

Если взять типичные параметры лазерной системы $E/p \sim 0,075$ В/см/Па, $(q/p)_* \sim 0,5 \cdot 10^{-5}$ Дж/см³/Па, $p \sim 1,01 \cdot 10^5$ Па, $t_n \sim 2 \cdot 10^{-6}$ с, $U_b = 200$ кэВ и $(h/r_n)_{\text{опт}} \sim 4$, то можно получить значение оптимальной ширины пучка $h \sim 20$ см. Предварительные расчеты показали, что, используя электронный пучок с энергией электронов $U_b \approx 250-300$ кэВ, можно с удовлетворительной однородностью возбуждать несамостоятельный разряд при $d = 40-50$ см. Это позволяет увеличить энергию излучения с единицы длины лазера при оптимальном значении h и h/r_n примерно в 5—8 раз по сравнению с предельной энергией, указанной в [4]. Таким образом, результаты данной работы позволяют выбрать оптимальную геометрию и мощность разряда при конструировании сверхмощных электроионизационных лазерных систем.

Авторы приносят искреннюю благодарность А. М. Оришичу и А. Г. Пономаренко за полезные консультации и плодотворные дискуссии.

Поступила 23 IV 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Беленов Э. М. и др. Электроионизационные лазеры на сжатом углекислом газе.— УФН, 1974, т. 114, вып. 2.
2. Boyer K., Henderson D. B., Morse R. L. Spatial distribution of ionization in electron-beam-controlled discharge lasers.— J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 12.
3. Henderson D. B. Electron transport in gas discharge lasers.— J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 12.
4. Афонин Ю. В., Оришич А. М., Пономаренко А. Г. Однородность объемного разряда, контролируемого электронным пучком в поперечном магнитном поле.— ПМТФ, 1979, № 5.
5. Владимиров В. В., Горшков В. Н. и др. Контракция собственным магнитным полем тока плазмы несамостоятельного разряда, возбуждаемого электронным пучком.— ЖТФ, 1979, т. 49, № 11.
6. Владимиров В. В., Горшков В. Н. и др. Магнитные пробки в мощных газовых лазерах на несамостоятельном разряде.— Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 3.
7. Владимиров В. В., Горшков В. Н. и др. Влияние собственного магнитного поля тока плазмы на движение пучка быстрых электронов в несамостоятельном разряде.— ЖТФ, 1980, т. 50, вып. 11.
8. Гадяк Г. В., Швейгерт В. А. Параксиальная модель развития несамостоятельного разряда в собственном магнитном поле.— ПМТФ, 1981, № 1.
9. Гадяк Г. В., Швейгерт В. А. О влиянии магнитного поля на однородность несамостоятельного разряда.— Численные методы механики сплошной среды, 1981, т. 12, № 5.
10. Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И., Тищенко В. Н. Оптимизация и предельные характеристики СО₂-лазеров. Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1977.
11. Smith R. C. Use of electron backscattering for smoothing discharge in electron-beam-controlled lasers: computations.— Appl. Phys. Letts., 1974, vol. 25.
12. Гадяк Г. В., Оришич А. М. и др. Численное моделирование газового разряда, возбуждаемого электронным пучком. Препринт № 29, ИТПМ СО АН СССР, 1981.

УДК 621.375.82

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК РАБОЧЕЙ СРЕДЫ СО-ГДЛ

Н. Я. Василик, А. Д. Марголин, В. М. Шмелев
(Москва)

Расчет коэффициента усиления рабочей среды СО-ГДЛ представляет собой сложную задачу. Обычно приходится рассматривать систему более 20 дифференциальных уравнений, описывающих детальную кинетику $V-T$ - и $V-V$ -процессов, совместно с уравнениями газодинамики [1—3].

В данной работе установлены параметрические соотношения, позволяющие рассчитать максимальный коэффициент усиления рабочей среды газодинамического СО-лазера и расстояние, на котором он достигается, исходя из двух входных параметров

системы — замороженной колебательной энергии молекул окиси углерода и поступательной температуры газа в области резонатора.

Рассмотрим истечение рабочей среды СО-ГДЛ из сверхзвукового расширяющегося сопла, переходящего при данной степени расширения газового потока S/S_* в канал постоянного сечения. При течении газа вблизи критического сечения сопла происходит замораживание колебательной энергии молекул, а на плоскопараллельном участке сопла — формирование небольшого распределения молекул окиси углерода по колебательным уровням, приводящее к образованию частичной инверсной населенности молекул СО. Максимальный коэффициент усиления среды α достигается на некотором расстоянии L от начала плоского участка сопла при достижении квазиравновесного распределения молекул по тем колебательным уровням, на которых коэффициент усиления максимален. В этом случае

$$(1) \quad \alpha = \psi_{\text{CO}} p \Phi(E, T, \psi_i) H(a),$$

где ψ_i — молярные концентрации компонентов смеси ($i = \text{CO}, \text{N}_2, \text{Ar}, \text{H}_2, \text{H}_2\text{O}, \dots$); T, p — температура и давление газа на плоском участке сопла; $a = \Delta_c / \Delta_d = f(T, p)$ — отношение столкновительной ширины спектральной линии Δ_c к доплеровской ширине спектральной линии Δ_d ; E — запас удельной колебательной энергии, приходящийся на одну молекулу окиси углерода; $\Phi(E, T, \psi_i)$ — функция, определяющая максимальную величину инверсной населенности молекул СО при данном запасе колебательной энергии E и поступательной температуре газа T ; $H(a)$ — функция Фойгта [4].

Из (1) следует, что величина $\alpha / (\psi_{\text{CO}} p H(a))$ является функцией параметров E, T, ψ_i . Как показывают расчеты, максимальный коэффициент усиления среды достигается на колебательных уровнях, находящихся рядом с уровнем, определяющим минимум триноровской функции распределения молекул, и вдали от уровней, где становится существенной V - T -релаксация. По этой причине $\Phi(E, T, \psi_i)$ является слабой функцией состава смеси и имеет вид

$$(2) \quad \alpha / (\psi_{\text{CO}} p H(a)) = f_0(E, T).$$

Для безазотных рабочих сред СО-ГДЛ величина E практически равна замороженной колебательной энергии молекул окиси углерода. Для смесей, содержащих азот в молярной концентрации ψ_{N_2} , величина E может быть приближенно найдена из выражения, полученного с использованием соотношения Тира [5]:

$$(3) \quad \left(1 + \frac{\psi_{\text{N}_2} \Theta_{\text{N}_2}}{E_0 - \psi_{\text{CO}} E}\right) \left(1 + \frac{\Theta_{\text{CO}}}{E}\right) = \exp\left(\frac{\Theta_{\text{N}_2} - \Theta_{\text{CO}}}{T}\right),$$

где $\Theta_{\text{N}_2}, \Theta_{\text{CO}}$ — характеристические температуры молекул азота и окиси углерода соответственно; E_0 — средняя удельная замороженная колебательная энергия, приходящаяся на одну молекулу смеси $\text{N}_2 + \text{CO}$.

Величину E_0 можно найти из решения уравнения релаксации колебательной энергии газа в расширяющемся сверхзвуковом потоке или приближенно с использованием полуэмпирического выражения для замороженной колебательной температуры T_v [6]:

$$(4) \quad T_* / T_v = 1 + 0,027 \omega^{0,6},$$

где $\omega = \tau_p / \tau_n$ — отношение времени релаксации колебательной энергии τ_p при температуре T_* и давления газа p_* в критическом сечении сопла к характерному времени расширения потока на начальном участке сопла τ_n .

Рассмотрение упрощенной модели СО-ГДЛ позволяет также найти связь между расстоянием L , на котором коэффициент усиления среды на

Таблица 1

Номер варианта	T_* , К	p_* , Па	ψ_{CO}	ψ_H	p , Па	E , К	$\alpha/(\psi_{CO}^{pH(\alpha)}), (м \cdot Па)^{-1}$	$\psi_{CO}^{pL}, см \cdot Па$
1	2000	$4 \cdot 10^6$	0,2	0,1	$8,7 \cdot 10^2$	700	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^4$
2	2000	$4 \cdot 10^6$	0,2	0,1	$8,7 \cdot 10^2$	530	$9 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^4$
3	2000	$4 \cdot 10^6$	0,2	0,001	$1,2 \cdot 10^3$	840	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^4$
4	2000	$4 \cdot 10^6$	0,2	0,1	$8,8 \cdot 10^2$	740	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^3$
5	2000	$4 \cdot 10^6$	0,2	0,005	$1,2 \cdot 10^3$	830	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^4$
6	2000	$4 \cdot 10^6$	0,2	0,2	$6,3 \cdot 10^2$	610	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^4$
7	1888	$4 \cdot 10^6$	0,895	0,105	$1,2 \cdot 10^2$	630	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^4$
8	1800	$4 \cdot 10^6$	0,4	0,1	$6,4 \cdot 10^2$	560	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^3$
9	2000	$1,5 \cdot 10^6$	0,2	0,1	$3,3 \cdot 10^2$	810	$3,5 \cdot 10^{-2}$	—
10	2000	$1,5 \cdot 10^6$	0,2	0,1	$3,3 \cdot 10^2$	820	$3,6 \cdot 10^{-2}$	—
11	2000	$1,5 \cdot 10^6$	0,2	0,1	$3,5 \cdot 10^2$	730	$2,6 \cdot 10^{-2}$	—
12	2000	10^7	0,2	0	$3,1 \cdot 10^3$	850	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$4,7 \cdot 10^3$
13	2000	10^7	1	0	$2,8 \cdot 10^2$	850	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$6,8 \cdot 10^3$
14	3000	10^7	0,2	0	$1,1 \cdot 10^3$	1740	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^3$
15	3000	10^7	0,4	0	$5,2 \cdot 10^2$	1740	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^3$
16	3000	10^7	0,6	0	$2,7 \cdot 10^2$	1740	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^3$
17	3000	10^7	1	0	$6,7 \cdot 10^1$	1740	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^3$

плоскопараллельном участке сопла достигает максимального значения, и параметрами рабочей смеси E и T .

При формировании небольшого мановского распределения молекул CO по колебательным уровням на плоском участке сопла максимальный коэффициент усиления среды достигается при квазистационарном распределении молекул по колебательным уровням в районе минимума триноровой функции распределения. Характерное время установления такого распределения для безазотных смесей определяется в основном $V-V$ -обменом между молекулами CO, находящимися на колебательном уровне v_* , соответствующем минимуму триноровой функции, и молекулами, находящимися на первом уровне, где сосредоточена большая часть колебательной энергии. Изменение со временем населенности уровня v_* можно приближенно представить через некоторую функцию $F(n_{v_*}, n_1, T)$, описывающую кинетику $V-V$ -обмена:

$$(5) \quad u \frac{dn_{v_*}}{dx} = \psi_{CO} p F(n_{v_*}, n_1, T) \approx \psi_{CO} p F(n_{v_*}, E, T),$$

так как $n_1 = n_1(E)$. Здесь u — скорость газового потока; n_1, n_{v_*} — относительная населенность первого и v_* -го колебательных уровней молекулы окиси углерода соответственно; x — текущая длина.

Решение уравнения (5) с начальным условием $n_{v_*} \approx 0$ имеет вид

$$(6) \quad n_{v_*} = f_1(\psi_{CO} p x / u, E, T).$$

Таблица 2

Номер варианта	T_* , К	p_* , Па	ψ_{CO}	T , К	p , Па	E , К	$\alpha/(\psi_{CO}^{pH(\alpha)}), (м \cdot Па)^{-1}$	$\psi_{CO}^{pL}, см \cdot Па$
1	2400	$1,5 \cdot 10^6$	0,2	50	$2,9 \cdot 10^1$	1200	$9,1 \cdot 10^{-1}$	$9,3 \cdot 10^2$
2	1600	$1,5 \cdot 10^6$	0,2	50	$9,5 \cdot 10^1$	530	$3 \cdot 10^{-1}$	$6,2 \cdot 10^3$
3	1600	$4 \cdot 10^6$	0,124	50	$3,1 \cdot 10^2$	470	$3,7 \cdot 10^{-1}$	$6,4 \cdot 10^3$
4	2000	$4 \cdot 10^6$	0,2	50	$1,2 \cdot 10^2$	700	$4 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^3$
5	1600	$1,5 \cdot 10^6$	0,2	75	$2,8 \cdot 10^2$	530	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^4$
6	1800	$1,5 \cdot 10^6$	0,2	75	$2,8 \cdot 10^2$	680	$8,5 \cdot 10^{-2}$	—

Таблица 3

Номер варианта	T_* , К	ψ_{CO}	T , К	p_* , Па	E , К	$\alpha/(\psi_{\text{CO}} p H(a)), (\text{м} \cdot \text{Па})^{-1}$	$\psi_{\text{CO}} p L$, см \cdot Па
1	2000	0,2	75	$1,4 \cdot 10^3$	850	$9,2 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^3$
2	2000	1	75	$1,1 \cdot 10^2$	850	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^3$
3	3000	0,2	75	$4,8 \cdot 10^2$	1740	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$7,5 \cdot 10^2$
4	3000	0,4	75	$2,3 \cdot 10^2$	1740	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$6,7 \cdot 10^2$
5	3000	0,6	75	$1,1 \cdot 10^2$	1740	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$7,3 \cdot 10^2$
6	3000	1	75	$2,7 \cdot 10^1$	1740	$3,4 \cdot 10^{-1}$	$6,9 \cdot 10^2$
7	2000	0,2	50	$4,8 \cdot 10^2$	850	$4,8 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^2$
8	2000	1	50	$2,7 \cdot 10^1$	850	$5,3 \cdot 10^{-1}$	$6,7 \cdot 10^2$
9	3000	0,2	50	$1,6 \cdot 10^2$	1740	1,2	$2,3 \cdot 10^2$
10	3000	0,4	50	$6,7 \cdot 10^1$	1740	1,3	$2,4 \cdot 10^2$
11	3000	0,6	50	$2,7 \cdot 10^1$	1740	1,4	$2,8 \cdot 10^2$
12	3000	1	50	6,7	1740	1,5	$2,4 \cdot 10^2$
13	3000	0,2	30	$4 \cdot 10^1$	1740	9,5	$1,1 \cdot 10^2$
14	3000	0,4	30	$1,3 \cdot 10^1$	1740	7,9	$1,1 \cdot 10^2$
15	3000	0,6	30	6,7	1740	8,7	$1,1 \cdot 10^2$
16	3000	0,8	30	1,1	1740	9,7	$1,3 \cdot 10^2$

При достижении квазистационарного распределения молекул CO по колебательным уровням на расстоянии $x = L$ $f_1'(\psi_{\text{CO}} p x/u, E, T)|_{x=L} = 0$ и, следовательно, $\psi_{\text{CO}} p L/u = f_2(E, T)$. Учитывая, что u — слабоменяющаяся функция во всех практически интересных вариантах расчетов СО-ГДЛ, получим, что величина $\psi_{\text{CO}} p L$ является функцией параметров E и T :

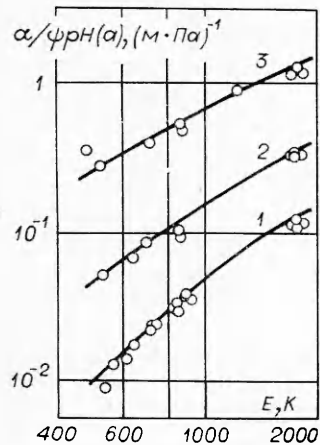
$$(7) \quad \psi_{\text{CO}} p L = f_3(E, T).$$

Для азотосодержащих смесей при $\psi_{\text{N}_2} \gg \psi_{\text{CO}}$ можно получить аналогичное соотношение

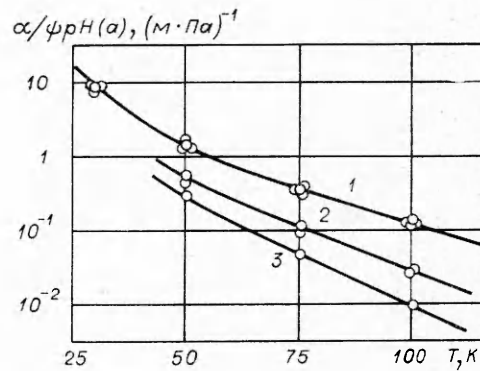
$$(8) \quad \psi_{\text{N}_2} p L = f_4(E_0 - \psi_{\text{CO}} E, T).$$

Конкретный вид функций (2), (7), (8) можно найти численным расчетом отдельных вариантов СО-ГДЛ.

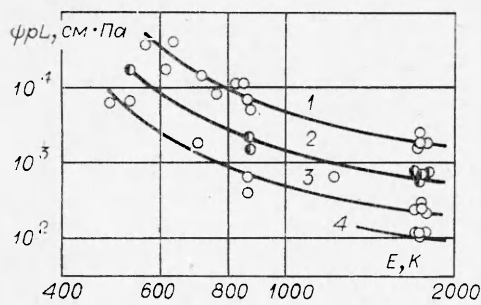
В данной работе проводился численный эксперимент с рабочими смесями газодинамического СО-лазера, содержащими CO, H₂, Ar, H₂O в варьируемых концентрациях, при различных начальных параметрах смеси T_* , p_* и конечной температуре расширенного газового потока.



Фиг. 1



Фиг. 2



Ф и г. 3

В общем случае решалась система уравнений газовой динамики для истекающей из сверхзвукового сопла рабочей смеси совместно с кинетическими уравнениями [1—3], описывающими $V-V$ - и $V-T$ -обмен между 26 нижними колебательными уровнями молекулы CO , а также дезактивацию колебательно-возбужденных молекул окиси углерода на H_2 , Ar , H_2O и атомах водорода. Константы скоростей $V-V$ - и $V-T$ -процессов рас-

считывались по формулам [1—3,7] с привлечением известных экспериментальных данных по временам релаксации.

Расчет проводился в широком интервале изменения параметров ГДЛ p_* , T_* , S/S_* , φ и концентрации компонентов смеси (φ — начальный полуугол раскрытия сопла): $1,5 \cdot 10^6 \leq p_* \leq 10^7$ Па, $1800 \leq T_* \leq 3000$ К, $100 \leq S/S_* \leq 15000$, $0,5 \leq \text{tg } \varphi \leq \infty$. Соответствующие значения температуры и давления торможения T_0 , p_0 равны $T_0 = T_*(\gamma + 1)/2$, $p_0 = p_*(T_0/T_*)^{\gamma/(\gamma-1)}$, где γ — эффективный показатель адиабаты смеси. Для $\gamma = 1,4$ $T_0 = 1,2 T_*$, $p_0 = 1,89 p_*$. Концентрация водорода в смеси ψ_{H_2} менялась от нуля до 30%, а концентрация паров воды — от нуля до 10%.

Основные результаты расчета приведены в табл. 1—3. Высота критического сечения сопла выбиралась равной 0,3 мм, полуугол φ равнялся 28° при $p_* = 4 \cdot 10^6$ Па и 45° при $p_* = 1,5 \cdot 10^6$ Па. Для безводородных смесей при $p_* = 10^7$ Па использовалась модель мгновенного расширения смеси. В табл. 1 приведены результаты расчета параметров рабочей среды CO -ГДЛ для $T = 100$ К и различных исходных значений p_* , T_* и концентраций компонентов CO , Ar , H_2 в смеси. Вариант 2 соответствует расчету для смеси, содержащей добавку 0,5% H_2O , вариант 11 — 1% H_2O . В варианте 4 не учитывалась релаксация молекул CO на атомах водорода, а в варианте 9 — константа релаксации молекул CO на водородо увеличена вдвое. Результаты расчета при $\psi_{\text{H}_2} = 0, 1$, $\psi_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ и различных значениях p_* , T_* , T , ψ_{CO} представлены в табл. 2, а для безводородной смеси CO - Ar при $p_* = 10^7$ Па — в табл. 3.

Вычисленные значения параметра $\alpha/(\psi_{\text{CO}} p H(a))$ при различных величинах энергии E для фиксированной поступательной температуры газа $T = 100; 75; 50$ К (табл. 1—3) представлены на фиг. 1 (кривые 1—3 соответственно). Результаты численного эксперимента для каждого значения T хорошо описываются одной универсальной кривой. С увеличением замороженной колебательной энергии молекул CO величина параметра $\alpha/(\psi_{\text{CO}} p H(a))$ резко увеличивается. Аналогичные зависимости имеют место и для других значений температур T . При фиксированной энергии E $\alpha/(\psi_{\text{CO}} p H(a))$ возрастает с уменьшением T (фиг. 2, $E = 1740; 850; 530$ К — кривые 1—3 соответственно).

Величина $\psi_{\text{CO}} p L$, определяющая расстояние, на котором коэффициент усиления среды достигает максимального значения, существенным образом зависит от значения входного параметра E (фиг. 3, $T = 100; 75; 50; 30$ К — кривые 1—4 соответственно), убывая с его увеличением при фиксированной температуре T . Для данного значения E параметр $\psi_{\text{CO}} p L$ тем выше, чем больше T .

Для того чтобы оценить максимальное значение коэффициента усиления рабочей среды газодинамического лазера и соответствующую длину сопла L для любого набора исходных параметров CO -ГДЛ с использованием фиг. 1—3, необходимо предварительно из газодинамических расчетов найти величину p и T в области резонатора ГДЛ и численным счетом

или по эмпирической формуле (4) определить величину входного параметра E .

Использование параметрических соотношений, предлагаемых в данной работе, может быть полезным для быстрой оценки характеристик рабочей среды СО-ГДЛ с произвольными параметрами.

Поступила 3 IV 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Center R. E., Caledonia G. E. Anharmonic effects in the vibrational relaxation of diatomic molecules in expanding flows.— *Appl. Optics*, 1971, vol. 10, N 8.
2. Гавриков В. Ф., Дронов А. П. и др. Колебательная релаксация окиси углерода в сверхзвуковых потоках.— *Квант. электроника*, 1976, т. 3, № 7.
3. Лосев С. А., Макаров В. Н. Кинетика релаксационных процессов в смеси окиси углерода с инертным разбавителем.— В сб.: Теоретическое исследование процессов в газодинамических лазерах. М.: Изд-во МГУ, 1979.
4. Лосев С. А., Макаров В. Н. и др. Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра.— *ФГВ*, 1973, № 4.
5. Teare J. D., Tayler R. L., von Rosenberg C. W. Observation of vibration-vibration energy pumping between diatomic molecules.— *Nature*, 1970, vol. 225, N 5229.
6. Васильев Н. Я., Марголин А. Д., Маргулис В. М. К теории газодинамического СО₂-лазера на бинарной смеси.— *ПМТФ*, 1974, № 3.
7. Конев Ю. В., Кочетов И. В., Певгов В. Г., Шарков В. Ф. Анализ кинетических процессов, определяющих параметры СО-лазеров.— *Препринт ИАЭ*, 1977, № 2821.

УДК 533.6.011.8+551.510

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И ИЗЛУЧЕНИЕ Н₂O ПРИ УДАРНОМ НАГРЕВЕ СМЕСИ ГАЗОВ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

А. К. Ребров, С. Ф. Чекмарев, Н. М. Чернявина

(Новосибирск)

В последнее время в связи с активным освоением космоса проявляется большой интерес к влиянию полетов космических летательных аппаратов (КЛА) на состояние атмосферы [1, 2]. Это связано с тем, что при полетах КЛА выбрасываются большие количества продуктов сгорания, которые могут осуществлять различное физико-химическое воздействие на атмосферу, причем это воздействие может быть весьма значительным, поскольку в верхних слоях атмосферы даже при расширении продуктов сгорания до объемов с линейным размером в десятки километров их концентрация остается сравнимой с концентрацией атмосферного газа.

КЛА движутся со скоростями порядка нескольких километров в секунду, поэтому в результате газодинамического взаимодействия продуктов сгорания с атмосферным газом происходит их нагрев до температур в несколько тысяч градусов. Для оценки физико-химического взаимодействия эта газодинамическая стадия является очень важной, поскольку при больших температурах физико-химические процессы резко активизируются. Описание газодинамического процесса взаимодействия продуктов сгорания двигателей КЛА с атмосферой является очень сложным и, вообще говоря, зависит от конкретных условий. Однако с точки зрения релаксационных процессов оно имеет одну общую черту. Вследствие малой плотности продукты сгорания быстро перемешиваются с атмосферным газом. При перемешивании происходит быстрая релаксация продуктов сгорания по поступательным степеням свободы, а релаксация по внутренним степеням свободы запаздывает. Такую ситуацию можно моделировать ударным нагревом смеси газов, содержащей релаксирующий по внутренним степеням свободы многоатомный газ.

В данной работе в рамках этой модели рассматривается один из примеров физико-химического взаимодействия: задача о колебательной релаксации молекул Н₂O в смеси с N₂ за фронтом ударной волны. При малых плотностях релаксация внутренних степеней свободы молекулярных газов носит специфический характер. Специфика заключается в том, что в этом случае релаксационные времена становятся больше времен жизни возбужденных уровней и излучение сильно влияет на процесс релаксации. Следует отметить, что такой характер релаксации практически невоспроизводим в лабораторных условиях.