

цифры — коэффициент избытка кислорода для соответствующей экспериментальной точки. Такой характер графика связан с тем, что при выбранном способе дозировки метанола трудно подобрать неизменность требуемого количества метанола. Как видно, расчетные зависимости могут удовлетворительно описывать изменение w от α и u_Σ' .

Влияние α и u_Σ' на турбулентную скорость выгорания смесей $C_2H_5OH + 3\alpha(O_2 + 1,6N_2)$ представлено на рис. 3. В этом случае разброс был значительно меньше, и кривые проведены через экспериментальные точки примерно неизменного состава. Правая часть рис. 3 соответствует горению бедных смесей, левая — богатых. Турбулентные скорости выгорания богатых смесей этанола выше, чем бедных, при том же значении u_Σ' . Это явление связано с диффузионно-тепловой неустойчивостью [8].

При использовании спиртов как топлива с целью снижения концентрации окислов азота в отработанных газах можно добавлять воду. При этом объемная мощность должна возрасти. Применение спиртов в двигателях не требует каких-либо серьезных изменений в системах топливоподачи. По появившимся данным можно сделать вывод, что концентрация окислов азота в выхлопе несколько снижается, а концентрация окиси углерода и углеводородов остается примерно на том же уровне, что и при работе на бензине.

Известно, что метанол при сравнительно невысоких температурах на катализаторах, не содержащих дорогостоящих металлов, может распадаться на водород и окись углерода. Закономерности горения смесей такого рода исследованы в [9]. Очевидно, что даже при частичном распаде метанола использование смесей бедных составов может быть осуществлено вплоть до режимов холостого хода двигателя.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. L. Gülder. Comb. Sci. Technol., 1983, 33, 1—4, 179.
2. O. L. Gülder. Comb. Flame, 1984, 56, 3, 261.
3. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1, 61.
4. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1978, 14, 2, 33.
5. B. Lewis. Selected Combustion Problems (AGARD) Butterworth Sc. Publ., 1954.
6. С. Вуйтички, Т. Лежански и др. Archivum Combustionis, 1982, 2, 3/4, 149.
7. В. П. Карпов. ФГВ, 1982, 18, 1, 130.
8. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 16, 1, 45.
9. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1982, 18, 6, 38.

Поступила в редакцию 13/XI 1984,
после доработки — 19/XI 1985

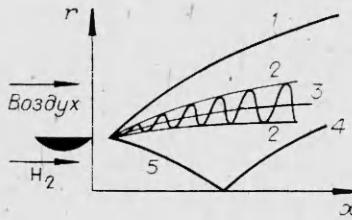
РАСЧЕТ ГОРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕИЗОБАРИЧЕСКОЙ СТРУИ ВОДОРОДА В СПУТНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

С. И. Барановский, А. С. Надворский, В. А. Перминов
(Москва)

Большой интерес для практики представляет изучение сверхзвукового горения газовых струй. Один из подходов к решению этой задачи состоит в применении упрощенных уравнений Навье — Стокса. Эта система позволяет рассчитывать течения типа пограничного слоя, а также волны сжатия и разрежения. Поскольку в сверхзвуковых потоках задача Коши для данной системы корректна, возможно применение маршевого метода, который широко используется для расчета сверхзвуковых инертных неизобарических струй, а также горения сверхзвуковых струй (см., например, [1, 2]). Экспериментальное исследование реагирующих струй проведено в работе [3].

Необходимо изучить влияние тепловыделения на статическое давление и процессы в слое смешения. Важно также установить, как влия-

Rис. 1. Схема течения.
 1 — внешний скачок уплотнения;
 2 — граница слоя смещения; 3 —
 линия тока, выходящая из кромки
 сопла; 4 — отраженный скачок
 уплотнения; 5 — висячий скачок
 уплотнения.



ют на смещение спутность, отношение плотностей во внешнем потоке и в струе (параметры, характеризующие интенсивность смещения для инерционных струй) в условиях горения. Эти вопросы исследуются в данной работе. Отметим, что некоторые из них рассматривались в [1, 2].

Рассмотрим осесимметричную сверхзвуковую турбулентную струю водорода, вытекающую в спутный сверхзвуковой поток воздуха (рис. 1). Газ предполагается вязким и теплопроводным. Схема течения представлена на рис. 1.

Математическая модель отличается от [4] наличием химических реакций. Основные уравнения записываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u r^\alpha) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r^\alpha) = 0, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_e r^\alpha \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{4}{3} \mu_e r^\alpha \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial r} &= \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_h} r^\alpha \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \\ &+ \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \mu_e r^\alpha \left[\left(1 - \frac{1}{\sigma_h} \right) u \frac{\partial u}{\partial r} + \left(\frac{1}{\sigma_K} - \frac{1}{\sigma_h} \right) \frac{\partial K}{\partial r} + \sum_{j=1}^N \left(\frac{1}{\sigma_j} - \frac{1}{\sigma_h} \right) h_j \frac{\partial m_j}{\partial r} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\rho u \frac{\partial f}{\partial x} + \rho v \frac{\partial f}{\partial r} = \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_j} r^\alpha \frac{\partial f}{\partial r} \right). \quad (4)$$

Здесь u, v — проекции скорости на оси x и r ; ρ — плотность; p — давление; $\alpha = 0$ — плоский случай; $\alpha = 1$ — осесимметричный; μ_e — эффективная вязкость; h — полная энталпия; K — кинетическая энергия турбулентности; σ_h, σ_j — эффективные числа Прандтля и Шмидта; h_j — энталпия j -го компонента смеси;

$$f = m_{H_2} + m_H + \frac{W_{H_2}}{W_{H_2} + W_{H_2}O} m_{H_2O} + \frac{W_H}{W_{OH}} m_{OH} -$$

массовая доля водородсодержащих элементов. Используется двухпараметрическая $K-E$ -модель турбулентности Лаундера — Джонса:

$$\mu_e = \mu_l + \mu_t (K, E) = \mu_l + C_{\mu} K^2 / E,$$

$$\rho u \frac{\partial K}{\partial x} + \rho v \frac{\partial K}{\partial r} = \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_K} r^\alpha \frac{\partial K}{\partial r} \right) + \dot{\mu}_e \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \rho E, \quad (5)$$

$$\rho u \frac{\partial E}{\partial x} + \rho v \frac{\partial E}{\partial r} = \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_E} r^\alpha \frac{\partial E}{\partial r} \right) + C_1 \frac{E}{K} \dot{\mu}_e \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - C_2 \frac{\rho E^2}{K}. \quad (6)$$

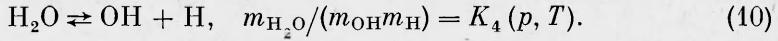
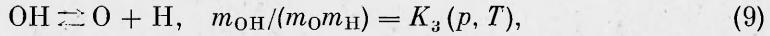
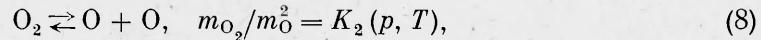
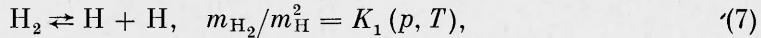
$$\frac{\mu_e}{\sigma_h} = \frac{\mu_l}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t},$$

$$\frac{\mu_e}{\sigma_j} = \frac{\mu_l}{Sc_j} + \frac{\mu_t}{Sc_t}, \quad \frac{\mu_e}{\sigma_K} = \frac{\mu_t}{\sigma_K},$$

$$\frac{\mu_e}{\sigma_E} = \frac{\mu_t}{\sigma_E},$$

где μ_l , μ_t — ламинарная и турбулентная вязкость; C_{μ} , C_1 , C_2 , Sc_l , Pr_l , σ_k , σ_e — стандартные константы модели турбулентности [4].

Горение моделировалось четырьмя равновесными химическими реакциями, происходящими в смеси водород — воздух:



Из предположения одинаковой скорости диффузии всех газов находим

$$\left(m_{O_2} + m_O + \frac{W_O}{W_{H_2O}} m_{H_2O} + \frac{W_O}{W_{OH}} m_{OH} \right) / m_{N_2} = \text{const.} \quad (11)$$

Известно, что тепловыделение при бесконечных скоростях реакций больше получаемого с учетом кинетического механизма химического взаимодействия, но в данном случае авторов интересовали верхние оценки влияния горения на структуру потока.

В используемой модели горения учитывали 7 химических компонентов: H, O, OH, H₂O, H₂, O₂ и N₂. Азот считался пейтральным, остальные концентрации рассчитывали решением системы (4), (7)–(11). Для замыкания модели система дополняется термическим и калорическим уравнениями состояния

$$p = \rho RT/W_\Sigma, \quad W_\Sigma = \left(\sum_{i=1}^N m_i/W_i \right)^{-1},$$

$$h = \sum_{i=1}^N h_i(T) m_i + (u^2 + v^2)/2 + K.$$

В начальном сечении задаются распределения компонентов скорости, давления, температуры и по ним вычисляются начальные условия для h , K , E . На оси ставятся граничные условия симметрии. Верхняя граница выбирается так, чтобы внешний скачок находился в расчетной области, что позволяет полагать величины всех переменных на верхней границе равными их значениям в невозмущенном однородном внешнем потоке. Систему (1)–(6) записывали в координатах Мизеса и решали конечно-разностным методом (см. [4]). На рис. 2–6 приведены результаты вычислений для расчетной струи водорода с параметрами $u_e = 2108$ м/с, $u_a = 2951$ м/с, $M_a = 2,34$, $M_e = 3$, $T_e = 1200$ К, $T_a = 276$ К, $Re = 1,2 \cdot 10^6$ (здесь и далее индекс a означает параметры на срезе сопла, e — во внешнем потоке).

Повышение давления на оси (рис. 2, а) вызвано выделением тепла в результате химических реакций, дальнейшее волнобразное изменение давления объясняется суммарным действием тепловыделения и интерференции волн сжатия и разрежения, отражающихся от границы струи. Воспламенение приводит к образованию сильной ударной волны, распро-

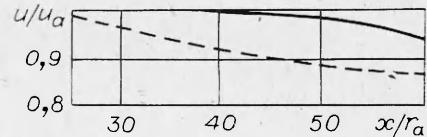
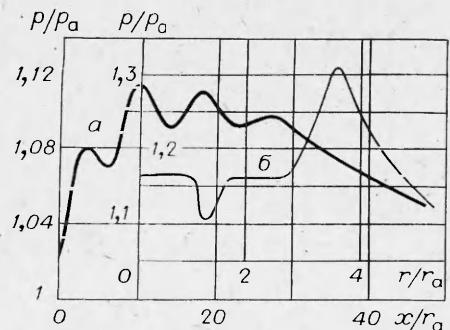


Рис. 3. Распределение продольной компоненты скорости вдоль оси. Здесь, а также на рис. 3—6 сплошные линии — результаты для горячей струи, штриховые — для замороженной.

Рис. 2. Распределение статического давления вдоль оси симметрии (а) и его профиль в сечении $x/r_a + 10$ (б).

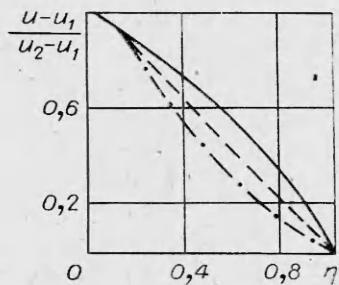


Рис. 4. Профиль безразмерной скорости внутри слоя смешения в сечении $x/r_a = 22$.
— · — — кривая Шлихтинга.

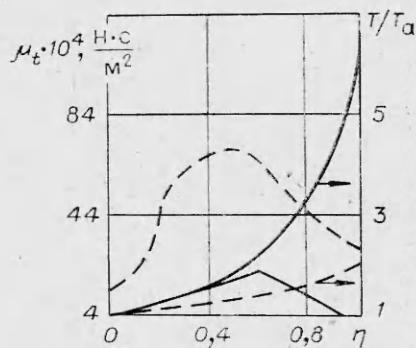


Рис. 5. Профили турбулентной вязкости и статической температуры внутри слоя смешения в сечении $x/r_a = 22$.

строящейся в сторону снутного потока, причем максимальное увеличение статического давления составляет 25 %.

Для изучения влияния горения на смешение проведено два расчета с теми же начальными параметрами, но в первом случае горение моделировалось четырьмя равновесными химическими реакциями, происходящими в смеси водород — воздух, а во втором — химические реакции были заморожены (что в эксперименте можно получить, подавая вместо водорода гелий или вместо воздуха — азот).

Как видно из рис. 3, горение существенно увеличивает дальность струи (см. также [2]). С одной стороны, это результат уменьшения турбулентной вязкости из-за падения плотности при горении, с другой — расширения горящей струи вследствие повышения статического давления, что приводит к большему (по сравнению с замороженной струей) удалению слоя смешения от оси симметрии.

Из [5] следует, что профиль безразмерной скорости внутри слоя смешения неизобарической турбулентной струи хорошо описывается кривой Шлихтинга. Однако это относится только к случаю истечения однородных инертных газов. На рис. 4 показан профиль безразмерной избыточной скорости в сечении $x/r_a = 22$ в зависимости от автомодельной координаты $\eta = y/\delta$, где δ — ширина слоя смешения; y — координата, отсчитываемая от внутренней границы слоя. Считалось, что на верхней границе слоя смешения $u = u_1 = 0,9 u_e + 0,1 u_a$, на нижней — $u = u_2 = 0,9 u_a + 0,1 u_e$.

Горение приводит к большей наполненности профиля скорости. Отметим, что в случае замороженной струи профиль скорости плохо описывается кривой Шлихтинга. На рис. 5 для этого же сечения представлены графики зависимости турбулентной вязкости и статической температуры.

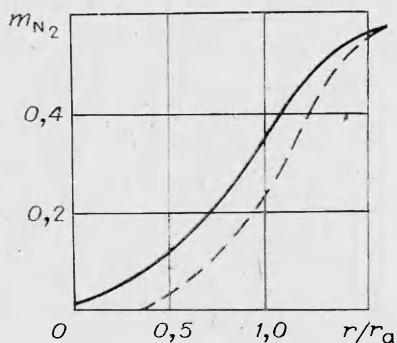


Рис. 6. Профили концентрации азота в сечении $x/r_a = 22$.

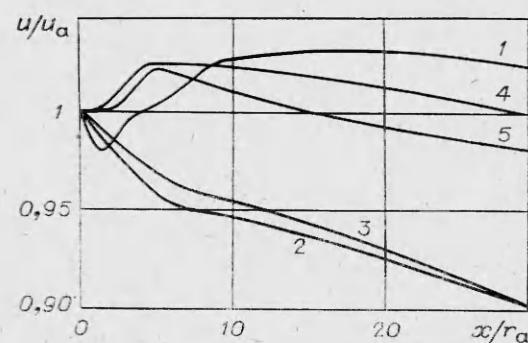


Рис. 7. Распределение продольной компоненты скорости вдоль оси.

Исходные данные для расчетов

Параметры	Варианты				
	1	2	3	4	5
u_a , м/с	2951	5902	5902	2951	2951
T_a , К	552	276	552	276	276
M_a	1,65	4,68	3,31	2,34	2,34
Re	$3,4 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^6$	$6,9 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$
m	0,72	0,36	0,36	0,72	0,72
n	3,23	1,61	3,23	1,61	1,61

Примечание. $m = u_e/u_a$, $n = \rho_e/\rho_a$, $N = p_a/p_e$, $T_e = 1132$ К, $u_e = 2108$ м/с, $M_e = 3$, $N = 2$. В варианте 5 химические реакции заморожены.

туры от координаты η . Химическое взаимодействие уменьшает турбулентную вязкость в 3 раза по сравнению с замороженной струей, что объясняется как меньшим значением плотности, так и кинетической энергии турбулентности (влияние горения на K изучалось также в [2]).

На рис. 6 приведены профили концентрации азота, который в данной модели играет роль пассивной примеси. Повышение давления в результате горения приводит к большему (до 20%) расширению струи, что, в свою очередь, изменяет дальнобойность последней и другие параметры.

С целью изучения влияния параметра спутности и отношения плотностей во внешнем потоке и в струе проведено 5 вариантов расчетов (см. таблицу). Пограничные слои внутри и снаружи сопла не учитывались. В начальном сечении задавался узкий слой, в котором параметры линейно изменялись от своих значений на срезе сопла до значений во внешнем потоке. Границы слоя смешения определялись по концентрации азота. Расчеты показали, что отношение плотностей, как и для инертных струй, влияет на смешение, меняя положение нижней границы слоя и практически не оказывая никакого влияния на положение верхней границы. Это связано с тем, что вблизи последней находится фронт пламени, температура в котором около 2500 К (при $n = 3,23$ и 1,61).

На рис. 7 приведены графики осевой скорости для всех пяти вариантов (см. таблицу). Кривая 1 лежит над 4 (несмотря на то, что n выше), так как большая температура в струе приводит к более интенсивному горению, а следовательно, и к повышению давления на оси. Это, в свою очередь, сильнее расширяет струю, т. е. слой смешения больше удаляется от оси и в результате увеличивается осевая скорость.

Итак, тепловыделение в результате горения может привести к существенному (до 25%) росту статического давления и значительному уменьшению турбулентной вязкости, вызывая увеличение дальнобойности струй и ухудшение смешения. Профиль безразмерной избыточной скорости в слое смешения реагирующей струи кривой Шлихтинга не описывается.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. М. Колесников. Учен. зап. ЦАГИ, 1982, XIII, 6, 49.
2. В. И. Головичев.— В кн.: Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск: ИТПМ, 1979.
3. R. V. Jenkins. NASA-CR-146346, 1976.
4. С. И. Барановский, А. С. Надворский, В. А. Перминов.— В кн.: Струйные течения жидкостей и газов. Ч. II. Новополоцк, 1982.
5. И. М. Карпман, В. Д. Трасковский. МЖГ, 1981, 1.

Поступила в редакцию 12/III 1985,
после доработки — 28/VIII 1985