

03

Управление трансзвуковым горением углеводородного топлива в двухсекционном канале с помощью боковых струй водорода и воздуха

© В.П. Замураев, А.П. Калинина

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия
E-mail: zamuraev@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 18 января 2024 г.

В окончательной редакции 14 марта 2024 г.

Принято к публикации 19 марта 2024 г.

Численно изучена возможность организации сгорания углеводородного топлива в коротком осесимметричном канале с высокоскоростным потоком при устранении основного источника потерь полного давления — ударных волн — с помощью боковых (кольцевых) струй водорода и воздуха. Решаются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье—Стокса с $(k-\varepsilon)$ -моделью турбулентности. Получен стабильный трансзвуковой режим в первой секции. Обнаружен пульсирующий режим горения водорода с разрушением ударно-волновой структуры течения во второй секции. Исследованы физические механизмы наблюдаемых процессов.

Ключевые слова: углеводородное топливо, водород, горение, дроссельная струя, трансзвуковой режим.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.13.58158.19867

Для организации горения в каналах переменного сечения с высокоскоростным потоком предлагаются самые разные методы (см., например, [1–3]). Способ [4,5] одновременно решает такие задачи, как минимизация потерь полного давления и смещение топливной смеси с ее последующим воспламенением. Он основан на принципе горения с минимальным увеличением энтропии. По этому принципу при горении топлива в первой секции постоянного сечения поток с числом Маха $M > 1$ должен тормозиться до скорости звука и оставаться таким, когда горение будет происходить далее в расширяющейся секции канала. Первый этап был реализован в экспериментах [5] с помощью воздействия на поток пакета теплогазодинамических импульсов и второго пояса подачи топлива перед расширением канала. В расчетах [6] получен трансзвуковой режим горения в первой секции. Нелинейные эффекты воздействия импульсных источников энергии на поток обнаружены также при внешнем обтекании [7]. В [6] их использование позволило поджигать топливо в коротких каналах. В настоящей работе изучаются горение подаваемого перед расширением канала топлива, управление этим процессом и влияние его на трансзвуковой режим в узкой секции. Ключевой момент — большая разница молекулярных масс в основном потоке и топлива при кольцевой подаче.

Решается осесимметричная задача. Канал состоит из соплового блока с осевым топливным инжектором и двух близких по длине секций с отношением диаметров $d_2/d_1 = 1.8$. С помощью сопла Лавала при давлении и температуре в форкамере $p_0 = 0.7$ МПа и 1700 К в первой секции создается высокоскоростной поток (статическое давление $p = 0.065$ МПа). Затем в начале секции через осевой инжектор подается углеводородное

топливо с эффективной химической формулой $C_{12}H_{23}$. Для управления процессами в канале применяются струи, вытекающие через кольцевые зазоры в его стенке (в дальнейшем называемые боковыми струями): газодинамические импульсы (ГИ) в первой секции на расстоянии одной пятой ее длины от конца, дополнительное топливо (водород или $C_{12}H_{23}$) в самом конце секции и воздух во второй секции. При отсутствии дросселирования потока подаваемое по оси топливо практически не горит. Для его поджига подаются ГИ с амплитудой 0.4–0.6 МПа — пульсирующая боковая струя воздуха. Трех импульсов достаточно для развития интенсивного горения. Величина статического давления за фронтом горения достигает 0.2–0.25 МПа. Количество топлива определяется условием формирования трансзвукового потока. В [6] показано, что применение ГИ позволяет полностью сжечь это топливо в первой секции. При этом используется не весь кислород в канале. Затем непосредственно перед второй секцией осуществляется боковая подача водорода либо топлива $C_{12}H_{23}$ при давлении 0.3 МПа и температуре 300 К. Далее для управления их горением используется боковая струя воздуха во второй секции. О схеме модели можно судить по рисунку с полями параметров, представленным далее. Координаты x , y и все размеры модели отнесены к двойной длине первой секции. Решаются 2D нестационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье—Стокса с $k-\varepsilon$ -моделью турбулентности при упрощенной химической кинетике с применением модели идеального газа для компонентов смеси аналогично [6]. На входе в топливные инжекторы и патрубки для дроссельных струй воздуха задаются давление и температура торможения, а также статическое давление. В расчетах использовалась явная схема с ограничением на шаг по

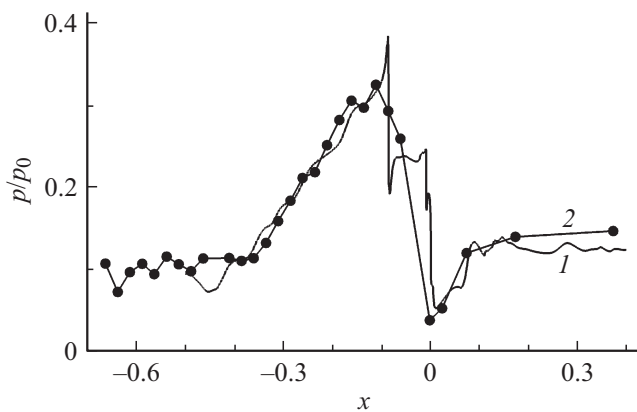


Рис. 1. Сравнение расчетного распределения давления на стенке канала (1) с экспериментальным (2).

времени согласно пороговому значению числа Куранта 0.9; для конвективных потоков применялась схема AUSM [8] с MUSCL-реконструкцией третьего порядка. Ячейки вычислительной сетки имеют форму четырехугольников. Отношение максимального и минимального шагов равно 64, полное число ячеек 810 000. Сетка измельчалась вблизи струй и стенок канала. С целью тестирования используемой модели проведены расчеты для условий эксперимента [5]. Сравнение распределений относительного давления по стенке канала показано на рис. 1. Расчетные данные (кривая 1) усреднены с применением процедуры [6]. Вершины ломаной линии 2 соответствуют экспериментальным данным.

Результаты расчета при подаче водорода перед уступом до дросселирования потока во второй секции приведены на рис. 2. На рис. 2, *a* показаны давление на стенку канала в зависимости от осевой координаты x , система изолиний квазистационарного поля давления с изолинией числа Маха $M = 1$ (жирная линия) на фоне массовой доли H_2O . Из узкой секции выходят две изолинии $M = 1$. Между ними $M > 1$. При обтекании уступа возникает волна разрежения, которая разворачивает поток к стенке второй секции, при этом он ускоряется. В однородном по физическим свойствам потоке при отражении от стенки формируется наклонный скачок уплотнения. После него поток течет вдоль канала. В решаемой задаче поток в волне разрежения взаимодействует со слоем водорода, молекулярный вес которого на порядок меньше, чем для воздуха, а скорость звука соответственно значительно больше. После уступа поворот потока в направлении вдоль канала происходит у стенки в слое с водородом и продуктами его сгорания, где $M < 1$ и ударная волна не возникает. В то же время значительная масса воздуха и продукты сгорания $C_{12}H_{23}$ текут из первой секции с $M > 1$ вне указанного слоя. Этот поток затормаживается в висячем скачке уплотнения, отражающемся от оси симметрии. За скачком давление повышается. В дозвуковом слое у стенки оно несколько выравнивается: его изолинии 4–7 над маховской конфигурацией

скачков идут к стенке почти перпендикулярно (рис. 2, *a*). В результате увеличивается давление в вихревой зоне за уступом, как видно на рис. 2, *a* (верхний фрагмент) из сравнения относительных давлений p/p_0 на стенку после ГИ, при боковой подаче H_2 и $C_{12}H_{23}$ (кривые 1–3 соответственно). Расширение канала происходит при $x = 0.5$. Резкое падение давления при $x \approx 0.49$ соответствует положению за струей топлива; верхние и нижние участки кривых относятся к боковым стенкам первой и второй секции соответственно. Давление на стенку за расширением становится значительно меньше (на порядок). Однако для водорода (кривая 2) оно больше приблизительно в 2 раза, чем до его подачи (кривая 1). Такой же результат получен и в эксперименте [5] (точки на кривых). Это дает возможность использовать подачу водорода перед уступом для удержания трансзвукового режима в узкой секции после отключения ГИ. Для кривых 1 и 3 давление на стенку после уступа практически одинаковое, что объясняет неэффективность бокового подвода тяжелого топлива $C_{12}H_{23}$. В расчетах количество сгоревшего водорода меньше 7% и практически не влияет на поле давления. Полнота сгорания топлива определяется количеством окислителя и степенью смешения с ним. На рис. 2, *b* показано поле массовой доли H_2 с изолиниями модуля завихренности потока ω . Струя подаваемого водорода, дробясь, растекается вдоль стенки. Весь водород оказывается практически в области существенной завихренности потока. Но в этой дозвуковой области без резких изменений структуры почти нет O_2 , и H_2 не сгорает.

При последующих расчетах для улучшения сжигания водорода во вторую секцию подается струя сжатого воздуха. Результаты при давлении $p = 0.2$ МПа и температуре $T = 300$ К (холодная струя) представлены на рис. 3. Наблюдаются значительные изменения структуры течения. При подаче струи с уступа срывается турбулентная вихревая пелена. Из-за неустойчивости от ее конца отрываются вихревые сгустки. На рис. 3, *a* эти вихревые образования показаны изолиниями для модуля завихренности $\omega = 0.05$ и 0.1 МГц на фоне массовой доли водорода. При сравнении с рис. 2, *b* видно, что количество водорода намного уменьшилось. Характер распределения завихренности при подаче боковой струи воздуха сильно изменился: возникли мощные вихревые структуры. С ними связано распределение водорода: образовались его сгустки — пятна. Во второй секции возник пульсирующий режим горения водорода. Расчет показал, что при этом сгорает 50% от его расхода. Практически полностью использован кислород струи и частично кислород, вытекающий из первой секции (см. рис. 3, *b*, на котором приведено поле массовой доли O_2 с изолиниями числа Маха). Видно, что кислород присутствует только в кольцевой области до конца канала. При увеличении давления подачи такой струи в 2 раза сгорает 63% водорода. Ее подогрев до 1000 К при давлении 0.2 МПа приводит к уменьшению в ней O_2 ,

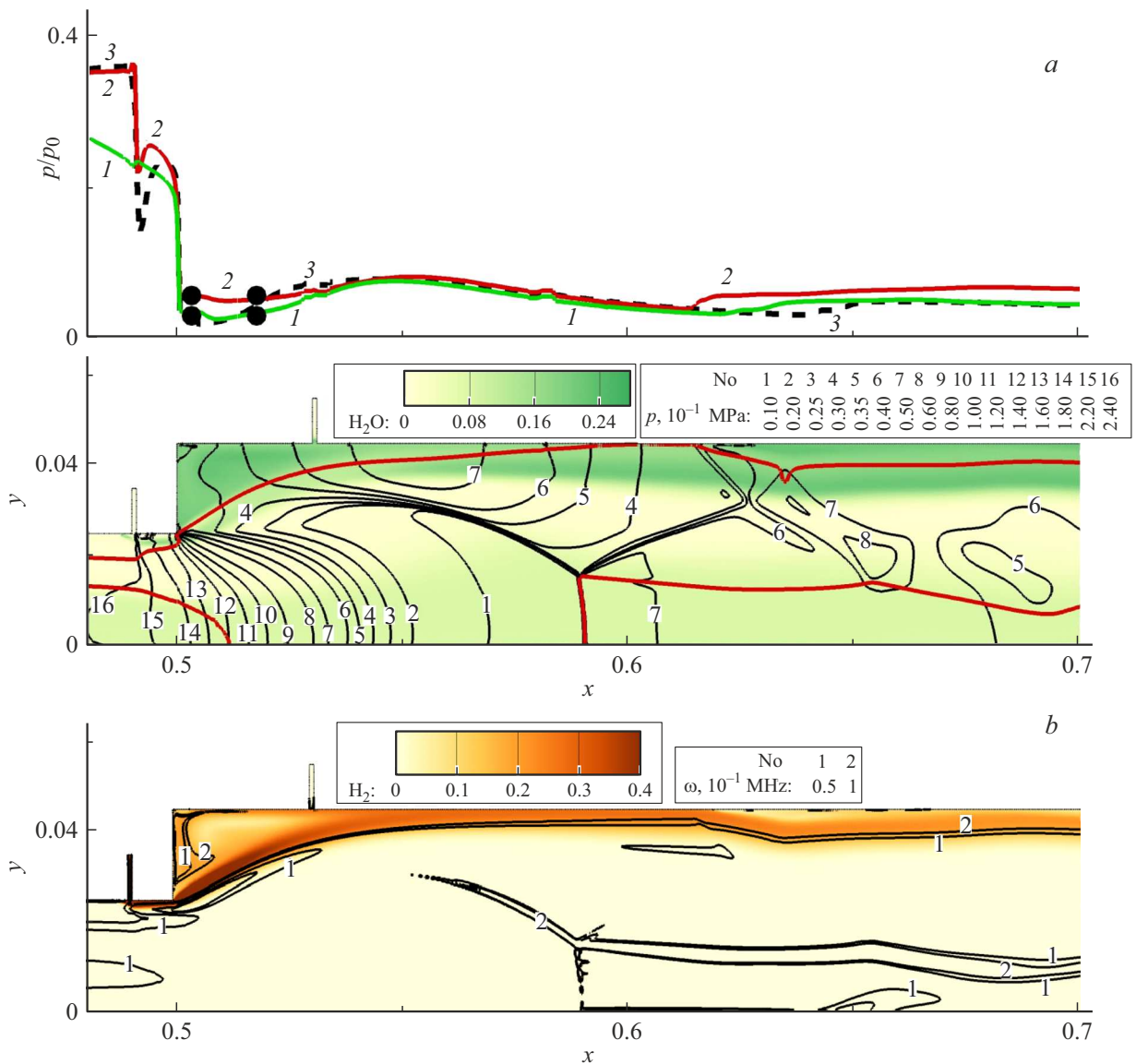


Рис. 2. *a*) Нижний фрагмент — изолинии давления p и изолиния числа Маха $M = 1$ на фоне распределения массовой доли H_2O (цветовая палитра массовой доли H_2O и значения давления для изолиний 1–16 показаны над областью решения); верхний фрагмент — относительные давления p/p_0 вдоль стенки (1 — до боковой подачи топлива, 2 — при подаче H_2 , 3 — при подаче $C_{12}H_{23}$, точки на кривых 1 и 2 — эксперимент [5]). *b*) поле массовой доли H_2 с изолиниями завихренности потока.

исчезновению пульсирующего режима и уменьшению доли сгорающего водорода.

Под действием холодной дроссельной струи во второй секции давление в вихревой зоне за уступом существенно возрастает. Это приводит к сдвигу фронта горения в первой секции до осевого инжектора. Важным следствием является разрушение ударных волн, возникающих при истечении из первой секции во вторую (рис. 2). Именно в них происходит потеря полного давления. Результирующие распределения чисел Маха и статического давления показаны на рис. 3, *b* и *c*. Первый из этих рисунков показывает сохранение трансзвукового режима, а второй (как и рис. 3, *a*) — разрушение маховской структуры скачков. Срыва горения в первой

секции не наблюдалось при дополнительной подаче воздуха (фронт горения приближался к осевому инжектору и останавливался). На рис. 3, *c* изолинии давления нанесены на поле массовой доли водяного пара. По сравнению с рис. 2, *a* область H_2O увеличилась, что связано с более полным сгоранием H_2 .

Таким образом, численно показано, что боковая подача водорода перед внезапным расширением канала позволяет поддерживать трансзвуковой режим горения углеводородного топлива в узкой секции постоянного сечения, что существенно для решения проблемы минимизации потерь полного давления. Установлено, что с помощью боковой струи сжатого воздуха можно разрушить ударно-волновую структуру потока после

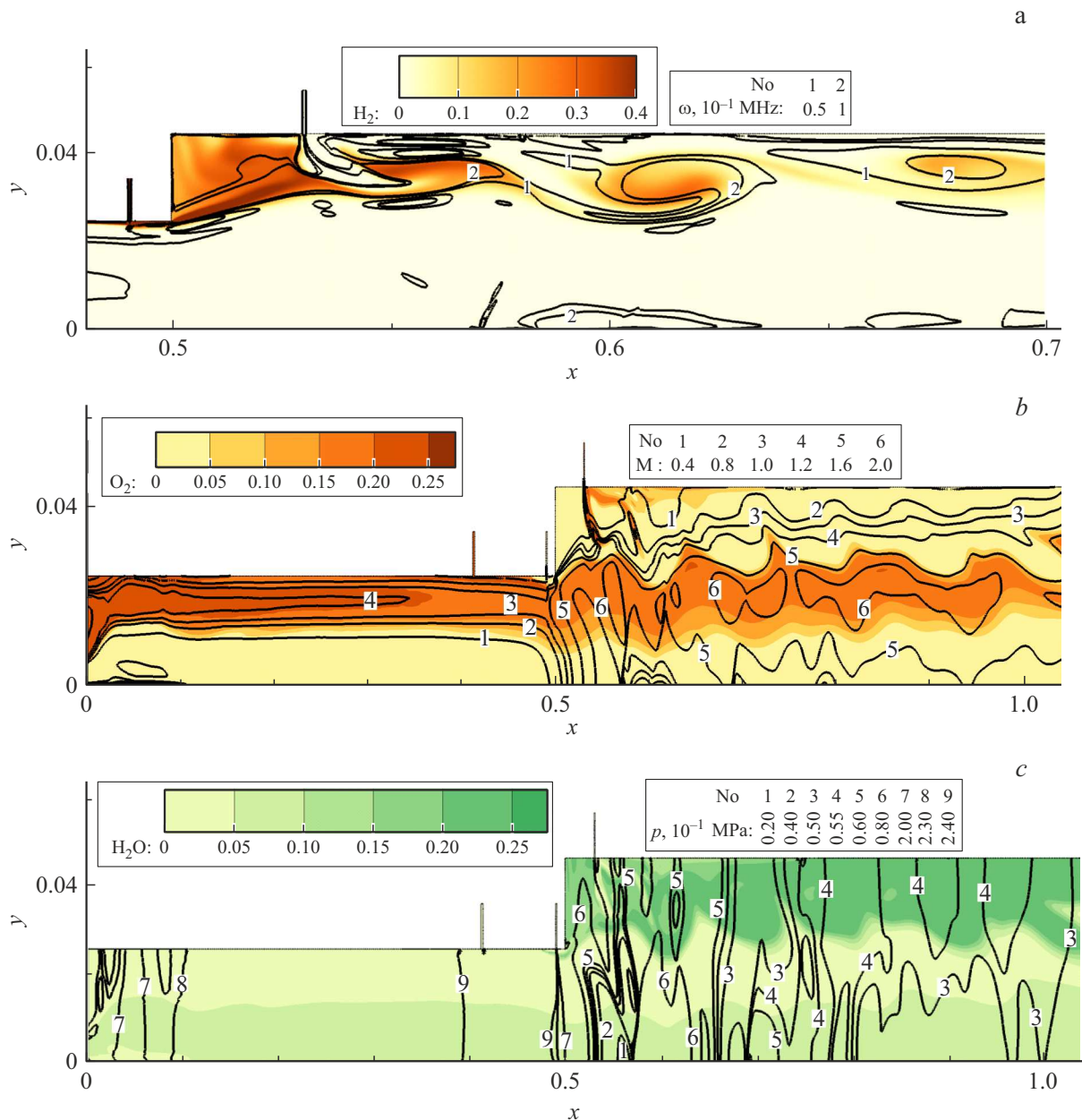


Рис. 3. Фрагмент поля массовой доли H_2 с изолиниями завихренности потока (а), поля массовых долей O_2 с системой изолиний чисел Маха (б) и H_2O с изолиниями статического давления (с) при боковой подаче H_2 с учетом дросселирования.

расширения канала, что также важно для уменьшения потерь полного давления. Установлена причина этих эффектов: большая разница молекулярных весов топлива (водорода) и окислителя (воздуха). Обнаружен пульсирующий режим горения водорода, подаваемого через боковой инжектор перед расширением канала.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Q. Yang, J. Chang, W. Bao, Adv. Mech. Eng., **2014**, 614189 (2015). DOI: 10.1155/2014/614189
- [2] M. Raghavendra Rao, G. Amba Prasad Rao, B.V.N. Charyulu, H. Singh, Aerosp. Sci. Technol., **106**, 106185 (2020). DOI: 10.1016/j.ast.2020.106185
- [3] V.V. Vlasenko, V.A. Sabelnikov, S.S. Molev, O.V. Voloshchenko, M.A. Ivankin, S.M. Frolov, Shock Waves, **30** (3), 245 (2020). DOI: 10.1007/s00193-020-00941-4

- [4] П.К. Третьяков, Физика горения и взрыва, **48** (6), 21 (2012). <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=18807199> [P.K. Tretyakov, Combust. Explos. Shock Waves, **48** (6), 677 (2012). DOI: 10.1134/S0010508212060020].
- [5] П.К. Третьяков, Физика горения и взрыва, **56** (1), 42 (2020). DOI: 10.15372/FGV20200104 [P.K. Tretyakov, Combust. Explos. Shock Waves, **56** (1), 36 (2020). DOI: 10.1134/S0010508220010049].
- [6] В.П. Замураев, А.П. Калинина, Физика горения и взрыва, **58** (4), 63 (2022). DOI: 10.15372/FGV20220407 [V.P. Zamuraev, A.P. Kalinina, Combust. Explos. Shock Waves, **58** (4), 450 (2022). DOI: 10.1134/S0010508222040074].
- [7] С.М. Аульченко, В.П. Замураев, А.П. Калинина, Письма в ЖТФ, **36** (12), 8 (2010). <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=20327238> [S.M. Aul'chenko, V.P. Zamuraev, A.P. Kalinina, Tech. Phys. Lett., **36** (6), 544 (2010). DOI: 10.1134/S1063785010060179].
- [8] M.S. Liou, J. Comput. Phys., **129** (2), 364 (1996). DOI: 10.1006/jcph.10.1996.0256