

УДК 537.525

**Сафиуллин Р.К.** – доктор физико-математических наук профессор

E-mail: rksaf@mail.ru

**Казанский государственный архитектурно-строительный университет**

Адрес организации: 420043, Россия, г. Казань, ул. Зеленая, д. 1

### Исследования быстропротекающих газоразрядных $\text{CO}_2$ -лазеров с коническими разрядными трубками

#### Аннотация

Работа посвящена компьютерным исследованиям быстропротекающих  $\text{CO}_2$ -лазеров с цилиндрическими и коническими разрядными трубками. Многие газоразрядные  $\text{CO}_2$ -лазеры содержат цилиндрическую разрядную трубку или систему таких трубок. В результате численного моделирования процессов в лазерах с коническими трубками в работе рассчитаны пространственные распределения заряженных компонентов плазмы, скорости и температуры газа, мощности и коэффициента усиления и выходной мощности лазера. Система дифференциальных уравнений тлеющего разряда, неравновесной газодинамики и колебательной кинетики молекул решалась методом расщепления на три подсистемы. Получено хорошее согласие расчетных характеристик лазеров с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** коническая трубка, тлеющий разряд,  $\text{CO}_2$ -лазер, гармонический осциллятор.

#### Математическая модель колебательной кинетики в смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He-N}_2\text{O}$

В качестве объектов исследования были выбраны  $\text{CO}_2$ -лазеры, схемы которых изображены на рис. 1-2.



Рис. 1. Схема газоразрядного  $\text{CO}_2$ -лазера с цилиндрической разрядной трубкой

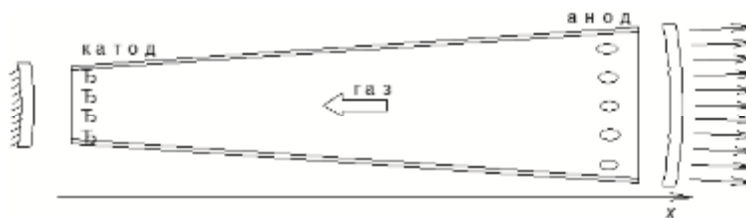


Рис. 2. Схема газоразрядного  $\text{CO}_2$ -лазера с конической разрядной трубкой

Математическая модель, использованная в работе, включает уравнения тлеющего разряда для электроотрицательной смеси газов, уравнения неравновесной газодинамики, а также уравнения колебательной кинетики молекулярных компонентов газовой смеси.

Рассматривалась смесь газов  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He-N}_2\text{O}$ , широко применяемая в газоразрядных лазерах. Математическая модель колебательной кинетики в таких смесях подробно описана в работах [1-6]. Предполагается, что неравновесно возбуждены три вида колебаний молекулы  $\text{CO}_2$  и колебания  $\text{N}_2$ . Полагается также, что колебательные и вращательные степени свободы остальных молекул находятся в равновесии с поступательными степенями свободы. Для описания колебательной кинетики

используется модель гармонического осциллятора. При этом внутри каждой неравновесной колебательной моды устанавливается больцмановское распределение энергии со своей колебательной температурой.

Поскольку уровни колебательной энергии  $CO_2(10^0)$  и  $CO_2(02^0)$  близки между собой, то между первой (симметричной) и второй (деформационной) колебательными модами  $CO_2$  существует быстрый энергообмен (резонанс Ферми) [1-4]. Вследствие резонанса Ферми данные моды обычно рассматривают как одну – объединенную. Ввиду больцмановского распределения энергии молекул по колебательным уровням, для среднего числа квантов  $\epsilon_j$  колебательной энергии  $j$ -й моды, приходящихся на одну молекулу, можно записать формулу:

$$e_j = \frac{1}{\exp \frac{q_j}{T_j} - 1}, \tag{1}$$

где  $q_j$  – характеристическая температура  $j$ -й моды. Значения  $j = 1, 2, 3$  соответствуют симметричной, деформационной и асимметричной колебательным модам молекулы  $CO_2$ ,  $j = 4$  – колебательной моде молекул  $N_2$ . Ввиду резонанса Ферми полагается, что  $T_1 = T_2$ . Следует иметь ввиду, что деформационная колебательная мода дважды вырождена (деформационные колебания могут происходить независимо в двух перпендикулярных плоскостях). Суммарная колебательная энергия единицы массы газа выражается формулой:

$$e = R[x_1(q_1 e_1 + 2q_2 e_2 + q_3 e_3) + x_2 q_4 e_4], \tag{2}$$

$$R = \frac{R_0}{\sum_i x_i m_i},$$

где  $\xi_i$  – молярная концентрация,  $\mu_j$  – молярная масса компонента  $M_j$  ( $M_1 = CO_2$ ,  $M_2 = N_2$ ,  $M_3 = He$ ),  $R_0$  – универсальная газовая постоянная,  $R$  – газовая постоянная для данной смеси.

Используемая кинетическая схема включает следующие каналы колебательно-колебательного (V-V) и колебательно-поступательного (V-T) обмена с соответствующими временами реакций [1-6]:

Таблица 1

$CO_2(v_2) + M_i \leftrightarrow CO_2 + M_i,$	$\tau_{1i}$
$CO_2(v_3) + M_i \leftrightarrow CO_2(3v_2) + M_i,$	$\tau_{2i}$
$CO_2(v_3) + N_2 \leftrightarrow CO_2 + N_2(v_4),$	$\tau_3$
$N_2(v_4) + H_2O \leftrightarrow N_2 + H_2O,$	$\tau_4$
$N_2(v_4) + He \leftrightarrow N_2 + He,$	$\tau_5$

Уравнения колебательной релаксации имеют следующий вид:

$$u \frac{de_2}{dx} = b \left( \frac{e_{2p} - e_2}{t_1} + \frac{3j_{32}}{2t_2} \right) + b \frac{gIT}{(q_3 - q_1)x_1 p} + b \frac{d_{1,2}WT}{x_2 q_2 p}, \tag{3}$$

$$u \frac{de_3}{dx} = -\frac{j_{32}}{t_2} + x_2 \frac{e_4 - e_3}{t_3} - \frac{gIT}{(q_3 - q_1)x_1 p} + \frac{d_3 WT}{x_1 q_3 p}, \tag{4}$$

$$u \frac{de_4}{dx} = x_2 \frac{e_{4p} - e_4}{t_{4(5)}} + x_1 \frac{e_3 - e_4}{t_3} + \frac{d_4 WT}{x_2 q_4 p}, \tag{5}$$

$$b = \frac{(1 + 2e_2)^2}{1 + 6e_2 + 6e_2^2},$$

$$\varphi_{32} = \epsilon_3 (\epsilon_2 + 1)^3 - \epsilon_2^3 (1 + \epsilon_3) \exp \frac{3\theta_2 - \theta_3}{T},$$

где  $g$  – коэффициент усиления,  $I$  – интенсивность излучения,  $\delta_{1,2}$ ,  $\delta_3$ ,  $\delta_4$  – доли энергии тлеющего разряда, вкладываемые в объединенную симметричную и деформационную моду  $CO_2$ , в асимметричную моду  $CO_2$  и в колебания  $N_2$ ;  $W$  – удельная мощность электрического разряда,  $u$  – скорость газа. Данные уравнения относятся к «жестким» дифференциальным уравнениям.

**Уравнения газодинамики и тлеющего разряда в электроотрицательной смеси газов**

Для описания течения газа используются стационарные одномерные уравнения невязкой газовой динамики:

- Уравнение неразрывности:

$$\rho u S = \rho_0 u_0 S_0 = G, \quad (6)$$

- уравнение количества движения:

$$\rho u \frac{du}{dx} = -\frac{dp}{dx}, \quad (7)$$

- уравнение энергии:

$$\frac{du(E_g + p)}{dx} = W_e - gI - u(E_g + p) \frac{S'}{S}, \quad (8)$$

- уравнение состояния газа:

$$p = \rho RT, \quad (9)$$

где  $r$  – плотность,  $p$  – давление,  $T$  – температура газа. Удельная энергия газа  $E_g$  определяется по формуле:

$$E_g = \frac{p}{\kappa - 1} + \frac{\rho u^2}{2} + \rho e. \quad (10)$$

Удельный энерговклад может быть записан в виде:

$$W_e = Eq(\delta v_e n_e + v_+ n_+ + v_- n_-), \quad \delta = \delta_{RT} + \delta_2 + \delta_3 + \delta_4, \quad (11)$$

где  $\delta_{RT}$ ,  $\delta_2$ ,  $\delta_3$  и  $\delta_4$ , – доли энергии электронов, идущие на возбуждение поступательно-вращательных степеней свободы молекул, комбинированной симметричной и деформационной колебательных мод молекул  $\text{CO}_2$ , антисимметричной колебательной моды  $\text{CO}_2$  и колебательной моды  $\text{N}_2$ , соответственно;  $q$  – заряд электрона. Необходимо отметить, что в правой части выражения для энерговклада (11) два последних члена описывают джоулев нагрев газа токами положительных и отрицательных ионов.

В рамках обычно используемых предположений стационарные уравнения, описывающие тлеющий разряд в электроотрицательном газе, имеют следующий вид:

$$\frac{dj_e}{dx} = k_i j_e - k_a j_e - q\beta_e n_e n_+ + qk_d N n_- - j_e \frac{S'}{S}, \quad (12)$$

$$\frac{dj_+}{dx} = -k_i j_e + qb_e n_e n_+ + qb_i n_+ n_- - j_+ \frac{S'}{S}, \quad (13)$$

$$\frac{dj_-}{dx} = k_a j_e - q\beta_i n_+ n_- - qk_d N n_- - j_- \frac{S'}{S}, \quad (14)$$

и уравнение Пуассона для электрического поля:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon_0} (n_e - n_+ + n_-) - E \frac{S'}{S}, \quad (15)$$

где  $S = S(x)$  – площадь поперечного сечения разрядной трубки.

На плотности токов накладываются следующие граничные условия:

$$j_e(0, t) = \gamma j_+(0, t), \quad j_-(0, t) = j_+(L, t). \quad (16)$$

Напряженность электрического поля связана с напряжением, приложенным к разрядному промежутку соотношением:

$$\int_0^L E(x) dx = U. \quad (17)$$

Для решения газодинамических уравнений задаются давление, скорость и температура газа во входном сечении разрядной трубки, т.е. на катоде или на аноде (в зависимости от направления газового потока). Колебательные степени свободы молекул во входном сечении считаются равновесно возбужденными. В случае  $S(x) = \text{const}$  используется модель плоско-параллельного резонатора, основанная на предположении о постоянной интенсивности излучения внутри резонатора. В случае  $S(x) \neq \text{const}$  используется модель концентрического резонатора с интенсивностью излучения,

изменяющейся по закону  $I(x) = I(0)S(0)/S(x)$ . Средний коэффициент усиления  $\bar{g}$  при этом удовлетворяет условию стационарной генерации:

$$\bar{g} \equiv \frac{1}{L} \int_0^L g dx = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2}, \quad (18)$$

где  $r_1 = 1 - a_1$  и  $r_2 = 1 - a_2 - q$  – коэффициенты отражения зеркал,  $a_1$  и  $a_2$  – коэффициенты\* поглощения зеркал,  $q$  – коэффициент пропускания полупрозрачного зеркала,  $L$  – расстояние между зеркалами, которое принимается равным расстоянию между электродами. Для расчета выходной мощности в случае плоского резонатора используется формула:

$$P_u = \frac{\bar{g} I V_R}{(1 + \sqrt{r_1/r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})}. \quad (19)$$

где  $V_R$  – объем резонатора.

В случае применения конических трубок предполагается, что резонатор образован двумя сферическими концентрическими зеркалами. Средний коэффициент усиления  $\bar{g}$  удовлетворяет условию стационарной генерации (18). Для расчета выходной мощности вместо формулы (19) в этом случае используется формула:

$$P_u = \frac{\bar{g} I(L) S(L) L}{(1 + \sqrt{r_1/r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})}. \quad (20)$$

Из уравнений неразрывности для электронов и ионов (12-14) следует закон сохранения полного тока:

$$(j_e + j_+ + J_-) S(x) = J \equiv \text{const}. \quad (21)$$

Соотношение (21) позволяет исключить плотность тока отрицательных ионов из уравнений (12-14). При этом предполагается, что полный ток  $J$  является заданной величиной, в то время как разность потенциалов  $U$  определяется после решения задачи интегрированием напряженности электрического поля  $E$  вдоль разряда.

### Метод решения

Сложная система дифференциальных уравнений решалась методом расщепления на три подсистемы, описывающие различные физические процессы. Прежде всего, значения газодинамических параметров на слое  $x + \Delta x$  рассчитывались тем же способом, что и в случае СО-лазеров, описанном в работах [7, 8]. Затем для расчета на слое  $x + \Delta x$  величин  $\varepsilon_k$  использовалась неявная схема:

$$\frac{e_k^{i+1} - e_k^i}{\Delta x_i} = s f_k^i + (1 - s) f_k^{i+1}, \quad 0 \leq s \leq 0.5, k = 2, 3, 4. \quad (22)$$

Для решения системы уравнений (22) использовался итерационный метод Ньютона. Эта процедура повторялась шаг за шагом в направлении от катода к аноду. После этого уравнения тлеющего разряда (12-15) решались для всей области разряда с помощью метода матричной прогонки. Для получения самосогласованного решения приходилось применять до 10 глобальных итераций между этими тремя подсистемами.

### Результаты расчетов для быстропотоčných СО<sub>2</sub>-лазеров с конической разрядной трубкой

Ниже приведены результаты расчетов быстропотоčných СО<sub>2</sub>-лазеров с относительно широкими разрядными трубками конической формы.

Предполагается, что резонатор образован двумя сферическими концентрическими зеркалами. Средний коэффициент усиления  $\bar{g}$  удовлетворяет условию стационарной генерации (18). Для расчета выходной мощности используется формула (20).

Были проведены численные исследования лазера с продольным разрядом, в основном совпадающего с установкой, описанной в [9] и отличающейся тем, что разрядная камера представляет собой трубу конического сечения (1). Площадь поперечного сечения  $S(L)$ , соответствующая входному сечению для потока газа, предполагается неизменной и в расчетах составляет 141 см<sup>2</sup>. Площадь выходного сечения

$S(0)$  варьировалась от  $0,5 \cdot S(L)$  до  $2 \cdot S(L)$ . Закон изменения площади поперечного сечения для конической трубки имеет вид:

$$S(x) = \left( \frac{\sqrt{S_L} - \sqrt{S_0}}{L} x + \sqrt{S_0} \right)^2.$$

Поток газа, как и в [11], направлен от анода к катоду. Рассматривается смесь  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=4,5:13,5:82$ . Задаются следующие значения параметров: межэлектродное расстояние  $L=60$  см, разрядный ток  $J=1,8$  А, давление во входном сечении  $p=30$  Тор, скорость газа  $|u|=97$  м/с, температура  $T=300$  К. Доли энергии, вкладываемые в различные степени свободы молекул, дрейфовая скорость электронов, частоты ионизации и прилипания электронов рассчитываются с помощью функции распределения электронов по энергиям, полученной в результате решения уравнения Больцмана [12].

В табл. 2 приведены основные расчетные характеристики ГРЛ для трех различных разрядных труб.

Таблица 2

Параметры	$S(L)/S(0)=2$	$S(L)/S(0)=1$	$S(L)/S(0)=0,5$
Разность потенциалов, U (кВ)	10,22	10,15	9,94
Выходная мощность, P (кВт)	3,72	3,50	3,04
Электрооптический КПД, $\eta$ (%)	20,24	19,14	17,01
Коэфф. пропускания зеркала, $\theta$ (%)	15,79	15,09	13,26

При расчетах задавалось следующее значение интенсивности  $I_0=300$  Вт/см<sup>2</sup>. Численные эксперименты показали, что именно это значение  $I_0$  обеспечивает максимальную выходную мощность лазера, и оно не зависит от геометрии трубы. Хотя отметим, что коэффициент пропускания зеркала  $\theta$  при этом получается различным для разных труб.

Распределения газодинамических параметров в сужающейся (кривые 1), в цилиндрической (кривые 2) и расширяющейся (кривые 3) трубах представлены на рис. 3-5. Сильнее всего геометрия трубы сказывается на поведении скорости газа (рис. 3). Энерговклад в газ вызывает ускорение потока, а это в сочетании с ускорением потока из-за сужения трубы приводит к увеличению скорости газа почти до скорости звука. В цилиндрической трубе в выходном сечении скорость газа значительно меньше. И в расширяющейся трубе замедление потока за счет расширения оказывается преобладающим по сравнению с ускорением, вызванным подводом энергии в газ. Для цилиндрической и расширяющейся трубы давление газа близко к значению во входном сечении, в то время, как в сужающейся трубе падение давления более существенно (рис. 4). Малое отличие распределения температуры газа объясняется тем, что энерговклад в единицу массы газа слабо зависит от геометрии трубы (рис. 5). Более интенсивный нагрев в расширяющейся трубе вызван более быстрой релаксацией колебательной энергии при меньших скоростях газа, что хорошо видно из графиков распределений коэффициента усиления (рис. 6).

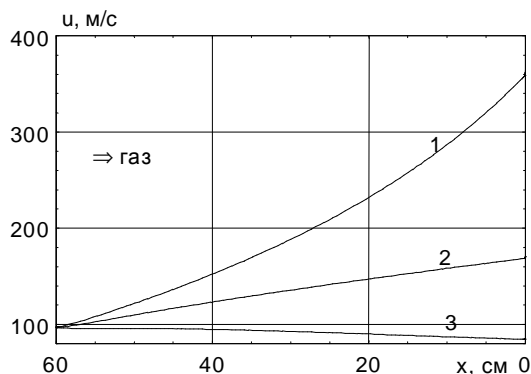


Рис. 3. Распределение скорости газа  $u$  вдоль разрядной трубы. Кривая 1 соответствует  $S(L)/S(0)=2,2$ – $S(L)/S(0)=1,3$ – $S(L)/S(0)=0,5$

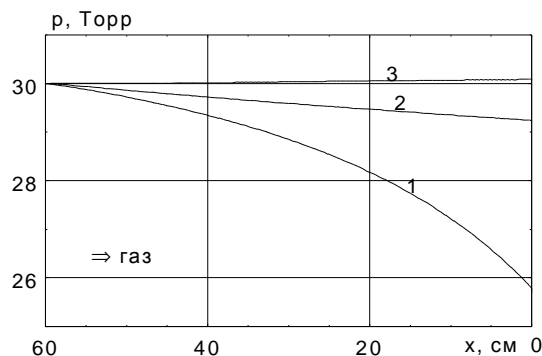


Рис. 4. Распределение давления  $p$  вдоль разрядной трубы.  
Кривая 1 соответствует  $S(L)/S(0)=2,2$ ,  $S(L)/S(0)=1,3$ ,  $S(L)/S(0)=0,5$

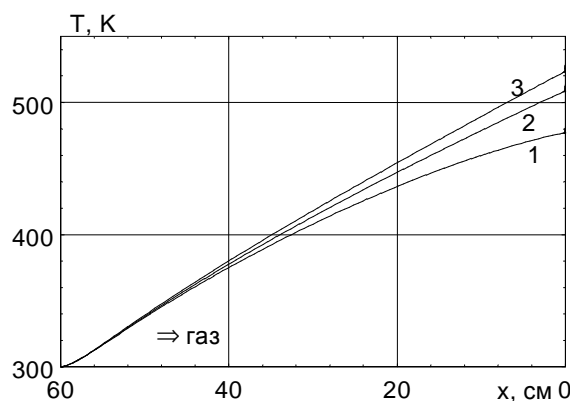


Рис. 5. Распределение температуры  $T$  вдоль разрядной трубы.  
Кривая 1 соответствует  $S(L)/S(0)=2,2$ ,  $S(L)/S(0)=1,3$ ,  $S(L)/S(0)=0,5$

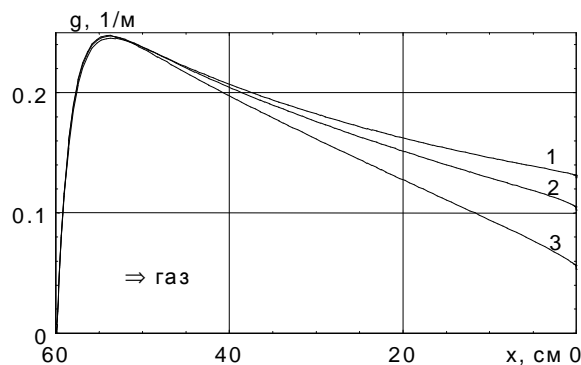


Рис. 6. Распределение коэффициента усиления  $g$  вдоль разрядной трубы.  
Кривая 1 соответствует  $S(L)/S(0)=2,2$ ,  $S(L)/S(0)=1,3$ ,  $S(L)/S(0)=0,5$

На рис. 7 представлены распределения напряженности электрического поля. Приэлектродные слои, в масштабах рисунка, не видны. Значения приведенной напряженности электрического поля  $E/N$ , также как концентраций электронов, положительных и отрицательных ионов, тем больше, чем уже площадь сечения трубы у катода. Значение электрического поля  $E$  слабо зависит от геометрии трубы, как и значение разности потенциалов. На рис. 8 представлены распределения концентраций заряженных частиц.

Зависимость выходной мощности излучения и электрооптического КПД от величины разрядного тока изображена на рис. 9. По энергетическим характеристикам сужающаяся труба превосходит обычно применяемую в лазерах цилиндрическую трубу, особенно при малых токах. Анализ зависимости энергетических характеристик лазера от скорости прокачки (рис. 10) позволяет утверждать, что выигрыш мощности и КПД для

сужающейся трубы особенно значителен при сравнительно небольших скоростях прокачки газа, поэтому и удельная мощность излучения, приходящаяся на единицу расхода газа, при этом будет больше. Таким образом, численные исследования ГРЛ с продольной прокачкой газа с разрядной трубой переменного сечения дают основания сделать заключение о возможности улучшения энергетических характеристик ГРЛ за счет применения сужающейся вдоль потока разрядной трубы.

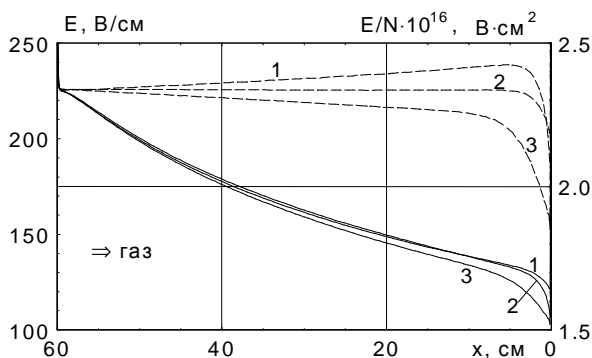


Рис. 7. Распределение приведенной напряженности электрического поля  $E/N$  (штриховые линии) и  $E$  (сплошные линии). Кривая 1 соответствует  $S(L)/S(0)=2,2-S(L)/S(0)=1,3-S(L)/S(0)=0,5$

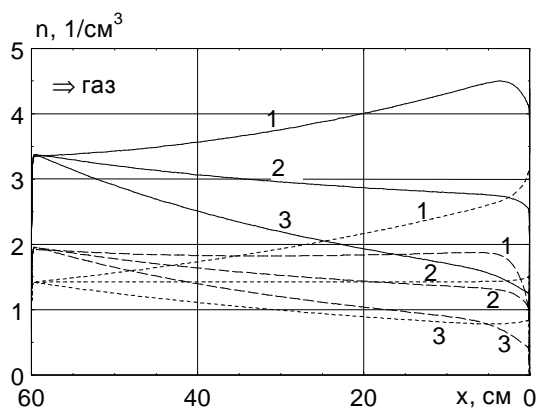


Рис. 8. Распределение концентраций положительных (сплошные линии), отрицательных (штриховые линии) ионов и электронов (пунктир) вдоль разрядной трубы. Кривая 1 соответствует  $S(L)/S(0)=2,2-S(L)/S(0)=1,3-S(L)/S(0)=0,5$

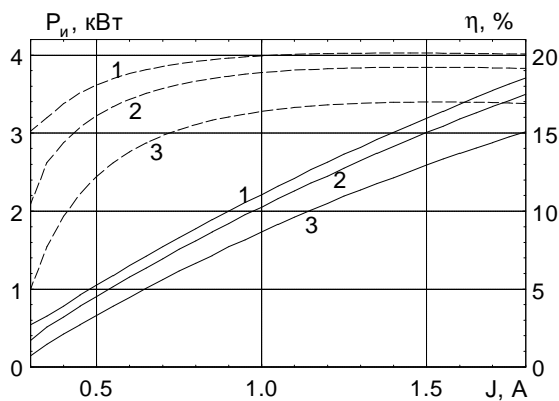


Рис. 9. Зависимость выходной мощности лазера  $P$  (сплошные линии) и электрооптического КПД  $\eta$  (штриховые линии) от тока разряда  $J$ . Кривая 1 соответствует  $S(L)/S(0)=2,2-S(L)/S(0)=1,3-S(L)/S(0)=0,5$

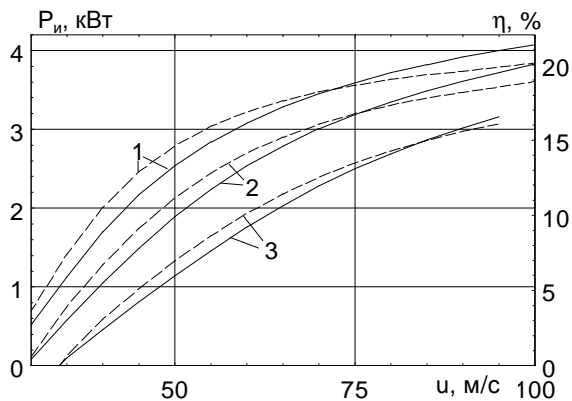


Рис. 10. Зависимость выходной мощности лазера  $P$  (сплошные линии) и электрооптического КПД  $\eta$  (штриховые линии) от скорости прокачки газа  $u$ .  
Кривая 1 соответствует  $S(L)/S(0)=2,2$ – $S(L)/S(0)=1,3$ – $S(L)/S(0)=0,5$

Ниже на рис. 11-12 представлены результаты расчетов для лазера с конической трубкой, сужающейся в направлении от катода к аноду и потоком газа, направленным в сторону сужения.

Энергетическое распределение электронов рассчитывалось по методике, описанной в работах [11- 13].

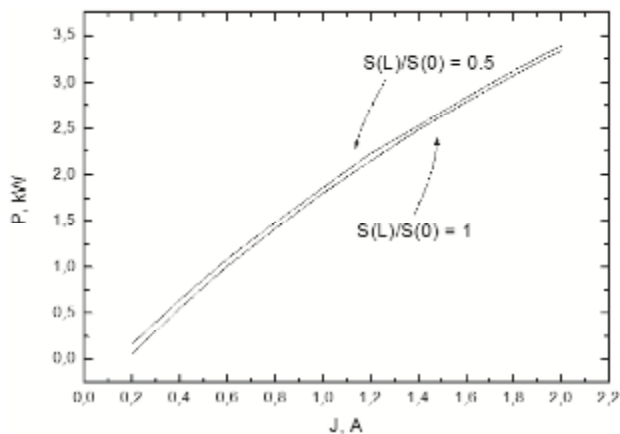


Рис. 11. Выходная мощность лазера в зависимости от тока разряда.  
Поток газа направлен от катода к аноду

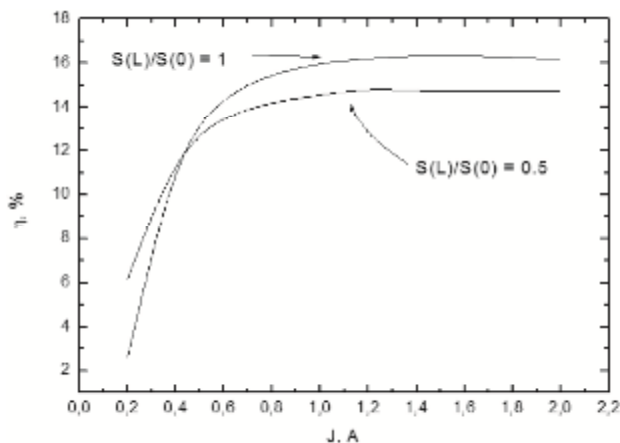


Рис. 12. КПД лазера в зависимости от тока разряда. Поток направлен от катода к аноду



Следует отметить существенный вклад в работу доктора физико-математических наук, старшего научного сотрудника НИИММ им. Н.Г. Чеботарева (КФУ) Галеева Равиля Саидовича, безвременно ушедшего из жизни.

### Список библиографических ссылок

1. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. – М.: Мир, 1981. – 516 с.
2. Андерсон Дж. Газодинамические лазеры: введение. – М.: Наука, 1979. – 202 с.
3. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. – М.: Наука, 1980. – 512 с.
4. Лосев С.А. Газодинамические лазеры. – М.: Наука, 1977. – 336 с.
5. Сафиуллин Р.К. Математическое моделирование процессов в низкотемпературной плазме тлеющего разряда применительно к CO<sub>2</sub>- и СО-лазерам // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – Казань: КГТУ им. А.Н. Туполева, 2006.
6. Taylor R.L., Bitterman S. // Rev. Mod. Phys., 41, № 1, P. 26, 1969.
7. Арасланов Ш.Ф., Сафиуллин Р.К. Численное моделирование электроионизационного и проточного электроразрядного СО-лазеров // Квантовая электроника, т. 31, 2001, № 8. – С. 697-703.
8. Araslanov Sh.F., Safiullin R.K. Numerical simulation of flowing gas discharge and electroionized CO lasers // Asian Journal of Spectroscopy, 2001, № 1. – P. 25-33.
9. Harry J.E., Evans D.R. A large bore fast axial flow CO<sub>2</sub>-laser // IEEE Journal of Quantum Electronics, 1988, v. 24, № 3. – P. 503-506.
10. Galeev R.S., Safiullin R.K. Numerical simulation of the processes in fast flow electric discharge CO<sub>2</sub>-lasers // International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers V, Tomsk, September, 2003. Proceedings of SPIE, vol. 5483. – P. 214-223.
11. Araslanov Sh.F., Safiullin R.K. Electron energy distribution in glow discharge plasma. // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики, 1999, № 7-8. – 61 с.
12. Сафиуллин Р.К. Расчет констант скоростей ионизации и диссоциативного прилипания электронов к молекулам в газоразрядной плазме // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики, 2001, № 7-8. – 55 с.
13. Сафиуллин Р.К. Расчет концентраций заряженных частиц и потенциала электрического поля в тлеющем разряде в потоке газа // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики, 2002, № 1-28. – 69 с.

**Safiullin R.K.** – doctor of physical-mathematical sciences, professor

E-mail: [rksaf@mail.ru](mailto:rksaf@mail.ru)

**Kazan State University of Architecture and Engineering**

The organization address: 420043, Russia, Kazan, Zelenaya st., 1

### Research of fast flow gas discharge CO<sub>2</sub> lasers with conical discharge tubes

#### Resume

The processes in fast flow gas discharge CO<sub>2</sub> lasers with conical discharge tubes were numerically investigated. Glow discharge, molecular vibration kinetics as well as non-equilibrium gas dynamic equations were considered. A harmonic oscillator model for molecular vibration kinetics was used. Gas discharge equations for electronegative CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He-H<sub>2</sub>O laser mixtures were employed.

Complicated system of differential equations was solved by splitting on three subsystems: the first one for gas dynamics, the second one for molecular vibration kinetics and the third – for glow discharge equations. At first, gas dynamic quantities for layer  $x+\Delta x$  were calculated by the method previously used for CO-lasers. After that vibration kinetic quantities were obtained using implicit difference scheme with the Newton iterative method. These procedures were

repeated step by step from the cathode up to the anode. And then glow discharge equations were solved for the whole discharge region by the matrix sweep method. To obtain self-consistent solution one needs to make up to 10 global iterations between these three subsystems.

As a result, space distributions for charged components of gas discharge plasma, as well as for gas temperature, gas velocity, gain coefficient and laser output were calculated. Good agreement with the available experimental results was achieved.

**Keywords:** conical tube, glow discharge, CO<sub>2</sub>-laser, harmonic oscillator.

### Reference list

1. Smith K., Thomson R. Computer Modeling of Gas Lasers. Mir. – M., 1981. – 516 p.
2. Anderson J. Gas Dynamic Lasers. Nauka. – M., 1979. – 202 p.
3. Gordietz B.F., Osipov A.I., Shelepin L.A. Kinetic Processes in Gases and Molecular Lasers. Nauka. – M., 1980. – 512 c.
4. Losev S.A. Gas Dynamic Lasers. Nauka. – M., 1977. – 336 p.
5. Safiullin R.K. Mathematical Simulation of the Processes in Low Temperature Plasma in Glow Discharge in Connection with CO<sub>2</sub>- and CO-lasers. – Kazan: KAI, 2006.
6. Taylor R.L., Bitterman S. Rev. Mod. Phys., 41, № 1. – P. 26, 1969.
7. Araslanov Sh.F., Safiullin R.K. Numerical simulation of electroionisation and electric discharge gas flow CO-lasers // Sov. J. Quant. Electronics. V. 31, 2001, № 8. – P. 697-703.
8. Araslanov Sh.F., Safiullin R.K.. Numerical simulation of flowing gas discharge and electroionized CO-lasers. // Asian Journal of Spectroscopy 1, 2001, № 1. – P. 25-33.
9. Harry J.E., Evans D.R. A large bore fast axial flow CO<sub>2</sub>-laser // IEEE Journal of Quantum Electronics, 1988, V. 24, № 3. – P. 503-506.
10. Galeev R.S., Safiullin R.K. Numerical simulation of the processes in fast flow electric discharge CO<sub>2</sub>-lasers. // International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers V, Tomsk, September 2003. Proceedings of SPIE, Vol. 5483. – P. 214-223.
11. Araslanov Sh.F., Safiullin R.K. Electron energy distribution in glow discharge plasma. // Isvestiya vysshih uchebnyh zavedenij. Problemy energetiki, 1999, № 7-8. – 61 p.
12. Safiullin R.K. Calculations of ionization and of electron-molecule dissociative attachment in gas discharge plasma. // Isvestiya vysshih uchebnyh zavedenij. Problemy energetiki, 2001, № 7-8. – 55 p.
13. Safiullin R.K. Calculations of charged particles densities and of electric potential in glow discharge with gas flow. // Isvestiya vysshih uchebnyh zavedenij. Problemy energetiki, 2002, № 1-28. – 69 p.