

УДК 533.6.011.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ СМЕСИ КИСЛОРОДА С АРГОНОМ В СОПЛАХ С УЧЕТОМ ВЗАИМНОГО ВЛИЯНИЯ ХИМИЧЕСКОЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ

ДУШИН В. К., ШАТАЛОВ О. П.

Взаимное влияние процессов колебательной и химической релаксации в расширяющихся потоках газа исследовалось в работах [1–5]. В частности, в работах [1, 2] рассмотрена рекомбинация и колебательная релаксация молекул кислорода, составляющих малую добавку к инертному разбавителю. Было показано, что после резкого охлаждения первоначально нагретого диссоциированного газа распределение населенностей колебательных уровней может значительно отличаться от Больцмановского; предсказано значительное перезаселение верхних колебательных уровней под влиянием рекомбинации [1, 2], замедление процесса рекомбинации [1] и заметное изменение времени колебательной релаксации [2].

В работе [3] рассмотрена рекомбинация и колебательная релаксация смеси $O_2 + Ar$ в расширяющемся газе с большим содержанием молекул кислорода и было показано, что при определенных начальных условиях процесс рекомбинации может значительно уменьшить скорость дезактивации колебаний молекул.

Несомненный интерес представляет совместное решение уравнений газовой динамики и кинетики для условий реального течения газа в соплах с учетом указанных химических, релаксационных процессов и их взаимного влияния. При исследовании течения кислорода в соплах, однако, к настоящему времени рассматривался лишь процесс дезактивации колебаний [6, 7]. Строгий учет взаимного влияния процессов химической и колебательной релаксации при течении газа в соплах был осуществлен, видимо, лишь в работах [4, 5], где было показано, что пренебрежение им может привести к существенному искажению характеристик потока (например, при расчете инверсии колебательных уровней в смеси химически реагирующих атомов, молекул и радикалов [4]).

В данной работе в квазиодномерной постановке численно исследовалось стационарное течение в соплах газовой смеси колебательно-неравновесного диссоциированного кислорода с аргоном. Предполагалось, что вращательные степени свободы молекул кислорода находятся в равновесии с поступательными. В отличие от более ранних работ, где проводились исследования течения релаксирующего кислорода в соплах [6, 7], здесь учитывалось взаимное влияние неравновесных физико-химических процессов: колебаний на диссоциацию и диссоциации-рекомбинации на колебания.

Цель данного исследования — установление диапазона определяющих термодинамических параметров: соотношения O_2 и Ar в исходной смеси, давления p_0 и температуры T_0 в форкамере сопла, при которых взаимное влияние указанных физико-химических процессов является существенным.

1. Кинетическая модель, исходная система уравнений и метод решения.

Рассматриваемая газовая смесь состоит из атомарного и колебательно-неравновесного молекулярного кислорода, а также аргона (ниже этим компонентам присвоены индексы 1, 2, 3 соответственно). Первые две компоненты участвуют в химической реакции диссоциации-рекомбинации (M_i — любая из указанных трех компонент) $O_2 + M_i \rightleftharpoons 2O + M_i$.

Изменение концентрации O_2 и O по времени и релаксация колебательной энергии O_2 в ходе реакции описываются уравнениями [8–12]

$$\frac{dN_2}{dt} = -0,5 \frac{dN_1}{dt} = - \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_a + \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_r,$$

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_a = N_2 \sum_{j=1}^3 k_{aj}^v N_j \quad \text{и} \quad \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_r = N_1^2 \sum_{j=1}^3 k_{rj}^v N_j$$

$$k_{ai}^v = k_{di} A, \quad k_{ri}^v = \frac{k_{di}^v}{(K_p A)} = k_{ri}$$

$$A = \frac{1 - \exp(-\theta/T_v)}{1 - \exp(-\theta/T)} \exp \left[(\beta T - D) \left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T} \right) \right]$$

$$\frac{d\varepsilon_v}{dt} = \frac{p}{\tau_v} (\varepsilon - \varepsilon_v) - \frac{E}{N_2} \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_a + \frac{G}{N_2} \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_r +$$

$$+ \frac{\varepsilon_v}{N_2} \left[\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_a - \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_r \right]$$

$$E = \frac{R\theta}{\exp[\theta(1/T_v - 1/T)] - 1} \cdot \frac{DR + R\theta/2}{\exp[(D - \theta/2)(1/T_v - 1/T)] - 1}$$

$$G = 1/2 R (D - 1/2 \theta)$$

Здесь p , ρ , T — давление, плотность и поступательная температура газа; N_i — молярно-объемная концентрация компонента i ($N_i = \rho \gamma_i$); γ_i — молярно-массовая концентрация компонента i , $\gamma_i = x_i/m$, где x_i и m — молярная концентрация компонента i и молекулярный вес смеси; θ — характеристическая температура газа (для кислорода $\theta = 2240^\circ \text{K}$); k_{di} и k_{di}^v — константы скорости диссоциации молекул O_2 при их столкновении с компонентой i в случае наличия и отсутствия равновесия по колебательным степеням свободы соответственно; k_{ri} и k_{ri}^v — константы скорости рекомбинации атомов O при их столкновении с компонентой i в случае наличия и отсутствия равновесия по колебательным степеням свободы соответственно; D — энергия диссоциации молекул O_2 , отнесенная к R — универсальной газовой постоянной (для O_2 $D = 59390^\circ \text{K}$); ε и ε_v — удельная колебательная энергия молекул O_2 , соответствующая температуре T и T_v ; τ_v — суммарное время колебательной релаксации молекул O_2 ; β — экспериментально определяемый множитель, зависящий от вида молекулы (для O_2 $\beta = 1.5$ [13]). Проводится численное решение задачи о квазиодномерном стационарном течении в сверхзвуковом сопле заданного профиля $F = F(x)$ газовой смеси, для которой справедлива описанная выше кинетическая модель. Исходная система уравнений, соответствующая такому течению, имеет вид

$$\rho W \frac{d\gamma_2}{dx} = -N_2', \quad \rho W \frac{d\gamma_1}{dx} = 2N_2', \quad W \frac{d(\ln e_v)}{dx} = e_{v\theta}' + N_{2\theta}'$$

$$(1.1) \quad pm = \rho RT, \quad \sum_{j=1}^3 \gamma_j H_j + 0,5 W^2 = \text{const}, \quad dp + \rho W dW = 0,$$

$$F \rho W = \text{const}$$

$$N_2' = (N_2')_a - (N_2')_r, \quad (N_2')_a = (\rho \gamma_2) A \sum_{j=1}^3 k_{aj} \rho \gamma_j,$$

$$(N_2')_r = (\rho \gamma_1)^2 \frac{RT}{K} \sum_{j=1}^3 k_{aj} \rho \gamma_j$$

$$e_{ve}' = \frac{p}{\tau_v} \left(\frac{e}{e_v} - 1 \right), \quad N_{2e}' = (1 - E_e) (N_{2e}')_d - (1 - G_e) (N_{2e}')_r$$

$$(N_{2e}')_d = \frac{(N_2')_d}{\rho \gamma_2}, \quad (N_{2e}')_r = \frac{(N_2')_r}{\rho \gamma_2}, \quad \frac{1}{\tau_v} = m \sum_{j=1}^3 \frac{\gamma_j}{\tau_{vj}}$$

$$E_e = G_e 2 \frac{(y^\alpha - 1) - \alpha(y - 1)}{(\alpha - 1)(y^\alpha - 1)(y - 1)}$$

$$G_e = \frac{0.5(\alpha - 1)}{e_v}, \quad \alpha = \frac{D}{\theta} + 0.5, \quad y = \frac{e(e_v + 1)}{e_v(e + 1)}$$

Здесь x — координата, отсчитываемая вдоль оси сопла от его критического сечения; F — площадь поперечного сечения сопла; W — скорость; e и e_v — среднее число колебательных квантов на одну молекулу O_2 , соответствующее T и T_v ; H_i — молярная энтальпия компоненты i ; τ_{vi} — время колебательной релаксации молекул O_2 при их столкновении с компонентой i ; K_p — константа равновесия реакции диссоциации-рекомбинации при наличии равновесия по колебательным степеням свободы, причем m , e , e_v , K_p , H_i , k_{di} и τ_{vi} определяются по выражениям:

$$m = \left(\sum_{j=1}^3 \gamma_j \right)^{-1}, \quad e = \left(\exp \frac{\theta}{T} - 1 \right)^{-1}$$

$$e_v = (\exp \theta / T_v - 1)^{-1}, \quad K_p = \exp [(2\Phi_1 - \Phi_2) / R]$$

$$H_1 = T^2 \Phi_1', \quad H_2 = T^2 \Phi_2' - R\theta(e - e_v), \quad H_3 = T^2 \Phi_3'$$

$$k_{di} = A_i T^{m_i} \exp(-D_i / T), \quad \tau_{vi} = B_i + C_i T^{m_i} \exp(d_i T^{l_i}).$$

Здесь и ниже Φ_i ($i=1, 2, 3$) — приведенные термодинамические потенциалы соответствующих компонент, зависящие от T и находимые по интерполяционным формулам [14]; Φ_i' — их первые производные по T ; A_i , n_i и B_i , C_i , m_i , d_i , l_i — экспериментально определяемые коэффициенты, которые в рассматриваемом случае равны: $\ln A_1 = 27,753$, $n_1 = -0,5$, $\ln A_2 = -43,835$, $n_2 = 2,5$, $\ln A_3 = 23,936$, $n_3 = -0,5$ в соответствии с [12, 13, 15] и $B_1 = 0,306 \cdot 10^{-7}$, $C_1 = -0,218 \cdot 10^{-12}$, $m_1 = 1$, $d_1 = l_1 = 0$, $B_2 = 0$, $C_2 = 0,1174 \cdot 10^{-13}$, $m_2 = 1$, $d_2 = 0,1534 \cdot 10^3$, $l_2 = -0,333$, $B_3 = 0$, $C_3 = 0,1586 \cdot 10^{-13}$, $m_3 = 1$, $d_3 = 0,1731 \cdot 10^3$, $l_3 = 0,333$ в соответствии с [16–18]. Размерности получаемых при этом констант: k_{di} — м³/моль·с, τ_{vi} — атм·с.

Решение задачи сводится к тому, что при известных значениях всех параметров течения для $x = x_0$ (начальными данными служат равновесные значения параметров в форкамере сопла при заданных $x_{O_2}^0$: x_{Ar}^0 , p_0 и T_0) определяются шаг за шагом их значения для $x = x_1 = x_0 + \Delta x$. Идея применяемого метода численного решения [19] состоит в том, что, представляя искомые значения параметров f_m , а именно w , p , ρ , T , e_v , γ_1 и γ_2 , в виде

$$(1.2) \quad f_{m1} = \Gamma_{f_m} \exp k_{f_m}$$

вначале находим не сами значения f_{m1} , в показатели k_{f_m} . Для определения последних используется система линейных уравнений, которая получается при подстановке представлений (1.2) в уравнения исходной системы. Дифференциальные уравнения этой системы перед подстановкой заменяются разностными по схеме

$$f_{m1} = f_{m0} + 0,5 \left[\left(\frac{df_m}{dx} \right)_0 + \left(\frac{df_m}{dx} \right)_1 \right] \Delta x.$$

Далее проводится разложение $\exp k_{f_m}$ в степенной ряд и отбрасывание членов порядка $k_{f_m}^2$ и выше. Тогда

$$(1.3) \quad c_{sw}\Gamma_w k_w + c_{sp}\Gamma_p k_p + c_{s\rho}\Gamma_\rho k_\rho + c_{sT}\Gamma_T k_T + c_{sev}\Gamma_{ev} k_{ev} + \\ + c_{s\gamma_1}\Gamma_{\gamma_1} k_{\gamma_1} + c_{s\gamma_2}\Gamma_{\gamma_2} k_{\gamma_2} = c_s \quad (s=1, 2, \dots, 7)$$

где $c_{sw}, c_{sp}, c_{s\rho}, c_{sT}, c_{sev}, c_{s\gamma_1}, c_{s\gamma_2}$ — взятые с обратным знаком производные по $\Gamma_w, \Gamma_p, \Gamma_\rho, \Gamma_T, \Gamma_{ev}, \Gamma_{\gamma_1}, \Gamma_{\gamma_2}$ от правых частей c_s . Последние определяются следующими выражениями:

$$c_1 = \Gamma_\rho (W_0 + \Gamma_w) (\gamma_{20} - \Gamma_{\gamma_2}) / \Delta x - N_{20}' - N_{2\Gamma}'$$

$$c_2 = \Gamma_\rho (W_0 + \Gamma_w) (\gamma_{10} - \Gamma_{\gamma_1}) / \Delta x + 2N_{20}' + 2N_{2\Gamma}'$$

$$c_3 = (W_0 + \Gamma_w) \ln \left(\frac{e_{v0}}{\Gamma_{ev}} \right) / \Delta x + e'_{ve0} + N_{2e0}' + e'_{ve\Gamma} + N_{2e\Gamma}$$

$$c_4 = \ln \frac{\Gamma_p m}{(\Gamma_\rho R \Gamma_T)}$$

$$c_5 = \sum_{j=1}^3 \gamma_{j0} H_{j0} + 0,5 W_0^2 - \sum_{j=1}^3 \Gamma_{\gamma_j} H_{j\Gamma} - 0,5 \Gamma_w^2$$

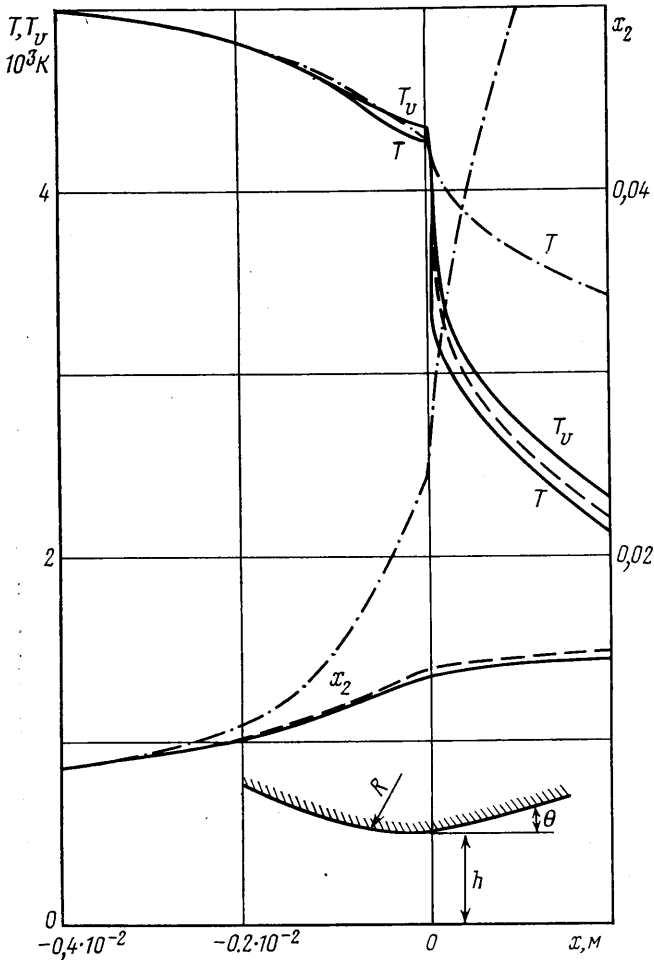
$$c_6 = 2(p_0 - \Gamma_p) - (\rho_0 W_0 + \Gamma_p \Gamma_w) (\Gamma_w - W_0), \quad c_7 = \ln \left[\frac{F_0 \rho_0 W_0}{\Gamma_1 \Gamma_\rho \Gamma_w} \right]$$

где подстрочный индекс Γ у функции означает, что она вычисляется при значениях $W, p, \rho, T, e_v, \gamma_1, \gamma_2$, равных Γ_{j_m} .

Система (1.3) решалась с помощью итераций, причем в каждом приближении N полагалось $\Gamma_{f_m}^{(N)} = f_{m1}^{(N-1)}$ ($\Gamma_{f_m}^{(0)} = f_{m0}$). Такой выбор Γ_{f_m} позволяет считать определение параметров при данном $x = x_1$ законченным, когда после очередного N значения $k_{f_m}^{(N)}$ становятся меньше некоторой наперед заданной малой величины ϵ .

Заметим, что таким образом организованный итерационный процесс сходится в широком диапазоне изменения параметров: $(1/e) < < abs(f_{m1}/f_{m0}) < e$. Это позволяет успешно использовать данный метод решения во всей исследуемой области течения, в том числе при вызывающем трудности расчете околоравновесных зон течения. Известно также, что при задании профиля сверхзвукового сопла (но не какого-либо другого параметра) возникают специфические трудности численного решения одномерных уравнений стационарного течения несовершенного газа. Они связаны, во-первых, с получением решения, соответствующего сверхзвуковому режиму истечения из сопла, и, во-вторых, с необходимостью прохода через особую точку типа седла, которая расположена в сечении, где число Маха потока (определенное по замороженной скорости звука) равно единице.

В данной работе, как и в [20], решение, соответствующее сверхзвуковому режиму истечения, обеспечивалось путем автоматического подбора расхода газа Q через сопло, а для прохода особой точки использовался следующий способ. В двух сечениях сопла, расположенных в окрестности особой точки (в «горле» сопла $x_0 = 0$ и на некотором расстоянии от него $x_1 > 0$), задавались не $F(x_0)$ и $F(x_1)$, а значения скорости W . Значения $W(x_0)$ и $W(x_1)$ подбирались автоматически такими, чтобы после решения



Фиг. 1

по указанному выше принципу системы уравнений (1.1) для $x=x_0$ и $x=x_1$ значения $F(x_0)=Q/[\rho(x_0)W(x_0)]$ и $F(x_1)=Q/[\rho(x_1)W(x_1)]$ соответствовали заданному профилю.

2. Результаты исследования и их обсуждение. В связи с многопараметричностью задачи данное исследование было ограничено расчетом течений только в соплах одного класса, а именно плоских с профилем $F(x)$, описываемым двумя кривыми: дугой окружности $F(x)=R+h-\sqrt{R^2-x^2}$ при $R < x \leq 0$ и прямой $F(x)=h+x \operatorname{tg} \theta$ при $x > 0$, которые соответствуют до- и сверхзвуковым частям сопла (фиг. 1). Больше того, приводимые и обсуждаемые ниже результаты получены при расчете течений в сопле, характеризуемом только одним набором определяющих геометрических характеристик: $R=0,4 \cdot 10^{-2}$ м, $h=0,1 \cdot 10^{-2}$ м и $\operatorname{tg} \theta=0,2679$ ($\theta=15^\circ$), но в соответствии с целью исследования при различных наборах определяющих термодинамических параметров: соотношениях $x_{\text{O}_2}^0 : x_{\text{Ar}}^0$ в диапазоне (1:0) ... (0,01:0,99), давлении p_0 и температуре T_0 в диапазоне 10 ... 20 атм и 4000 ... 6000 К.

Учет взаимного влияния физико-химических процессов в рассмотренном диапазоне параметров оказывает существенное влияние в основном

на колебательную температуру молекул O_2 и менее заметно на их концентрацию (равно как и на концентрацию атомов O). Поэтому представленные ниже результаты касаются значений колебательной температуры T_v (и, естественно, поступательной температуры T — это дает возможность судить о степени колебательной неравновесности), а также значений (молярной) концентрации молекул кислорода x_2 .

Результаты, представленные на фигурах сплошными линиями, относятся к случаю расчета течений в до- и сверхзвуковой частях сопла с использованием описанной кинетической модели (именуемой ниже моделью $CVDV$), которая учитывает взаимное влияние колебаний и диссоциации-рекомбинации молекул O_2 . Для сравнения на ряде графиков даны штриховыми линиями результаты расчета с использованием модели (именуемой ниже моделью CV), которая не учитывает взаимного влияния этих процессов. Эти результаты получены при решении системы (1.1), в правых частях которой полагалось $A=1$ и $N_{2e}'=0$. Штрихпунктирными линиями на фигурах даны результаты расчета, проведенного в предположении полного термодинамического равновесия как в до-, так и сверхзвуковой частях сопла.

На фиг. 1 и 2 приведено распределение T_v , T , x_2 по длине сопла в его до-, транс- и сверхзвуковой частях, полученное при $x_{O_2}^0=0,1$ ($x_{Ag}^0=0,90$), $p_0=15$ атм и $T_0=5000$ К. Видно, что при этих параметрах течение газа типично неравновесное: оно отличается от равновесного и отнюдь не заморожено ни по физическому, ни по химическому процессам.

Уже в дозвуковой части модель $CVDV$ дает значения T_v и x_2 , несколько отличающиеся от значений, полученных при использовании модели CV . Последняя, однако, не дает отличия T_v от T (на графике они неразличимы).

В трансзвуковой части перед «горлом» сопла картина аналогична описанной, однако различие в T_v и x_2 более заметно.

В сверхзвуковой части модель $CVDV$ дает значения T_v , существенно отличающиеся от значений, полученных при использовании модели CV . Последняя в свою очередь дает T_v , заметно отличающиеся от T . Однако если первое различие с ростом x становится весьма существенным, то второе (так же как и различие в x_2) остается примерно на одном уровне.

В целом использование модели $CVDV$ обнаруживает наличие колебательной неравновесности по всей длине сопла, весьма существенной в сверхзвуковой его части. Более того, модель $CVDV$ обнаруживает принципиально новый эффект: при $x \geq 0,02$ м (вниз по течению) начинается рост колебательной температуры T_v , который сохраняется вплоть до среза сопла.

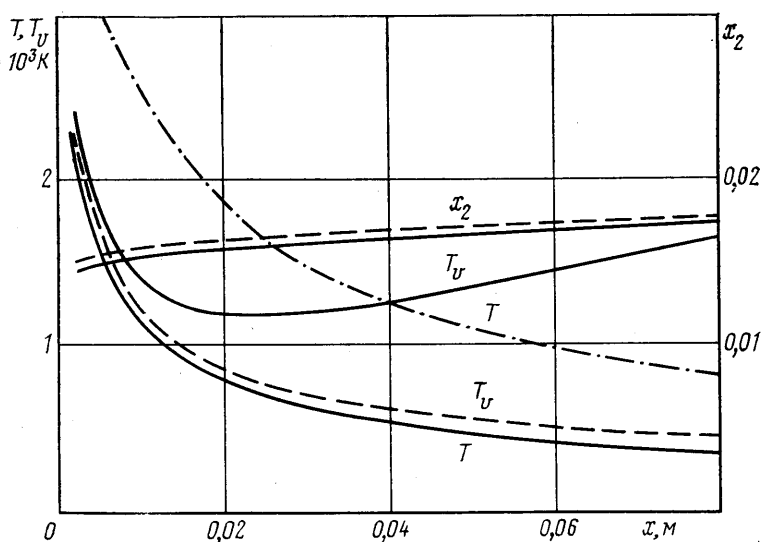
Как показывает анализ результатов расчетов, этот рост обусловлен увеличением e_v , которое связано с процессом рекомбинации атомов O (образованием молекул O_2 , приобретающих при каждом акте рекомбинации определенный запас колебательной энергии) и которое (в данном случае при $x \geq 0,02$ м) начинает преобладать над уменьшением e_v , связанным с процессом дезактивации молекул O_2 . Следует отметить, что, как показывают результаты расчетов, обсуждаемый эффект роста T_v вниз по течению имеет место не при любых соотношениях O_2 и Ag в исходной смеси.

На фиг. 3 для различных сечений сопла (сечения $x=0,03$; $0,06$ и $0,09$ м обозначены цифрами 1, 2 и 3 соответственно) приведено полученное при $p_0=15$ атм и $T_0=5000$ К изменение T_v и T в зависимости от содержания в исходной смеси молекулярного кислорода $x_{O_2}^0$. Здесь видно, что эффект роста T_v вниз по течению наблюдается при $0,02 \leq x_{O_2}^0 \leq 0,20$ ($0,98 \geq x_{Ag}^0 \geq 0,080$), достигая своего максимального проявления при $0,03 \leq x_{O_2}^0 \leq 0,10$ ($0,97 \geq x_{Ag}^0 \geq$

$\geq 0,90$). Кроме того, в отличие от зависимости $T(x_{O_2}^\circ)$ кривая $T_v(x_{O_2}^\circ)$, даваемая моделью $CVDV$, имеет или два минимума, или (как и кривая $T_v(x_{O_2}^\circ)$, даваемая моделью CV) один.

Исходя из физических соображений, подтверждаемых результатами расчетов, указанное немонотонное изменение T_v в зависимости от $x_{O_2}^\circ : x_{Ar}^\circ$ можно объяснить соотношением характерных времен химической реакции и колебательной релаксации, соответствующих протекающим в сопле процессам рекомбинации атомов O и дезактивации молекул O_2 при столкновении с различными компонентами M_i .

При низких концентрациях молекулярного газа в смеси с инертным разбавителем правомерно поставить вопрос о применимости использован-



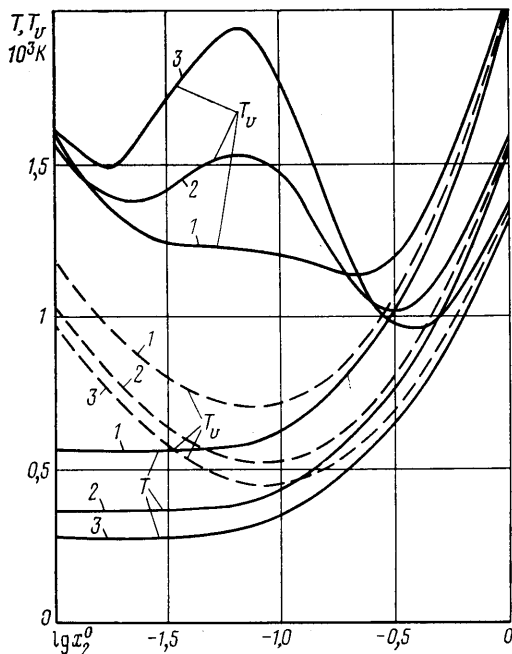
Фиг. 2

ной здесь кинетической модели, предполагающей наличие в молекулярном газе колебательной температуры, т. е. установление больцмановского распределения населенностей под влиянием быстрого колебательно-колебательного обмена. Действительно, именно отсутствие этого процесса является одной из причин, вынуждающих авторов работ [1, 2] решать задачу «уровневой кинетики», т. е. исследовать населенности отдельных колебательных уровней в процессе охлаждения газа, не вводя понятие температуры. Имеющиеся, однако, в настоящее время данные [21] указывают на то, что по крайней мере в диапазоне температур, при которых наблюдается отмеченное выше немонотонное поведение колебательной энергии охлаждающегося газа, и для нижних колебательных уровней, определяющих запас колебательной энергии, вероятности колебательно-колебательного обмена на несколько порядков превышают вероятности колебательно-поступательной релаксации. Это оправдывает использование здесь понятия «колебательная температура газа», во всяком случае при концентрациях молекул O_2 , превышающих 1%.

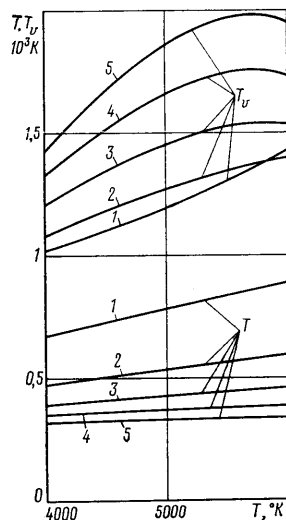
Если учет влияния процессов диссоциации-рекомбинации на колебательную релаксацию приводит к существенным изменениям в характере поведения T_v при течении исследуемой газовой смеси в соплах, то учет обратного влияния оказывается в рассмотренном диапазоне параметров не столь существенным. Как показывают результаты расчетов, наличие колебательной неравновесности приводит к некоторому замед-

лению процесса рекомбинации атомов О и как следствие к небольшому уменьшению содержания молекул O_2 , причем кривая изменения x_2 как по длине сопла, так и в зависимости от $x_{O_2}^\circ$ лишена каких бы то ни было экстремумов.

Вышеописанный характер изменения T_v (и x_2) прослеживается во всем рассмотренном диапазоне p_0 и T_0 . Об этом, в частности, свидетельствует фиг. 4, где для различных сечений сопла (сечения $x=0,02; 0,04; 0,06;$



Фиг. 3



Фиг. 4

0,08; 0,10 м обозначены цифрами 1, 2, 3, 4, 5 соответственно) приведено полученное при $x_{O_2}^\circ=0,10$ ($x_{Ar}^\circ=0,90$) изменение T_v и T в зависимости от T_0 при $p_0=15$ атм.

3. Заключение. Все результаты, представленные в настоящей работе, получены при использовании значений констант скоростей реакции k_{di}^v и времен колебательной релаксации τ_{vi} , которые находятся по приведенным выше выражениям, взятым из [12–13, 15–18]. Некоторые из этих значений, скажем, для τ_{vi} , в настоящее время требуют дополнительной экспериментальной проверки. Поэтому при расчетах, которые, возможно, будут проводиться при более точных значениях k_{di}^v и τ_{vi} (и использовании аналогичной описанной выше кинетической модели), могут получиться результаты, несколько отличающиеся от представленных здесь. Вместе с тем можно считать установленным, что использование описанной в работе модели приводит к тому, что при расчете течения в сверхзвуковом сопле колебательно-неравновесного диссоциированного кислорода, смешанного с аргоном (для параметров форкамеры $p_0=10 \dots 20$ атм, $T_0=4000 \dots 6000$ К), во-первых, в сечении сопла имеет место существенно монотонное изменение колебательной температуры T_v в зависимости от содержания в исходной смеси молекулярного кислорода $x_{O_2}^\circ$; во-вторых, для кривых $T_v(x_{O_2}^\circ)$ в сечениях сопла характерно наличие или одного минимума (в трансзвуковой части течения), или двух минимумов (в сверхзвуковой части течения); в-третьих, максимум $T_v(x_{O_2}^\circ)$ имеет место при значе-

ниях $x_{O_2} = 3 \dots 10\%$ ($x_{Ar} = 97 \dots 90\%$). Именно в этом диапазоне $x_{O_2} : x_{Ar}$ оказывается наиболее существенным взаимное влияние физико-химических процессов, которое приводит к росту T_0 вниз по течению. Этот эффект представляет интерес в связи с разработкой устройств, в которых колебательная неравновесность газа в потоке наиболее важна (см., например, [22]). Обнаруженная здесь немонотонность изменения колебательной температуры в потоке легко может быть проверена в соответствующих экспериментах.

В заключение авторы выражают благодарность С. А. Лосеву и Е. Г. Колесниченко за помощь в формулировке кинетической модели и обсуждении результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bray K. N. C., Pratt N. H. Conditions for significant gasdynamically induced vibration-recombination coupling.— Proc. 14th Intern. Sympos. on combustion, Berkeley, 1966. Pittsburg, Pennsylvania, 1967.
2. Куценко Б. В., Лосев С. А. О кинетике рекомбинации атомов в газе высокой температуры.— Кинетика и катализ, 1970, т. 11, № 4.
3. Кузнецов Н. М. Колебательная релаксация в рекомбинирующем расширяющемся газе.— Теплофиз. высоких температур, 1966, 4, № 2.
4. Васильев В. М., Куликов С. В., Скребков О. В. О расчете химически и колебательно-неравновесного течения многокомпонентного газа через сопло.— ПМТФ, 1977, № 4.
5. Генич А. П., Куликов С. В., Манелис Г. Б., Мягков Ю. П. Взаимное влияние атомной рекомбинации и колебательной релаксации Br_2 в условиях сверхзвукового расширения в сопле.— ПМТФ, 1977, № 1.
6. Саяпин Г. Н. Неравновесные течения кислорода и азота в соплах с учетом возбуждения колебательных степеней свободы.— Уч. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 6.
7. Макаров В. Н., Шаталов О. П. Колебательная дезактивация молекулярного кислорода в охлаждающемся потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 2.
8. Hammerling P., Teare J. D., Kivel B. Theory of radiation from luminous shock waves in nitrogen.— Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 4.
9. Кузнецов Н. М. Взаимосвязь процессов колебательной релаксации и диссоциации двухатомных молекул.— Докл. АН СССР, 1965, 164, № 5.
10. Осипов А. И. Термическая диссоциация двухатомных молекул при высоких температурах.— Теорет. и эксперимент. химия, 1966, т. 2, № 5.
11. Treanor C. E., Marrone P. V. Effect of dissociation on the rate of vibrational relaxation.— Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 9.
12. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965.
13. Шаталов О. П. О диссоциации молекулярного кислорода в отсутствие колебательного равновесия.— Физ. горения и взрыва, 1973, т. 9, № 5.
14. Гурвич Л. В., Ртищева Н. П. Аналитическое представление табулированных значений термодинамических свойств газов.— Теплофиз. высоких температур, 1965, 3, № 1.
15. Wray K. L. Shock-tube study of the recombination of O atoms by Ar catalysts at high temperatures.— J. Chem. Phys., 1963, vol. 38, No. 7.
16. Breen J. E., Quyy R. B., Glass G. P. Vibrational relaxation of O_2 in the presence of atomic oxygen.— J. Chem. Phys., 1973, vol. 59, No. 1.
17. Лосев С. А., Генералов Н. А. К исследованию явлений возбуждения колебаний и распада молекул кислорода при высоких температурах.— Докл. АН СССР, 1961, 141, № 5.
18. Лосев С. А., Шаталов О. П. Колебательная релаксация молекул кислорода в смеси с аргоном при температурах до $10\,000^\circ\text{K}$.— Химия высоких энергий, 1970, т. 4, № 3.
19. Душин В. К. Метод численного решения уравнений химической кинетики.— Научн. тр. Ин-та мех. МГУ, 1973, № 21.
20. Душин В. К., Лосев С. А. Кинетика рекомбинации двуокиси азота, серы и углерода при течении газа в сопле.— Научн. тр. Ин-та мех. МГУ, 1976, № 43.
21. Никитин Е. Е., Осипов А. И. Колебательная релаксация в газах.— Кинетика и катализ, т. 4. М., 1977, стр. 73 (Итоги науки и техники, ВИНТИ).
22. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.