

УДК 536.46

У. К. ЖАПБАСБАЕВ, Е. П. МАКАШЕВ, Е. Б. САМУРАТОВ

НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОСТАВА ГАЗА СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА НА КИНЕТИКУ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДА

(Представлена академиком НАН РК Ш. А. Ершиным)

Приводятся результаты расчетных исследований влияния температуры и состава сверхзвукового потока на кинетику горения водорода при коаксиальной подаче топлива и окислителя. Показано, что в зависимости от режимных параметров сверхзвукового потока процесс происходит с интенсивным тепловыделением или реализуется «вялое» диффузионное горение из-за недостаточности смешения топлива с окислителем в зоне горения.

Введение. Горение в камере сгорания при сверхзвуковой спутной подаче центральной водородной струи в воздушный поток имеет свои особенности [1-27]. Как показали опыты [3, 10, 15, 16, 21-23], интенсивное горение удается получить в псевдоскачковом режиме. Для осуществления режима с интенсивным горением и отсутствием теплового запираания в канале постоянного сечения необходимо вводить стабилизаторы пламени, либо тщательно подбирать расход водорода. В настоящее время одна из проблем, которая встает при изучении процессов горения в высокоскоростных потоках, это потеря тяги двигателя из-за ухудшения горения при числах Маха полета более 8–10. В этом случае температура торможения потока значительно превышает 2000К в камере сгорания, высокая энтальпия газа превалирует над подводимым теплом от сгорания топлива. Смешение топлива с окислителем является лимитирующим фактором для процесса и приводит к вялому протеканию диффузионного горения не перемешанных газов в сверхзвуковом потоке. Данная проблема исследуется ниже путем анализа расчетных данных в камере сгорания при коаксиальной подаче водородной струи в сверхзвуковой поток воздуха.

Математическая модель течения. Рассматривается развитие круглой сверхзвуковой струи водорода в коаксиальном сверхзвуковом потоке воздуха в камере сгорания. Струя холодного водорода с температурой T_1 истекает в поток горячего воздуха с температурой T_2 и имеет место их смешения. Будем считать, что пограничные слои на стенках сопла и камеры сгорания очень тонкими из-за больших скоростей газов. Зона

смешения начинается от кромки сопла, образуется реагирующая смесь, которая самовоспламеняется и происходит диффузионное горение не перемешанных газов струи водорода и коаксиального потока воздуха в камере.

Течение предполагается сверхзвуковым по направлению оси цилиндрической камеры, газ считается вязким, теплопроводным, химически реагирующим, а режим течения турбулентным.

Для описания течения используется система параболизированных уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу [12, 14, 20, 21-25, 27, 28].

Скорость горения водорода в воздухе описывается по многостадийному механизму, включающую 18 химических реакций, в которых участвуют концентрации восьми активных веществ H , O , OH , H_2O , O_2 , H_2 , NO_2 , H_2O_2 [5, 11, 14, 20, 25, 29]. Азот, присутствующий в воздухе, инертен и не взаимодействует с остальными компонентами смеси.

Коэффициент турбулентной вихревой вязкости ν_t находится по $(k-\epsilon)$ – модели турбулентности для сжимаемых течений [30].

Влияние турбулентности на скорость химических реакций учитывалось с помощью модели не смешанности [5, 31, 32], которая приближенно определяет демпфирующее воздействие пульсаций концентрации веществ на скорость химических реакций.

Граничные условия системы уравнений в начальном сечении струи и потока задаются в виде постоянных значений искомым переменных. На оси камеры сгорания справедливы условия симметрии. Граничные условия на стенке камеры сгорания определяются из условий отражения и

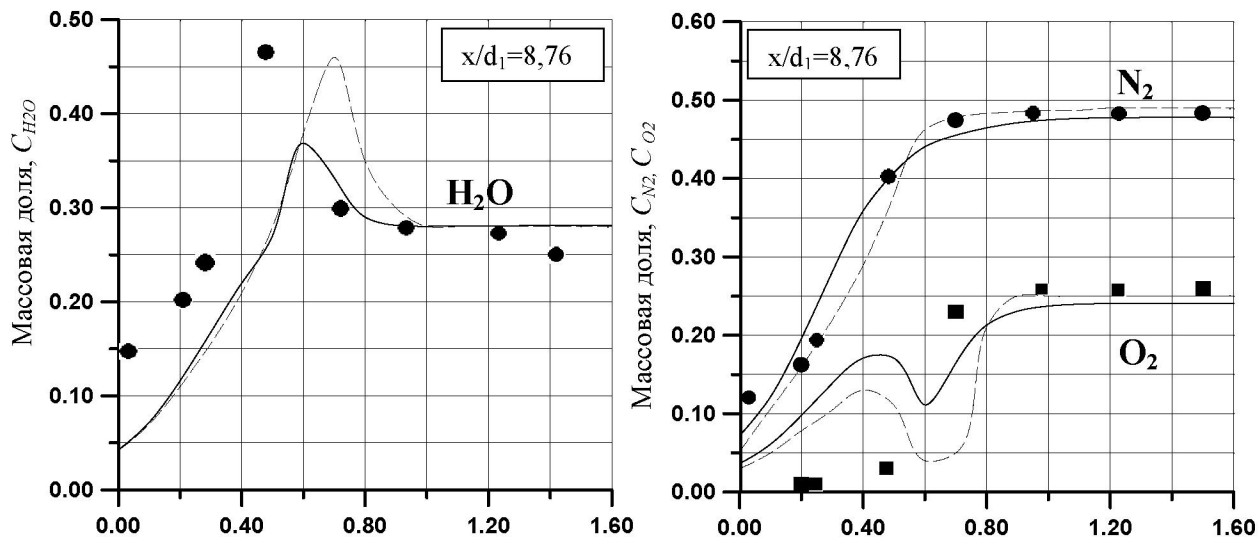


Рис. 1. Распределения концентраций C_{H_2O} , C_{O_2} и C_{N_2}
 (— расчеты авторов; --- расчеты [5], точки — эксперимент [4])

закона стенки [11, 22, 28]. Система уравнений совместно с граничными условиями решается численным методом [33-37].

Для верификации математической модели и метода решения были использованы опытные данные горения водородной, круглой сверхзвуковой струи в коаксиальном сверхзвуковом потоке воздуха [4, 5].

Расчеты проводились при следующих режимных параметрах струи ($M_1=2.0$, $T_1=251K$, $C_{H_2}^0=1.0$) и потока ($M_2=1.9$, $T_2=1495K$, $C_{H_2O}^0=0.281$, $C_{O_2}^0=0.241$, $C_{N_2}^0=0.478$). Давления струи и потока были одинаковы ($P_1=P_2$) и степень нерасчетности равнялась ($n=1$). На рис. 1 показаны распределения концентрации паров воды, кислорода и азота в сечении $x/d_1=8,76$, где происходит воспламенение реагирующей смеси.

Численные расчеты концентрации паров вода C_{H_2O} , кислорода C_{O_2} и азота C_{N_2} (см. рис. 1) иллюстрируют воспламенение реагирующей смеси и находятся в удовлетворительном согласии с опытными и расчетными данными [4, 5].

Таким образом, проведенная апробация математической модели и численного метода расчета является достаточным основанием для изучения режимов турбулентного смешения и горения сверхзвукового факела в камере сгорания при различных условиях истечения не перемешанных

газов.

Обсуждение расчетных данных. На рис. 2 приведены поля концентраций радикала OH и температуры T для режимных параметров: струи ($M_1=2.0$, $T_1=251K$, $C_{H_2}^0=0.4$, $C_{N_2}^0=0.6$), потока ($M_2=2.2$, $C_{O_2}^0=0.232$, $C_{N_2}^0=0.7679$, $C_{OH}^0=0.0001$). Степень нерасчетности истечения струи – $n=0.7$, коэффициент избытка воздуха – $\alpha=5,7$. Температуры потока были разные: $T_2=980K$ для (рис. 2а, с) и $T_2=1270K$ для (рис. 2b, d).

В случае, когда температура потока была равной $T_2=980K$ самовоспламенение начинается на расстоянии $x/r_1=150$ (r_1 – радиус струи, $r_1=1$ мм) и горение в основном заканчивалось на $x/r_1=250$. Самовоспламенение и основное выгорание водорода происходят в приосевой зоне струи (рис. 2а, с). Задержка самовоспламенения приводит к тому, что имеет место достаточно полное смешение водорода с воздухом и образуется реагирующая смесь с тепловыми и кинетическими условиями для протекания химических реакций. В этом случае расчетные данные поля концентрации радикала OH и температуры T показывают, что определяющим фактором диффузионного горения являются скорости цепных химических реакций.

Повышение температуры потока $T_2=1270K$ приводит к тому, что самовоспламенение водорода начинается на внешней границе зоны сме-

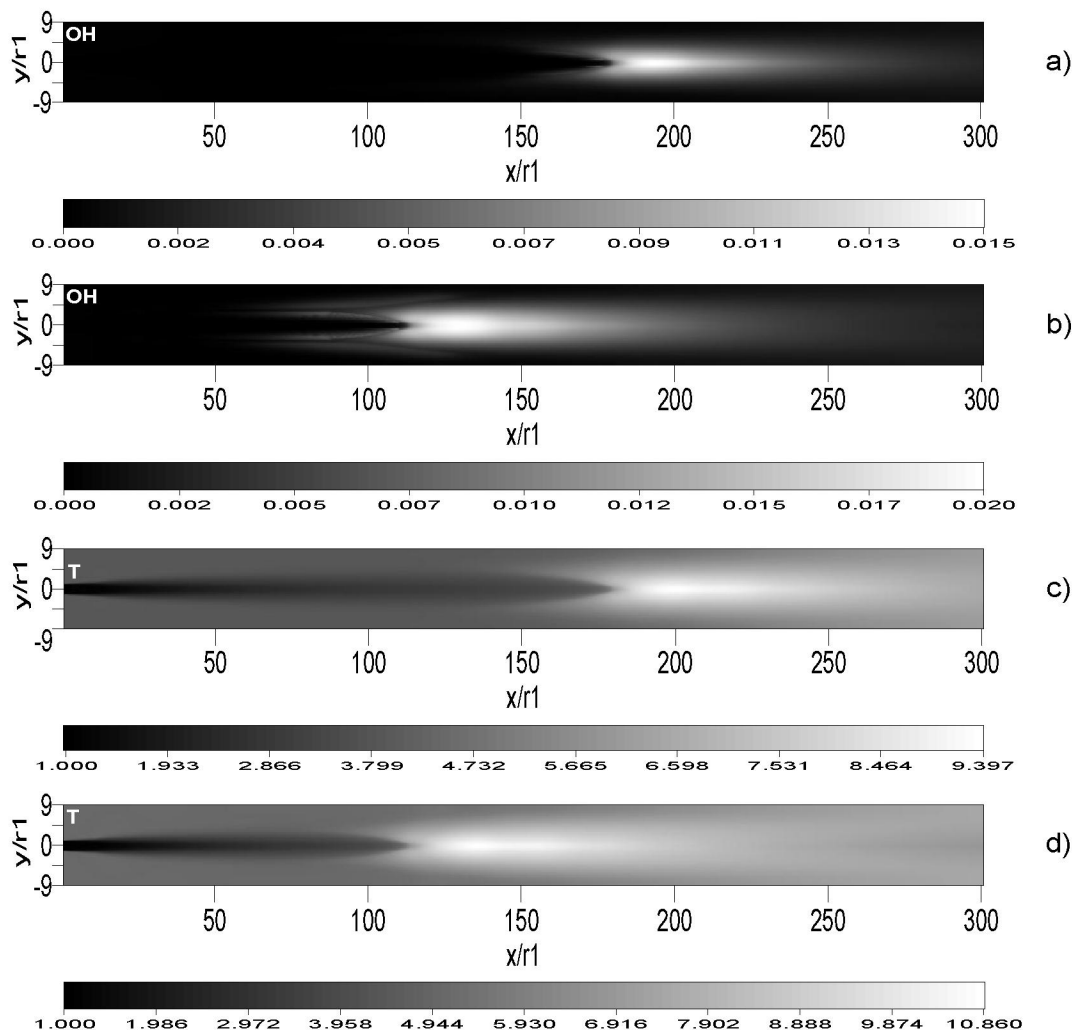


Рис. 2. Поля концентрации радикала OH и температуры T при горении водорода в сверхзвуковом потоке: a, c – $T_2=980\text{K}$, b, d – $T_2=1270\text{K}$

шения струи с потоком на расстоянии $x/r_1=60$ (рис. 2b). В высокотемпературном потоке начинает играть большую роль процессы диссоциации. Появляются дополнительные возбужденные радикалы O, OH (рис. 2b), возникающие, в частности, после теплового распада молекул O_2 , H_2O . Радикалы O, OH вызывают раннее воспламенение водорода. В данном режиме уменьшение времени индукции практически в два раза снижает длину задержки самовоспламенения. Процесс лимитируется смешением (рис. 2d) и реализуется «вялое» диффузионное горение. Расчетные данные находятся в качественном согласии с экспериментом [17, 26].

Практически аналогичные данные получены при значении температур сверхзвукового потока $T_2=1016\text{K}$, $T_2=1321\text{K}$ (рис. 3). При температуре

$T_2=1016\text{K}$ самовоспламенение и основное выгорание происходят в приосевой зоне, а при $T_2=1321\text{K}$ – на внешней границе зоны смешения.

Таким образом, можно отметить при температурах потока близких к температуре реагирования водорода с воздухом задержка самовоспламенения приводит к образованию однородной реагирующей смеси и интенсивному протеканию химических реакций с полным выгоранием водорода в приосевой зоне. В случае высоких температур потока процесс лимитируется смешением водородной струи с коаксиальным потоком, поэтому диффузионное горение протекает вяло.

В некоторых экспериментальных исследованиях [2, 4, 8, 9, 13, 19, 21, 23] высокотемпературный поток образуется продуктами сгорания, которые обогащаются кислородом и содержат пары

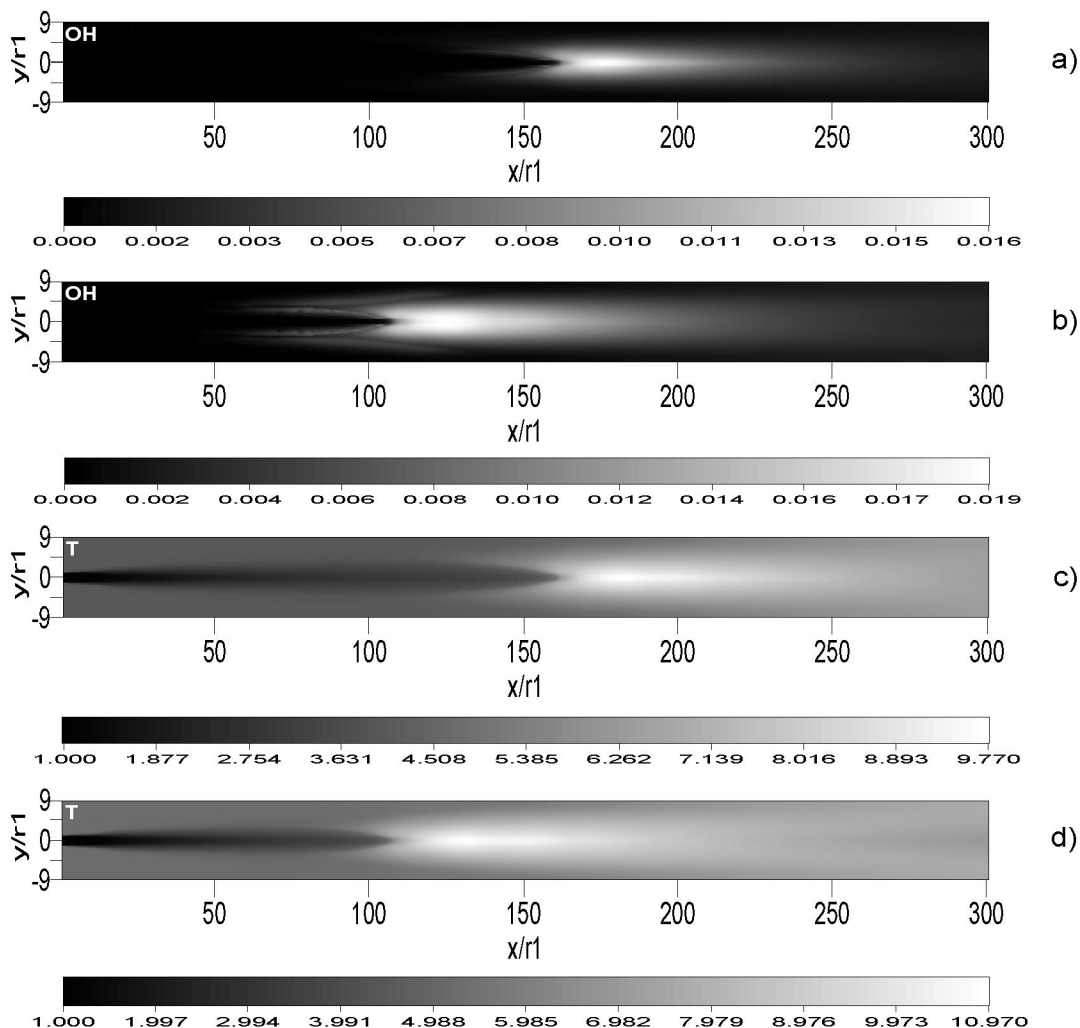


Рис. 3. Поля концентрации радикала OH и температуры T при горении водорода в сверхзвуковом потоке: a, c – $T_2=1016\text{K}$; b, d – $T_2=1321\text{K}$

воды. Поэтому в следующей серии расчетов найдено влияние состава сверхзвукового потока. На рис. 4 приведены поля концентраций радикала OH и температуры T для режима: параметры струи ($M_1=2.0$, $T_1=251\text{K}$, $C_{H_2}^0=0.4$, $C_{N_2}^0=0.6$), параметры потока ($M_2=2.2$, $C_{O_2}^0=0.232$, $C_{H_2O}^0=0.281$, $C_{N_2}^0=0.4869$, $C_{OH}^0=0.0001$). Степень нерасчетности истечения струи – $n=0.7$, коэффициент избытка воздуха – $\alpha=8.7$. Температура потока: $T_2=980\text{K}$ для случая (рис. 4а, с) и $T_2=1270\text{K}$ для случая (рис. 4b, d).

Наличие паров воды в составе потока приводит к тому, что длина задержки воспламенения реагирующей смеси сокращается до $x/r_1=5$ для

обоих значений температуры потока, т.е. независимо от величины температуры потока самовоспламенение водорода происходит в одном и том же месте вблизи внешней границы зоны смешения. Существенное влияние концентрации водяного пара определяется тем, что температура потока достаточна для диссоциации паров воды и образованию радикалов OH (см. 4а,б). Появление радикалов OH инициирует раннее самовоспламенение реагирующей смеси. Холодная водородная струя начинает смешиваться с горячим потоком окислителя, и химические реакции протекают «вяло» во внешней зоне смешения. Волны возмущения, образованные в результате повышения температуры в зоне горения, способствуют интенсивному смешению водорода с воздухом и протеканию химических реакций, и на

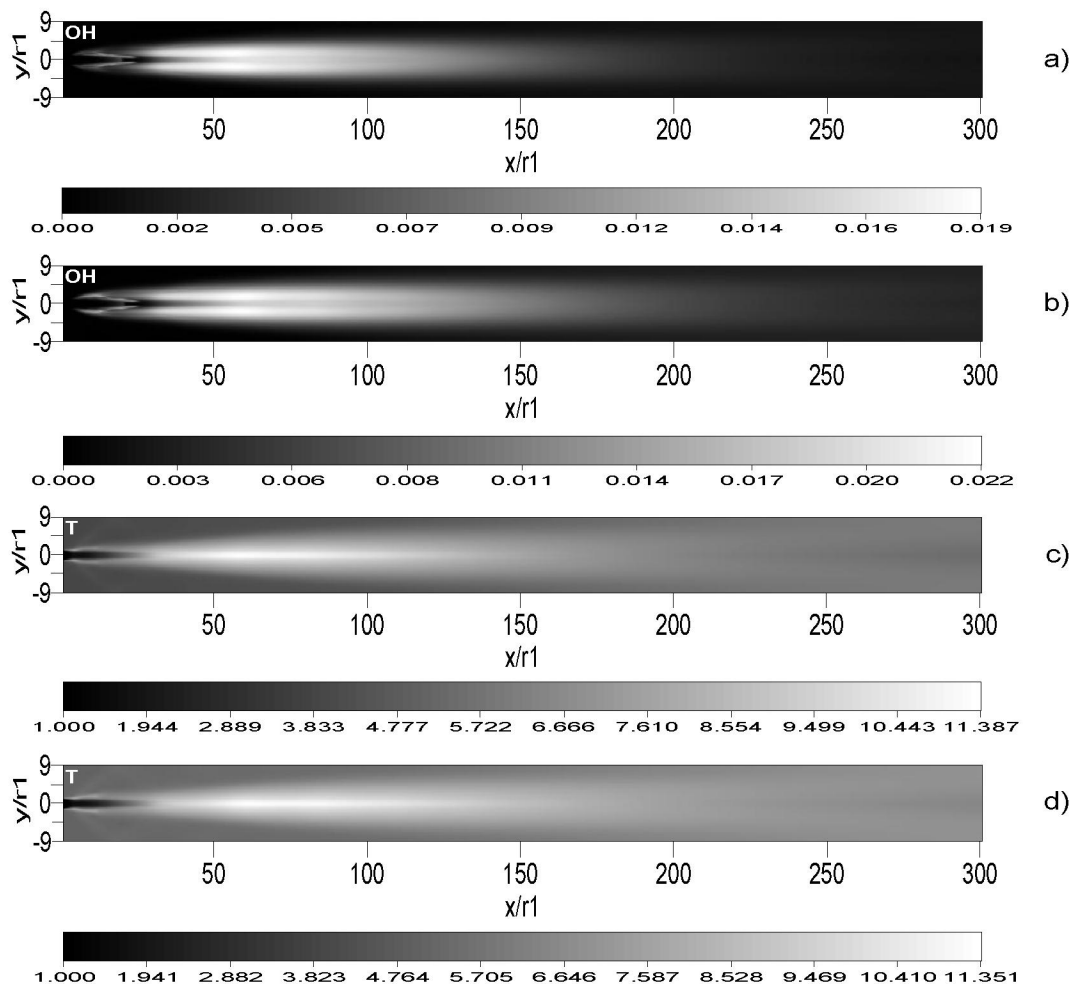


Рис. 4. Поля концентрации радикала OH и температуры T при горении водорода в сверхзвуковом потоке:
 а, с – $T_2=980\text{K}$, б, d – $T_2=1270\text{K}$

расстоянии $x/r_1=150$ происходит практически полное выгорание водорода.

В случае увеличения числа Маха водородной струи до $M_1=2,7$ (значение коэффициента избытка воздуха равно $\alpha =6,7$) при прочих одинаковых условиях самовоспламенение происходит на том же месте $x/r_1=5$ (см. рис. 5). Рост числа Маха струи несколько сдерживает смешение водорода с воздухом и зона реакции удлиняется до $x/r_1=220$.

Таким образом, расчетные данные показывают следующее: 1) В случае, когда в составе воздуха имеются кислород и азот температура потока оказывает существенное влияние на задержку самовоспламенения и характер протекания горения не перемешанных газов. При низких температурах потока происходит увеличение длины задержки воспламенения и смешение струи с потоком приводит к образованию гомогенной

водородно-воздушной смеси, которая быстро сгорает в приосевой зоне камеры. При высоких температурах потока длина задержки воспламенения уменьшается, и процесс горения определяется смешением струи с потоком; 2) В случае, когда в составе воздуха имеются кислород, пары воды и азот самовоспламенение не перемешанных газов не зависит от температуры потока и происходит практически в одном и том же месте $x/r_1=5$. Однако недостаточное смешение водорода с воздухом приводит к вялому протеканию и удлинению фронта пламени.

Разный характер горения не перемешанных газов приводит к различию роста давления по длине камеры сгорания [11, 15, 22, 23, 27]. По этим данным можно судить насколько химические реакции повышают давление по сравнению с потенциальной энергией торможения сверхзву-

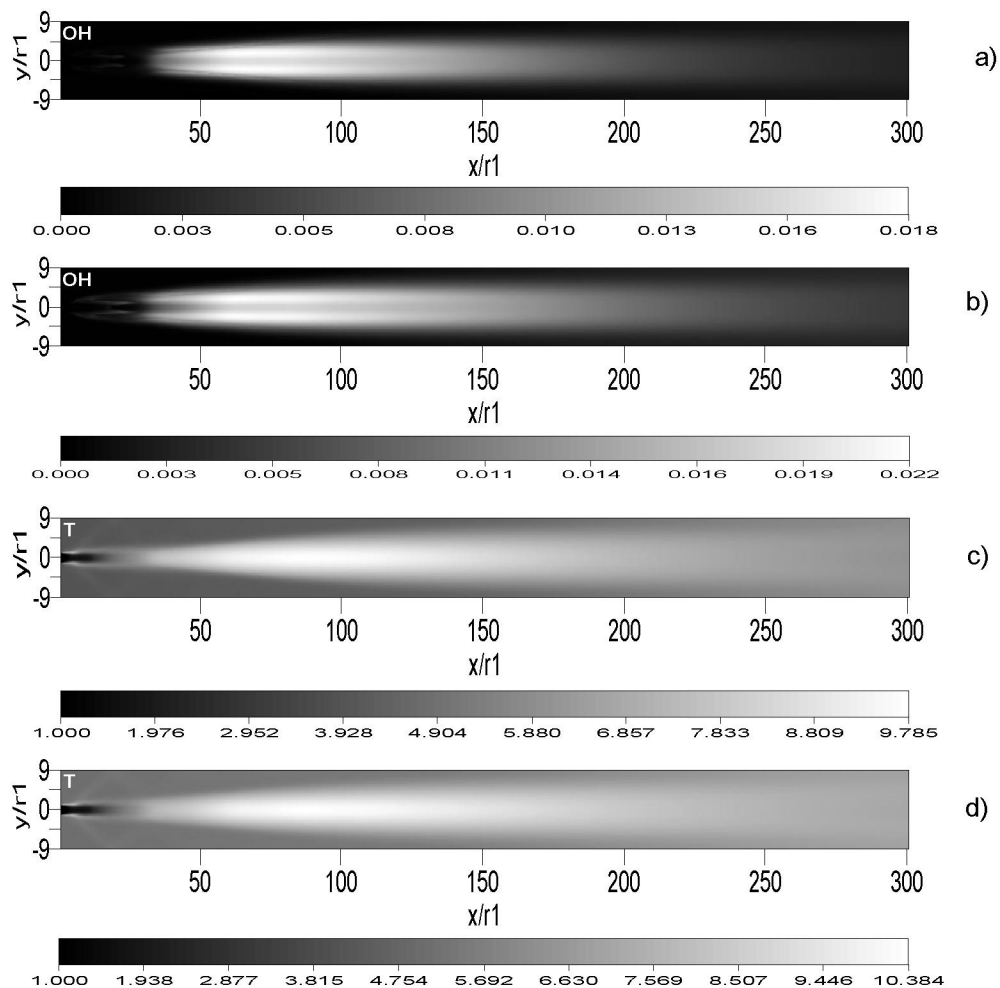


Рис. 5. Поля концентрации радикала OH и температуры T при горении водорода в сверхзвуковом потоке:
 а, с – $T_2=980\text{K}$; б, d – $T_2=1270\text{K}$

кового потока в камере сгорания. На рис. 6 показаны расчетные данные отношения статического давления на стенке камеры на давление торможения потока. В случае задержки воспламенения давление остается постоянной до $x/r_1=150$ и начинает монотонно возрастать (см. рис. 6а, кривая 1). Волны возмущения из-за тепловыделения химических реакций приводят к появлению зон сжатия и разрежения и колебанию давления на стенке. С завершением горения давление начинает монотонно снижаться. Наличие в составе газа потока паров воды вызывает раннее самовоспламенение и возникновение ударной волны, поэтому давление на стенке резко возрастает в зоне сжатия скачка уплотнения (см. рис. 6б, кривая 3). Горение происходит «вяло» из-за недостаточного смешения, повышение энергии за счет тепловыделения слабое, по-

этому в зоне разрежения давление снижается. Волны возмущения интенсифицируют смешение водорода с воздухом, химические реакции ускоряются, и в дальнейшем наблюдается возрастание давления с некоторым колебанием (см. рис. 6б, кривая 3). Достигнув пика в конце факела $x/r_1=110$ давление монотонно снижается. Сравнивая расчетные данные, можно заметить, что вялое горение уменьшает максимальное повышение давления (см. рис. 6б, кривая 3). Аналогичные результаты получаются для других режимных параметров (см. рис. 6а, кривая 2 и рис. 6б, кривая 4). Общим свойством является то, что повышение давления зависит от интенсивности химических реакций. Напряженное протекание процесса повышает давление на 20% по сравнению с диффузионным режимом горения.

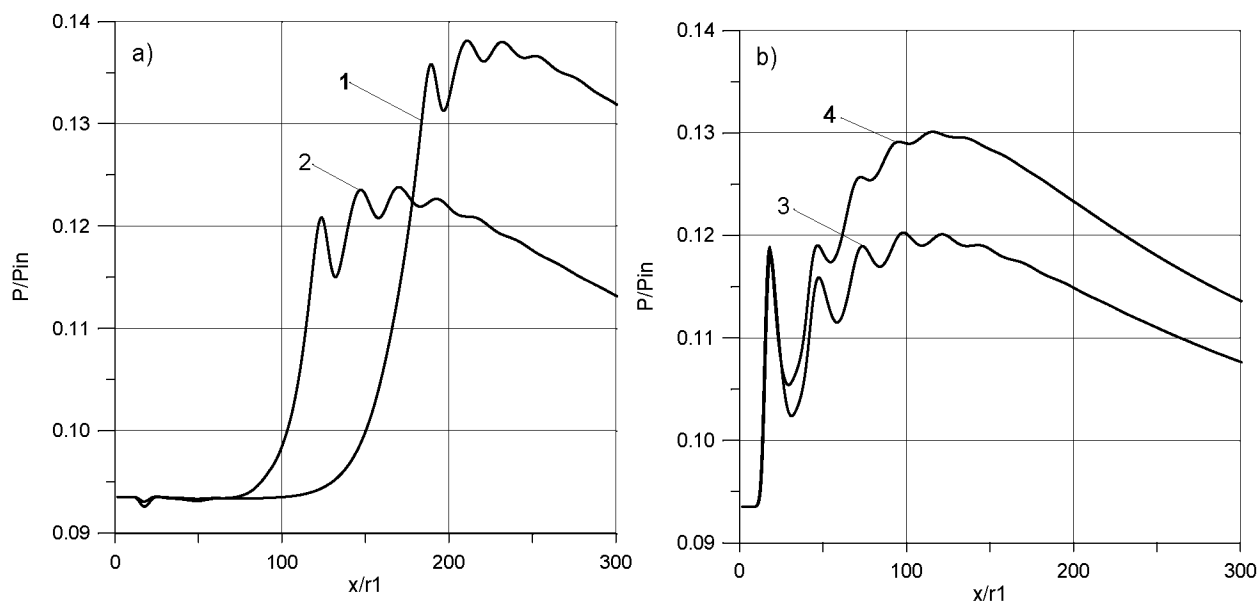


Рис. 6. Изменение давления на стенке камеры сгорания: расчетные кривые соответствуют режимным параметрам струи – $M_1=2.0$, $T_1=251\text{K}$, $C_{\text{H}_2}^0=0.4$, $C_{\text{N}_2}^0=0.6$ и потока

- 1) – $M_2=2.2$, $T_2=980\text{K}$, $C_{\text{O}_2}^0=0.232$, $C_{\text{N}_2}^0=0.7679$, $C_{\text{OH}}^0=0.0001$;
- 2) – $M_2=2.2$, $T_2=1270\text{K}$, $C_{\text{O}_2}^0=0.232$, $C_{\text{N}_2}^0=0.7679$, $C_{\text{OH}}^0=0.0001$;
- 3) – $M_2=2.2$, $T_2=980\text{K}$, $C_{\text{O}_2}^0=0.232$, $C_{\text{H}_2\text{O}}^0=0.281$, $C_{\text{N}_2}^0=0.4869$, $C_{\text{OH}}^0=0.0001$;
- 4) – $M_2=2.2$, $T_2=1270\text{K}$, $C_{\text{O}_2}^0=0.232$, $C_{\text{H}_2\text{O}}^0=0.281$, $C_{\text{N}_2}^0=0.4869$, $C_{\text{OH}}^0=0.0001$

Закключение

По результатам исследования можно сделать следующие выводы:

1. Расчетные данные описывают влияние температуры и состава газа сверхзвукового потока на диффузионное горение не перемешанных газов при перерасширенном режиме истечения круглой водородной струи в цилиндрической камере сгорания.

2. Расчеты определили границы устойчивого горения водорода в коаксиальном сверхзвуковом потоке, структуру пламени в зависимости от режимных параметров. Показано, что перерасширенный режим истечения струи является более благоприятным для смешения и горения не перемешанных газов.

3. Выявлено, что при значении температуры потока близкие к температуре реагирования водородно-воздушной смеси ($T_2=900\text{K}$) и отсутствии в составе газа окислителя паров воды определяющим фактором процесса являются скорости химических реакций. Повышение температуры потока ($T_2>1200\text{K}$) вызывает уменьшение времени индукции реагирующей смеси, и недо-

статочное смешение топлива с окислителем приводит к вялому протеканию диффузионного горения не перемешанных газов.

4. Наличие в составе газа потока паров воды обеспечивает самовоспламенение в начальном участке и диффузионный режим горения независимо от температуры потока.

5. Повышение давления зависит от интенсивности химических реакций. Напряженное протекание процесса повышает давление на 20% по сравнению с диффузионным режимом горения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Cookson R.A., Flanagan P., Penny G.S. A study of freejet and enclosed supersonic diffusion flames // Twelfth Symposium (Intern.) on Combustion. The Combustion Inst. Pittsburgh, 1969. P. 1115-1124.
- 2. Drewry J.E. Supersonic mixing and combustion of confined coaxial hydrogen-air streams // AIAA/SAF 8th Joint Propulsion Specialist Conference. Albuquerque. 1972. № 72. P. 1178.
- 3. Зимонт В.Л., Иванов В.И., Мироненко В.А., Солохин Э.Л. Экспериментальное исследование механизма горения в сверхзвуковом потоке при спутной подачи горючего и окислителя // Горение и взрыв: Материалы четвертого всесоюз. симпозиума по горению и взрыву, 1974 г. М.: Наука, 1977. С. 388-393.

4. *Evanc J.S., Schexnayder C.J., Beach H.L.* Application of a Two-Dimensional Parabolic Computer Program to Prediction of Turbulent Reacting Flows // TP-1169. NASA. 1978. P. 45-57.
5. *Evanc J.S., Schexnayder C.J.* Influence of Chemical Kinetics and Unmixedness of Burning in Supersonic Hydrogen Flames // AIAA Journal. 1980. V. 18, № 2. P. 188-193.
6. *Мещеряков Е.А., Сабельников В.А.* Горение водорода в сверхзвуковом турбулентном потоке в канале при спутной подаче горючего и окислителя // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, №2. С. 23-32.
7. *Зимонт В.Л., Левин В.М., Мещеряков Е.А.* К вопросу о стабилизации горения в сверхзвуковом потоке // ФГВ. 1982. Т. 18, № 3. С. 40-43.
8. *Аннушкин Ю.М., Маслов Г.Ф.* Экспериментальное исследование горения водородно-керосинового топлива в воздушно-прямоточном канале // ФГВ. 1982. Т. 18, № 2. С. 30-36.
9. *Masuya Goro, Chinzei Nobuo, Kudo Kenji, Murakami Atsuo, Konuro Tomoyuki, Ishii Shinichi.* Supersonic Mode Combustors // Technical Report of National Aerospace Laboratory. 1983. № 756. P. 1-19.
10. *Зимонт В.Л., Левин В.М., Мещеряков Е.А., Сабельников В.А.* Особенности сверхзвукового горения не перемешанных газов в каналах // ФГВ. 1983. Т. 19, № 4. С. 75-78.
11. *Мещеряков Е.А., Сабельников В.А.* Роль смешения и кинетики в уменьшении тепловыделения при сверхзвуковом горении неперемешанных газов в расширяющихся каналах // ФГВ. 1988. Т. 24, № 5. С. 23-32.
12. *Синха Н., Дэш С.М.* Расчеты сверхзвуковых течений в каналах при наличии горения, выполняемые посредством решения параболизированных уравнений Навье–Стокса // Аэрокосмическая техника. 1988. №7. С. 48-60.
13. *Gutmark E., Schadow K.C., Wilson K.J., Parr T.P., Hanson-Parr D.M.* Combustion enhancement in supersonic coaxial flows // AIAA – Paper. NY., 1989. № 2788. 12 p.
14. *Kopchenov V.L., Lomkov K.E.* The enhancement of the mixing and combustion processes applied to scramjet engine // AIAA – Paper. NY., 1992. №3428. 13 p.
15. *Третьяков П.К.* Псевдоскачковый режим горения // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 6. С. 33-38.
16. *Zabaikin V.A., Tretyakov P.K., Bruno C.* Hydrogen Jet Combustion in Confined and Unconfined Supersonic Air Flow. ICMAR-1998. Novosibirsk, Russia. Proceedings. 1998. Part 2. P. 223-227.
17. *Забайкин В.А.* Эффективность горения водорода в высокотемпературном сверхзвуковом потоке воздуха при различных способах инжекции // ФГВ. 1999. Т. 35, № 2. С. 3-8.
18. *Баев В.К., Третьяков П.К., Шумский В.В.* Особенности процесса горения в канале при сверхзвуковой скорости на входе // ФГВ. 1999. Т. 35, № 4. С. 24-32.
19. *Глотов Г.Ф., Гурьева Н.В., Иванькин М.А.* Экспериментальное исследование газотермодинамики течений в модельных каналах прямоточных двигателей // Проблемы аэрокосмической науки и техники. 2000. № 1. С. 51-61.
20. *Гуськов О.В., Копченков В.И.* Численное исследование структуры течения в канале при сверхзвуковых условиях на входе // Аэромеханика и газовая динамика. 2001. №1. С. 28-39
21. *Kasal P., Gerlinger P., Walther R. and et. all.* Supersonic Combustion: Fundamental Investigations of Aerothermodynamic Key Problems // AIAA-Paper – 2002. № 5119. 8 pp.
22. *Magre P., Sabel'nikov V.* Self-Ignition of Hydrogen-Ethylene Mixtures in a Hot Supersonic Air Flow / AIAA – Paper. NY., 2002. №5205. 11 p.
23. *Ichikawa N., Choi B., Nakajima T., Masuya G., Takita K.* Behavior of Pseudoshock Wave Produced by Heat Addition and Combustion. AIAA Paper. 2002. N 5245. P. 12.
24. *Magre P., Sabelnikov V.A., Tretyakov P.K., Zabaykin V.A.* On the Possible Mechanisms of Intensifications of the Combustion in the Channel with the Supersonic Stream. Inter. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-2004): Proc. Novosibirsk. 2004. Part 2. P. 130-136.
25. *Zhapbasbayev U.K., Makashev E.P., Zabaykin V.A., Smogolev A.A.* Experimental Investigation and Numerical Simulation of the Reactive High-Speed Jet Structure // Proc. XII Int. Conf. On the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, 2004. Part IV. P. 323-327.
26. *Забайкин В.А., Третьяков П.К.* Исследование процессов горения применительно к гиперзвуковому прямоточному воздушно-реактивному двигателю // Химическая физика. 2004. Т. 23, №4. С. 47-51.
27. *Desevaux P., Lanzetta F.* Computational Fluid Dynamic Modeling of Pseudoshock Inside a Zero-Secondary Flow Ejector. AIAA Journal. 2004. V. 42, N 7. P. 1480-1485.
28. *Zhapbasbayev U.K., Makashev Ye.P., Samuratov Ye.B.* Hydrogen Combustion in a Supersonic Stream at Cocurrent Feeding of Fuel and Oxidizer in the Duct. // J. KazNU. Gorenia and Plasmochemia. 2005. V. 3, N 1. P. 15-29.
29. *Dimitrow V.I.* The Maximum Kinetic Mechanism and Rate Constants in the H₂-O₂ System // React. Kinetic. Catal. Lett. 1977. V. 7, N.1. P. 81-86.
30. *Sarkar S., Erlebacher G., Hussani M.Y., Kreiss H.O.* The Analysis and Modelling of Dilatational Terms in Compressible Turbulence // J. Fluid. Mech. 1991. V. 227. P. 473-493.
31. *Spiegler E., Wolfsntein M., Manheimer-Timnat Y.* A model of Unmixedness for Turbulent Reacting Flows // Acta Astronautica. 1976. V. 3, № 3-4. P. 265-280.
32. *Громов В.Г., Ларин О.Б., Левин В.А.* Турбулентное горение водорода в пристенной струе, истекающей в спутный сверхзвуковой поток воздуха // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, №6. С. 3-9.
33. *Beam R., Warming R.F.* An Implicit Factored Schema for the Compressible Navier-Stokes Equations // AIAA – Paper. NY., 1977. №645. 12 p.
34. *Steger J.L., Warming R.F.* Flux Vector Splitting of the Inviscid Gas Dynamics Equations with Application to Finite Difference Methods // Journal of Computational Physics. 1981. V. 40, april. P. 263.
35. *Coakley T.Y.* Implicit Upwind Methods for the Compressible Navier-Stokes Equations // AIAA Journal. 1985. V. 23, №13. P. 67-83.
36. *Thomas J.L., Walters R.U.* Relaxation schemes with the differences against the stream for Navie-Stocks equations // AIAA Journal. 1988. №2. P. 45-53.
37. *Anderson D.A., Tammehil J.C., Pletcher R.H.* Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer. N.Y.: McGraw-Hill, 1984. 367 p.

Казахский национальный университет
им. аль-Фараби, г. Алматы Поступила 16.04.07г.