

ЛИТЕРАТУРА

1. Amherd N. A., Vlases G. G. Trapping and absorption of an axially directed CO₂ laser beam by a Θ -pinch plasma.— Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 24, N 2.
2. Yuen S. Y., Lax V., Cohn D. R. Laser heating of a magnetically confined plasma.— Phys. Fluids, 1975, vol. 18, N 7.
3. Johnson L. G., Chu T. K. Measurements of electron density evolution and beam self-focusing in a laser-produced plasma.— Phys. Rev. Lett., 1974, vol. 32, N 10.
4. Cohn D. R., Raff G. J., Brooks R. L., Loter N. G., Halverson W. Beam self-focusing in a laser-produced plasma in a magnetic field.— Phys. Lett., 1974, A 49, N 2.
5. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г. и др. Лазерное инициирование термоядерной реакции в неоднородных сферических мишенях.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, № 1.
6. Белоцерковский О. М., Демченко В. В., Косарев В. И., Холодов А. С. Численное моделирование некоторых задач лазерного сжатия оболочек.— ЖВММФ, 1978, т. 18, № 2.
7. Бунатян А. А., Неуважаев В. Е., Строчева Л. П., Фролов В. Д. Численное исследование развития возмущений при сжатии мишеней обостренным импульсом. Препринт № 71 ИПМ АН СССР, 1975.
8. Иванов М. Ф. Распространение волн оптического пробоя в газах.— Квант. электроника, 1978, т. 5, № 12.
9. Попов С. П., Романкевич Ю. И. Применение метода расщепления для расчета двухтемпературных и ионизационно неравновесных течений газа.— ЖВММФ, 1977, т. 17, № 6.
10. Chu T. K., Johnson L. G. Measurement of the development and evolution of shock waves in a laser-induced breakdown plasma.— Phys. Fluids, 1975, vol. 18, N 11.
11. Попов С. П. Численный расчет задачи об остывании сферического объема неравновесно-ионизованного гелия.— ПМТФ, 1976, № 2.
12. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
13. Фирсов О. Г., Чибисов М. И. Тормозное излучение медленных электронов на нейтральных атомах.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 6.

УДК 621.375.826

**ИССЛЕДОВАНИЕ
КОЛЕБАТЕЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНОГО ТЕЧЕНИЯ
В КЛИНОВИДНОМ СОПЛЕ СМЕСИ CO₂—N₂—O₂—H₂O**

А. Б. Британ, А. М. Старик

(Москва)

В различных приложениях для получения высоких температур используется горение углеводородных топлив. Состав продуктов сгорания зависит от конкретных условий, но, как правило, в смеси в большом количестве, кроме молекул CO₂ и N₂, присутствуют молекулярный кислород (молярная доля $\gamma_{\text{O}_2} = 0,2$) и пары воды ($\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 0,05$).

Последующее расширение продуктов сгорания в сверхзвуковом сопле может характеризоваться большой степенью неравновесности. Исследование таких течений в последнее время получило широкое развитие в связи с разработкой и совершенствованием газодинамических лазеров, в которых обычно используют клиновидные и плоские или осесимметричные профилированные сопла [1]. Оценка степени неравновесности течения проводилась по результатам измерения коэффициента усиления слабого сигнала зондирующего CO₂-лазера. Для простых смесей CO₂—N₂—He было отмечено удовлетворительное согласие эксперимента с расчетом. Это позволяет заключить, что основные вопросы кинетики энергообмена в таких потоках в настоящее время решены [1].

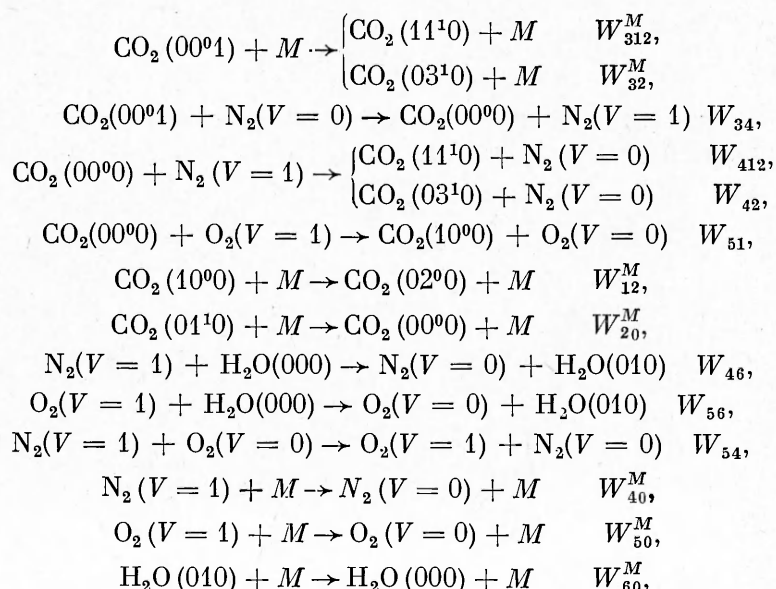
В то же время возрастающий объем публикаций по кинетике колебательно-энергетического обмена в более сложных многокомпонентных смесях CO₂—N₂—CO—O₂—H₂—H₂O [2—7] свидетельствует о том, что вопрос о создании математической модели течения таких смесей, согласующейся с экспериментом

в широком диапазоне составов и параметров торможения, до сих пор является актуальным. Сложность создания такой модели связана в основном с неопределенностями в величине используемых констант, а также с различными упрощениями, принятыми при трактовке кинетики колебательного энергообмена.

Поскольку в каждом конкретном случае создание расчетной методики часто базируется на сопоставлении результатов расчета с экспериментальными значениями коэффициента усиления, то анализ условий проведения измерений приобретает первостепенное значение. В частности, следует отметить, что в большинстве работ результаты расчета сравнивались не с распределением коэффициента усиления вдоль оси потока, а с его величиной, полученной при измерении в каком-то одном сечении. Основная часть измерений проводилась, как правило, за срезом сопла, при этом, согласно [8], полученные результаты следует корректировать с учетом реальной геометрии струи, ширина которой может превышать ширину сопла на 30%. В экспериментах, проводимых на ударных трубах, особое значение приобретают вопросы, связанные с запуском сопловых устройств. Так, например, оптические исследования картины течения в клиновидном сопле [9] и в щели [8] показали, что в некоторых случаях поток не успевает приобрести установившейся структуры, характерной для стационарного течения, на протяжении всего времени измерений. Следует подчеркнуть, что для получения надежных результатов измерения наиболее целесообразно проводить одновременно в нескольких сечениях внутри сопла при условии отсутствия в потоке возмущений, вызванных погрешностями профилировки или отрывом перерасширенного потока от стенок.

Для анализа справедливости теоретических моделей колебательного энергообмена подобное исследование выполнено в данной работе. Использовалось плоское клиновидное сопло, которое достаточно быстро запускалось [9], и в измерительных сечениях, расположенных на расстоянии $x_1 = 29$ мм, $x_2 = 93$ мм от входной части, устанавливалось безотрывное квазистационарное течение, близкое к одномерному [10]. Для смеси, содержащей в различных пропорциях CO_2 , N_2 , O_2 , H_2O , диапазон начальных температур варьировался от 1000 до 2000 К, а давлений — от 2,5 до 7,5 ат.

1. Модель колебательного энергообмена в смесях $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—O}_2\text{—H}_2\text{O}$. Пользуясь результатами работ [11—15], для данной смеси можно выделить следующие основные каналы релаксации колебательной энергии:



где M — любая невозбужденная молекула рассматриваемой смеси; W_{ip} — вероятность обмена колебательными квантами; $i = p = 1, 2, 3$ соответствуют симметричной, деформационной и асимметричной модам молекулы CO_2 ; $i = p = 4, 5, 6$ — нижним возбужденным состояниям молекул N_2 — ($V=1$), O_2 — ($V=1$) и H_2O — (010) соответственно; $p = 0$ — не-

возбужденное состояние любой молекулы; $p = 12$ — смешанное состояние молекулы CO_2 — (11¹⁰).

Кинетические уравнения, описывающие релаксацию колебательной энергии по выделенным каналам, записывались в предположении наличия полного резонанса между симметричными и деформационными колебаниями ($\Theta_1 = 2\Theta_2$, где Θ_i — характеристические колебательные температуры) и равенства их колебательных температур ($T_1 = T_2$) с использованием обобщенного релаксационного уравнения [11]. В этом случае вероятности W_{32}^M , W_{312}^M и W_{42} , W_{412} можно объединить:

$$W_{3\Sigma}^M = W_{32}^M + W_{312}^M \frac{1 - y_2}{1 + y_2}, \quad W_{4\Sigma}^M = W_{42} + \frac{1 - y_2}{1 + y_2} W_{412},$$

где $y_i = \exp(-\Theta_i/T_i)$. Именно эти величины обычно измеряются в эксперименте [11].

Важное значение при создании математической модели неравновесного течения имеет правильный выбор температурных зависимостей для вероятностей элементарных процессов [7, 16].

Использование различных зависимостей $W_{ip} = f(T)$ даже в рамках одной кинетической модели приводит к существенному отличию ($\sim 50\%$) рассчитанных значений коэффициента усиления [16]. В данной работе зависимости $W_{ip} = f(T)$ получены на основе анализа опубликованных результатов теоретических [13–15] и экспериментальных [17–23] исследований.

Аппроксимационные зависимости для диапазона температур 300–2000 К приведены в табл. 1.

Коэффициент усиления среды в центре линии P (20) перехода 00⁰1 \rightarrow \rightarrow 10⁰0 рассчитывался по формуле

$$\alpha_v = \frac{c^3}{4\pi\nu_0 b_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} A_{mn} \frac{(2j'' - 1) \rho N_A \gamma_{\text{CO}_2} \delta}{\mu Q_{\text{rot}} Q_{\text{vib}}} H(a, 0) DN,$$

$$DN = y_3 B' \exp\left[-\frac{B' j'' (j'' - 1)}{kT}\right] - y_2^2 B'' \exp\left[-\frac{B'' j'' (j'' + 1)}{kT}\right],$$

где N_A — число Авогадро; c — скорость света в вакууме; ν_0 — частота перехода в центре линии; b_D — доплеровская ширина контура линии на полувысоте, определяемая соотношением $b_D = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2RT \ln 2}{\mu_{\text{CO}_2} c^3}}$; B''

и B' — вращательные постоянные для нижнего и верхнего лазерных уровней соответственно; δ — фактор симметрии ($\delta = 2$ для молекулы CO_2); j'' — вращательное квантовое число нижнего колебательного состояния исследуемого перехода ($j'' = 20$); ρ , T — плотность и температура газа; k — постоянная Больцмана; R — универсальная газовая постоянная; $\mu = \sum_{i=1}^n \mu_i \gamma_i$ (γ_i — молярная доля i -го компонента в смеси, μ_i — его молекулярный вес); $H(a, 0)$ — функция Фойгта, которая определялась согласно [1]; параметр a определялся в предположении независимости сечений ударного уширения спектральной линии от температуры (их значения выбирались согласно рекомендациям работ [1, 24]); Q_{vib} и Q_{rot} — вращательная и колебательная статистические суммы соответственно; коэффициент Эйнштейна A_{mn} принимался равным $0,187 \text{ с}^{-1}$ [24].

Неравновесные параметры среды определялись из совместного решения уравнений газовой динамики и релаксационных уравнений. Использовалось приближение одномерного стационарного течения идеального

Т а б л и ц а 1

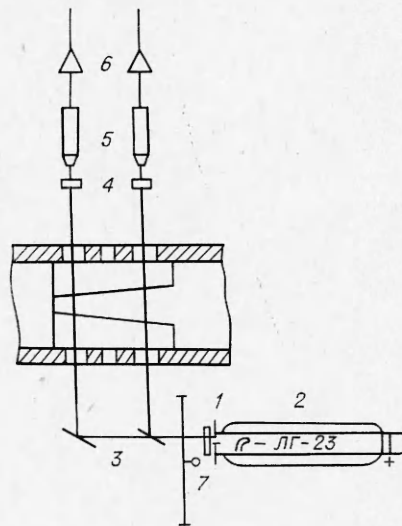
	W_{ip} , см ³ /с	Литература
$W_{3\Sigma}^{CO_2}$	$\exp(9,456-218,23T^{-1/3}+1,687T^{-2/3}-3909,27/T)1,36T \cdot 10^{-16}$	[20]
$W_{3\Sigma}^{N_2}$	$\exp(15,456-424,03T^{-1/3}+3852,67T^{-2/3}-10672,157T^{-1}) \times 1,36T \cdot 10^{-16}$	[20]
$W_{3\Sigma}^{O_2}$	$W_{3\Sigma}^{N_2}$	[13, 14]
$W_{3\Sigma}^{H_2O}$	$4 \cdot 10^{-15}T(1-y_{20})^3/(1-y_{30})$	[24, 20]
$W_{20}^{CO_2}$	$T \cdot 10^{-21}\exp(-7,85+17,42T^{-1/3})0,136$	[1, 13]
$W_{20}^{N_2}$	$0,136 \cdot 10^{-21}T\exp(-80,6+15,5T^{-1/3})$	[1, 13]
$W_{20}^{H_2O}$	$0,136 \cdot 10^{-21}T\exp(-5,46-21T^{-1/3})$	[1, 17]
$W_{20}^{O_2}$	$W_{20}^{N_2}$	[13, 14]
$W_{40}^{CO_2}$	$\exp(-19,414-134,727T^{-1/3}+253,2T^{-2/3}-2551,7T^{-1})$	[13, 14]
$W_{40}^{N_2}$	$\exp(7,489-965,3T^{-1/3}+6851,155T^{-2/3}-17248,9T^{-1})$	[13, 14]
$W_{40}^{O_2}$	$W_{40}^{N_2}$	[13, 14]
$W_{40}^{H_2O}$	$2,61 \cdot 10^{-17}\exp(-34,88T^{-1/3})$	[13, 14, 23]
$W_{50}^{CO_2}$	$\exp(-146,5T^{-1/3})1,34 \cdot 10^{-12}$	[13, 14]
$W_{50}^{N_2}$	$\exp(-131,6T^{-1/3})6,78 \cdot 10^{-13}$	[13, 14]
$W_{50}^{O_2}$	$\exp(-157T^{-1/3})1,11 \cdot 10^{-8}$	[13, 14]
$W_{50}^{H_2O}$	$10^2W_{50}^{O_2}$	[13, 14]
$W_{60}^{H_2O}$	$\exp(-11,05-222,4T^{-1/3}+924T^{-2/3}+82T^{-1})$	[13, 14]
$W_{60}^{O_2}$	$\exp(-32,973+2T^{-1/3}+80,53T^{-2/3}+68,159T^{-1})$	[13, 14]
$W_{60}^{N_2}$	$W_{60}^{O_2}$	[13, 14]
$W_{60}^{CO_2}$	$0,5W_{60}^{O_2}$	[13, 14]
W_{51}	$1,49 \cdot 10^{-20}T(3T+556)$	[22]
W_{34}	$4,16 \cdot 10^{-14}\sqrt{T}\exp(8,84 \cdot 10^{-7}T^2-T \cdot 2,07 \cdot 10^{-3})$	[13, 14]
W_{56}	$1,39 \cdot 10^{-11}\sqrt{T}$	[13]
$W_{4\Sigma}$	$0,28W_{3\Sigma}^{N_2}$	[15]
W_{46}	$\exp(-17,66-140,9T^{-1/3}+347,214T^{-2/3}-881,9T^{-1})$	[14, 23]

нетеплопроводного газа. Численное интегрирование полной системы уравнений проводилось по методу, предложенному в [25] и основанному на использовании заданного распределения плотности, полученного, например, из расчета течения совершенного газа, в трансзвуковой области. При этом не возникает трудностей, связанных с прохождением особой точки в критическом сечении сопла, и интегрирование ведется непосредственно из дозвуковой области в сверхзвуковую. Учет неравновесного характера течения уже в дозвуковой и трансзвуковой части сопла дает возможность избежать погрешностей в определении величины инверсии и коэффициента усиления среды [26], что особенно важно при низких значениях давления торможения ($p_0 < 10$ ат). Применение неявной разностной схемы второго порядка точности [25] позволило существенно сократить время вычислений.

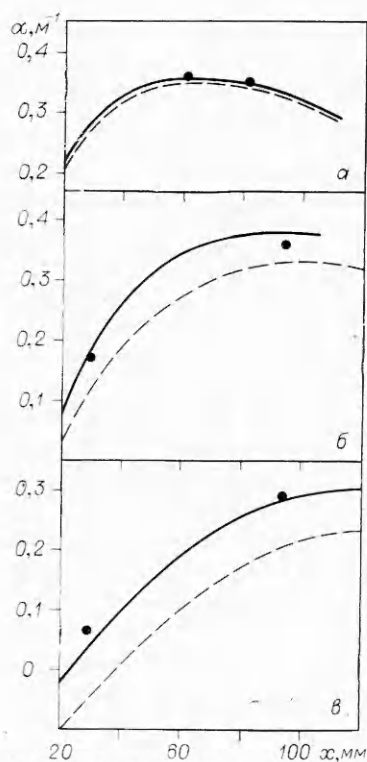
2. Методика эксперимента. Эксперименты по измерению коэффициента усиления проводились на ударной трубе с диаметром рабочей части около 500 мм. Описание конструкции установки и методики эксперимента приведено в [27]. Плоское клиновидное сопло с прямолинейными образующими имело угол раствора сверхзвуковой части 30° . Высота критического сечения 2 мм. Дозвуковой контур округлен по радиусу 4 мм. Исследуемая смесь составлялась в отдельном объеме с использованием принудительной циркуляции и насыщалась парами воды в процессе напуска в трубу. Давление водяных паров в смеси контролировалось методом отбора проб перед опытом по методике [28]. Поскольку пробы отбирались через отверстие в боковой стенке трубы, смесь предварительно выдерживалась в трубе с тем, чтобы концентрация водяных паров успела выравняться по сечению. Поэтому в большинстве экспериментов промежуток времени между напуском смеси в трубу и началом измерений составлял не менее 50 мин. Точность определения концентрации водяных паров в смеси составляла 3%. Давление перед выходом в сопло определялось экспериментально с помощью пьезодатчиков, а температура измерялась по методу обращения спектральных линий [29].

В схеме измерения коэффициента усиления использовался промышленный электроразрядный CO_2 -лазер ЛГ-23. Принимались специальные меры для изоляции корпуса лазера от механических вибраций и пульсаций давления в системе охлаждения газоразрядной трубки. При частично разъюстированном резонаторе лазер работал в режиме, близком к одномодовому, а внутри резонатора (фиг. 1) устанавливалась ирисовая диафрагма 1, отсекающая поперечные колебания. Флуктуации питающего напряжения снижались с помощью сглаживающего фильтра, а для стабилизации разрядного тока использовалась схема, выполненная на пентоде ГУ-50 [30]. Принятые меры позволили снизить нестабильность выходной мощности лазера в течение 10 мин до величины около 3%. Оптическая схема изменения коэффициента усиления приведена на фиг. 1. Излучение от лазера 2 делится двумя полупрозрачными пластинками 3 из BaF_2 на два луча, проходящих поперек потока и далее через узкополосный фильтр 4, выделяющий спектральную область около 10 мкм, попадает на фотосопротивление 5 типа «Свод», а далее через катодный повторитель и предусилитель 6 подается на вход осциллографа. Контроль за интенсивностью проходящего излучения осуществляется введением в схему механического прерывателя 7, который непосредственно перед опытом убирался. Погрешность экспериментального определения коэффициента усиления оценивалась для выборки из шести экспериментов, проведенных в близких условиях. Рассчитывались характеристики распределения — дисперсия ($S^2 = 0,00126$), асимметрия ($\bar{A} = 1,56$), эксцесс ($\bar{E} = 0,412$); проверялись также условия нормальности распределения [31]. Погрешность в определении величины коэффициента усиления составляет 12,6%.

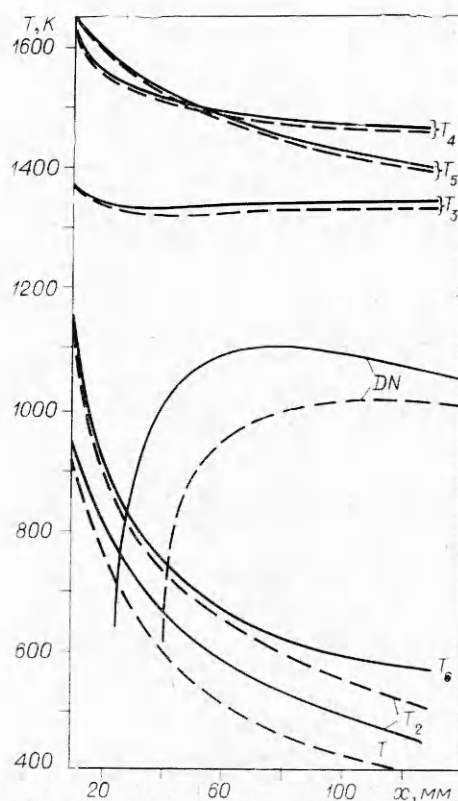
3. Анализ полученных результатов. Течение смеси $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{O}_2-\text{H}_2\text{O}$ исследовалось в широком диапазоне начальных параметров; так, темпе-



Ф и г. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

ратура смеси перед входом в сопло изменялась от 1000 до 2200 К, а давление от 2,5 до 7,5 ат. Значения коэффициента усиления, измеренные одновременно в двух сечениях на оси сопла, сравнивались с расчетом. На фиг. 2 представлены результаты расчета коэффициента усиления (штриховые кривые) и результаты измерений (точки для трех характерных составов смесей:

$$\gamma_{\text{CO}_2} = 0,078, \quad \gamma_{\text{N}_2} = 0,721, \quad \gamma_{\text{O}_2} = 0,185, \quad \gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 0,02 \quad (\text{фиг. 2, а});$$

$$\gamma_{\text{CO}_2} = 0,0545, \quad \gamma_{\text{N}_2} = 0,784, \quad \gamma_{\text{O}_2} = 0,135, \quad \gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 0,025 \quad (\text{фиг. 2, б});$$

$$\gamma_{\text{CO}_2} = 0,081, \quad \gamma_{\text{N}_2} = 0,792, \quad \gamma_{\text{O}_2} = 0,1, \quad \gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 0,026 \quad (\text{фиг. 2, в}).$$

Параметры торможения соответственно равны: $p_0 = 4,3$ ат, $T_0 = 1080$ К; $p_0 = 4,75$ ат, $T_0 = 1630$ К; $p_0 = 5,3$ ат, $T_0 = 2060$ К. Из графиков видно, что расчет удовлетворительно согласуется с экспериментом только при температуре $T_0 = 1080$ К (фиг. 2, а). При значении $T_0 = 1630$ К (фиг. 2, б) расчетные значения α_v лежат ниже экспериментальных. Отмеченное расхождение увеличивается, достигая 30% при температуре торможения $T_0 = 2060$ К (фиг. 2, в). Тенденцию увеличения расхождения теории и эксперимента с ростом температуры можно объяснить, если считать, что величина скорости дезактивации деформационных колебаний молекулы CO_2 , а следовательно, и скорость расселения нижнего лазерного уровня определяются в основном столкновениями с молекулами H_2O ($W_{20}^{\text{H}_2\text{O}}$). Используемая в расчетах температурная зависимость для вероятности

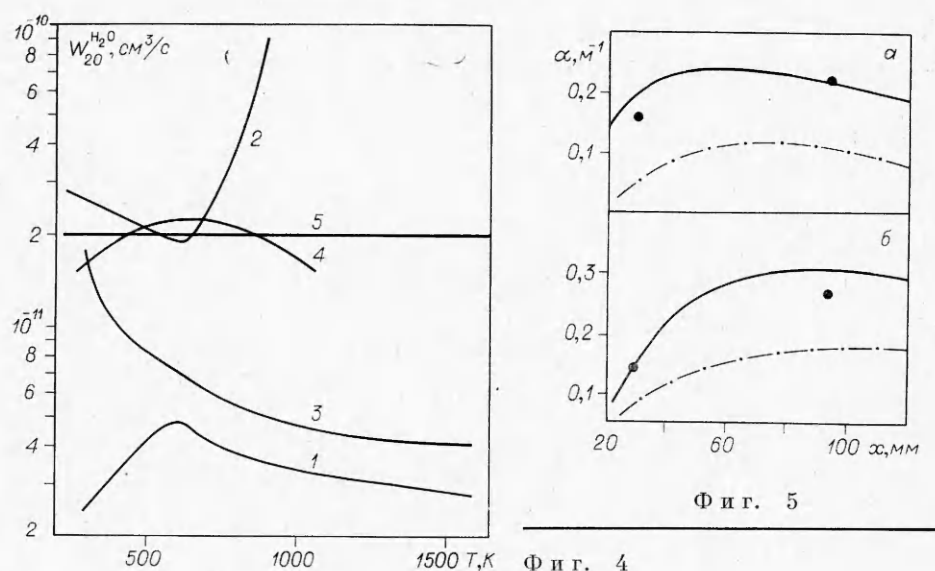
Т а б л и ц а 2

№ п/п	p_0 , ат	T_0 , К	γ_{CO_2} , %	γ_{N_2} , %	γ_{O_2} , %	γ_{H_2O} , %	I сечение		II сечение	
							$\alpha_{расч}$, м ⁻¹	$\alpha_{эксп}$, м ⁻¹	$\alpha_{расч}$, м ⁻¹	$\alpha_{эксп}$, м ⁻¹
1	3,2	1500	7,8	70,55	18,5	3,15	—	—	0,335	0,31
2	5,44	1800	5,4	79,7	10,6	4,3	—	—	0,265	0,265
3	6,8	2040	5,4	82,8	10,6	1,8	0,06	0,08	0,305	0,31
4	4,1	1780	8,1	80,1	10	1,7	—	—	0,3	0,26
5	4,67	1930	8,1	79,9	10	1,9	0,07	0,08	0,30	0,275
6	5,4	2000	7,8	71,6	18,5	2,1	0,04	0,065	0,305	0,32
7	6,25	2180	7,8	71,3	18,5	2,4	—	—	0,22	0,23
8	4,31	1080	7,8	72,1	18,5	1,6	0,355	0,36	0,34	0,34
9	4,76	1630	5,45	78,55	13,5	2,5	0,08	0,075	0,38	0,365
10	5,3	2060	8,1	79,3	10	2,6	—	—	0,285	0,29
11	3,17	1180	5,5	78,4	12,3	2,8	0,195	0,155	0,225	0,22
12	4,72	1510	6,5	79,1	12,3	2,1	0,145	0,137	0,305	0,27

$W_{20}^{H_2O}$ с ростом температуры дает уменьшение величины $W_{20}^{H_2O}$ [1, 17]. Ясно, что такая зависимость приведет к замедлению релаксации уровня 100 молекулы CO_2 с увеличением температуры и к более интенсивному замораживанию колебательной температуры T_2 в сверхзвуковой части сопла. Следствием этого будет уменьшение инверсии DN и коэффициента усиления среды. В отличие от [1, 17] зависимость для $W_{20}^{H_2O} = f(T)$, полученная в [19], практически постоянна. В интервале изменения T от 300 до 2000 К значение $W_{20}^{H_2O}$ может приниматься равным $W_{20}^{H_2O} = 2 \cdot 10^{-11}$ см³/с [19]. Температурные зависимости для $W_{20}^{H_2O}$, полученные в [1, 17, 19], дают существенно различающиеся результаты только при температурах ~ 1000 К, поэтому использование рекомендаций работы [19] должно привести к увеличению скорости дезактивации состояния (01¹⁰) и (100) и к росту расчетных значений DN и α_v при высоких температурах торможения ($T_0 \geq 1700$ К).

Проведенные численные расчеты подтвердили данное предположение. Это хорошо видно на фиг. 3, где представлены распределения колебательных T_i и поступательной T температур, а также величины инверсии вдоль оси сопла, полученные с использованием температурных зависимостей для $W_{20}^{H_2O}$ согласно [1, 17] (штриховые) и [19] (сплошные линии), для случая течения смеси с $\gamma_{CO_2} = 0,081$, $\gamma_{N_2} = 0,792$, $\gamma_{O_2} = 0,1$, $\gamma_{H_2O} = 0,026$, $T_0 = 2060$ К и $p_0 = 5,3$ ат.

Распределения $\alpha_v(x)$, рассчитанные с учетом рекомендаций работы [19], для рассмотренных ранее случаев показаны на фиг. 2, а—в сплошными линиями. Видно, что использование величины $W_{20}^{H_2O} = 2 \times 10^{-11}$ см³/с, постоянной во всем диапазоне изменения температуры, позволило существенно улучшить согласие теории и эксперимента, особенно в области высоких температур торможения. Аналогичное сравнение результатов расчета коэффициента усиления по методике данной работы с $W_{20}^{H_2O}$ из [19] с измеренными значениями α_v для других исследованных в работе режимов приведено в табл. 2, из которой видно, что максимальное различие между экспериментальными и рассчитанными значениями α_v составляет 10%.



Следует отметить, что подобная корректировка зависимости $W_{20}^{H_2O} = f(T)$ для улучшения согласия теории и эксперимента уже проводилась в работах [2, 6, 7]. При этом в [2, 6] при $T > 600$ К использовалась температурная зависимость, полученная по результатам работы [17], а при $T \leq 600$ К полагалось $W_{20}^{H_2O} = 8,13 \cdot 10^{-11} T$. В [7] учитывалась зависимость $W_{20}^{H_2O}$ от температуры, а абсолютные значения при $450^\circ < T < 850^\circ$ близки к величине, принятой в данной работе. На фиг. 4 показаны зависимости $W_{20}^{H_2O} = f(T)$, рекомендованные в этих работах (цифры 1–5 соответствуют работам [2, 6], [7], [1, 17], [19] и данной работе).

На фиг. 5 проводится сравнение экспериментальных значений α , с расчетом, выполненным по методике данной работы (сплошные линии) и по методике работы [10] (штрихпунктирные). Отметим, что в [10] не учитывался неравновесный характер течения в дозвуковой части сопла и использовалась модель колебательного энергообмена, рассмотренная в [1] для смесей $CO_2-N_2-H_2O$, а молекулярный кислород считался «инертным разбавителем». Температурная зависимость $W_{20}^{H_2O}(T)$ принималась согласно рекомендациям [1, 17] (см. фиг. 4, кривая 3). Расчет проводился для двух характерных составов смеси: а — $\gamma_{CO_2} = 0,04$, $\gamma_{N_2} = 0,78$, $\gamma_{O_2} = 0,152$, $\gamma_{H_2O} = 0,028$; б — $\gamma_{CO_2} = 0,04$, $\gamma_{N_2} = 0,797$, $\gamma_{O_2} = 0,152$, $\gamma_{H_2O} = 0,03$. В первом случае параметры на входе $T_0 = 1180$ К, $p_0 = 3,17$ ат (фиг. 5, а), во втором (фиг. 5, б) $T_0 = 1510$ К, $p_0 = 4,72$ ат. Видно, что результаты расчета по методике [10] значительно (почти в два раза) занижают значения коэффициента усиления по сравнению с экспериментом и расчетом, выполненным с учетом [19] по методике данной работы.

Проведенное исследование показало, что разработанная математическая модель неравновесного течения смеси $CO_2-N_2-O_2-H_2O$ при использовании значения $W_{20}^{H_2O} = 2 \cdot 10^{-11}$ см³/с удовлетворительно согласуется с экспериментом во всем диапазоне рассмотренных параметров и составов смеси. Имеющееся расхождение не превышает погрешности измерений.

Авторы выражают благодарность С. А. Лосеву, Р. И. Серикову, В. М. Хайлову за полезные обсуждения, О. П. Шаталову за помощь в проведении экспериментов.

Поступила 11 VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М., Наука, 1977.
2. Jones A. T. Time dependent solutions of the vibrational non-equilibrium flow in $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$ mixtures in gas dynamic lasers.— J. Appl. Phys., 1976, vol. 9, p. 4193.
3. Васильев В. М., Куликов С. В., Скребок О. В. О расчете химически и колебательно-неравновесного течения многокомпонентного газа через сопло.— ПМТФ, 1977, № 4.
4. Козлов Г. П., Иванов В. Н., Селезнева И. К. Расчет характеристик $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{CO} - \text{H}_2\text{O} - \text{H}_2$ газодинамического лазера. Препринт ИПМ АН СССР, 1977, № 99.
5. Monson V. D. Comparison of rigorous and simple vibrational models for the CO_2 -GDL.— AIAA J., 1977, vol. 15, N 11.
6. Хилл Р. Дж., Джуэлл И. Т., Джонс А. Т., Прайс Р. Б. Воздушные газодинамические лазеры.— Ракетн. техника и космонавтика, 1978, т. 6, № 3.
7. Генич А. П., Евтюхин Н. В., Куликов С. В., Манелис Г. Б., Соловьева М. Е. Расчеты коэффициентов усиления многокомпонентных рабочих сред в CO_2 -ГДЛ на продуктах горения.— ПМТФ, 1979, № 1.
8. Голуб В. В. Экспериментальное исследование нестационарной волновой структуры струи, истекающей из плоского сопла. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. ИВТАН СССР, 1975.
9. Британ А. Б., Жилин Ю. В., Мазманияц А. П. Экспериментальное исследование запуска сопла ударной трубы большого диаметра.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 4.
10. Левин В. А., Тупик Ю. В. Движение релаксирующей смеси газов в двумерных плоских соплах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 1.
11. Бирюков А. С. Кинетика физических процессов в газодинамических лазерах.— Труды ФИАН им. Лебедева, 1975, т. 83.
12. Егоров Б. В., Комаров В. П. Расчет инверсии заселенностей и коэффициента усиления релаксирующей смеси газов при течении в соплах.— Труды ЦАГИ, 1975, № 1959.
13. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ laser system.— Rev. Mod. Phys., 1969, vol. 41, N 1.
14. Blauer J. A., Nickerson G. R. A survey of vibrational relaxation rate data for processes important to $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$ infrared plume radiation. AIAA-paper, 1974, N 74-536.
15. Herzfeld K. F. Deactivation of vibrations by collision in the pressure of Fermi resonance.— J. Chem. Phys., 1967, vol. 47, p. 743.
16. Anderson J. D. Effect of kinetic rate uncertainties on gasdynamic laser gain and energy predictions.— AIAA J., 1974, vol. 12, N 12.
17. Rosser W. A., Hoag J. E., Gerry E. T. Relaxation of excess populations in the lower laser level $\text{CO}_2(100)$.— J. Chem. Phys., 1972, vol. 57, p. 4153.
18. Bulthuis K., Ponsen G. Relaxation of the 10^{00} lower laser level in CO_2 .— J. Chem. Phys. Lett., 1973, vol. 21, N 2.
19. Sharma R. D. Vibrational relaxation of CO_2 by H_2O .— J. Chem. Phys., 1971, vol. 54, p. 870.
20. Бирюков А. С., Конохов В. К., Луковников А. П., Сериков Р. П. Релаксация колебательной энергии уровня 00^01 молекулы CO_2 .— ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 4.
21. Buchwald M. J., Bauer S. H. Vibrational relaxation in CO_2 with selected collision partners.— J. Phys. Chem., 1972, vol. 76, p. 3108.
22. Bass H. E. Vibrational relaxation in CO_2/O_2 mixture.— J. Chem. Phys., 1973, vol. 58, N 11.
23. Whitson M. E., McNeal R. J. Temperature dependence of the quenching of vibrationally excited N_2 by NO and H_2O .— J. Chem. Phys., 1977, vol. 66, p. 2696.
24. Бирюков А. С., Волков А. Ю., Кудрявцев Е. М., Сериков Р. П. Анализ данных по вероятности спонтанного излучения и ударного уширения линий перехода $00^01 \rightarrow 10^00$ молекулы CO_2 .— Квант. электроника, 1976, т. 3, № 8.
25. Крайко А. П. О расчете неравновесного течения газа в соплах Лавалья.— Труды НИИМ МГУ, 1973, № 21.
26. Егоров Б. В., Комаров В. П. Исследование процессов неравновесности в дозвуковой и сверхзвуковой частях сопла на величину инверсии заселенностей при течении газовой смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$.— ПМТФ, 1975, № 2.

27. Лосев С. А., Макаров В. Н., Павлов В. А., Шаталов О. П. Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра.— ФГВ, 1973, № 4.
28. Белков П. В., Вакатов В. П., Ткаченко Б. К., Широков Н. И. Экспериментальное исследование зависимости показателя усиления в газодинамическом лазере на смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$ от содержания паров воды.— ФГВ, 1976, № 4.
29. Смехов Г. Д., Полторацкий В. А., Британ А. Б. Обобщенная схема измерения температуры газа методом обращения спектральных линий.— ТВТ, 1979, т. 16, № 3.
30. Зеленев А. А., Райхман Б. А., Семенов Е. И. Стабилизация мощности излучения лазера ЛГ-23.— Оптико-механическая промышленность, 1974, № 6.
31. Лосев С. А. О свертке информации, получаемой в экспериментах на ударных трубах.— Труды НИИМ МГУ, 1973, № 21.

УДК 535+534.222+539.196

РЕЗОНАНСНАЯ САМОФОКУСИРОВКА В СМЕСИ CO_2 И N_2

В. А. Выслоух, Л. И. Огнев

(Москва)

Резонансное поглощение импульсного излучения CO_2 -лазера в смеси CO_2 и N_2 сопровождается эффектом кинетического охлаждения [1]. В смесях, содержащих более 1% углекислого газа, это явление изучалось экспериментально [2—4] и теоретически [4, 5]. На основе кинетических уравнений для запасов колебательных квантов в модах [4, 5] исследована зависимость глубины и времени существования охлаждения от параметров импульса и среды. Показано [6], что глубина охлаждения заметно возрастает при повышении температуры смеси до 500—600 К. Рассмотрение проводилось в приближении заданного поля излучения, справедливом на коротких трассах.

В то же время ясно, что возрастание плотности в приосевой области пучка, вызванное кинетическим охлаждением, приводит к подавлению дифракционного расплывания и может вызвать самофокусировку, что, в свою очередь, повлияет на параметры среды. Данная работа посвящена численному исследованию самосогласованной задачи о взаимодействии излучения CO_2 -лазера со смесью углекислого газа и азота. Характерные параметры соответствуют условиям лабораторного эксперимента [4]. Основное внимание уделяется выявлению тех условий, при которых самофокусировка за счет кинетического охлаждения может быть зафиксирована в натурном эксперименте.

1. Самовоздействие рассматривается в приближении квазиоптики [7] на основе «параболического» уравнения для комплексной амплитуды электрического поля $\mathcal{E}(r, z, t)$:

$$(1.1) \quad 2ikn \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \right) = \Delta_{\perp} \mathcal{E} + 2k^2 \delta n \mathcal{E} - ik\alpha \mathcal{E},$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; v — групповая скорость света; α , n — коэффициенты поглощения и преломления света в среде; δn — изменение коэффициента преломления среды; $\Delta_{\perp} = 1/r \cdot \partial/\partial r (r \partial/\partial r)$. В правой части уравнения (1.1) первый член описывает дифракцию, последний — поглощение в среде. Поглощение предполагается линейным, т. е. явление оптического просветления среды не учитывается. Самовоздействие, возникающее за счет изменения показателя преломления среды при кинетическом охлаждении, описывается вторым членом в правой части уравнения (1.1). Изменение показателя преломления среды предполагается пропорциональным возмущению плотности $\delta n = (n_0 - 1)\delta\rho/\rho_0$. В свою очередь, относительное изменение плотности газа $\rho(r, z, t)$ удовлетворяет волновому уравнению