УДК 536.24+536.46:533.6

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИНЕТИЧЕСКОМ ГОРЕНИИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПОРИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. Л. ДОРОТ, Ю. В. ЛАПИН, М. Х. СТРЕЛЕЦ

(*Ленинград*)

Излагается метод расчета турбулентного слоя на пористой пластине при произвольной скорости химической реакции, протекающей между вдуваемым в пограничный слой веществом и окислителем, который содержится во внешнем потоке. В основу исследования положена двухслойная схема турбулентного пограничного слоя. Числа Прандтля и Шмидта принимаются постоянными поперек ламинарного подслоя и равными их значниям на стенке. Турбулентные аналоги этих чисел предполагаются равными единице. Приводятся результаты расчетов профилей концентраций и температур в пограничном слое, тепловых потоков на стенке и других параметров при вдуве окиси углерода в поток воздуха, в котором кислород полностью диссоциирован.

В большинстве теоретических работ, посвященных проблеме течения химически активных смесей в турбулентном пограничном слое на пористой поверхности, рассматриваются течения либо с реакциями только на поверхности [1–3], либо с реакциями в газовой фазе, протекающими с очень большими скоростями (диффузионное горение) [4–6]. В последнем случае зону реакции (фронт пламени) в пограничном слое можно считать бесконечно тонкой поверхностью по сравнению с толщиной пограничного слоя. На этой поверхности концентрации окислителя и горючего обращаются в нуль, а диффузионные потоки этих компонентов находятся в стехиометрическом соотношении.

Режимы течения, при которых скорость химической реакции (горения) соизмерима со скоростью переноса (диффузии) компонент в пограничном слое остаются мало исследованными. Качественное описание таких режимов течения было дано в известной работе Я. Б. Зельдовича [7]. В работе [8] был предложен метод расчета трения на плоской пористой пластине при произвольной скорости химической реакции, протекающей между вдуваемым в пограничный слой веществом и окислителем (кислородом), содержащимся во внешнем потоке. При этом числа Прандтля и Шмидта и их турбулентные аналоги принимались равными единице. Допущение о равенстве единице чисел Прандтля и Шмидта при расчете теплообмена (особенно если в пограничный слой вдуваются легкие компоненты, такие, например, как водород) может привести к неточным результатам. В этом случае необходим достаточно аккуратный учет влияния переносных свойств смеси в ламинарном подслое (вязкости, теплопроводности, диффузии) на тепло- и массообмен в пограничном слое.

В данной работе в отличие от работы [8] рассмотрение течения в пограничном слое ведется в предположении, что числа Прандтля и Шмидта постоянны поперек ламинарного подслоя и равны их значениям на поверхности пластины. Турбулентные аналоги чисел Прандтля и Шмидта здесь, так же как и в [8], принимаются равными единице. Химические реакции на поверхности предполагаются замороженными. При расчете диффузии в ламинарном подслое учитывается только массовая диффузия, а вкладом баро- и термодиффузии в перенос вещества пренебрегается. Влиянием диффузионного термоэффекта на перенос энергии также пренебрегается.

1. Постановка задачи. Рассмотрим обтекание газовым потоком плоской пористой пластины, сквозь поверхность которой в пограничный слой вдувается газообразное вещество, химически реагирующее с компонентами внешнего потока. Примем двухслойную схему турбулентного пограничного слоя (ламинарный подслой — турбулентное ядро).

Дифференциальные уравнения переноса энергии и вещества в ламинарном подслое, записанные в переменных Крокко, имеют вид [9]

$$\rho u \frac{\mu}{\tau}\frac{\partial H}{\partial x}+\frac{\partial \tau}{\partial u}\frac{\partial H}{\partial u}=\frac{\partial}{\partial u}\left\{\tau\left[\frac{1}{P}\frac{\partial H}{\partial u}+\frac{1}{P}\sum_i (L_i-1)(h_i+h_{i0})\times \right.\right.$$
$$\left.\left.\times\frac{\partial c_i}{\partial u}+\left(1-\frac{1}{P}\right)u\right]\right\}. \tag{1.1}$$

$$\rho u \frac{\mu}{\tau}\frac{\partial c_i}{\partial x}+\frac{\partial \tau}{\partial u}\frac{\partial c_i}{\partial u}=\frac{\mu}{\tau}w_i+\frac{\partial}{\partial u}\left(\frac{\tau}{S_i}\frac{\partial c_i}{\partial u}\right) \tag{1.2}$$

В турбулентном ядре в предположении о равенстве единице турбулентных аналогов чисел Прандтля и Шмидта те же уравнения в переменных Крокко записываются в форме [9]

$$\rho u \frac{\varepsilon}{\tau}\frac{\partial H}{\partial x}=\tau\frac{d^2 H}{\partial u^2} \tag{1.3}$$

$$\rho u \frac{\varepsilon}{\tau}\frac{\partial c_i}{\partial x}=\frac{\varepsilon}{\tau}w_i+\tau\frac{\partial^2 c_i}{\partial u^2} \tag{1.4}$$

Здесь x и u соответственно координата и составляющая скорости вдоль пластины, ρ — плотность газа, τ — напряжение трения, μ и ε — коэффициенты динамической и турбулентной вязкости, c_i — массовая концентрация i-й компоненты, w_i — массовая скорость образования i-й компоненты в единице объема, $S_i=\mu/\rho D_i$ — эффективное число Шмидта, $L_i=\rho D_i c_p/\lambda$ — эффективное число Льюиса, $P=\mu c_p/\lambda$ — число Прандтля, λ — коэффициент теплопроводности смеси, c_p — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении, D_i — эффективный коэффициент диффузии [9], h_i — энтальпия i-й компоненты, T — температура газа, c_{pi} — удельная теплоемкость i-й компоненты при постоянном давлении, H — полная энтальпия газа, выражаемая равенством

$$H=h+{}^1/_2u^2,\qquad h=\sum_i c_i(h_i+h_{i0}),\qquad h_i=c_{pi}T\qquad (c_{pi}=\mathrm{const}) \tag{1.5}$$

h_{i0} — энтальпия образования i-й компоненты при стандартных условиях.

Для установления приближенной связи между профилями полной энтальпии, концентраций и скоростей примем упрощающее допущение о локальном подобии ($\partial c_i/\partial x=\partial H/\partial x=0$) [9], а также будем считать, что числа Прандтля и Шмидта постоянны поперек ламинарного подслоя и равны их значениям на стенке, т. е.

$$P=\mathrm{const}=P_w,\qquad S_i=\mathrm{const}=S_{iw}.$$

В этом случае исходные уравнения (1.1) — (1.4) упрощаются и принимают вид

$$\frac{d\tau^\circ}{dU}\frac{dH^\circ}{dU}=\frac{dq^\circ}{dU},\qquad \tau^\circ=\tau/\tau_w,\qquad H^\circ=H/h_\infty,\qquad U=u/u_\infty \tag{1.6}$$

$$q^\circ=\frac{\tau_i^\circ}{P}\left[\frac{dH^\circ}{dU}+\sum_i (L_i-1)(h_i^\circ+h_{i0}^\circ)\frac{dc_i}{dU}+(P-1)(\gamma-1)M_\infty^2U\right]$$

$$\frac{d^2c_i}{dU^2}=\frac{(S_i-1)}{\tau^\circ}\frac{d\tau^\circ}{dU}\frac{dc_i}{dU}-S_iu_\infty^2\frac{\mu}{\tau^2}w_i \tag{1.7}$$

в ламинарном подслое, и

$$\frac{d^2H^\circ}{dU^2}=0 \tag{1.8}$$

$$\frac{d^2c_i}{dU^2}=-u_\infty^2\frac{\varepsilon}{\tau^2}w_i \tag{1.9}$$

в турбулентном ядре. Здесь M — число Маха, $\gamma = c_p / c_v$, c_v — удельная теплоемкость смеси при постоянном объеме, индексом ∞ обозначены параметры на внешней границе пограничного слоя.

Граничные условия для уравнений (1.6) — (1.9) могут быть записаны в виде

$$
\begin{aligned}
&H^\circ = H_w^\circ, \quad c_i = c_{iw} \quad \text{при } U = 0,\\
&H^\circ \to H_\infty^\circ, \quad c_i \to c_{i\infty} \quad \text{при } U \to 1
\end{aligned}
\tag{1.10}
$$

К условиям (1.10) необходимо добавить условие сохранения i-й компоненты на стенке [9]

$$
\left(\frac{dc_i}{dU}\right)_w = S_i B\left[c_{iw} - (c_{iw})_-\right], \qquad B = \frac{\rho_w v_w u_\infty}{\tau_w}
\tag{1.11}
$$

Здесь B — параметр вдува, v — скорость по нормали к поверхности пластины; индексом w обозначены параметры на стенке; $(c_{iw})_-$ — концентрация i-й компоненты внутри стенки.

Для напряжения трения τ в пограничном слое примем обычное допущение о линейной зависимости τ от скорости

$$
\tau^\circ = \tau / \tau_w = 1 + BU
\tag{1.12}
$$

2. Связь между профилями концентраций и скоростей. Принимая во внимание соотношение (1.12), проинтегрируем формально уравнение (1.7) дважды. Определяя постоянные интегрирования из граничных условий (1.10) и (1.11), после несложных преобразований получим следующее выражение для профиля концентраций i-й компоненты в ламинарном подслое (при $U \leqslant U_l$):

$$
\begin{aligned}
c_i = c_{iw}(1 + BU) + B(S_i - 1)\left[K_{li}(U) + BI_{li}(U)\right] -\\
- S_i\left[J_{li}(U) + B(c_{iw})_- U\right]
\end{aligned}
\tag{2.1}
$$

Здесь

$$
K_{li}(U) = \int_0^U \frac{c_i dU}{1 + BU}, \qquad I_{li}(U) = \int_0^U dU \int_0^U \frac{c_i dU}{(1 + BU)^2}
$$

$$
J_{li}(U) = (u_\infty^2 / \tau_w) \int_0^U dU \int_0^U \frac{(\mu / \tau)\, w_i}{1 + BU} dU
\tag{2.2}
$$

Индексом l здесь и далее обозначаются параметры на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра.

Для установления связи между профилями концентраций и скоростей в турбулентном ядре проинтегрируем уравнение (1.9) дважды. Определяя постоянные интегрирования из условия на внешней границе ($c_i \to c_\infty$ при $U \to 1$) и условия равенства диффузионных потоков i-й компоненты на границе ламинарный подслой — турбулентное ядро

$$
\frac{1}{S_i}\left(\frac{dc_i}{dU}\right)_{l-0} = \left(\frac{dc_i}{dU}\right)_{l+0}
\tag{2.3}
$$

будем иметь (при $U \geqslant U_l$)

$$
\begin{aligned}
c_i = c_{i\infty} - \left\{\frac{B}{S_i}\left[c_{iw} + \frac{(S_i - 1)\, c_{il}}{1 + BU_l}\right] + B\left[B\dot{I}_{li}(U_l) - (c_{iw})_-\right] -\right.\\
\left. - \dot{J}_{li}(U_l)\right\}(1 - U) + J_{ti}(1) - J_{ti}(U)
\end{aligned}
\tag{2.4}
$$

Здесь

$$\dot I_{li}(U)=\int\limits_0^U \frac{c_i dU}{(1+BU)^2},\qquad \dot J_{li}(U)=(u_\infty{}^2/\tau_w)\int\limits_0^U \frac{(\mu/\tau)\,w_i}{1+BU}dU$$

$$J_{ti}(U)=(u_\infty{}^2/\tau_w)\int\limits_{U_l}^U dU\int\limits_{U_l}^U \frac{(\varepsilon/\tau)\,w_i}{1+BU}dU \tag{2.5}$$

$$c_{il}=\Big\{c_{i\infty}+J_{ti}(1)-\Big[Bc_{iw}/S_i-B(c_{iw})_-+\Big(1-\frac{1}{S_i}\Big)B^2\dot I_{li}(U_l)-$$
$$-\dot J_{li}(U_l)\Big](1-U_l)\Big\}\Big\{1-\Big(1-\frac{1}{S_i}\Big)\frac{B(1-U_l)}{1+BU_l}\Big\}^{-1}$$

Приравнивая правые части соотношений (2.1) и (2.4) на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра и разрешая полученное равенство относительно c_{iw}, найдем значение концентраций i-й компоненты на стенке

$$c_{iw}=\frac{S_i(1+B)-B(1-U_l)}{S_i(1+BU_l)(1+B)}\Big\{\Big[c_{i\infty}+\Big[B(c_{iw})_--\Big(1-\frac{1}{S_i}\Big)B^2\dot I_{li}(U_l)+$$
$$+\dot J_{li}(U_l)\Big](1-U_l)+J_{ti}(1)\Big]\Big[1+\Big(1-\frac{1}{S_i}\Big)\frac{B(1-U_l)}{1+BU_l}\Big]^{-1}+BS_i(c_{iw})_-U_l-$$
$$-(S_i-1)\times B[K_{li}(U_l)+BI_{li}(U_l)]+S_iJ_{li}(U_l)\Big\} \tag{2.6}$$

При $S_i=1$ выражения (2.1) и (2.6) переходят в соответствующие выражения работы [8].

Вводя универсальные координаты

$$\eta=yv_*/\nu_w,\qquad \varphi=u/v_*,\qquad v_*=(\tau_w/\rho_w)^{1/2},\qquad \zeta=u_\infty/v_* \tag{2.7}$$

преобразуем интегральные комплексы $J_{li}(U)$, $\dot J_{li}(U)$, $J_{ti}(U)$ к виду

$$J_{li}(U)=\frac{\zeta^2\nu_w}{\tau_w}\int\limits_0^U dU\int\limits_0^U \frac{w_i}{1+BU}\dot\eta_l dU$$

$$\dot J_{li}(U)=\frac{\zeta^2\nu_w}{\tau_w}\int\limits_0^U \frac{w_i}{1+BU}\dot\eta_l dU \tag{2.8}$$

$$J_{ti}(U)=\frac{\nu_w\zeta^2}{\tau_w}\int\limits_{U_l}^U dU\int\limits_{U_l}^U \frac{w_i}{1+BU}\dot\eta_t dU$$

Здесь величины

$$\dot\eta_l=\Big(\frac{d\eta}{d\varphi}\Big)_l,\qquad \dot\eta_t=\Big(\frac{d\eta}{d\varphi}\Big)_t$$

определяются так же, как и в работе [8]

$$\dot\eta_l=(1+BU)^{-1}$$

$$\dot\eta_t=\varkappa\alpha\exp\Big[\varkappa\zeta\int\limits_{U_l}^U\Big(\frac{\rho/\rho_w}{1+BU}\Big)^{1/2}dU\Big]\qquad(\varkappa=0.4,\ \alpha=11.5) \tag{2.9}$$

$\varkappa$, α — эмпирические постоянные турбулентности, а ν_w — коэффициент кинематической вязкости на стенке.

Значение скорости на границе ламинарного подслоя может быть найдено по формуле [9]

$$(1+BU_l)^{1/2}\ln(1+BU_l)=B(\alpha/\zeta) \tag{2.10}$$

Массовая скорость образования i-й компоненты w_i, являющаяся в общем случае функцией температуры, состава смеси и давления, может быть найдена с точностью до определяемых из опыта постоянных на основе формальной химической кинетики [9].

3. Связь между профилем полной энтальпии и профилем скоростей. Зависимость полной энтальпии от скорости в ламинарном подслое будем искать в виде ряда по степеням продольной скорости U. Принимая во внимание, что $U < 1$, ограничимся тремя членами ряда

$$H^\circ = a_0 + a_1 U + a_2 U^2 \tag{3.1}$$

Используя условия на поверхности, найдем

$$a_0 = H_w^\circ, \quad a_1 = \left(\frac{dH^\circ}{dU}\right)_w, \quad a_2 = \frac{1}{2}\left(\frac{d^2H}{dU^2}\right)_w \tag{3.2}$$

Интегрируя уравнение (1.6) с учетом равенства (1.12), получим

$$q^\circ = q_w^\circ + B(H^\circ + H_w^\circ) \tag{3.3}$$

где

$$q_w^\circ = \frac{1}{P}\left(\frac{dH^\circ}{dU}\right)_w + \Gamma_1, \quad \Gamma_1 = \sum_i (L_i - 1)(h_{iw}^\circ + h_{i0}^\circ)\left(\frac{dc_i}{dU}\right)_w \tag{3.4}$$

а q° — обобщенный тепловой поток.

Используя соотношение (3.2) и (3.4), найдем выражение для коэффициента a_1

$$a_1 = Pq_w^\circ - \Gamma_1 \tag{3.5}$$

Выражение для коэффициента a_2 получим, продифференцировав по U уравнение (1.6) и затем положив $U = 0$. В итоге будем иметь

$$\begin{gathered} a_2 = {}^1/_2 \{q_w^\circ P[B(P-1) - \Gamma_3] - \Gamma_1(BP - \Gamma_3) + \Gamma_2\Gamma_3 - B\Gamma_4 - \\ - (P-1)(\gamma - 1)M_\infty^2\}, \qquad \Gamma_2 = \sum_i (h_{iw}^\circ + h_{i0}^\circ)\left(\frac{dc_i}{dU}\right)_w \end{gathered} \tag{3.6}$$

$$\Gamma_3 = \frac{1}{c_{pw}} \sum_i (L_i - 1)c_{pi}\left(\frac{dc_i}{dU}\right)_w, \quad \Gamma_4 = \sum_i (L_i - 1)(S_i - 1)(h_{iw}^\circ + h_{i0}^\circ)\left(\frac{dc_i}{dU}\right)_w$$

Подставляя значения коэффициентов a_0, a_1 и a_2 в (3.1), получим соотношение, связывающее профиль скоростей и профиль полных энтальпий в ламинарном подслое

$$\begin{gathered} H^\circ = H_w^\circ + (Pq_w^\circ - \Gamma_1)U + \{q_w^\circ P[B(P-1) - \Gamma_3] - \\ - \Gamma_1(BP - \Gamma_3) + \Gamma_2\Gamma_3 - B\Gamma_4 - (P-1)(\gamma-1)M_\infty^2\}U^2/2 \end{gathered} \tag{3.7}$$

Для установления зависимости полной энтальпии от скорости в турбулентном ядре дважды проинтегрируем уравнение (1.8). Постоянные интегрирования определим из условия на внешней границе ($H^\circ \to H_\infty^\circ$ при $U \to 1$) и условия равенства обобщенных тепловых потоков q° на границе ламинарного подслоя [9]. В результате будем иметь

$$H^\circ = H_\infty^\circ - (1 + BU_l)^{-1}[q_w^\circ + B(H_l^\circ - H_w^\circ)](1 - U) \tag{3.8}$$

Полагая в выражении (3.8) $U = U_l$ и разрешая полученное равенство относительно H_l°, найдем

$$H_l^\circ = (1 + B)^{-1}[H_\infty^\circ(1 + BU_l) - (q_w^\circ - BH_w^\circ)(1 - U_l)] \tag{3.9}$$

Приравнивая значения H_l°, определенные по формулам (3.9) и (3.7) на границе ламинарного подслоя, и разрешая полученное равенство относительно q_w°, получаем выражение для безразмерного теплового потока на стенке

$$q_w^\circ = {}^1/_2\{(H_\infty^\circ - H_w^\circ)(1+BU_l)(1+B)^{-1} + \Gamma_1 U_l + [(BP-\Gamma_3)(\Gamma_1 - \Gamma_2\Gamma_3 + B\Gamma_4 + (P-1)(\gamma-1)M_\infty^2)]U_l^2\}\{PU_l + P[B(P-1)-\Gamma_3] U_l^2/2 + (1-U_l)(1+B)^{-1}\}^{-1} \tag{3.10}$$

4. Распределение температуры и плотности в пограничном слое. По известным распределениям полной энтальпии H° и концентраций и соотношениям (1.5) найдем распределение температуры в пограничном слое

$$T = \left[\left(H^\circ - \frac{u_\infty^\circ}{h_\infty}\frac{U^2}{2}\right)h_\infty - \sum_i c_i h_{i0}\right]\left[\sum_i c_i c_{pi}\right]^{-1} \tag{4.1}$$

Используя условие постоянства давления поперек пограничного слоя, уравнение состояния для смеси газов

$$p = \rho RT \sum_i \frac{c_i}{m_i} \tag{4.2}$$

получим распределение плотности в пограничном слое

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \frac{T_\infty}{T}\left(\sum_i \frac{c_{i\infty}}{m_i}\right)\left(\sum_i \frac{c_i}{m_i}\right)^{-1} \tag{4.3}$$

Здесь R — универсальная газовая постоянная, m_i — молекулярный вес i-й компоненты.

5. Определение коэффициентов переноса. В данной работе при проведении конкретных расчетов коэффициент динамической вязкости многокомпонентной смеси определялся по формуле Уилки [10]. Коэффициент теплопроводности многокомпонентной смеси рассчитывался по формуле Масона и Саксены [10]. Коэффициенты вязкости и теплопроводности чистых газов находились по известным формулам кинетической теории газов [11].

Эффективные коэффициенты диффузии определялись по соотношениям, предложенным Г. А. Тирским [12]. С учетом условия сохранения i-й компоненты на стенке (1.11) эти соотношения имеют вид

$$\frac{1}{D_{iw}} = \sum_{j=1}^{N} \frac{c_{jw} m}{D_{ij} m_j}\left\{1 - \frac{c_{iw}[c_{jw} - (c_{jw})_-]}{c_{jw}[c_{iw} - (c_{iw})_-]}\right\} + \frac{c_{iw}}{c_{iw} - (c_{iw})_-} \times$$
$$\times \sum_{k=1}^{N} c_{kw} \sum_{j=1}^{N} \frac{c_{jw} m}{D_{kj} m_j}\left[\frac{(c_{kw})_-}{c_{kw}} - \frac{(c_{iw})_-}{c_{iw}}\right], \quad m = \left(\sum_i \frac{c_i}{m_i}\right)^{-1} \tag{5.1}$$

Коэффициенты диффузии бинарной смеси D_{ij}, входящие в равенство (5.1), определялись по формулам кинетической теории газов [11].

6. Расчет трения. Расчет коэффициента трения c_f на плоской пластине может быть произведен по соотношениям [9]

$$\frac{c_f}{c_{f0}} = \left(\frac{FK}{2N}\right)^2, \quad c_{f0} = 0.0263 R_x^{-1/7}, \quad R_x = u_\infty \rho_\infty x / \mu_\infty$$
$$F = 0.242 c_{f_0}^{-1/2}, \quad K = \int_0^1 \left(\frac{\rho/\rho_\infty}{1+BU}\right)^{1/2} dU \tag{6.1}$$

где N находится из решения трансцендентного уравнения

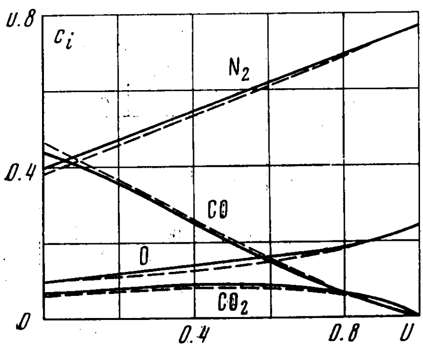
$$N + \lg N = \lg\frac{FK}{2} + \frac{F+G}{2}, \quad G = \lg\frac{\mu_\infty}{\mu_w} \tag{6.2}$$

7. Пример расчета. Изложенный метод расчета является методом последовательных приближений. Порядок расчета и сходимость метода практически остались такими же, как в ранее опубликованной работе [8], поэтому здесь подробно не описываются.

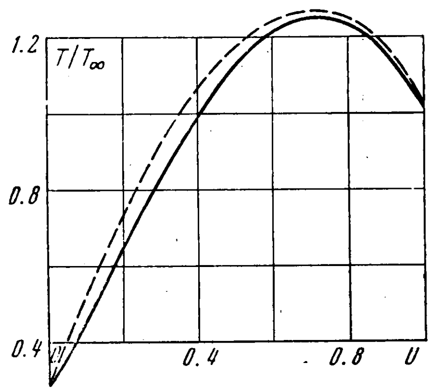
Для иллюстрации метода был проведен расчет турбулентного пограничного слоя на пластине при вдуве окиси углерода CO в поток воздуха, в котором кислород полностью диссоциирован. При этом рассматривалась только одна реакция

$$CO + O \rightleftarrows CO_2$$

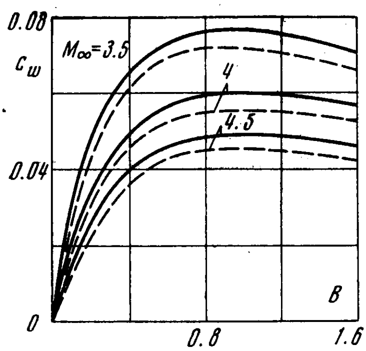
Необходимые для определения массовой скорости образования i-й компоненты w_i константы скоростей прямой и обратной реакции были заимствованы из работы [13].



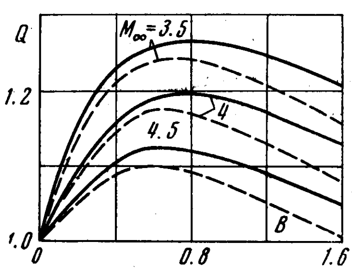
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Результаты расчетов приведены на фиг. 1—6. Сплошные кривые на всех фигурах получены по изложенному выше методу, т. е. при $P = \text{const} = P_w$, $S_i = \text{const} = S_{iw}$, штриховые кривые получены по методу работы [8], т. е. при $P = S_i = 1$.

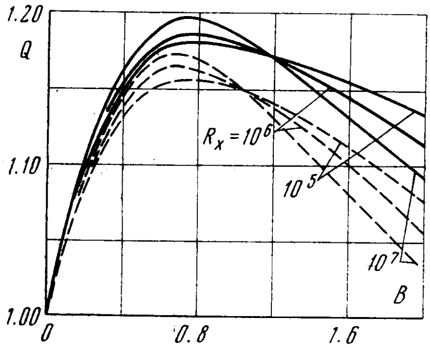
На фиг. 1—2 приведены профили концентраций и температур в пограничном слое, рассчитанные для условий

$$M_\infty = 4, \qquad T_w = 700^\circ \text{ K}, \qquad T_\infty = 2500^\circ \text{ K}, \qquad B = 1$$

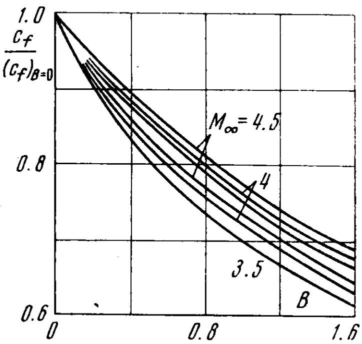
Как видно из графиков, отличие чисел Прандтля и Шмидта от единицы не оказывает заметного влияния на форму профилей.

На фиг. 3 представлена зависимость концентрации углекислого газа на стенке от параметра вдува B ($T_\infty = 2500^\circ$ K, $T_w = 700^\circ$ K, $\rho_\infty = 1$ *г/см*^{3}, $R_x = 10^7$) при различных значениях числа Маха набегающего потока M_∞. Небольшое по абсолютной величине различие в значениях концентрации CO_2 при $P \neq S_i \neq 1$ (сплошные линии) и $P = S_i = 1$ (штриховые линии) приводит к заметному различию тепловых потоков на стенке q_w, зависимость отношений Q которых к потоку при $B = 0$ от параметра вдува B, изображена фиг. 4 (для тех же условий, что и на фиг. 3). Указанное различие обусловлено большой величиной теплоты образования углекислого газа. Наличие максимумов теплового потока (фиг. 4) и концентрации CO_2 (фиг. 3) на стенке объясняется ограниченностью концентрации кислорода во внешнем потоке.

На фиг. 5 приведена зависимость величины Q от параметра вдува B ($M_\infty = 4$, $(Q = q_w / (q_w)_{B=0})$ $T_\infty = 2500°$ K, $T_w = 700°$ K, $\rho_\infty = 1$ г/см^3) при различных числах Рейнольдса.



Фиг. 5



Фиг. 6

Зависимость отношения C коэффициента трения на стенке к коэффициенту трения при $B = 0$ от параметра вдува, иллюстрирующая также влияние числа Маха M_∞ и числа Рейнольдса R_x, представлена на фиг. 6 (три верхние кривые относятся к $R_x = 10^6$, три нижние — к $R_x = 10^7$, цифры у кривых дают значение M_∞).

Поступило 15 I 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Denison M. R. The turbulent boundary layer on chemically active ablating surfaces. J. Aero / Space Sci., 1961, vol. 28, No. 6, pp. 471—480.
2. Сб. «Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое», Новосибирск, 1964.
3. Совершенный В. Д. Многокомпонентный турбулентный пограничный слой на химически активной поверхности. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
4. Лапин Ю. В. Трение и теплообмен в сжимаемом турбулентном пограничном слое при наличии химических реакций, обусловленных вводом инородного вещества. Ж. техн. физ., 1960, т. 30, № 10, стр. 1227—1237.
5. Spalding D. B., Auslander D. M., Sunderam T. R. The calculation of heat and mass transfer through the turbulent boundary layer on a flat plate at high mach numbers, with and without chemical reaction. Supersonic Flow Chem. Proc. and Radiat. Trans. Oxford, London, New York, Paris, Frankfort, Pergamon Press., 1964, pp. 211—276.
6. Максмен Г., Вулдридж К., Маззи Р. Основы теории горения в пограничном слое твердого горючего гибридного топлива. В сб. «Гетерогенное горение», М., «Мир», 1967.
7. Зельдович Я. Б. К теории горения неперемешанных газов. Ж. техн. физ., 1949, т. 19, № 10, стр. 1199—1210.
8. Дорот В. Л., Лапин Ю. В., Стрелец М. Х. Горение в турбулентном пограничном слое на пористой поверхности. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.
9. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М., «Наука», 1970.
10. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
11. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
12. Тирский Г. А. Определение эффективных коэффициентов диффузии в ламинарном пограничном слое. Докл. АН СССР, 1963, т. 155, № 6, стр. 1278—1282.
13. Heicklen J. Gas-phase chemistry of re-entry. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 1.