

УДК 536.468

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ СПУТНОЙ ВОДОРОДНОЙ СТРУИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

О. С. Ванькова, Н. Н. Фёдорова

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
nfd@itam.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования смешения, воспламенения и горения струи холодного водорода, распространяющейся вдоль нижней стенки канала параллельно сверхзвуковому ($M = 2$) потоку инертной газовой смеси / влажного горячего воздуха. Расчеты проведены с использованием коммерческого пакета ANSYS CFD Fluent на основе решения нестационарных осредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса, дополненных $k-\omega$ SST моделью турбулентности и несколькими кинетическими схемами горения водорода. Рассмотрены две брутто-схемы и три детальные кинетики, включающие в себя 16, 38 и 37 прямых и обратных реакций. Целью работы является выбор методики расчета и кинетического механизма, обеспечивающих хорошее совпадение с экспериментальными данными по сверхзвуковому горению спутной струи водорода. Показано, что в случае нереагирующего течения расчетный алгоритм позволяет достаточно точно предсказать параметры смешения струи водорода и внешнего потока. В случае реагирующего течения существенное влияние на характеристики течения оказывают крупные вихревые структуры, развивающиеся на границе слоя горения с внешним течением. Учет нестационарности в комбинации с детальной кинетической схемой, содержащей 37 реакций, позволяет получить хорошее совпадение средних характеристик течения с экспериментальными данными о распределении давления, температуры, числа Маха и концентраций компонентов на выходе из камеры сгорания.

Ключевые слова: сверхзвуковая камера сгорания, смешение воздуха с водородом.

DOI 10.15372/FGV20210402

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно исследуются двигательные установки, предназначенные для полетов с гиперзвуковыми скоростями. Важным аспектом проблемы является обеспечение эффективной работы сверхзвуковой камеры сгорания (КС) [1, 2]. Конструкция КС должна обеспечивать быстрое и эффективное смешение окислителя и топлива, воспламенение и интенсивное горение.

Изучение и моделирование процессов турбулентного горения является важной задачей для разработки и совершенствования практических систем с точки зрения повышения их эффективности, снижения расхода топлива и образования загрязняющих веществ. Структура турбулентного пламени в сверхзвуковых КС является сложной, на нее влияют волновая кар-

тина течения, турбулентность, химическая кинетика, акустика, радиационный теплообмен и другие факторы. Исследование сверхзвуковых КС экспериментальными методами осложнено невозможностью получения условий реального полета в наземных экспериментальных установках, ограничением времени экспериментов, недостаточной точностью доступных методов визуализации и измерений параметров потока. Сложность процессов не позволяет использовать теоретические методы при исследовании реальных пространственных конфигураций и многовариантных комбинаций условий потока и состава реагирующей смеси. Поэтому в современных исследованиях, наряду с экспериментальными и теоретическими, используются методы математического моделирования. После верификации на проверенных экспериментальных данных численное моделирование позволяет предсказывать параметры воспламенения при различных условиях, анализировать устойчивость процесса горения и минимизиро-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-38-90125, 20-08-00959).

вать образование загрязняющих выбросов.

Из-за большой скорости потока на входе в КС гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД) организация смешения топлива и окислителя является сложной задачей. В [3] изучено влияние условий потока на процессы смешения и воспламенения в модельной камере сгорания с расширением в виде уступа при поперечной подаче струй водорода. Установлено, что скорость смешения увеличивается с ростом относительного давления в струе. Позже эти авторы выполнили обзор исследовательских работ по распространению и стабилизации пламени в КС двухрежимного ГПВРД [4]. В [5] представлен обзор экспериментальных и численных исследований реагирующих и нереагирующих течений в камере сгорания ГПВРД с каверной. В [6] метод крупных вихрей использован для изучения нереагирующего высокоскоростного течения в камере сгорания с каверной. В [7] численно изучены характеристики реагирующего потока в камере сгорания с каверной для двух конфигураций подачи топлива. Показано, что массообмен основного потока с течением в каверне выше в случае нормальной подачи топлива перед каверной, чем в случае спутной подачи.

Популярным тестом для численных методов моделирования высокоскоростных течений со смешением и горением водорода являются экспериментальные данные [8]. Эксперимент выполнен в режиме сверхзвукового ($M = 2$) внешнего потока горячего воздуха с высоким содержанием паров воды в плоском канале с подачей звуковой холодной струи водорода параллельно нижней стенке. Популярность эксперимента [8] можно объяснить тем, что для достаточно простой двумерной конфигурации доступен обширный набор данных для верификации расчетных моделей в условиях смешения и горения. За последние десятилетия многие авторы выполнили тестовые расчеты для условий эксперимента [8] с помощью собственных и коммерческих программных кодов, использующих различные модели турбулентности и кинетические схемы.

В [9] эксперимент [8] применяется в качестве теста для валидации программного кода WIND. Используются кинетический механизм горения водорода из 8 реакций для 7 компонентов и две модели турбулентности ($k-\varepsilon$ и $k-\omega$ SST) на достаточно подробной сетке с разре-

шением ламинарного подслоя. Критерием сходимости служил мониторинг массовых долей компонентов смеси на выходе из расчетной области. Для обеих моделей турбулентности согласование между расчетными и экспериментальными данными по всем величинам, кроме числа Маха, улучшается при снижении числа Прандтля до 0.5. Пиковые значения температуры торможения и молярной концентрации H_2O хорошо согласуются с экспериментом, хотя в расчетах получен более толстый слой пламени. Отмечено сильное влияние тепловых условий на входе в расчетную область. Также исследована чувствительность времени задержки воспламенения, которая определялась по точке воспламенения при изменении температуры. В эксперименте и расчете расстояние до точки воспламенения изменялось линейно с ростом температуры, хотя в расчете воспламенение происходит существенно выше по потоку. Отмечено, что, поскольку задержка воспламенения является ключевым параметром для камер сгорания ГПВРД, такое поведение свидетельствует о недостатках численной модели. Сделано предположение, что включение дополнительных реакций в кинетический механизм и ограничение скоростей химических реакций путем снижения скорости смешения на основе концепции диссипации вихрей могут улучшить предсказание поведения точки воспламенения в зависимости от температуры.

В [10] для расчетов использована модель турбулентности, в которой турбулентные числа Прандтля и Шмидта являются частью решения. Источниковые члены в уравнениях, учитывающие взаимодействие химии и турбулентности, вычисляются через осредненные значения параметров течения. Для случая смешения получено хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных. В случае реагирующего потока наблюдается плохое согласование, если взаимодействие турбулентности и кинетики не учитывается. Основной причиной расхождения названо снижение расчетного числа Прандтля вблизи области смешения, что способствует передаче тепла и раннему воспламенению. Но если для реагирующего течения учитываются химические источниковые параметры, согласование расчетных и экспериментальных данных оказывается гораздо лучше.

В [11] представлены метод и результаты расчета влияния неперемешанности в больших

вихревых структурах, порожденных неустойчивостью контактного разрыва, на воспламенение и горение турбулентных струй горючего в сверхзвуковом потоке. Влияние перемешанности задается генератором случайных чисел, настроенным в соответствии с вычисляемой в каждом узле расчетной сетки вероятностью возникновения благоприятных условий для протекания химической реакции. Для случая смешения, когда во внешнем потоке не содержится кислород, совпадение расчетных и экспериментальных профилей свидетельствует о пригодности используемой в этой работе двухслойной модели турбулентной вязкости Себеси — Смита для задач тангенциального вдува в сверхзвуковой пограничный слой. Совпадения с экспериментальными профилями удалось добиться в квазиламинарном приближении, без учета эффекта перемешанности. Показано, что длина задержки воспламенения очень чувствительна к выбору начальных профилей скорости, температуры и концентрации радикалов во внешнем потоке. Автору [11] не удалось достичь соответствия расчетов эксперименту по распределению давления в квазиламинарном приближении. Учет перемешанности позволил получить хорошее согласование данных.

В [12] проведена валидация программного кода Wind-US на экспериментальных данных [8]. Получены хорошие численные результаты по задержке воспламенения и профилям средних величин на выходе из камеры сгорания. Показано существенное влияние модели турбулентности на положение области воспламенения.

В [13] проведены численные исследования при условиях эксперимента [8] с помощью разработанного авторами кода ACANS. Используются осредненные по Фавру уравнения Навье — Стокса, дополненные кинетическим механизмом из 8 реакций для 7 компонентов. Численные результаты в случае не реагирующего потока хорошо согласуются с данными экспериментальных измерений. Для реагирующего течения получено установившееся решение с воспламенением на расстоянии $x = 14$ см. Профили полной температуры и массовых концентраций водорода и воды в выходном сечении показывают неплохое совпадение с экспериментом, однако уровень молярной концентрации водорода вблизи стенки занижен, а максимум молярной концентрации воды находится ближе

к стенке по сравнению с экспериментом. Данные о сравнении профилей числа Маха и давления Пито отсутствуют.

На основе обзора расчетных работ можно сделать вывод, что во всех расчетах получены хорошие результаты для случая без горения. Почти во всех расчетах реагирующего течения пик области горения, определяемый по максимуму температуры и молярной концентрации воды, смещен по направлению к стенке. Ни в одной работе не получена толстая дозвуковая зона в слое горения, которая наблюдалась в эксперименте. Для того чтобы улучшить совпадение с экспериментом в реагирующем случае, авторам пришлось изменять физические константы, использовать детальные кинетические схемы горения водорода, включающие в себя радикалы [14], и учитывать дополнительные факторы, такие как влияние когерентных структур с помощью искусственно введенных возмущений или взаимодействие химии и турбулентности. Следует отметить, что все описанные выше расчеты выполнены в стационарном приближении, не позволяющем получить нестационарные вихревые структуры на границе слоя смешения/горения.

Результаты численных исследований горения перемешанных смесей в сверхзвуковых потоках показывают влияние крупных вихревых структур, развивающихся в слоях смешения, на химические реакции [15]. В вихрях наблюдается существенное выгорание топлива, что расширяет зону реакции по сравнению с толщиной слоя, определяемой градиентом скорости. Установлено также, что вертикальные структуры приводят к свертыванию несгоревших реагентов внутри слоя частично или полностью сгоревших продуктов. Это явление, которое называют несмешиваемостью (unmixedness), препятствует реакции «захваченных» реагентов и снижает общую эффективность горения [16–18].

В настоящей работе результаты экспериментов [8] проанализированы численно с помощью коммерческого пакета ANSYS CFD Fluent на основе решения осредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса, дополненных $k-\omega$ SST моделью турбулентности и несколькими кинетическими схемами горения водорода [19–23]. Целью работы является выбор методики расчета и кинетического механизма, обеспечивающих хорошее совпадение с экспериментальными данными [8]. Ранее [24] нами были про-

Таблица 1

Параметры исследованных течений

Течение	Число Маха М	Температура T, К	Скорость u, м/с	Давление p, МПа	Массовая концентрация			
					H ₂	O ₂	N ₂	H ₂ O
Водородная струя	1	254	1 216	0.1	1	0	0	0
Инертный газ	2.44	1 270	1 764	0.1	0.0005	0.0509	0.73240	0.2162
Влажный воздух	2.44	1 270	1 764	0.1	0	0.258	0.486	0.256

тестированы несколько кинетических схем по времени задержки воспламенения при различных входных условиях, в том числе и для экспериментальных данных [8]. Расчеты выполнены в стационарной постановке, поэтому для реагирующего течения получены результаты, аналогичные описанным выше.

Особенностью настоящей работы является учет нестационарности течения, что позволило воспроизвести в расчетах вихревые структуры на верхней границе слоя горения и получить хорошее согласование с экспериментом по всему набору данных.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе численно изучено воспламенение холодной водородной струи во влажном воздухе при сверхзвуковой скорости потока. Геометрия канала и параметры потока выбраны в соответствии с экспериментальным исследованием [8]. Схема экспериментального канала представлена на рис. 1. Высота канала на входе $H_{inlet} = 8.9$ см, на выходе $H_{outlet} = 10.48$ см. Высота щели для выдува водорода $h = 0.476$ см, толщина обечайки $h_j = 0.076$ см. Длина канала $L = 40.6$ см, длина от входа в камеру сгорания до сечения, где подается струя водорода, составляет $l = 5$ см. Начало локальной системы координат $x = 0$ совпадает с вы-

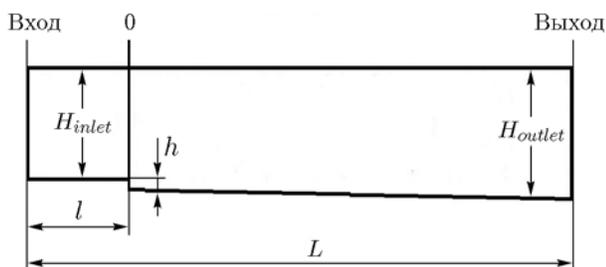


Рис. 1. Геометрия расчетной области

Таблица 2

Параметры расчетных сеток

Сетка	Количество ячеек	Максимальное значение y^+
Грубая	$5 \cdot 10^5$	20
Средняя	10^6	5
Мелкая	$1.5 \cdot 10^6$	1

ходным сечением струи.

Входные данные для внешнего потока и водородной струи приведены в табл. 1. Выполнены две серии расчетов для разных составов основного потока. В первой серии во внешнем потоке содержание кислорода было низким (см. вторую строку в табл. 1). Во второй серии (см. последнюю строку в табл. 1) высокое содержание кислорода обеспечивало воспламенение водородной струи. На твердых стенках ставились условия прилипания для скорости и адиабатические условия для температуры. В расчетах использовались три структурированные сетки со сгущением к стенкам канала. Информация о сетках представлена в табл. 2.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОД РАСЧЕТА

Математическое моделирование течений в камере сгорания проведено в ANSYS Fluent на основе решения полных осредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса вязкого многокомпонентного теплопроводного газа, дополненных $k-\omega$ SST моделью турбулентности и блоком уравнений химической кинетики. Скорости кинетических реакций вычислялись по уравнениям аррениусовского типа. Влияние турбулентных пульсаций на скорость, т. е. взаимодействие турбулентности и химии, не учитывалось. Это является допустимым предпо-

Таблица 3

Кинетические схемы

Номер схемы	Количество реакций	Компоненты смеси	Источник
1	1	H ₂ , O ₂ , H ₂ O, N ₂	[19]
2	1	H ₂ , O ₂ , H ₂ O, N ₂	[20]
3	16	H ₂ , H, O ₂ , O, OH, H ₂ O, N ₂	[21]
4	38	H ₂ , H, O ₂ , O, OH, HO ₂ , H ₂ O ₂ , H ₂ O, N ₂	[22]
5	37	H ₂ , H, O ₂ , O, OH, HO ₂ , H ₂ O ₂ , H ₂ O, N ₂	[23]

ложением для случая сверхзвуковых течений, в которых временные масштабы, связанные с турбулентностью, существенно меньше характерных химических времен. Рассмотрены две брутто-схемы (табл. 3). Первая взята из стандартной базы данных Fluent [19] для водородовоздушной смеси. Во второй одностадийной схеме константы скорости реакции подобраны в [20] по времени задержки воспламенения. Кроме этого, использованы три детальные кинетики, включающие в себя 16, 38 и 37 прямых и обратных реакций, которые описаны в работах [21–23] (см. табл. 3).

Удельная теплоемкость и теплопроводность компонентов смеси описывалась полиномиальными зависимостями от температуры, для вязкости использовался закон Сазерленда.

Для решения задачи использовались решатель на основе уравнения для давления (pressure-based solver), методы Coupled и PISO для аппроксимации членов с давлением и скоростью, а также противотоковая аппроксимация второго порядка для конвективных членов в уравнениях импульсов, энергии и турбулентных параметров.

Решение задачи реализовано в несколько этапов. На первом этапе решалась задача о сверхзвуковом течении в прямом канале, на входе в который были заданы условия из табл. 1. На выходе из канала определялись профили турбулентных и осредненных газодинамических параметров, которые на втором этапе задавались на входе в расчетную область камеры сгорания (см. рис. 1), и решалась задача о смешении «холодного» водорода и инертного газа (задача 1). На третьем этапе подключался блок химических реакций и решалась задача о горении водорода во влажном воздухе (задача 2).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Подготовка профилей осредненных газодинамических и турбулентных параметров

Целью первого этапа является получение профилей газодинамических и турбулентных параметров на входе в камеру сгорания с учетом пограничного слоя на стенках канала. На входе в расчетную область, представляющую собой прямой канал высотой $H = 8.9$ см и длиной $L = 80$ см, задаются условия для сверхзвукового потока (см. табл. 1). Полученные профили параметров записаны в файл, который использован на втором этапе.

На рис. 2 представлены расчетные профили

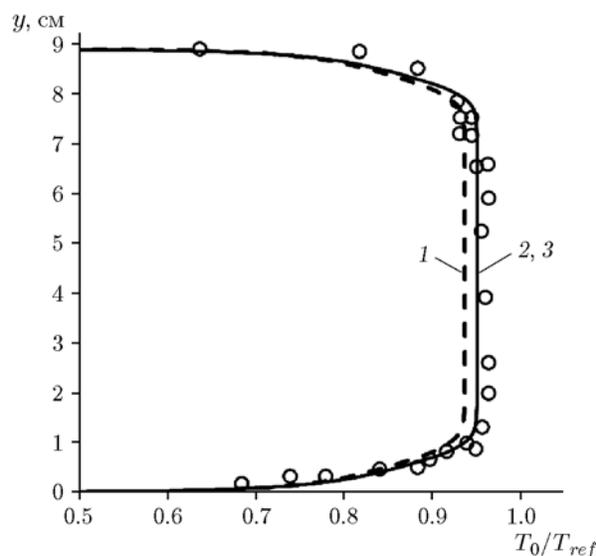


Рис. 2. Экспериментальный (точки) и расчетные (линии) профили безразмерной температуры в сечении $x = 0$:

1 — данные, полученные на грубой сетке, 2, 3 — на средней и мелкой сетках

ли безразмерной полной температуры T_0/T_{ref} , $T_{ref} = 2380$ К, в сечении $x = 0$, полученные на грубой (линия 1), средней и мелкой (линии 2, 3) сетках, в сравнении с экспериментальными данными (точки). Наблюдается хорошее качественное и количественное согласование данных. Расчетные кривые, полученные на средней и мелкой сетках, совпадают с точностью 3 %. Толщина пограничного слоя на стенках канала в сечении $x = 0$ составляет $\delta \approx 1$ см, и расчетные кривые, полученные на средней и мелкой сетках, хорошо совпадают с экспериментальными точками.

3.2. Моделирование нереагирующего течения

Целью второго этапа является решение задачи о смешении инертного газа и холодной водородной струи. На входе в канал заданы профили газодинамических и турбулентных параметров, полученные на первом этапе. Для этой задачи проведено исследование сходимости численного решения при измельчении сетки.

На рис. 3 представлены распределения статического давления на нижней (рис. 3,а) и верхней (рис. 3,б) стенках камеры сгорания, полученные на грубой (1), средней (2) и мелкой (3) сетках. Как видно на рисунке, на нижней стенке канала перед сечением $x = 0$ происходит резкий рост давления, вызванный инжекцией струи. Зона повышенного давления очень узкая. За уступом вследствие резкого расширения канала давление падает на 50 %, а затем восстанавливается до $p \approx 85$ 000 Па и дальше остается практически неизменным до конца канала.

На верхней стенке давление постоянно до области $x \approx 15$ см. Далее оно падает до $p \approx 71$ 000 Па и затем незначительно восстанавливается под действием волн разрежения и сжатия, пришедших с нижней стенки. Небольшое снижение давления в конце расчетной области связано с некоторым расширением канала.

Совпадение расчетных данных, полученных на мелкой и средней сетках, свидетельствует о получении сеточно-независимого решения. В дальнейших расчетах будет использоваться средняя расчетная сетка.

На рис. 4 представлено расчетное поле статического давления для случая смешения холодной водородной струи и инертного газа. Видно, что при обтекании обечайки сверхзву-

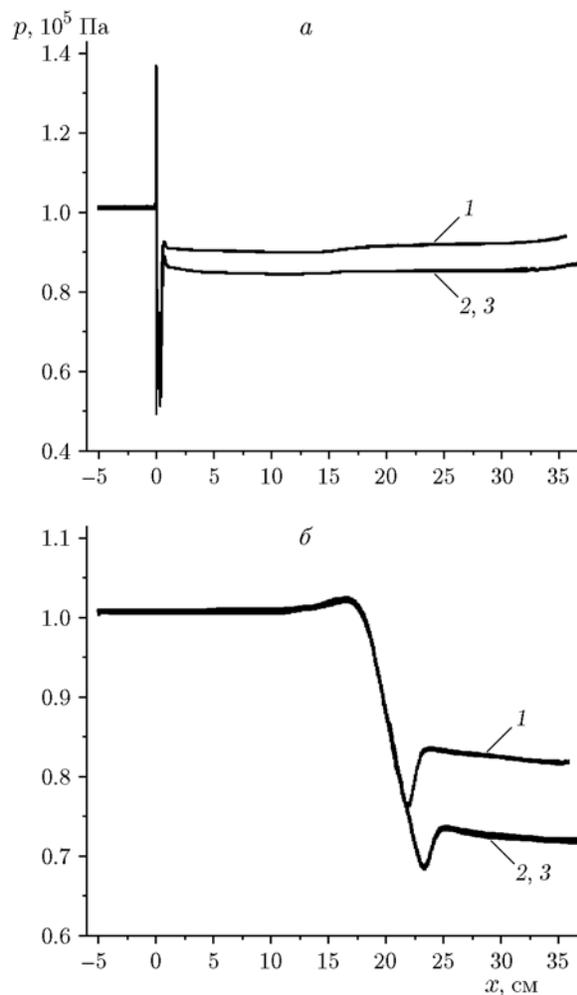


Рис. 3. Распределения статического давления в задаче 1 на нижней (а) и верхней (б) стенках, полученные на грубой (1), средней (2) и мелкой (3) сетках

ковым потоком образуются веер волн разрежения (1) и волна сжатия, которая быстро теряет свою интенсивность из-за взаимодействия с веером волн разрежения. Волна разрежения 1, уходящая вверх, отражается от верхней стенки волной разрежения 2.

За обечайкой формируется небольшая рециркуляционная зона с низкой плотностью. Звуковая струя после выхода расширяется с образованием сверхзвуковой «бочки» с максимальным числом Маха $M = 1.5$, которая замыкается волной сжатия. Внутри струи образуется уходящая вниз волна разрежения, которая отражается от нижней стенки волной 3. После преломления в слое смешения эта волна объединяется с волной 1.

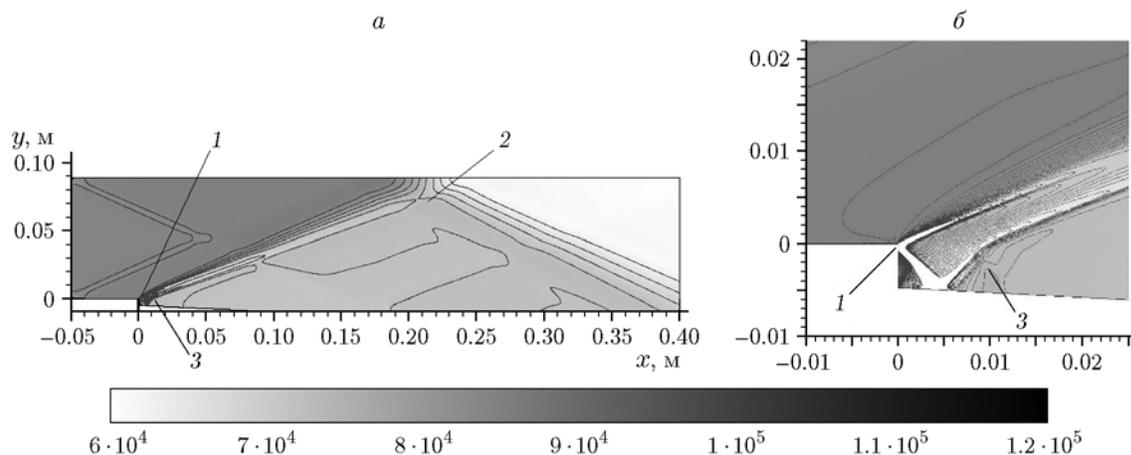


Рис. 4. Расчетное поле статического давления во всей расчетной области (а) и вблизи области инжекции (б)

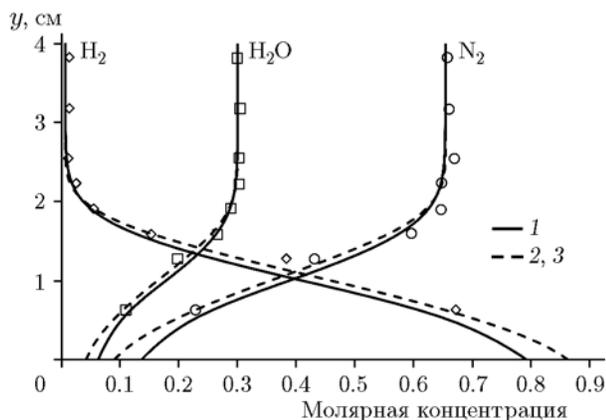


Рис. 5. Расчетные профили молярной концентрации компонентов смеси в задаче 1 на выходе из канала на грубой (1), средней (2) и мелкой (3) сетках

Рис. 4 показывает, что канал разделен исходной (1) и отраженной (2) волнами разрежения на три части, давление в которых последовательно снижается примерно на 20 %. Поскольку отраженная от верхней стенки волна 2 приходит на выходную границу канала, ее действие не проявляется на графике распределения статического давления на нижней стенке (см. рис. 3,а).

На рис. 5 представлены профили молярной доли компонентов смеси (H_2 , N_2 и H_2O) на выходе из расчетной области для случая смешения струи водорода и инертного газа, демонстрирующие хорошее согласие расчетных данных с экспериментом. Численные результаты на средней и мелкой сетках совпадают. Наи-

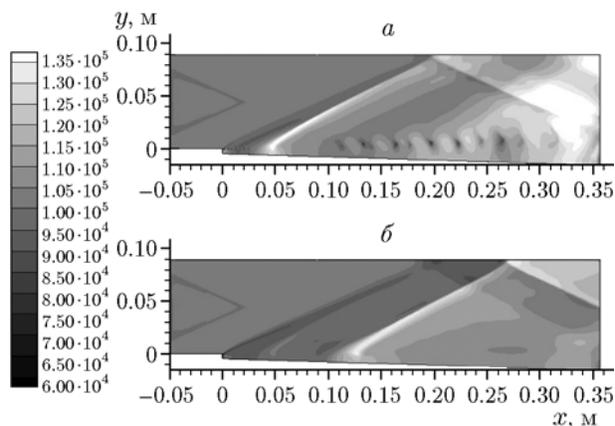


Рис. 6. Расчетные поля статического давления для мгновенных (а) и средних (б) величин, полученные с использованием схемы 3

большее отличие данных расчетов, полученных на грубой сетке, от экспериментов наблюдается в пограничном слое.

3.3. Моделирование реагирующего течения

Целью третьего этапа исследований является сравнение результатов, полученных с разными кинетическими схемами. Расчеты выполнялись на средней сетке. Численные решения с использованием всех описанных выше кинетических схем, кроме схемы 4, показывают, что на некотором расстоянии от места инжекции происходит воспламенение. На границе слоя горения развивается неустойчивость, которую можно идентифицировать по крупным вихревым структурам (рис. 6,а, рис. 7,а). Числен-

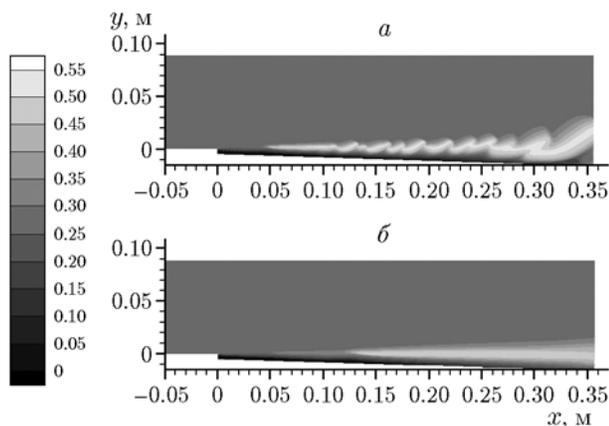


Рис. 7. Расчетные поля массовой концентрации паров воды для мгновенных (а) и средних (б) величин, полученные с использованием схемы 3

ное решение остается нестационарным на протяжении достаточно длительного времени, существенно превышающего время физического эксперимента (3 с). Для анализа результатов в процессе расчетов накапливались статистические данные о средних величинах и среднеквадратичных отклонениях.

На рис. 6 и 7 представлены мгновенные (а) и осредненные (б) поля статического давления и массовой концентрации воды, рассчитанные с использованием кинетической схемы 3 (см. табл. 3). Нестационарные вихревые структуры видны на мгновенных полях статического давления, температуры, скорости и концентраций компонентов. Мгновенное поле концентрации воды (рис. 7,а) показывает, что воспламенение происходит на внешней границе водородной струи при $x = 0.05$ м. Пламя остается узким и ламинарным до $x = 0.12$ м, далее на мгновенных полях видно образование вихревых структур, размер которых растет вниз по потоку. Средние характеристики указывают на то, что именно в этом месте наблюдается резкое утолщение пламени, которое вызывает формирование ударной волны. Аналогичные результаты получены по всем кинетическим схемам (см. табл. 3), кроме схемы 4, которая дает установившееся решение с плавным ростом давления.

На рис. 8 представлены профили средней безразмерной температуры (а) и давления Пито (б) на выходе из канала. Здесь $T_{ref} = 2380$ К, $p_{ref} = 1.71$ МПа. На рис. 8,а видно, что расчетная кривая для схемы 4 в области $y = 2$ см

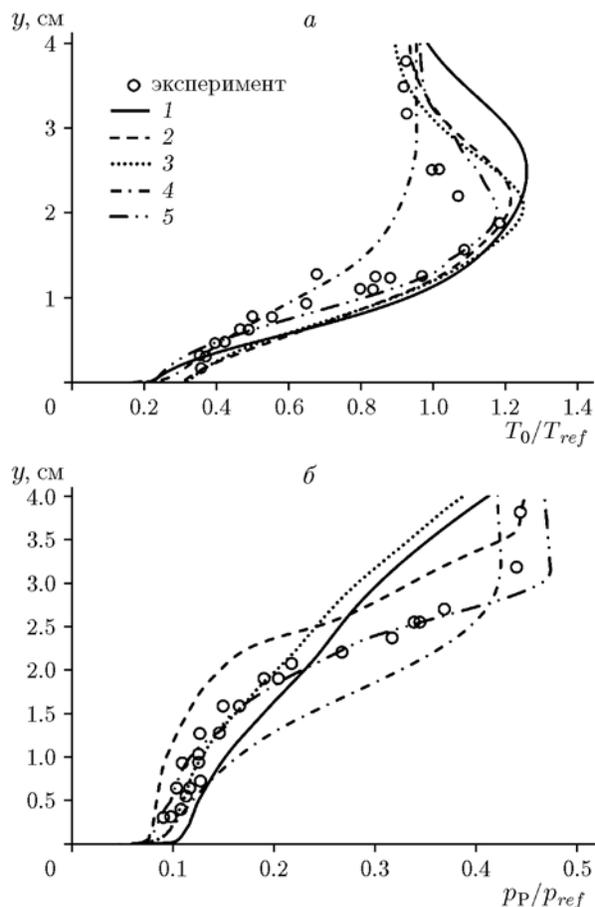


Рис. 8. Расчетные профили безразмерной полной температуры (а) и давления Пито (б) в реагирующем течении на выходе из канала, полученные с помощью разных кинетических схем:

номера кривых соответствуют номерам схем в табл. 3

не описывает повышение температуры, в отличие от расчетных кривых для других схем. Для схемы 1 слой повышенной температуры в расчетах получился шире, чем в эксперименте. Для схем 2 и 3 расчетные кривые близки друг к другу и имеют отличия лишь в температурном пике. Схема 5 хорошо описывает экспериментальные точки до пика температуры ($y \approx 2$ см), затем расчетная кривая проходит немного выше экспериментальных точек. Во всех расчетах слой горения, определенный по значениям полной температуры, получился шире, чем в эксперименте.

На рис. 8,б видно, что вблизи нижней стенки расчетные кривые для схем 2, 4 и 5 качественно верно описывают экспериментальные точки. Расчетная кривая для схемы 2 проходит

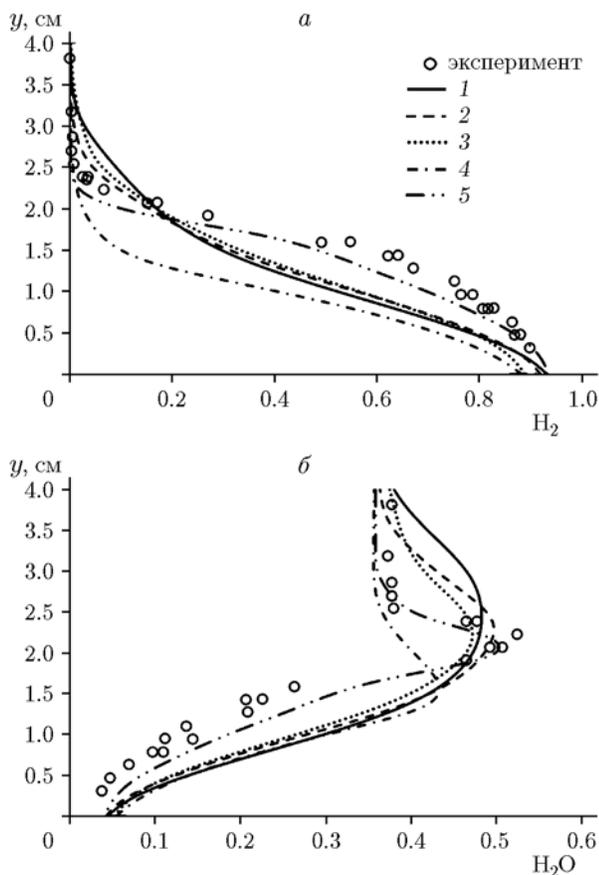


Рис. 9. Расчетные профили молярной концентрации компонентов смеси H_2 (а) и H_2O (б) для реагирующего течения на выходе из канала, полученные с помощью разных кинетических схем:

номера кривых соответствуют номерам схем в табл. 3

выше экспериментальных точек, кривая схемы 4 — ниже. Кривая расчета для схемы 5 хорошо описывает экспериментальные точки, небольшое завышение давления Пито наблюдается лишь в основном потоке.

На рис. 9 представлены профили молярной доли компонентов смеси H_2 (а) и H_2O (б) на выходе из канала для различных кинетических схем. Схема 4 дает самый тонкий слой водорода, что можно объяснить тем, что для этой схемы не получен нестационарный режим с вихревыми структурами на границе пламени. Расчеты с использованием схем 1–3 дали близкие результаты. Кривая, рассчитанная со схемой 5, точнее всего описывает экспериментальные точки и для концентрации водорода, и для концентрации воды. На рис. 9,б видно, что в расчетах со схемой 1 получился более широ-

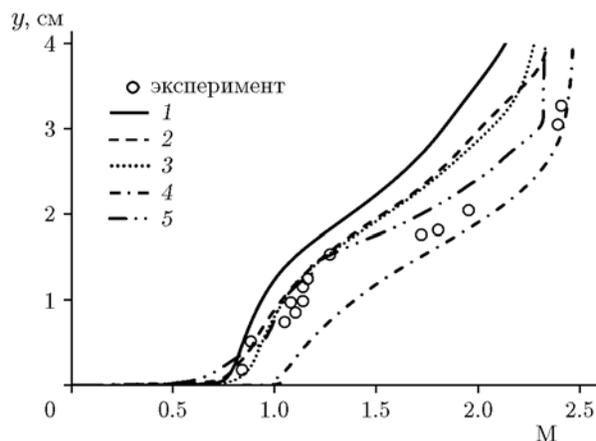


Рис. 10. Профили среднего числа Маха для реагирующего течения на выходе из канала, полученные с помощью разных кинетических схем:

номера кривых соответствуют номерам схем в табл. 3

кий слой горения. В случае схем 2 и 3 толщина пламени примерно одинаковая, но различается пиковая концентрация паров воды. Для схемы 4 слой горения располагается ближе к нижней стенке. Пик молярной концентрации воды намного ниже, чем в эксперименте, что объясняет занижение температуры в этой области (см. рис. 6,а). Для схемы 5 получено хорошее качественное и количественное согласование расчетных и экспериментальных данных как по ширине слоя горения, так и по пику молярных концентраций реагента и продукта реакции.

На рис. 10 представлены профили средних чисел Маха, полученные в расчетах с использованием различных кинетических схем, в сравнении с экспериментальными точками. Рисунок показывает, что схема 4 не предсказывает дозвуковую область вблизи стенки, в то время как остальные схемы правильно описывают эту часть течения. Лучшее соответствие с экспериментальными данными внутри слоя горения и во внешнем течении демонстрирует схема 5.

Анализ профилей в выходном сечении показал, что в зависимости от кинетической схемы максимальные среднеквадратичные отклонения относительно максимальных средних значений составляют $6 \div 10\%$ для числа Маха, $16 \div 20\%$ для безразмерной полной температуры, $16 \div 24\%$ для молярной концентрации водорода и $15 \div 20\%$ для молярной концентрации водяных паров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы процессы смешения, воспламенения и горения холодной водородной струи, подаваемой параллельно сверхзвуковому потоку. Представленные результаты расчетов находятся в хорошем качественном и количественном согласовании с экспериментальными данными [8].

Показано, что в случае нереагирующего течения расчетный алгоритм позволяет достаточно точно предсказать параметры смешения струи водорода и внешнего потока. В случае реагирующего течения существенное влияние на его характеристики оказывают крупные вихревые структуры, развивающиеся на границе слоя горения с внешним течением. Учет нестационарности в комбинации с детальной кинетической схемой [23], содержащей 37 реакций для 9 компонентов, позволяет получить хорошее совпадение средних характеристик течения с экспериментальными данными о распределении давления, температур, чисел Маха и концентраций компонентов на выходе из камеры сгорания.

Следует отметить, что несмотря на то, что расчет со схемой 5 показал хорошие результаты для этого двумерного тестового случая, использование схемы 5 при расчетах реальных трехмерных конфигураций сопряжено с большими вычислительными затратами. Поэтому план дальнейших исследований включает в себя изучение возможностей использования редуцированных химических механизмов в сочетании с моделями взаимодействия турбулентности и химии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bogdanoff D. W.** Advanced injection and mixing techniques for scramjet combustors // *J. Propul. Power.* — 1994. — V. 10, N 2. — P. 183–190.
2. **Urzay J.** Supersonic combustion in air-breathing propulsion systems for hypersonic flight // *Annu. Rev. Fluid Mech.* — 2018. — V. 50. — P. 593–627.
3. **Huang W., Jin L., Yan L., Tan J. G.** Influence of jet-to-cross flow pressure ratio on non-reacting and reacting processes in a scramjet combustor with backward-facing steps // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2014. — V. 39. — P. 21242–21250.
4. **Huang W., Du Z. B., Yan L., Moradi R.** Flame propagation and stabilization in dual-mode scramjet combustors: A survey // *Prog. Aero Sci.* — 2018. — V. 101. — P. 13–30.
5. **Barnes F. W., Segal C.** Cavity-based flame holding for chemically-reacting supersonic flows // *Prog. Aero Sci.* — 2015. — V. 76. — P. 24–41.
6. **Zhao S., Lardjane N., Fedioun I.** Comparison of improved finite-difference WENO schemes for the implicit large eddy simulation of turbulent non-reacting and reacting highspeed shear flows // *Comput. Fluids.* — 2014. — V. 95. — P. 74–87.
7. **Zhao Y., Liang J., Zhao Y.** Non-reacting flow visualization of supersonic combustor based on cavity and cavity-strut flameholder // *Acta Astronaut.* — 2016. — V. 121. — P. 282–291.
8. **Burrows M. C., Kurkov A. P.** Analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in a vitiated airstream // *NASA TM X-2828.* — NASA, 1973.
9. **DalBello T.** WIND validation cases: computational study of thermally-perfect gases // *AIAA Paper 2003–0546.*
10. **Xiao X., Hassan H. A., Baurle R. A.** Modeling scramjet flows with variable turbulent Prandtl and Schmidt numbers // *AIAA Paper 2006–0128.*
11. **Колесников О. М.** Влияние перемешанности в больших вихревых структурах на воспламенение и горение турбулентных струй горючего в сверхзвуковом потоке // *Физика горения и взрыва.* — 2006. — Т. 42, № 1. — С. 49–56.
12. **Engblom W. A., Frate F. C., Nelson C. C.** Progress in validation of Wind-US for ramjet/scramjet combustion // *AIAA Paper 2005–1000.*
13. **Gao Z., Jiang C., Pan S., Lee C. H.** Combustion heat-release effects on supersonic compressible turbulent boundary layers // *AIAA J.* — 2015. — V. 53, N 7. — P. 1949–1968.
14. **Burke M. P., Chaos M., Ju Y., Dryer F. L., Klippenstein S. J.** Comprehensive H₂/O₂ kinetic model for high-pressure combustion // *Int. J. Chem. Kinet.* — 2012. — V. 44, N 7. — P. 444–474. — DOI: 10.1002/kin.20603.
15. **Drummond J. P.** A two-dimensional numerical simulation of supersonic chemically reacting mixing layer // *NASA Techn. Memorandum 4055.* — December 1988.
16. **Evans J. S., Schexnayder C. J., Jr.** Influence of chemical kinetics and unmixedness on burning in supersonic hydrogen flames // *AIAA J.* — 1980. — V. 18. — P. 188–193.
17. **Gerdroodbary M. B., Mokhtari M., Fallah K., Pourmirzaagha H.** The influence of micro air jets on mixing augmentation of transverse hydrogen jet in supersonic flow // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2016. — V. 41, N 47. — P. 22497–22508.
18. **Gerdroodbary M. B., Jahanian O., Mokhtari M.** Influence of the angle of incident shock wave on mixing of transverse hydrogen micro-jets in supersonic cross flow // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2015. — V. 40, N 30. — P. 9590–9601. —
19. <https://studentcommunity.ansys.com/thread/ansys-fluent-2020-r1-theory-guide-user-guide-full-pdf/>.

20. **Бедарев И. А., Рылова А. В., Федоров А. В.** Применение детальных и приведенных кинетических схем для описания детонации водородовоздушных смесей с разбавителем // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 5. — С. 22–33. — DOI: 10.15372/FGV20150503.
21. **Ladeinde F.** A critical review of scramjet combustion simulation // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 5–8 January 2009, Orlando, Florida. — AIAA Paper 2009-127.
22. **Tien J. H., Stalker R. J.** Release of chemical energy by combustion in a supersonic mixing layer of hydrogen and air // Combust. Flame. — 2002. — V. 130. — P. 329–348.
23. **Maas U., Warnatz J.** Ignition processes in hydrogen-oxygen mixtures // Combust. Flame. — 1988. — V. 74. — P. 53–69.
24. **Fedorov A. V., Fedorova N. N., Vankova O. S., Tropin D. A.** Verification of kinetic schemes of hydrogen ignition and combustion in air // AIP Conf. Proc. — 2018. — V. 1939. — 020019. — DOI: 10.1063/1.5027331.

Поступила в редакцию 29.06.2020.

После доработки 10.07.2020.

Принята к публикации 22.07.2020.
