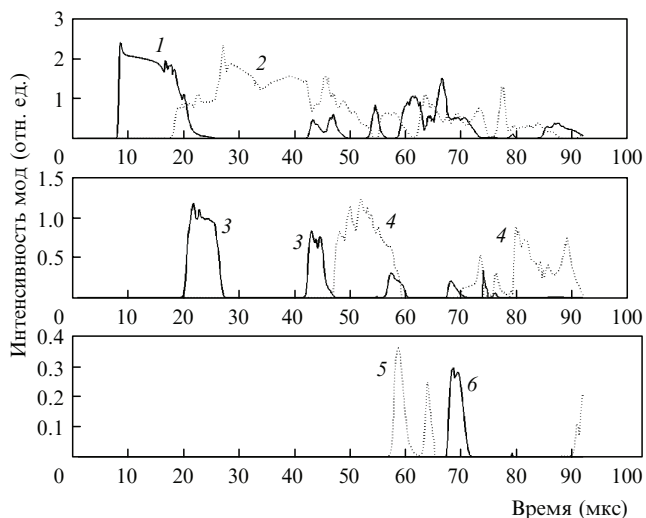


Рис.1. Временная зависимость относительной интенсивности излучения мод, объединенных в шесть различных ветвей. Нумерация ветвей приведена на рисунке.

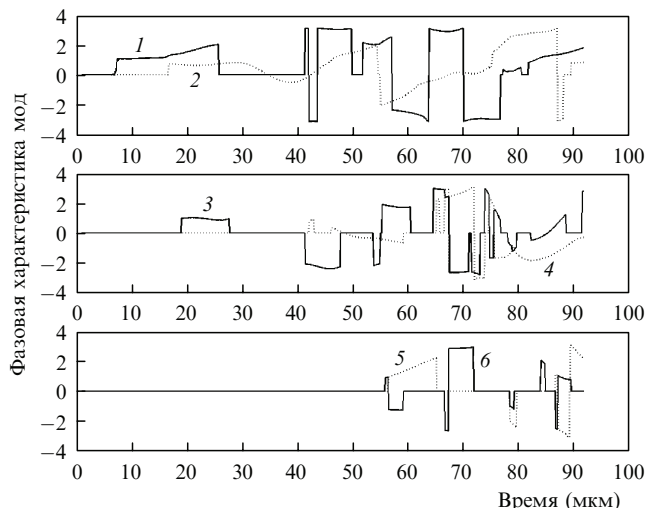


Рис.2. Временное изменение фазовой характеристики мод в различных ветвях. На горизонтальных участках кривых, где фаза равна нулю, генерации нет.

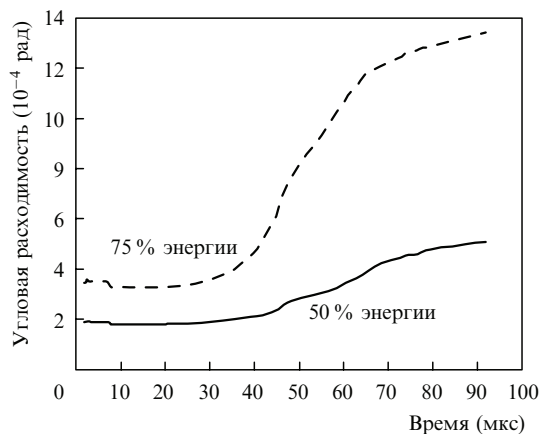


Рис.3. Интегральная угловая расходимость по уровню 50 % и 5 % энергии излучения мод в зависимости от времени.

Приведенные результаты варианта расчета являются типичными по своему характеру. Число вновь вступающих в генерацию мод в данном случае является средним. С уменьшением давления число участвующих в генерации мод уменьшается, и, наоборот, с ростом давления АС, ее длины по оси резонатора и мощности накачки это число возрастает.

При численном исследовании стационарной многомодовой генерации [22] было получено, что существуют такие оптические неоднородности, при незначительном изменении которых характеристики генерирующих мод или их состав могут измениться скачком, причем таким образом меняется и мощность генерации. Расчеты при атмосферном давлении показывают, что количество одновременно участвующих в генерации мод может вырасти до 10, но точек разрыва при этом не встречается, если L меньше 3–3.5 м. Изменение начальных флуктуаций плотности АС (если они меньше 1 %) качественно не меняет ситуации, однако расходимость излучения за весь импульс может увеличиться. Увеличение скорости поперечной прокачки среды значительно меняет развитие самовоздействия излучения и требует самостоятельного рассмотрения с учетом неоднородностей плотности перед началом энерговыклада.

4. Заключение

В работе представлен метод расчета угловых характеристик излучения импульсного электроионизационного CO₂-лазера с учетом самовоздействия, изменяющихся оптических неоднородностей и возможности генерации на нескольких поперечных модах. Метод расчета также применим для лазера при атмосферном давлении, если длина АС не превышает 3–3.5 м.

1. Димаков С.А., Ковальчук Л.В., Пельменев А.Г. и др. *Квантовая электроника*, **14** (3), 466 (1987).
2. Галушкин М.Г., Ковальчук Л.В., Родионов А.Ю. и др.. *Квантовая электроника*, **12** (4), 868 (1985).
3. Roper V.G., Lamberton Y.M., Parcell E.W., Manley F.W.I. *Opt. Commun.*, **25**, 235 (1978).
4. Димаков С.А., Малахов Л.Н., Шерстобитов В.Е., Яшуков В.П. *Квантовая электроника*, **10** (2), 397 (1983).
5. Васильев Л.А., Галушкин М.Г., Серегин А.М., Чебуркин Н.В. *Квантовая электроника*, **8** (9), 1987 (1981).
6. Bowers M.S., Moody S.M. *Appl. Opt.*, **29**, 3905 (1990).
7. Елкин Н.Н. *Математическое моделирование*, **10** (4), 91 (1998).
8. Елкин Н.Н., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **30** (12), 1065 (2000).
9. Елкин Н.Н., Напартович А.П. *Прикладная оптика лазеров* (М.: ЦНИИАтоминформ, 1989).
10. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин А.А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М.: Наука, 1980).
11. Невдах В.В. *Квантовая электроника*, **12** (12), 2437 (1985).
12. Смит К., Томсон Р. *Численное моделирование газовых лазеров* (М.: Мир, 1981).
13. Самарский А.А. *Теория разностных схем* (М.: Наука, 1977).
14. Рожденственский Б.Л., Яненко Н.Н. *Системы квазилинейных уравнений* (М.: Наука, 1978).
15. *Вычислительные методы в математической физике*. Под общ. ред. А.А.Самарского (М.: изд-во МГУ, 1986).
16. Валуев В.В., Наумов В.Г., Свотин П.А. *Математическое моделирование*, **7** (1), 49 (1995).
17. Фаддеев Д.К., Фаддеева В.Н. *Вычислительные основы линейной алгебры* (М.: Физматгиз, 1963).
18. Парлетт Б. *Симметричная проблема собственных значений* (М.: Мир, 1983).
19. Siegman A.E., Miller H.V. *Appl. Opt.*, **9**, 2358 (1970).
20. Ковальчук Л.В., Шерстобитов В.Е. и др. *Квантовая электроника*, **4** (10), 2166 (1977).
21. Шерстобитов В.Е. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **46** (10), 1905 (1982).
22. Валуев В.В., Наумов В.Г., Саркаров Н.Э., Свотин П.А. *Квантовая электроника*, **25** (1), 16 (1998).