

О РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ ПОИСКА
ДЛЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА
НА УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ

В. Н. Макаров

(Москва)

Наиболее важной энергетической характеристикой газодинамического лазера является величина мощности генерируемого излучения. Наличие быстродействующей программы расчета течения релаксирующего газа в сопле и резонаторе и использование эффективных методов поиска экстремума функций многих переменных позволили решить задачу оптимизации коэффициента усиления и удельной мощности генерации [1—3].

Данная работа является непосредственным развитием публикаций [1, 2], в частности, здесь рассмотрено большее число вариантов оптимизируемого функционала и указаны некоторые особенности рассмотренных функционалов, появляющиеся при высоких начальных давлениях. Следует отметить, что за последнее время опубликован ряд работ, в которых проведены новые измерения экспериментально определяемых величин, характеризующих работу газодинамического лазера на углекислом газе. В [3, 4] на основе критического анализа большого числа экспериментальных данных предложены свои аппроксимации температурных зависимостей констант скоростей колебательного энергообмена и коэффициента Эйнштейна для спонтанного перехода, эти данные были использованы в настоящей работе.

1. Будем полагать, что генерация происходит в плоскопараллельном резонаторе Фабри — Перо с размерами: l — вдоль потока, d — поперек потока, m — по высоте потока. Для описания кинетики колебательного энергообмена использовалась схема, принятая в [2], выделением трех релаксирующих компонентов смеси: азот, антисимметричный тип колебаний CO_2 и объединенные вследствие резонанса Ферми симметричный и деформационный типы колебаний CO_2 .

Для замыкания системы уравнений при течении газа в резонаторе использовано условие стационарной генерации в форме приближения постоянного коэффициента усиления: $(1 - \alpha - t) \exp(2dk_*) = 1$, где t — коэффициент пропускания зеркала, через которое происходит излучение; α — коэффициент потерь на два прохода луча в резонаторе; k_* — значение коэффициента усиления в режиме насыщения. В зоне установления режима стационарной генерации величина коэффициента усиления меняется от значения k_0 на выходе из сопла до величины k_* (если $k_0 > k_*$). Для нахождения закона изменения соответствующих величин в этой зоне можно воспользоваться уравнением изменения спектральной интенсивности I аналогично [5] *. С другой стороны, характерное время установления уровня стационарной генерации намного меньше времени движения газа в резонаторе, и в этой зоне на входе в резонатор практически скачком меняются значения e_2, e_3, k, I (здесь, как и в [2], e_2 и e_3 —

* В работе [6] для получения решения в этой зоне задавался переменный коэффициент пропускания зеркала.

колебательные энергии ν_2 и ν_3 типов колебаний CO_2). Если обозначить величины e_2 и e_3 до и после скачка через e_2^0, e_3^0 и e_2^*, e_3^* , то соотношения

$$k(e_2^*, e_3^*) = k_*, e_1^0 + e_2^0 + e_3^0 = e_1^* + e_2^* + e_3^*, e_1 = e_2^2 / (2e_2 + 1)$$

позволяют определить значения e_2 и e_3 за скачком. Здесь $k(e_2, e_3)$ — функциональная зависимость коэффициента усиления от e_2 и e_3 ; а второе соотношение представляет собой закон сохранения полного числа квантов. Можно показать, что мощность, переходящая в излучение на скачке, вычисляется по формуле

$$P_* = \frac{mt}{1+r} \frac{(\Theta_3 - \Theta_1) \xi_{\text{CO}_2} p u}{T} \int_{e_2^0}^{e_2^*} \frac{6e_2^2 + 6e_2 + 1}{(2e_2 + 1)^2} \frac{1}{k(e_2, e_3(e_2))} de_2,$$

где Θ_3, Θ_1 — характеристические колебательные температуры уровней 001 и 010 молекул CO_2 ; p, u, T — давление, скорость и температура газа; ξ_{CO_2} — молярная доля углекислого газа. При вычислении коэффициента усиления k значение e_3 выражалось через e_2 с использованием соотношения о сохранении числа квантов. В таком приближении полную мощность P , выводимую из резонатора, можно вычислить в виде суммы двух слагаемых

$$(1.1) \quad P = P_* + P_l,$$

где $P = \frac{mt}{1+r} \int_0^l I dl$, $r = 1 - \alpha - t$, а интегрирование происходит по всей длине резонатора.

Степень расширения потока будем задавать аналогично [1]. Переход к безразмерным переменным для рассматриваемой задачи (пусть длина сопла L есть характерная длина) показывает, что в качестве параметров, определяющих класс подобных течений, можно выбрать величины

$$(1.2) \quad T_0, \lambda, \xi_i, \alpha_j,$$

где $\lambda = p_0 L$; $\alpha_j = 2 \operatorname{tg} \hat{p}_j \cdot L / h_*$ ($j = 0, 1, 2$); T_0, p_0 — начальная температура и давление; ξ_i — молярные доли; h_* — критическое сечение сопла; \hat{p}_j — величины углов в узлах разбиения. Чтобы указать полную систему параметров оптимизации коэффициента усиления, обратимся к его функциональной зависимости

$$(1.3) \quad k = B \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right) \frac{\bar{a}}{\Delta_c} H(a, 0) = F(\xi_i, e_2, e_3, T_0 T^1, p_0 p^1),$$

где N_n, N_m, g_n, g_m — населенности и статистические веса верхнего и нижнего лазерных уровней соответственно; B — постоянная; a — отношение столкновительной полуширины Δ_c к доплеровской Δ_D ($a = \frac{\Delta_c}{\Delta_D} \ln 2$); $H(a, 0)$ — значение функции Фойгта в центре линии; T^1 и p^1 — безразмерные температура и давление ($T^1 = T/T_0$, $p^1 = p/p_0$). Поскольку безразмерные величины e_2, e_3, T^1, p^1 полностью определяются

заданием параметров (1.2), из (1.3) видно, что величина p_0 является самостоятельным параметром оптимизации. Если зафиксируем параметры (1.2), а величину p_0 будем увеличивать, то окажемся в области, где столкновительное уширение Δ_c преобладает над доплеровским. Как показывает анализ зависимости (1.3), при таком увеличении давления p_0 значение коэффициента усиления монотонно увеличивается, приближаясь к некоторому предельному k_∞ , т. е. существует $\lim_{p_0 \rightarrow \infty} k = k_\infty$. Это позво-

ляет утверждать, что если параметры p_0 и λ включать одновременно в число оптимизируемых параметров, то в процессе поиска значение p_0 будет неограниченно увеличиваться. Избежать это можно, рассматривая фиксированные значения давления p_0 (либо характерной длины). Функция Фойгта $H(a, 0)$ в окрестности $a = \infty$ разлагается, как известно, в ряд $H(a, 0) = (1/\sqrt{\pi a})(1 - 1/2a^2 + 3/4a^4 + \dots)$. Таким образом, при заданной точности ε критерием выполнения условия $(1 - k/k_\infty) < \varepsilon$ является

$$(1.4) \quad 1/2a^2 - 3/4a^4 < \varepsilon.$$

При рассмотрении течения релаксирующего газа в резонаторе к определяющим параметрам (1.2) добавятся величины l^1 , t , k_* , где $l^1 = l/L$ — безразмерная длина резонатора. Значение k_* при заданном t и α полностью определяется шириной потока d , так что полный набор параметров оптимизации удельной мощности имеет вид

$$(1.5) \quad T_0, \lambda, \xi_i, \alpha_j, l^1, t, d.$$

Представим величину абсолютной мощности излучения P , определяемую по (1.1), в виде $P = h_* p_0 \Phi(\bar{\Pi}, p_0)$, где $\bar{\Pi}$ — набор параметров (1.5); Φ — некая функция от указанных аргументов. Можно показать, что при таком представлении мощности P функция Φ ограничена $\lim_{p_0 \rightarrow \infty} \Phi(\bar{\Pi}, p_0) = \Phi_\infty(\bar{\Pi})$, что следует из существования предела для коэффициента усиления.

Рассмотрим оптимизацию различных видов удельной мощности P_z в виде $P_z = \frac{1}{z} \frac{P}{h_*} = \frac{p_0 \Phi(\bar{\Pi}, p_0)}{z}$, где z — некоторая характеристика системы. Очевидно, что величина z должна являться функцией только $\bar{\Pi}$ и p_0 и не зависеть от критического сечения h_* . Полагая возможность представления z в виде произведения $\psi_1(p_0)$ и $\psi_2(\bar{\Pi})$, можно написать

$$(1.6) \quad P_z = \frac{p_0}{\psi_1(p_0)} \frac{\Phi(\bar{\Pi}, p_0)}{\psi_2(\bar{\Pi})}.$$

Рассмотрим замкнутую область задания параметров оптимизации

$$(1.7) \quad 0 < p_{\min} \leq p_0 \leq p_{\max} < \infty, \quad q_k(\bar{\Pi}) \geq 0, \quad k = 1, 2, \dots, m,$$

где $q_k(\bar{\Pi})$ — некоторые функции от $\bar{\Pi}$. Подобласть (1.7), где выполняется условие $|1 - \Phi/\Phi_\infty| < \varepsilon$, обозначим через W_ε , а остальную часть через W_0 .

* Экспериментально измеряемые величины, входящие в выражение для коэффициента усиления, таковы, что значения k_∞ в реальных условиях по оценке не превосходят $0,1-0,13 \text{ см}^{-1}$. Учитывая ограничение $k \leq k_\infty$, можно утверждать, что в газодинамическом лазере на CO_2 невозможно получить значение коэффициента усиления выше $0,13 \text{ см}^{-1}$.

Различным представлениям z соответствуют различные варианты оптимизируемого функционала P_z и различные значения оптимального вектора $\bar{\Pi}$ для каждого фиксированного давления p_0 . Геометрическое место оптимальных точек образуют кривые в многомерном пространстве $(\bar{\Pi}, p_0)$. Качественно различные образцы таких кривых в области (1.7) показаны на фиг. 1 (кривые 1—3). Пусть z таково, что при $p_0 = \hat{p}_0$ оптимальный вектор $\bar{\Pi}$ находится в области W_ε . Тогда при $p_0 > \hat{p}_0$ функция $\Phi(\bar{\Pi}, p_0)$ практически не зависит от давления p_0 (с точностью порядка ε), и тем самым, как видно из (1.6), оптимальные значения $\bar{\Pi}$ слабо зависят от давления (кривая 3 на фиг. 1), а величина оптимального P_z в области W_ε при этом меняется по закону $p_0/\psi_1(p_0)$. На фиг. 1 кривые 1, 2 соответствуют таким представлениям z , когда сильная зависимость $\Phi(\bar{\Pi}, p_0)$ от давления p_0 остается на всем рассматриваемом диапазоне (1.7).

Для наглядности изложения полученных результатов вместо параметров α_1 и α_2 будем использовать величины S_1 и S , где S_1 и S — степень расширения сверхзвукового потока в точке $(4/9)L$ и на выходе из сопла [1]. Это возможно, поскольку переход от α_0, S_1, S к величинам α_j взаимно однозначен и набор параметров оптимизации $\bar{\Pi}$ будет иметь вид

$$T_0, \lambda, \xi_i, \alpha_0, S_1, S, l, t, d.$$

Пусть $z = \prod_k z_k$. В качестве z_k будем рассматривать следующие характеристики: $\bar{G}_*^k = G/h_*$, $V_* = V/h_*$, H_0 , $\alpha_0^* = 2 \operatorname{tg} \beta_0/h_* = \alpha_0 p_0/\lambda$, где G — расход газа; V — объем системы; H_0 — энтальпия единицы массы газа на входе в сопло. Для совершенного газа, как известно, расход

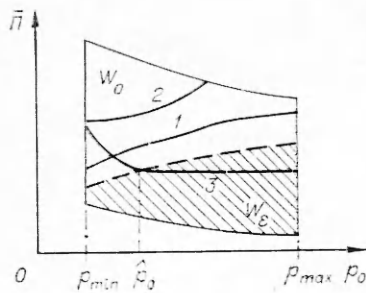
$$G = \frac{h_* d p_0}{\sqrt{RT_0}} \sqrt{\gamma (2/\gamma + 1)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}, \text{ где } R \text{ — газовая постоянная; } \gamma \text{ — показатель}$$

адиабаты. Пренебрегая изменением γ , для релаксирующего газа можем считать $G_* \sim p_0 d/\sqrt{RT_0}$. В качестве объема системы будем рассматривать величину $V = md(L+l) = h_* L(1+l)Sd$, так что $\bar{V}_* = L(1+l)Sd$. Энтальпия H_0 является функцией молярных долей ξ_i и температуры T_0 ($H_0 = H_0(T_0, \xi_i) = H_0(\bar{\Pi})$). В табл. 1 приводится вид $p_0/\psi_1(p_0)$ и $\psi_2(\bar{\Pi})$ при различных представлениях z (без учета множителя, связанного с γ).

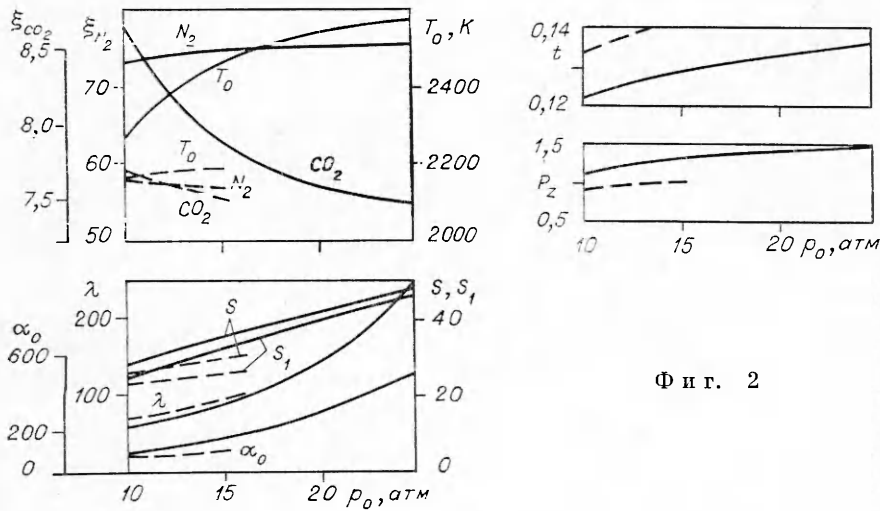
Отметим, что если z содержит в качестве сомножителя объем V_* , то в представлении P_z степень расширения потока S стоит в знаменателе. В этом случае поиск оптимума может привести к таким малым значениям S , что на выходе из сопла будет относительно высокое давление и будет

выполняться критерий (1.4) и тем самым достаточное условие нахождения решения в области W_ε .

2. Основные результаты решения задачи оптимизации приведены на фиг. 2—6 и в табл. 2, 3. На фиг. 2 оптимальные значения параметров $T_0, \xi_{\text{CO}_2}, \xi_{\text{N}_2}, \lambda, \alpha_0, S_1, S, t$ и максимальное значение P_z приведены для $z = H_0 G_*$, т. е. задача поиска решалась с целью получения наибольшего КПД (доля тепловой энергии единицы массы газа, переходящая в излучение). По оси абсцисс отложена величина начального давления p_0 . Молярные



Ф и г. 1



Ф и г. 2

доли и значение P_z приведены в процентах, величина λ — в атм·см. Сплошные линии соответствуют результатам поиска по константам скоростей энергообмена, использованным в [1, 2], штриховые — в [3]. Рассмотрение различных температурных аппроксимаций констант скоростей энергообмена, как видно, приводит к некоторым различиям в результатах.

Отношение мощности P к ширине резонатора d , как показывают расчеты, монотонно растет по мере увеличения d , приближаясь к некоторому предельному значению. Это связано с тем, что увеличение ширины d приводит к уменьшению коэффициента k_* , поэтому становится более благоприятным выполнение условия самовозбуждения и, по-видимому, величина интенсивности $I_{ед}$, приходящаяся на единицу поперечного размера среды ($I = dI_{ед}$), монотонно растет. Если $z \sim d$, то значение ширины потока при поиске оптимума необходимо фиксировать. Будем полагать $d = 1$ м: расчеты показывают, что при $d > 1$ м зависимость $I_{ед}$ от d весьма слабая.

Оценки характерной длины релаксации заселенностей лазерных уровней при наличии радиационных переходов $l^* = \tau^* u$ (τ^* — характерное время релаксации) показывают, что l^* не превосходит 20—30 см и на расстояниях $l \approx 1$ мм величина интенсивности при наличии генерации близка к нулю. Естественно, что для рассматриваемого функционала оптимальным будет та длина, где величина интенсивности I точно обращается в нуль. Такая длина, вообще говоря, определяется и характерной длиной релаксации l^0 при отсутствии радиационных переходов. Оценки показывают, что l^0 в несколько десятков раз больше, чем l^* . При решении

Т а б л и ц а 1

z	$p_0/\psi_1(p_0)$	$\psi_2(\bar{\Pi})$
G_*	1	$d/\sqrt{RT_0}$
G_*V_*	p_0	$Sd^2\lambda(1+l^1)/\sqrt{RT_0}$
H_0G_*	1	$H_0d/\sqrt{RT_0}$
$H_0G_*V_*\alpha_0^*$	1	$H_0Sd^2(1+l^1)\alpha_0/\sqrt{RT_0}$

Таблица 2

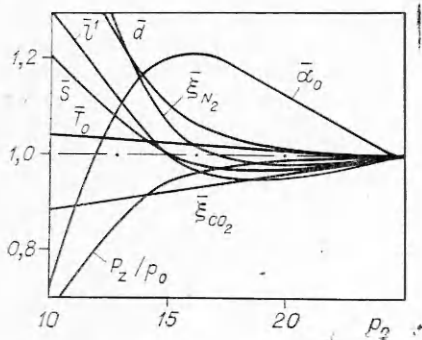
z	T_0, K	$\lambda, \text{ атм}\cdot\text{см}$	$\xi_{CO_2}, \%$	$\xi_{N_2}, \%$	α_0	S_1	S	d, см	t, %	t^1	P_z	$P_0, \text{ атм}$
$G_* V_*$	1961	11,61	12,4	15,0	37,7	7,35	8,45	5,52	5,44	2,741	$9,12 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Вт}\cdot\text{с}}{\text{Г}\cdot\text{см}^3}$	(10)
G_*	3465	49,85	7,38	35,1	94,4	22,6	27,1	(100)	14,6	16,01	$47,9 \frac{\text{Вт}\cdot\text{с}}{\text{Г}\cdot\text{см}^3}$	(10)
	3471	80,51	7,66	31,3	81,3	22,4	29,6	(100)	16,2	11,58	$42,1 \frac{\text{Г}}{\text{Г}}$	(10)
$H_0 G_* V_*$	1575	13,38	16,2	26,4	46,9	7,02	8,41	5,46	2,04	1,654	$10,76 \cdot 10^{-6}$	(25)
	1552	17,50	12,6	24,1	60,5	7,51	7,69	6,31	2,23	1,440	$6,31 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$	(25)
$H_0 G_* V_* \alpha_0^*$	1585	18,63	11,2	32,6	8,87	4,94	7,39	7,42	1,93	1,356	$9,44 \cdot 10^{-8}$	(25)
	1660	22,09	9,1	28,2	9,20	5,08	7,60	8,19	1,96	1,262	$6,92 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2}$	(25)
$G_* V_* \alpha_0^*$	1915	21,75	8,18	18,1	9,71	5,31	8,01	7,66	2,13	1,503	$2,45 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Вт}\cdot\text{с}}{\text{Г}\cdot\text{см}^2}$	(15)
	1980	18,85	8,17	19,0	8,94	4,96	7,32	7,78	1,89	1,772	$2,43 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Г}\cdot\text{см}^2}{\text{Г}}$	(10)

Примечание. При делении на α_0^* в оптимальном $\alpha_0 \approx \alpha_1 \approx \alpha_0$. В скобках указаны величины, зафиксированные в данном варианте решения; $\xi_{N_2} = 100 - \xi_{CO_2} - \xi_{H_2O}$.

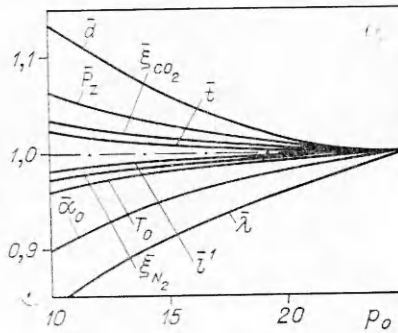
Таблица 3

z	T_0, K	$\lambda, \text{ атм}\cdot\text{см}$	$\xi_{CO_2}, \%$	$\xi_{H_2O}, \%$	α_0	S_1	S	d, см	t, %	t^1	P_z	$P_0, \text{ атм}$
$H_0 G_*$	1938	51,51	9,78	2,64	135,1	42,7	58,46	(100)	14,8	17,21	4,167	(10)
	2280	108,5	8,36	3,81	402,6	92,8	97,83	(100)	15,2	22,02	1,469	(25)
G_*	2200	62,02	9,87	4,23	193,4	50,4	61,52	(100)	12,3	13,35	$29,1 \frac{\text{Вт}\cdot\text{с}}{\text{Г}}$	(10)
$G_* V_* \alpha_0^*$	1303	11,35	14,5	4,67	15,41	7,85	12,05	9,85	1,93	1,603	$4,76 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Вт}\cdot\text{с}}{\text{Г}\cdot\text{см}^2}$	(10)
	1372	13,75	11,44	4,31	17,06	8,57	12,33	9,72	1,81	1,817	$4,36 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Г}\cdot\text{см}^2}{\text{Г}}$	(25)
$H_0 G_* V_*$	1145	5,10	23,8	8,58	44,88	8,97	13,73	6,79	1,92	1,340	$5,94 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$	(10)
$H_0 G_* V_* \alpha_0^*$	1175	10,91	15,2	4,02	13,31	6,91	10,57	11,5	1,93	1,342	$3,51 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-2}$	(10)

Примечание. При делении на α_0^* в оптимальном $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \alpha_0$. В скобках указаны величины, зафиксированные в данном варианте решения; $\xi_{N_2} = 100 - \xi_{CO_2} - \xi_{H_2O}$.



Ф и г. 3



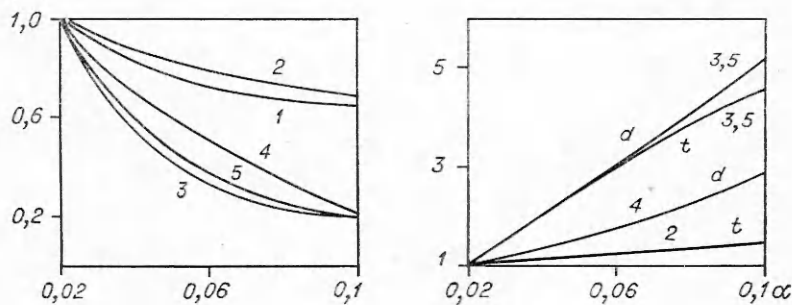
Ф и г. 4

задачи поиска на длину резонатора накладывалось ограничение $l < 1$ м, что позволяет сократить время счета без существенного изменения результатов оптимизации.

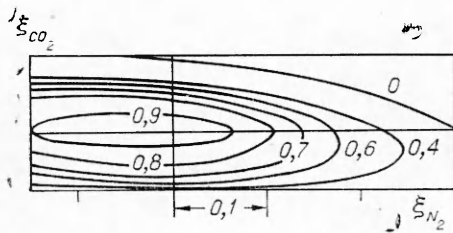
Результаты поиска максимума $P_{H_0G_*}$ показывают, что оптимальные значения $\bar{\Pi}$ (на всем диапазоне изменения p_0) лежат в области W_0 , так что функция $\Phi(\bar{\Pi}, p_0)$ находится в сильной зависимости от p_0 и не выполняется критерий (1.4). Отметим также, что величина мощности излучения на скачке P_* в оптимальных условиях (во всех рассмотренных случаях) намного меньше полной мощности $P(P_*/P \ll 1)$.

На фиг. 3 приведены результаты определения максимума при $z = H_0G_*V_*$. Поиск максимума этого функционала позволяет определить такие условия, при которых на каждую единицу объема системы приходится максимальная доля тепловой энергии, переходящая в излучение. На фиг. 3 оптимальные значения параметров приведены в относительных единицах. За единицу приняты значения соответствующих величин при давлении $p_0 = 25$ атм, а табл. 2 позволяет восстановить абсолютные значения параметров. Решение задачи для таких функционалов позволяет также определить и оптимальные размеры d, l, S . Приведенные результаты достаточно убедительно показывают, что по мере увеличения давления p_0 последовательности значений составляющих вектора $\bar{\Pi}$ приближаются к некоторым предельным значениям и поиск оптимума приводит в область W_e . На фиг. 4 приведены аналогичные результаты поиска максимума функционала P_z при $z = H_0G_*V_*\alpha_0^*$.

Размеры L и l и отношение $\text{tg } \beta_0/h_*$, соответствующие давлению p_0 , определяются по формулам $L = \lambda/p_0$, $l = l^1L$, $\text{tg } \beta_0/h_* = \alpha_0/2L$, т. е.



Ф и г. 5



Ф и г. 6

ния «одномерности» газового потока, так и из соображений отсутствия возникновения скачков в сверхзвуковом потоке. Вязкость газа, в свою очередь, затрудняет использование предельно малых значений h_* . Длина резонатора l может быть ограничена максимально допустимой расходимостью выводимого излучения. Эти ограничения определяют верхнюю границу давления p_0 , ниже которого можно пользоваться результатами решения задачи в области W_ε : $p_0 < \min(p_1, p_2)$, где $p_1 = l^2 \lambda / l_{\min}$, $p_2 = 2\lambda \operatorname{tg} \beta_{\max} / \alpha_0 h_{\min}$. Для $p_0 > \max(p_1, p_2)$, по-видимому, необходимо рассматривать $l = l_{\min}$, $h_* = h_{\min}$, $\beta_0 = \beta_{\max}$.

Некоторые результаты решения задачи поиска с гелием и парами воды указаны в табл. 2, 3. Цифра I в табл. 2 соответствует нахождению максимума P_z по константам энергообмена [1, 2], II — согласно [3]. С парами воды во всех случаях вероятности энергообмена брались, согласно [3]. При делении на объем V_* (см. табл. 3) оптимальные значения начальной температуры $T_0 < 1400$ К, а оптимальное содержание паров воды не менее 4%. Отметим, что вероятности энергообмена при воздействии паров воды определены только для низких температур $T < 1000$ К и при таких относительно низких начальных температурах полученные результаты обладают большей достоверностью.

При решении задачи поиска полагалось, что коэффициент потерь в резонаторе $\alpha = 0,02$. В реальных условиях, естественно, потери могут быть значительны. В связи с этим было решено провести оптимизацию для более высоких значений α до 0,1. Расчеты показали, что оптимальные значения параметров (кроме ширины потока d и коэффициента пропускания зеркал t) меняются незначительно для разных α . На фиг. 5 указаны (в относительных единицах) оптимальные значения P_z , d , t при разных представлениях z ($1 - z = G_*$, $2 - z = H_0 G_*$, $3 - z = H_0 G_* V_* \alpha_0^*$, $4 - z = H_0 G_* V_*$, $5 - z = G_* V_* \alpha_0^*$). За единицу приняты значения соответствующих величин при $\alpha = 0,02$.

На фиг. 6 приведены топографические линии одинаковых значений функционала при $z = G_* V_*$ в координатах $\xi_{\text{CO}_2} - \xi_{\text{N}_2}$. За единицу принято значение P_z в оптимальной точке. Такие картины дают представление о функционале в окрестности оптимальной точки.

Поступила 18 VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Лосев С. А., Макаров В. Н. Многофакторная оптимизация газодинамического лазера на углекислом газе. I. Оптимизация коэффициента усиления. — «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 7.
2. Лосев С. А., Макаров В. Н. Многофакторная оптимизация газодинамического лазера на углекислом газе. II. Оптимизация удельной мощности генерации. — «Квант. электроника», 1976, т. 3, № 5.

3. Волков А. Ю., Демин А. И., Логунов А. Н., Кудрявцев Е. М., Соболев Н. Н. Оптимизация $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$ -газодинамического лазера. Препринт ФИАН, 1977, № 4.
4. Бирюков А. С., Волков А. Ю., Кудрявцев Е. М., Сериков Р. И. Анализ данных по вероятностям спонтанного излучения и сечениям ударного уширения линий перехода 001—100 молекул CO_2 . — «Квант. электроника», 1976, т. 3, № 8.
5. Лосев С. А., Макаров В. Н. О мощности газодинамического лазера при высоком давлении. — ПМТФ, 1975, № 4.
6. Генералов Н. А., Козлов Г. Н., Селезнева И. К. Расчет характеристик газодинамического лазера. — ПМТФ, 1972, № 5.

УДК 533.6.011.8+621.375.826

РАСЧЕТЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ РАБОЧИХ СРЕД В CO_2 -ГДЛ НА ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ

А. П. Генич, С. В. Куликов, Г. Б. Манелис

(Черноголовка)

Рабочие среды CO_2 -ГДЛ, работающего на продуктах горения топлив с элементарным составом С, Н, О, N, являются, как правило, многокомпонентными. При температурах торможения $T_0 < 2000$ К в них наряду с основными компонентами CO_2 , N_2 , H_2O присутствуют главным образом СО, O_2 и H_2 . Многокомпонентные среды перед входом в сопло находятся в состоянии полного термодинамического равновесия. Это позволяет использовать для анализа их лазерных свойств ранее разработанный термодинамический подход [1], основанный на том, что сложная среда характеризуется элементарным составом, температурой и давлением торможения (T_0 , p_0). Расчеты коэффициентов усиления таких сред и соответствующий анализ приведены в [2,3]. В данной работе исследуется полезная энергия излучения, которую можно получить с единицы массы рабочей среды, \bar{w} .

Работы по расчетам энергии и мощности излучения в ГДЛ можно условно разделить на три группы. К первой относятся оценочные работы, которые вообще не рассматривают процесс генерации. Это простые расчеты либо максимальной энергии, доступной для съема [4], либо оценки мощности генерации [5, 6]. Вторая группа работ включает более реалистичные расчеты [7—12], в них уже рассматриваются процессы генерации и колебательной кинетики в резонаторе, однако пренебрегается их влиянием на газодинамические параметры потока. Поток в резонаторе считается изотермическим и с постоянной скоростью.

Поскольку предположение о неизменности газодинамических параметров в резонаторе не всегда оправдано, дальнейшее улучшение расчетов связано с учетом взаимного влияния колебательной кинетики, излучения и газодинамики потока. Это третья группа работ [13—15]. При таком подходе задача расчета \bar{w} даже для простейшего резонатора Фабри — Перо решается только численно. С учетом того, что каждая отдельная система требует еще и выбора оптимального коэффициента пропускания выходного зеркала τ , становится ясно, что расчет \bar{w} для большого числа сложных составов требует значительных затрат машинного времени. Поэтому в данной работе выбран компромиссный подход, заключающийся в том, что основные расчеты проведены приближенным методом, в котором не учитывается взаимное влияние колебательной кинетики, излучения и газодинамики потока в резонаторной полости. Далее, чтобы выяснить границы применимости такого подхода, были проведены «точные» расчеты удельного энергосъема, которые учитывают взаимное влияние колебательной кинетики, излучения и газовой динамики для нескольких сильно различающихся составов.

1. Предположение о постоянстве всех газодинамических параметров потока в резонаторе упрощает задачу определения \bar{w} с учетом потерь