

5. Хлопков Ю. И. Статистический метод решения приближенного кинетического уравнения.— Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 4, с. 108.
6. Перепухов В. А. Применение метода Монте-Карло в динамике сильно разреженного газа.— Тр. ЦАГИ, 1972, вып. 1411, с. 54.
7. Laurmann J. A. First collision calculation of cone drag under hypersonic rarefied flow conditions.— Astronaut. Acta, 1967, v. 13, № 4, p. 401.
8. Николаев В. С. Материалы к расчету сопротивления трения и теплопередачи различных тел при гиперзвуковых скоростях потока.— Тр. ЦАГИ, 1964, вып. 937, 350 с.
9. Гусев В. Н., Коган М. Н., Перепухов В. А. О подобии и изменении аэродинамических характеристик в переходной области при гиперзвуковых скоростях потока.— Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 1, с. 24.
10. Kussoy M. J., Horstman C. C. Cone drag in rarefied hypersonic flow.— AIAA Journal, 1970, v. 8, № 2, p. 315.
11. Potter J. L. The transitional rarefied-flow regime.— In: Rarefied gas dynamics. V. 2. N. Y.: Acad. Press, 1967, p. 881.
12. Sims W. H. Drag coefficients of sharp and blunt cones in highly rarefied, supersonic flow.— In: Rarefied gas Dynamics. V. 1. N. Y.: Acad. Press, 1969, p. 575.
13. Smoldern J. J., Wendt J. F., Naveau J., Bramlette T. T. Sphere and cone drag coefficients in hypersonic transitional flow.— In: Rarefied Gas Dynamics. V.1.N.Y.: Acad. Press, 1969, p. 903.
14. Хлопков Ю. И. Характеристики обтекания сферы в переходном режиме при сверх- и гиперзвуковых скоростях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 3, с. 175–178.

Москва

Поступила в редакцию
8.VIII.1980

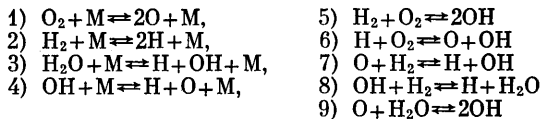
УДК 533.691.4

ТАНГЕНЦИАЛЬНЫЙ ВДУВ ВОДОРОДА В ТУРБУЛЕНТНЫЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

ГРОМОВ В. Г., ЛАРИН О. Б.

Приведены некоторые результаты численного исследования тангенциального вдува молекулярного водорода через плоскую щель в турбулентный сверхзвуковой пограничный слой на пластине. Задача представляет интерес в связи с проблемами тепловой защиты и организации горения в сверхзвуковом потоке. Ряд работ, посвященных анализу течений указанного типа, основывается на упрощающих предположениях, которые относятся к описанию химических реакций (равновесное приближение, модель фронта пламени) [1, 2].

В данной работе используется семикомпонентная модель газа, содержащего Н(1), О(2), ОН(3), Н₂О(4), О₂(5), Н₂(6) и N₂(7) (в скобках дана нумерация компонентов) с учетом следующих неравновесных химических реакций:



Течение описывается системой осредненных уравнений движения Рейнольдса в приближении пограничного слоя, обобщенной на случай многокомпонентной реагирующей смеси [3, 4]. Обусловленные турбулентными пульсациями дополнительные потоки импульса, энергии и массы определяются по формулам типа Буссинеска. Для вычисления коэффициентов турбулентного переноса используется гипотеза длины пути смешения Прандтля с модификацией Ван Дриста, учитывающей наличие вблизи стенки вязкого подслоя. Профиль длины пути смешения $l(y)$ задается непрерывной кусочно-линейной функцией в соответствии с многослойной моделью [5], разработанной для высокоскоростных пристеночных струй. Три характерных значения профиля l_s , l_m и l_b соответствуют трем различным областям в сечении (области струи, области смешения и внешней области пограничного слоя) и определяются

следующим образом:

$$l_s = 0,07s, \quad l_m = 0,09(y_f - y_n) Sm_t, \quad l_b = F(y_e - y_n)$$

$$Z(y_n) = 0,04, \quad Z(y_m) = 0,5, \quad Z(y_f) = 0,99, \quad Z = \frac{c - c_w}{c_e - c_w}$$

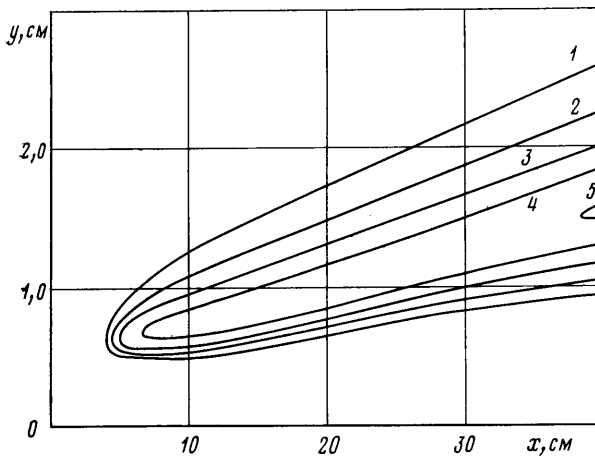
$$F = 0,265 - 0,196H^* + 0,0438H^{*2}$$

$$H^* = \frac{\delta^*}{\theta}, \quad \delta^* = \int_{y_n}^{y_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy, \quad \theta = \int_{y_n}^{y_e} \frac{u}{u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy$$

где s — высота щели, c — весовая концентрация химического элемента H , u — продольная скорость, y_e — расстояние от стенки, на котором $u/u_e = 0,995$. В зависимости от структуры течения в рассматриваемом сечении профиль длины пути смешения содержит от пяти до трех прямолинейных участков.

Предполагается постоянство турбулентных чисел Прандтля и Шмидта: $Pr_t = 0,9$, $Sm_t = 0,9$. Влияние пульсаций на скорости химических реакций не учитывается.

Коэффициенты молекулярного переноса и термодинамические характеристики



Фиг. 1

компонентов смеси вычисляются аналогично [3]. Там же приведены использованные в расчетах константы скоростей химических реакций.

Решение задачи проводится методом конечных разностей на основе неявной двухшаговой итерационной схемы второго порядка точности, позволяющей проводить расчеты во всем диапазоне изменения переменных от замороженного до равновесного режимов течения и обладающей хорошими стабилизирующими свойствами [3, 4].

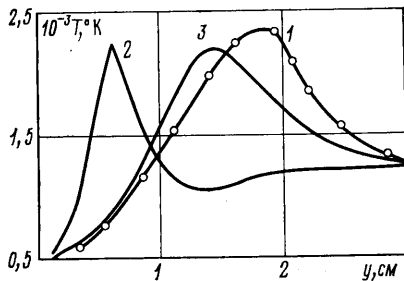
Ниже представлены некоторые результаты расчетов, проведенных для условий, близких к условиям экспериментов [6]: числа Маха внешнего потока $M_e = 2,5$, температуры $T_e = 1220^\circ$, атмосферного давления, состава смеси $c_4 = 0,36$, $c_5 = 0,28$, $c_7 = 0,36$. Вдув водорода осуществлялся со звуковой скоростью через щель с полной высотой $0,476$ см и внутренним размером $s = 0,4$ см при расчетном режиме истечения. Предполагалось, что температура вдуваемого газа постоянна по сечению и совпадает с температурой химически нейтральной стенки T_w . Значение T_w варьировалось в пределах от 300 до 700 К.

Для задания профилей газодинамических величин в исходном сечении пограничного слоя использовалось решение уравнений турбулентного пограничного слоя на пластине. Значение продольной координаты выбиралось при этом таким образом, чтобы обеспечить наилучшее совпадение с измеренными в эксперименте профилями полного давления и температуры торможения.

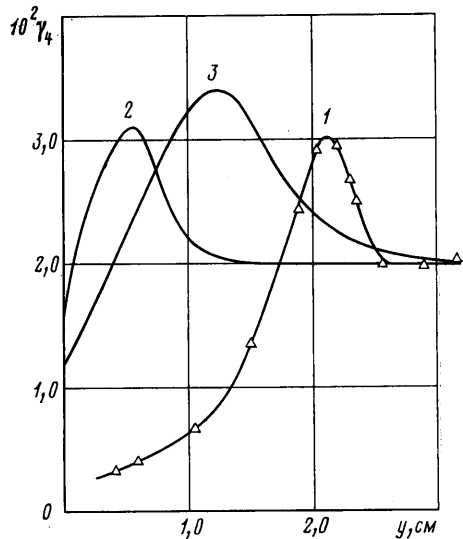
Фигура 1 иллюстрирует поле изотерм при $T_w = 300^\circ$, которое дает представление о протяженности индукционного участка и расположении в потоке зоны горения (кривые 1-5 построены для температурного интервала $1400-2200^\circ$ с шагом 200°). Теоретическая длина зоны индукции составляет $L_{ind} \sim 4$ см и значительно уступает экспериментальным длинам, установленным по ультрафиолетовому излучению, которые превышают 10 см. Как в расчетах, так и в эксперименте величина L_{ind} прак-

тически не изменялась при варьировании температуры вдуваемого газа в указанном выше диапазоне. Расхождение в измеренном и вычисленном значениях длины зоны индукции можно объяснить прежде всего двумя обстоятельствами. Во-первых, принятый в работе метод определения коэффициентов турбулентного переноса, основанный на гипотезе длины пути смешения, дает заниженное значение теплового потока в окрестности точки локального экстремума профиля скорости, следствием чего является дополнительное повышение температуры в этой области и ускорение процесса воспламенения. Во-вторых, смешение реагентов «в среднем» еще не означает смешения до молекулярного уровня, от степени которого, по существу, зависит истинная скорость химических реакций. Использование средних значений параметров при вычислении скоростей реакций приводит в данном случае к ускорению реакций с участием молекулярного водорода и сокращению длины индукционного участка.

На фиг. 2 показано экспериментальное (кривая 1) и расчетное (кривая 3) распределение температуры в сечении, отстоящем на расстоянии 35,6 см от щелевого среза. Кривая 2 взята из [2], где предполагалось, что окисление водорода протекает с бесконечно большой скоростью на бесконечно тонкой по сравнению с толщиной пограничного слоя поверхности («фронте пламени»). Обе теоретические модели хо-



Фиг. 2



Фиг. 3

рошо предсказывают максимальную температуру в сечении, однако диффузионная модель [2] резко занижает расстояние от поверхности до зоны горения. Настоящий метод позволяет рассчитать положение последней с вполне удовлетворительной точностью.

Аналогичные данные по распределению массовой концентрации водяного пара, отнесенной к его молекулярному весу ($\gamma_4 = c_4/m_4$), представлены на фиг. 3. Расхождение объясняется тем, что неравновесная модель дает более короткий период индукции по сравнению с экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burrows M. C., Kurkov A. P. An analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in vitiated air stream.—AIAA Journal, 1973, v. 11, № 9, p. 1217 (рус. перев.: Барроус, Курков. Аналитическое и экспериментальное исследование сверхзвукового горения водорода в потоке приготовленного воздуха.—Ракетная техника и космонавтика, 1973, № 9, с. 3).
2. Murray A. L., Lewis C. H. Turbulent boundary-layer flows with hydrogen injection and combustion.—AIAA Paper, 1976, № 45, p. 13.

3. Громов В. Г., Ларин О. Б. Численный анализ воспламенения водорода в сверхзвуковом пограничном слое.— В кн.: Неравновесные течения газа и оптимальные формы тел в сверхзвуковом потоке. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1978, с. 74.
4. Ларин О. Б. Воспламенение водорода в турбулентном пограничном слое на пластине.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 6, с. 33.
5. Beckwith I. E., Bushnell D. M. Calculation by finite-difference method of supersonic turbulent boundary layers with tangential slot injection.— NASA, Techn. Note, 1971, № 6221, p. 74.
6. Burrows M. C., Kurkov A. P. Supersonic combustion of hydrogen in a vitiated air stream using stepped-wall injection.— AIAA Paper, 1971, № 721, p. 9.

Москва

Поступила в редакцию
26.IX.1980Технический редактор *Е. В. Синицына*

Сдано в набор 17.03.82	Подписано к печати 06.05.82	Т-07375	Формат бумаги 70×108 ^{1/16}
Высокая печать	Усл. печ. л. 16,8	Усл. кр.-отт. 29,3 тыс.	Уч.-изд. л. 18,0 Бум. л. 6,0
	Тираж 1729 экз. Зак. 1448		

Издательство «Наука». 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука». 121099, Москва, Шубинский пер., 10