

вых потоков в окрестности критической точки при турбулентном потоке за счет изменения радиуса затупления тела. Следует иметь в виду, что характер растекания потока зависит от формы тела и зависимость  $Nu_{\text{эксп}}/Nu_{\text{теор}} = f(d)$  для тел разной формы будет различной в количественном отношении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л о й ц я н с к и й Л.Г., Ш в а б Б.А. Влияние турбулентности свободного потока на теплопередачу от сферы. - М.: Труды ЦАГИ, 1935, № 329, с. 21-37.

2. Maisel A.S., Sherwood T.K. Effect of air turbulence on rate of evaporation of water. Chem. Eng. Prog., 1950, 46, p. 172-175.

3. Д ы б а н Е.П., Э п и к Э.Я. Теплоперенос в ламинарном пограничном слое при повышенной турбулентности внешнего потока. Тепло- и массоперенос. Ч. 2, т. I. - Минск, 1972, с. 187-192.

4. Н ь ю м а н Л.В., С п э р р о у Е.М., Э к к е р т Е.Р. Влияние турбулентности свободного потока на локальную теплоотдачу от шара. Теплопередача, сер. С, № I. - М.: Мир, 1972, с. 6-16.

5. Costkowsky V.I., Costello F.A. The effect of free stream turbulence on the heat transfer from the stagnation point of a sphere. Int. J. of Heat and Mass Transfer, 1970, v.13, N8, p. 1382-1386.

УДк: 536.244 + 541.66

Г.А. Глебов, А.М. Молчанов

#### МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ РЕАГИРУЮЩИХ СТРУЙ

Турбулентное течение многокомпонентной газовой смеси в осесимметричной изобарической струе описывается системой уравнений, представленной в работе [1].

Для расчета коэффициента турбулентной вязкости  $\mu_t$  в данной работе используется формула Колмогорова - Прандтля:

$$\mu_t = C_D \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (I)$$

Для расчета кинетической энергии турбулентности  $k$  и скорости диссипации  $\varepsilon$  используются два дополнительных уравнения переноса, которые отличаются от общепринятых тем, что в уравнении для  $\varepsilon$  учитывается влияние завихренности осредненного течения на скорость диссипации турбулентной энергии, а в уравнении для  $k$  учитывается

дополнительная - акустическая диссипация, влияние которой становится существенным при высоких скоростях потока. Идея учета влияния завихренности предложена в работе [2] и конкретно разработана в данной работе.

Акустическая диссипация связана с появлением в уравнении для  $k$  членов, включающих пульсации давления.

Плотность потока энергии, связанного с распространяющимися звуковыми волнами, в волновой зоне равна [3]:

$$j_{\varepsilon} = \frac{\overline{p'^2}}{a_0 \bar{\rho}}, \quad (2)$$

где  $a_0$  - местная скорость звука;  $p$  - давление.

Тогда полная энергия, излучаемая за единицу времени турбулентной средой, имеет следующий порядок:

$$\bar{\rho} \varepsilon_A \sim \frac{\overline{p'^2}}{a_0 \bar{\rho} L} \sim \frac{\bar{\rho} \overline{u'^2}^2}{a_0 L} \sim \frac{\bar{\rho} \sqrt{\overline{u'^2}}}{a_0} \sim \bar{\rho} \varepsilon M, \quad (3)$$

где  $L$  - масштаб турбулентности;  $u'$  - пульсация скорости;  $M = \frac{\sqrt{2k}}{a_0}$ .

Были использованы предположения:

$$\overline{p'^2} \bar{\rho}^{1/2} \sim \bar{\rho}^2 \overline{u'^2}^2; \quad \varepsilon \sim \frac{\overline{u'^2}^{3/2}}{L}; \quad k \sim \overline{u'^2}. \quad (4)$$

Используя вышесказанное, получаем уравнения для  $k$  и  $\varepsilon$  (знаки осреднения опускаем):

$$\rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_r}{\sigma_k} y \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \mu_r \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon (1 + C_A M); \quad (5)$$

$$\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_r}{\sigma_\varepsilon} y \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_{\varepsilon_1}^0 \frac{\varepsilon}{k} \mu_r \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - C_{\varepsilon_2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (6)$$

где  $C_{\varepsilon_1}^0 = C_{\varepsilon_1} - \frac{C_{\varepsilon_2}}{4 C_D} \frac{k}{\varepsilon} \frac{v}{y}$ .

В расчетах использовались следующие значения коэффициентов, входящих в формулы (I), (5), (6):

$$C_D = 0,09; \quad \sigma_k = 1; \quad \sigma_\varepsilon = 1,3; \quad C_{\varepsilon_1} = 1,44; \quad C_{\varepsilon_2} = 1,9.$$

(подобно работе [2]);

$$C_A = 0,29; \quad C_{\varepsilon_3} = 0,29 - \text{получены в данной работе.}$$

Для сравнения проводились расчеты с использованием формул для  $\mu_r$  [4] и [5].

По изложенной методике были проведены расчеты дозвуковых и сверхзвуковых реагирующих и не реагирующих изобарических струй. Расчет проводился в четыре этапа. На каждом этапе результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными.

Последовательность этапов определялась постепенным усложнением задачи. Некоторые результаты представлены на рисунках.

На рис. 1 и 2 приведены результаты расчета низкоскоростных ( $M_j = 0,15$ ) струй с постоянной плотностью.

На рис. 1 кривая 1 соответствует  $C_{e3} = 0$ ; 2 -  $C_{e3} = 0,29$ . На рис. 2 кривая 1 соответствует  $\frac{u'v'}{u_0^2}$ ; 2 -  $\frac{\sqrt{K}}{u_0}$ . Экспериментальные данные использованы из работ [6-8].

Из сравнения профилей скорости с экспериментальным изменением скорости вдоль оси струи выбрано значение коэффициента  $C_A = 0,29$ .

На рис. 3 представлено изменение параметров вдоль оси горячей дозвуковой струи ( $N_2 + \text{воздух}$ ).

Используются экспериментальные данные из работы [9]. Результаты расчета: кривая 1 соответствует  $T$ ; 2 -  $\bar{u}_0$ ; 3 -  $x_{N_2}$ ; 4 -  $x_{H_2O}$ .

На рис. 4 представлены изменения скорости вдоль оси воздушных высокоскоростных струй. Из сравнения результатов с экспериментом выбрано значение коэффициента  $C_A = 0,29$ . Результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными из работы [8], а также с эмпирической формулой, полученной на основе обобщения большого количества экспериментальных данных в широком диапазоне изменения  $M_j$  и  $\bar{\rho}_e = \frac{\rho_e}{\rho_j}$  [10]:

$$\bar{u}_0(\bar{x}) = 1 - \exp\left(\frac{-1}{Kx \rho_e^{0,5} - 0,7}\right), \quad (7)$$

где  $K = 0,08$  ( $I - 0,16M_j$ )  $\bar{\rho}_e^{0,22}$

Результаты расчета: кривая 1 соответствует  $M_j = 0,9$ ;  $T_e = T_j$ ; 2 -  $M_j = 1,37$ ;  $T_e = T_j$ ; 3 -  $M_j = 3$ ;  $\frac{T_e}{T_j} = 0,5$ .

На рис. 5 приведены поперечные ( $\bar{x} = 18$ ) профили массовых концентраций  $N_2$  и  $O_2$  в сверхзвуковой спутной струе  $N_2 + \text{воздух}$  [11]. Некоторые варианты были просчитаны с использованием формул из [4] и [5]. Для существенно дозвуковых режимов совпадение с экспериментальными данными удовлетворительное. Использование формулы из [5] приводит к несколько более медленному расширению струи.

Использование формул из [4] и [5] для расчета сверхзвуковых струй дает совершенно неудовлетворительные результаты. Кривая изменения скорости вдоль оси струи для режима ( $M_j = 3$ ;  $\frac{T_e}{T_j} = 2$ )

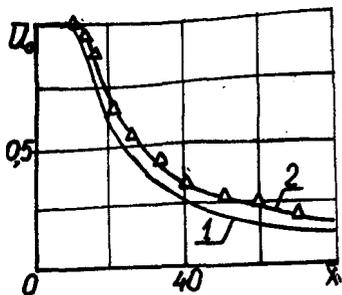


Рис. 1

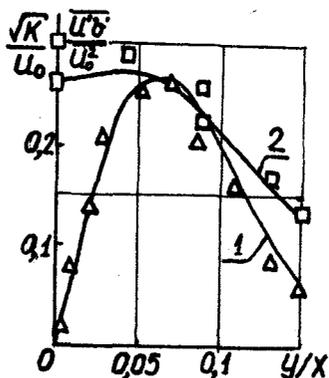


Рис. 2

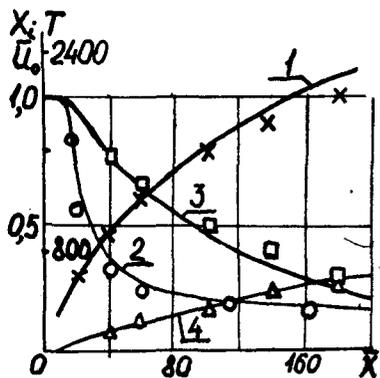


Рис. 3

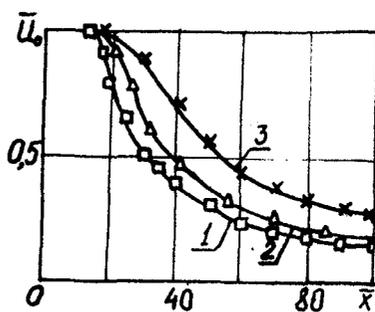


Рис. 4

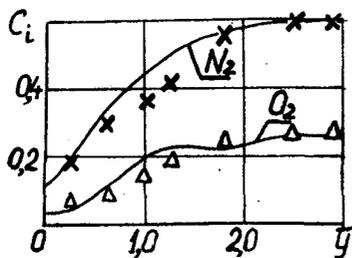


Рис. 5

при использовании формулы из [4] проходит примерно между кривыми 1 и 2 рис. 4.

Расчеты без учета завихренности в формуле (6) приводят к существенно более быстрому расширению струй, чем в эксперименте.

Расчеты без учета акустической диссипации дают приблизительно такие же результаты, как формулы из [4, 5].

На основе сравнения результатов расчета с экспериментальными данными можно сделать следующий вывод: разработанная двухпараметрическая модель турбулентности, в которой учитывается влияние завихренности, а также порождение акустических колебаний взаимодействием вихревых движений с самими собой (КЕ-А-модель) дает хорошее совпадение при использовании ее для расчета дозвуковых и сверхзвуковых, реагирующих и не реагирующих струй.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г л е б о в Г.А., М о л ч а н о в А.М. Влияние характеристик турбулентности на параметры химически реагирующей струи. - В кн.: Тепло- и массообмен при взаимодействии потока с поверхностью. - М.: МАИ, 1981, с. 6-12.

2. П о у п С.Б. Объяснение аномальной разницы в распространении осесимметричной и плоской турбулентной струи. - РТК, т. 16, № 3. - М.: Мир, 1978, с. 109-111.

3. М о н и н А.С., Я г л о м А.М. - Статистическая гидромеханика, ч. II, § 12. - М.: Наука, 1965.

4. Б о н д а р е в Е.Н., Л и с и ч к о Н.Д. Распространение недорасширенной турбулентной струи в спутном сверхзвуковом потоке. - ММГ № 4, 1974, с. 36-41.

5. Д о н а л ь д с о н К.П., Г р е й К.Е. Теоретическое и экспериментальное исследование свободного смешения двух различных сжимаемых газов. - РТК т. 4, № 11. - М.: Мир, 1966, с. 169-180.

6. W y g n a n s k i I., F i e d t e r H. Some measurements in self-preserving jet. *J. Fluid Mech.*, 1969, v. 38, part 3, p.p. 577-612.

7. R o d i W. A review of Experimental Data of Free turbulent boundary Layers. *Studies in Convection. Theory and Application.* Academic Press, 1975.

8. L a u J. C., M o p p i s P. J., F i s h e r M. J. Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter. *J. Fluid Mech.* 1979, v. 93, part 1, p.p. 1-27.

9. Kent J.H. Bilger R.W. 14th Symposium (International) on Combustion, p. 615-625. The Combustion Inst., 1973.

10. Witze P.D. Centerline Velocity Decay of Compressible Free Jets. AIAA, 1974, v.12, N 4, 417-418.

11. Evans J.S., Schaxnayder C.J. Critical influence of finite rate chemistry and unmixedness on ignition and combustion of supersonic  $H_2$  - air streams. AIAA Pap., 1979, N 355.

УДК 536.244: 620.193.4

П.Д. Лебедев, Е.В. Сотняк,  
М.Ю. Федяев, Н.В. Холодков

### МАССООБМЕН ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ НАГРЕВЕ И ОХЛАЖДЕНИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ХИМИЧЕСКИ АКТИВНЫМ ПОТОКОМ

В результате многократного нагрева конструкционных материалов теплонапряженных узлов химически активным потоком с промежуточным охлаждением на поверхности и внутри материала протекают физико-химические процессы, сопровождающиеся его тепло- и массообменом с потоком. Для изучения зависимостей изменения массы  $\Delta G$  от  $\tau$  можно воспользоваться как экспериментальными средствами, так и теоретическими исследованиями высокотемпературного окисления и коррозии [1, 2], диффузии и кинетики [3] теплопроводности и термодеструкции [4].

Из теории окисления и коррозии металлов известно, что окисление с образованием твердых продуктов может описываться логарифмической, параболической, кубической или линейной зависимостями, а также их сочетанием. Для неоднократного нагрева - охлаждения внешнее воздействие на окисляющийся материал можно представить в виде циклов равной длительности. В этом случае процесс окисления представляется в виде зависимостей изменения толщины окисной пленки или веса единицы поверхности материала от числа циклов  $n$ . Используя законы непрерывного окисления, эти изменения могут быть представлены в виде суммы ряда, например, для полного параболического закона окисления.

Если в процессе остывания материала между отдельными циклами происходит изменение защитных свойств окислов или покрытий, то зависимости от времени и от числа циклов различны. Так, например, для простого параболического закона окисления. Графически различные законы непрерывного и циклического окисления приведены на рис. I в условных единицах изменения массы.