

## ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 535.71

### ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ С НЕПРЕРЫВНОЙ ДЕТОНАЦИЕЙ ПРИ РАЗДЕЛЬНОЙ ПОДАЧЕ ГОРЮЧЕГО И ОКИСЛИТЕЛЯ

© 2013 г. С. М. Фролов\*, А. В. Дубровский, В. С. Иванов

*Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, Москва  
Центр импульсно-детонационного горения, Москва*

\*E-mail: smfrol@chph.ras.ru

Поступила в редакцию 12.04.2012

Цель данной работы – провести трехмерное численное моделирование рабочего процесса в кольцевой камере сгорания с непрерывной детонацией (КСНД) при раздельной подаче топливных компонентов – водорода и воздуха – и сравнить результаты расчетов с имеющимися экспериментальными данными. Модель основана на системе нестационарных уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу, дополненных моделью турбулентности и уравнениями неразрывности и энергии для многокомпонентной реагирующей смеси газов. Для численного решения системы использован комбинированный алгоритм, основанный на методе конечных объемов и методе частиц. В расчетах впервые приняты во внимание эффекты, связанные с конечными скоростями турбулентного и молекулярного смещения компонентов горючей смеси друг с другом и с продуктами детонации и химических превращений. Проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН. Получено удовлетворительное согласие результатов.

*Ключевые слова:* камера сгорания с непрерывной детонацией, многомерное численное моделирование, сравнение с экспериментом.

DOI: 10.7868/S0207401X13020064

#### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время силовые установки в авиации представлены в основном газотурбинными двигателями (ГТД), работающими по термодинамическому циклу Брайтона. Этот же цикл широко используется в ракетных двигателях, в частности в жидкостных ракетных двигателях (ЖРД). В течение многих десятков лет ГТД и ЖРД непрерывно совершенствовались, и дальнейшее продвижение на этом пути возможно только при широком использовании новых дорогостоящих технологий и жаропрочных материалов. Одно из альтернативных решений, потенциально позволяющее существенно повысить термодинамическую эффективность современных ГТД и ЖРД, – использование камер сгорания с повышением полного давления. Повышения полного давления в камере сгорания можно добиться, увеличивая скорость горения смеси горючего с окислителем и/или изменяя режим горения. Наиболее привлекательным (по термодинамической эффективности) режимом быстрого горения является детонация [1, 2]. В детонационной волне достигается максимальная концентрация химической энер-

гии, запасенной в горючем: энергия выделяется в тонком слое ударно-сжатой смеси. Известны две основные схемы организации детонационного горения [3]: в периодических детонационных волнах, бегущих вдоль камеры сгорания (импульсно-детонационные камеры), и в детонационных волнах, непрерывно циркулирующих в тангенциальном направлении поперек камеры сгорания (камеры сгорания с непрерывной детонацией (КСНД)). Обе схемы считают перспективными как для воздушно-реактивных, так и для ракетных двигателей. Данная работа – продолжение работы авторов [4] по исследованию возможности интеграции КСНД в ГТД.

Для точного моделирования, оптимизации и определения области существования устойчивого рабочего процесса в КСНД необходима тщательная проверка математической модели, используемой в расчетах путем сравнения с имеющимися экспериментальными данными. Ниже приведены результаты численного моделирования непрерывной детонации водородно-воздушной смеси в проточной кольцевой камере, имеющей такую же конструкцию и размеры, как и описанная в [5, 6].

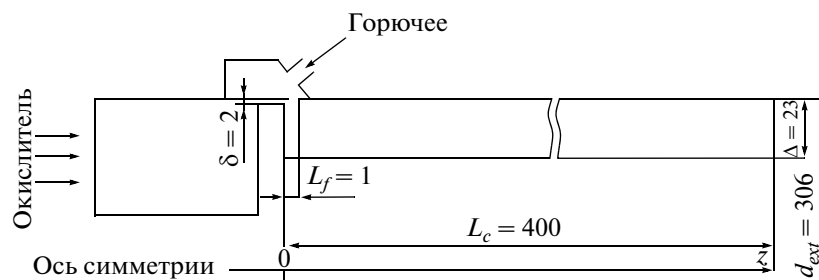


Рис. 1. Геометрические размеры камеры сгорания с непрерывной детонацией [5, 6] (размеры – в мм).

В отличие от всех известных расчетных исследований (см., например, [4, 7, 8]), мы впервые моделируем рабочий процесс в КСНД с раздельной подачей горючего и окислителя.

### КАМЕРА СГОРАНИЯ С НЕПРЕРЫВНОЙ ДЕТОНАЦИЕЙ

На рис. 1 показана схема камеры сгорания с непрерывной детонацией с размерами ключевых элементов. Камера сгорания представляет собой осесимметричный кольцевой канал с внутренним и наружным диаметрами кольцевого зазора  $d_{int} = 260$  мм и  $d_{ext} = 306$  мм соответственно (ширина зазора  $\Delta = 23$  мм) и длиной  $z = L_c = 400$  мм. Осевое расстояние  $z$  отсчитывается от днища КСНД ( $z = 0$ ). Между днищем и внешней стенкой камеры предусмотрена кольцевая щель шириной  $\delta = 2$  мм для подачи газообразного окислителя в осевом направлении из коллектора окислителя. Горючее поступает в камеру из коллектора горючего в радиальном направлении через отверстия, расположенные равномерно по окружности внешней стенки камеры на расстоянии  $z = L_f = 1$  мм. Общая площадь сечения отверстий  $S_f = 0.4$  см<sup>2</sup>. Правый конец КСНД на рис. 1 открыт в окружающую среду.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания физико-химических процессов в КСНД использовали математическую модель, подробно описанную в [4]. Здесь лишь вкратце опишем ее основные особенности.

Течение вязкого сжимаемого газа в КСНД описывается усредненными по Рейнольдсу трехмерными нестационарными уравнениями Навье–Стокса, энергии и неразрывности химических компонентов многокомпонентной смеси. Турбулентные потоки вещества, количества движения и энергии моделируются с помощью стандартной  $k$ – $\varepsilon$ -модели турбулентности. Ввиду того, что все физико-химические процессы в КСНД протекают за очень короткие времена, вкладом фронтального (ламинарного и/или турбулентного) горения в химические источниковые члены в

уравнении энергии и в уравнениях неразрывности для компонентов смеси пренебрегали. Вклады объемных реакций в указанные химические источники определяли с помощью метода частиц (МЧ) [9–12, 4].

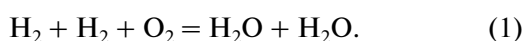
Важнейшее преимущество МЧ – возможность точного определения скоростей химических реакций в турбулентном потоке без привлечения каких-либо гипотез о влиянии турбулентных пульсаций температуры и концентрации реагентов на среднюю скорость реакции. В алгоритме МЧ мгновенные локальные состояния турбулентного реагирующего течения представляются в виде набора взаимодействующих (лагранжевых) частиц. Каждая частица обладает индивидуальными свойствами: положением в пространстве, тремя компонентами скорости, объемом, плотностью, температурой, массовыми долями химических компонентов и статистическим весом, используемым при определении средних по ансамблю частиц значений переменных. Для каждой частицы решается система уравнений сохранения массы химических компонентов, движения и энергии, причем для определения потоковых (обменных) членов используются классические модели линейной релаксации к среднему [9]. Уравнения модели замыкаются калорическим и термическим уравнениями состояния смеси идеальных газов с переменной теплоемкостью, а также начальными и граничными условиями. Все теплофизические параметры газа считаются переменными.

### ПРОЦЕДУРА РАСЧЕТА И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Численное решение определяющих уравнений задачи проводилось с использованием сопряженного алгоритма “метод SIMPLE [13] – метод Монте-Карло”. Химические источниковые члены рассчитывались по неявной схеме с внутренним шагом интегрирования по времени. Сопряженный алгоритм был ранее использован для расчета ускорения пламени и перехода горения в детонацию в гладких трубах и трубах с препятствиями [11, 12], а также при решении задач об ударно-инициированном самовоспламенении и

предпламенном самовоспламенении в замкнутых объемах [14]. Во всех случаях было получено удовлетворительное согласие результатов расчетов и опытов. Кроме того, этот алгоритм использовался при решении задачи о пределах существования детонации в КСНД, работающей на гомогенной водородно-воздушной смеси [4].

Как и в [4], в данной работе в качестве горючего и окислителя использовали водород и воздух. Однако в отличие от [4], где расчеты проводились для гомогенной стехиометрической водородно-воздушной смеси, в данной работе рассматривается раздельная подача топливных компонентов в КСНД. Как и в [4], для моделирования окисления водорода применяли одноступенчатую схему реакции:



Скорость окисления водорода при повышенных давлениях  $P$  (от 5 до 40 атм) и температурах  $T$  (от 1100 до 2000 К) рассчитывали по формуле

$$[\dot{\text{H}}_2] = -8.0 \cdot 10^{11} P^{-1.15} [\text{H}_2]^2 [\text{O}_2] e^{-10^4/T} \quad (2)$$

(атм, моль, л, с).

Эта формула получена путем подгонки функциональных зависимостей периода индукции от давления и температуры, полученных для схемы (1), к зависимостям, полученным с помощью проверенного детального кинетического механизма окисления водорода [15]. Отметим, что теплота реакции (1) была изменена так, чтобы расчетная скорость детонации Чепмена–Жуге,  $D_{CJ}$ , для стехиометрической водородно-воздушной смеси соответствовала ее термодинамическому значению ( $D_{CJ} \approx 1970$  м/с).

Граничные условия для средней скорости течения, давления, температуры, турбулентной кинетической энергии и ее диссипации, а также для средних концентраций химических компонентов на твердых стенках КСНД были сформулированы с использованием формализма пристеночных функций в предположении, что стенки изотермические ( $T_w = 293.15$  К), непроницаемые, некаталитические и на них отсутствует проскальзывание потока. На входе в воздушный (индекс “ $a$ ”) и водородный (индекс “ $f$ ”) коллекторы КСНД задавались входные граничные условия в виде фиксированных значений давления, температуры, турбулентной кинетической энергии и ее диссипации, а также средних концентраций окислителя и горючего соответственно.

К выходному сечению КСНД присоединялся ресивер, объем которого многократно превышал объем самой камеры. На границах ресивера задавали условие фон Неймана:  $\text{grad}(P) = 0$ . Все остальные переменные (скорость, температура, турбулентная кинетическая энергия и ее диссипация, а также концентрации компонентов) экстраполировались на эти границы из расчетной

области. Специальные расчеты показали, что принятые граничные условия на границах ресивера никак не влияли на решение.

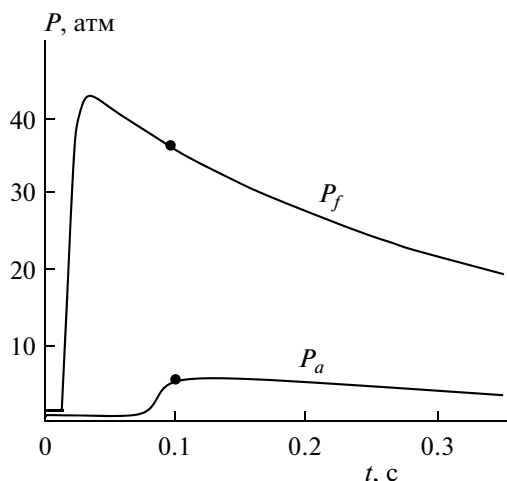
Граничные условия для частиц (компоненты вектора скорости и скалярные переменные) на твердых стенках КСНД и на открытых границах расчетной области формулировались таким образом, чтобы они согласовывались с граничными условиями для средних значений соответствующих переменных. Такая согласованность непрерывно контролировалась путем сравнения значений переменных, полученных осреднением по ансамблю частиц в расчетной ячейке, со средними значениями этих же переменных, полученных из решения осредненных уравнений течения.

Начальные условия для средних параметров течения формулировались следующим образом. Предполагалось, что в начальный момент времени  $t = 0$  воздушный и водородный коллекторы заполнены покоящимся воздухом и водородом под статическим давлением соответственно  $P_a$  и  $P_f$ , а вся остальная область заполнена покоящимся воздухом при атмосферном давлении  $P_e$ .

Начальное положение частиц в расчетной области выбиралось с помощью генератора случайных чисел, обеспечивающего в среднем равномерное распределение на единичном интервале длины. В начальный момент времени для каждой частицы задавались определенные значения всех приписанных к ней переменных, согласующиеся с начальными распределениями соответствующих средних значений. Номинальное количество частиц в расчетной ячейке –  $N_p$  задавалось перед расчетом и принималось равным 10. Отметим, что в процессе вычислений действительное количество частиц в ячейках могло изменяться (частицы передвигались по расчетной области). Чтобы поддерживать количество частиц на заданном уровне, использовались специальные процедуры их клонирования и кластеризации.

Характер течения в КСНД, вообще говоря, зависел от выбранного значения  $N_p$  и от расчетной сетки. Однако предварительные расчеты показали, что при  $N_p > 10$ –15 зависимость характера течения от  $N_p$  становилась слабой. Влияние расчетной сетки изучалось путем сопоставления результатов расчетов на разных сетках, содержащих 1.5 млн и 5 млн ячеек. Что касается внутренней структуры самого детонационного фронта, то используемые расчетные сетки не позволяли разрешить ее в достаточной мере. Последнее станет предметом дальнейших исследований.

Расчет начинался с продувки КСНД в течение 0.4 мс – времени, требуемого для образования над днищем камеры активного слоя водородно-воздушной смеси высотой около 10 см. Далее включалась процедура инициирования детонации. Эта процедура сводилась к быстрому сжиганию всех



№ варианта	1	2
$P_a$ , атм	6	6
$P_f$ , атм	37	18.5

**Рис. 2.** Экспериментальные кривые давления в воздушном,  $P_a$ , и водородном,  $P_f$ , коллекторах. Внизу приведены параметры для двух вариантов расчета.

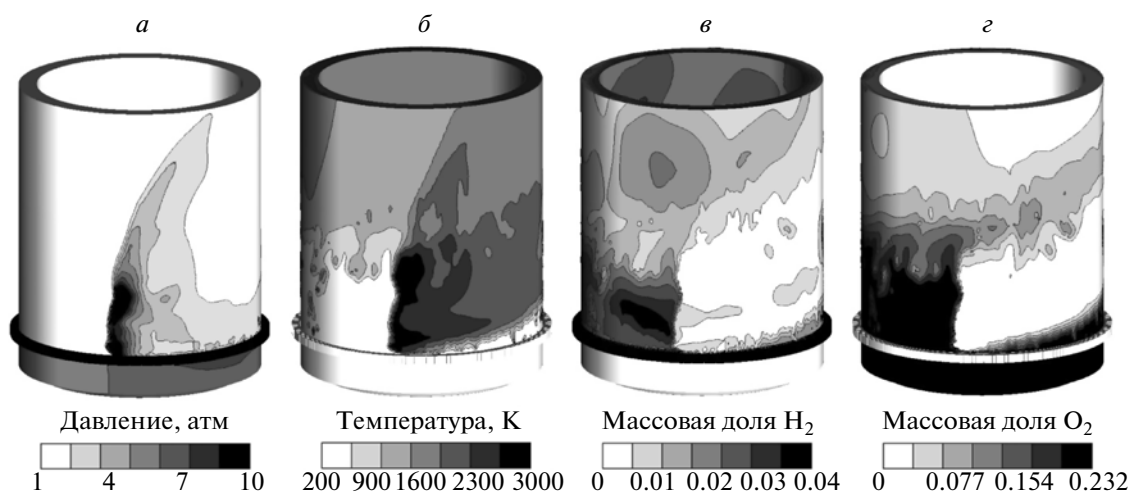
частиц, расположенных в области инициатора – области ограниченного размера в активном слое. Сгорание частиц приводило к быстрому повышению давления в области инициатора и образованию ударной волны. Чтобы обеспечить распространение детонационной волны в выбранном направлении, например против часовой стрелки, в начальном распределении частиц в КСНД в на-

правлении по часовой стрелке от области инициатора предусматривали слой временно инертных частиц. Сразу после иницирования детонации эти частицы становились активными.

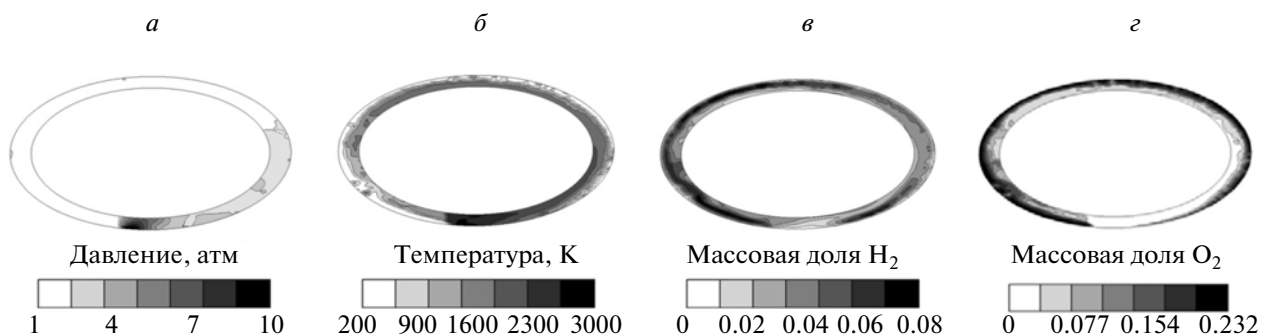
На рис. 2 приведены экспериментальные кривые давления в воздушном и водородном коллекторах. Там же представлены параметры двух вариантов расчета, обсуждаемых ниже. В экспериментах [5, 6] для непрерывной подачи компонентов горючей смеси использовались ресиверы конечного объема, поэтому давление в коллекторах в течение эксперимента уменьшалось. В наших же расчетах значения давления в воздушном и водородном коллекторах считались постоянными (показаны точками на экспериментальных кривых). Вариант 1 со значениями давления в воздушном и водородном коллекторах соответственно  $P_a = 6$  атм и  $P_f = 37$  атм соответствует начальным условиям экспериментов [5, 6]. Вариант 2 выбран для исследования влияния давления в водородном ( $P_f = 18.5$  атм) коллекторе на характеристики рабочего режима в КСНД.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

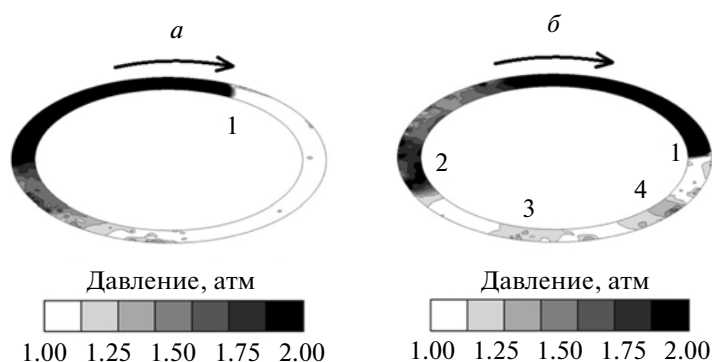
На рис. 3 показаны мгновенные расчетные распределения давления (а), температуры (б) и массовых долей водорода (в) и кислорода (г) в окрестности внешней стенки КСНД для варианта 1 в момент времени  $t = 5.7$  мс. В дополнение к рис. 3 на рис. 4 показаны мгновенные расчетные распределения тех же параметров в тот же момент времени и для того же варианта, но в поперечном сечении  $z = 40$  мм. В отличие от существующих в настоящее время моделей рабочего процесса в КСНД, используемая в рассматриваемых расчетах модель учитывает микросмешение газов и возможность



**Рис. 3.** Мгновенные распределения давления (а), температуры (б) и массовой доли водорода (в) и кислорода (г) в окрестности внешней стенки КСНД, работающей на раздельной подаче воздуха и водорода. Детонация распространяется справа налево. Вариант 1.



**Рис. 4.** Мгновенные распределения давления (*a*), температуры (*б*) и массовой доли водорода (*в*) и кислорода (*г*) в поперечном сечении КСНД на расстоянии  $z = 40$  мм от днища камеры. Детонация распространяется справа налево. Вариант 1.



**Рис. 5.** Мгновенные распределения давления в поперечном сечении КСНД на расстоянии  $z = 40$  мм от днища камеры в момент времени  $t = 2.90$  (*a*) и  $6.86$  мс (*б*), когда в камере одновременно распространяются детонационная волна 1 без дополнительных сверхзвуковых фронтов реакции (*a*) и с тремя дополнительными фронтами реакции – 2, 3 и 4 (*б*). Детонация распространяется по часовой стрелке. Вариант 1.

химических превращений в зонах смешения продуктов детонации с компонентами свежей горючей смеси. Из рис. 3 и 4 видно, что ДВ распространяется по существенно неоднородной среде с переменными температурой и химическим составом. Для варианта 1 в КСНД получен устойчивый рабочий процесс с одной ДВ, который выходит на периодический режим через  $\sim 3$  мс после инициирования. Интересно, что в экспериментах, описанных в [5, 6], периодический режим с непрерывной детонацией тоже наблюдался по прошествии  $\sim 3$  мс после инициирования. Частота вращения ДВ в расчетах оказалась близкой к 123000 об/мин (2.0–2.1 кГц). Высота слоя водородно-воздушной смеси непосредственно перед фронтом ДВ (см. рис. 3*в, г*) составила около 100–150 мм, что соответствует толщине слоя в экспериментах работ [5, 6].

Следует, однако, отметить, что в отличие от наших расчетов в экспериментах из [5, 6] регистрировалась не одна, а две или три ДВ, которые одновременно распространялись над днищем камеры и были приблизительно равноудалены друг от друга. При внимательном анализе результатов

расчетов оказалось, что в структуре течения за ДВ периодически возникают дополнительные явно выраженные сверхзвуковые фронты реакции (один, два и более). Например, на рис. 5*а* и *б* представлены ситуации, когда за бегущей ДВ (обозначена цифрой 1) нет дополнительных фронтов реакции (рис. 5*а*) и когда распространяется три дополнительных фронта реакции (2–4 на рис. 5*б*). По своей интенсивности эти фронты уступают детонации, поэтому на рис. 5*а* и *б* изменен масштаб для давления. Для количественного анализа этих фронтов реакции рассмотрим рис. 6, на котором показан пример расчетных зависимостей статического давления и статической температуры от времени в точке, расположенной на внешней стенке КСНД в окрестности днища камеры. Видно, что в промежутках между основными пиками давления и температуры, соответствующими бегущей ДВ, имеются пики меньшей интенсивности, соответствующие дополнительным фронтам реакции. Вопрос о том, почему в расчете эти фронты не трансформируются в детонационные волны, пока остается открытым. К возмож-

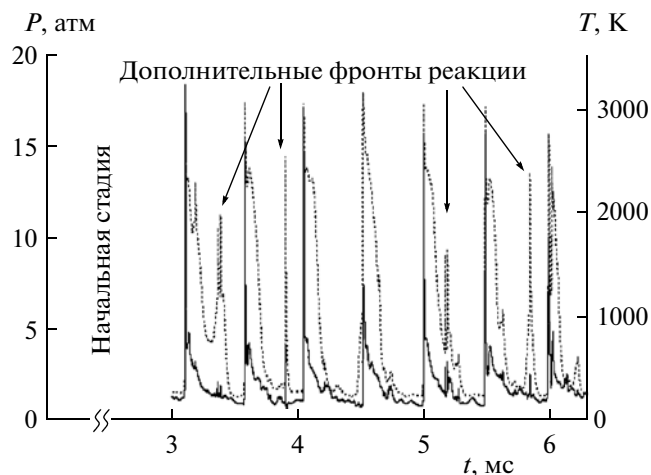


Рис. 6. Расчетные зависимости статического давления (сплошная кривая) и статической температуры (штриховая) от времени в точке, расположенной на внешней стенке КСНД на расстоянии  $z = 40$  мм от дна, в расчетном варианте 1.

ным причинам можно отнести использование упрощенной модели молекулярного смешения и упрощенной одностадийной кинетической схемы окисления водорода.

На рис. 7 показаны расчетные зависимости скорости ДВ в двух вариантах: 1 (рис. 7а) и 2 (рис. 7б), причем представлены скорости волны как на внешней —  $D_{ext}$  (сплошные линии), так и на внутренней —  $D_{int}$  (штриховые линии) стенках КСНД. Скорость ДВ  $D$  определяли как  $D = \Delta L / \Delta t$ , где  $\Delta L$  — путь (длина дуги), пройденный волной за интервал времени  $\Delta t$ . Координату фронта ДВ определяли по положению максимального пика давления. Из рис. 7 видно, что в обоих вариантах скорость ДВ вдоль внешней стенки выше, чем вдоль внутрен-

ней. Это обстоятельство требует дополнительного обсуждения.

Во-первых, стационарное распространение ДВ возможно лишь тогда, когда локальные мгновенные условия перед фронтом волны (термодинамическое состояние и состав горючей смеси) поддерживаются на постоянном уровне и находятся внутри параметрической области существования детонации. Поэтому, вообще говоря, значения скоростей  $D_{ext}$  и  $D_{int}$  определяются процессами смешения топливных компонентов друг с другом и с продуктами детонации предыдущего цикла, а также дифракцией ДВ на стенках камеры и боковым расширением продуктов.

Во-вторых, для поддержания стационарного (в среднем) распространения детонации в кольцевом канале необходимо, чтобы выполнялось условие

$$D_{ext} / D_{int} \approx 1 + 2\Delta / d_{int}. \quad (3)$$

Это условие легко получить, предположив, что фронт бегущей ДВ в среднем сохраняет свою форму. В соответствии с этим условием для КСНД рассматриваемой конструкции должно быть  $D_{ext} / D_{int} \approx 1.18$ , что удовлетворительно согласуется с данными, представленными как на рис. 7а, так и на рис. 7б. Таким образом, в стационарном периодическом режиме система подачи компонентов горючей смеси в КСНД должна обеспечивать такие термодинамические состояния и составы смеси перед фронтом ДВ, при которых значения скоростей  $D_{ext}$  и  $D_{int}$ , с одной стороны, находятся внутри параметрической области существования детонации в КСНД данных размеров, а с другой — удовлетворяют “геометрическому” условию (3).

Чтобы продемонстрировать структуру течения в окрестности дна КСНД в периодическом режиме работы, рассмотрим рис. 8. Здесь показаны

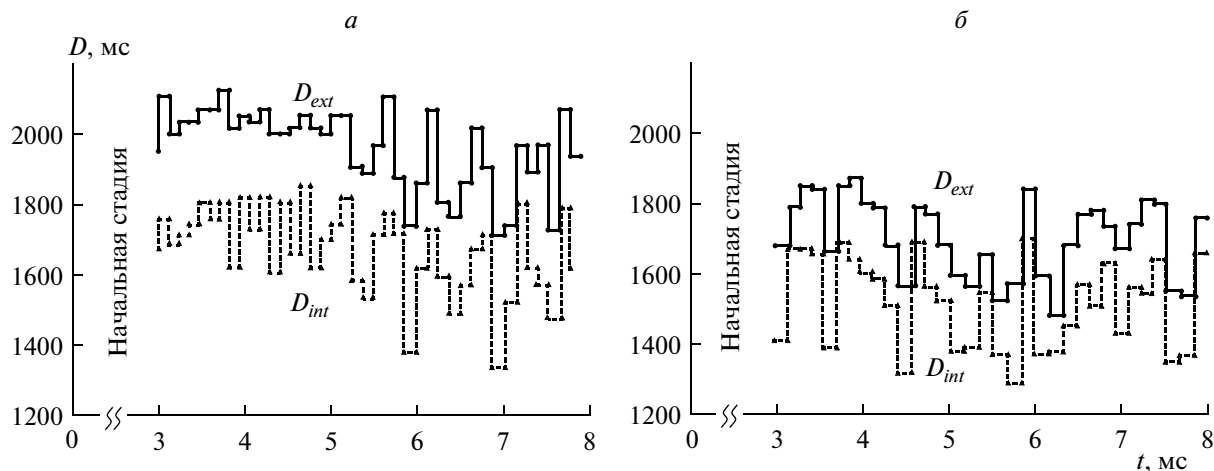
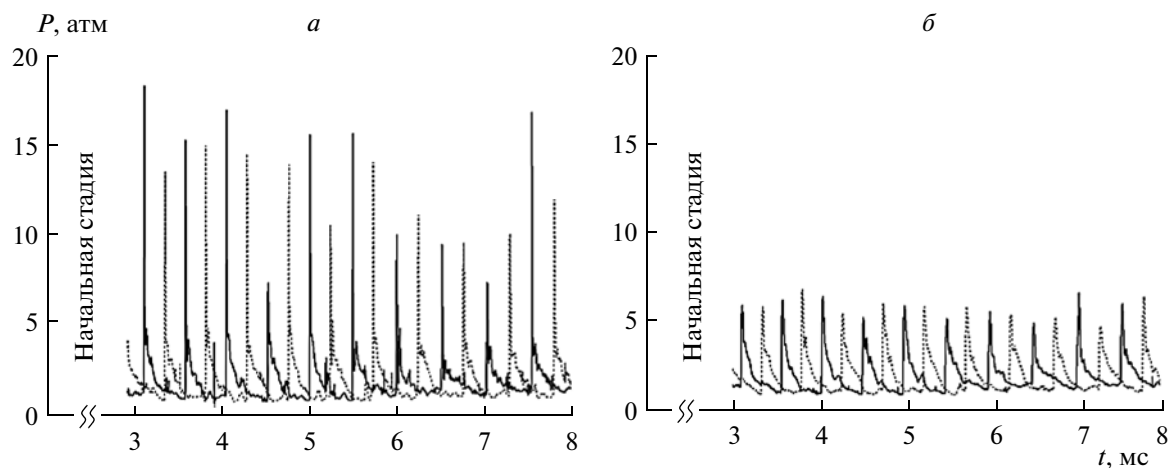
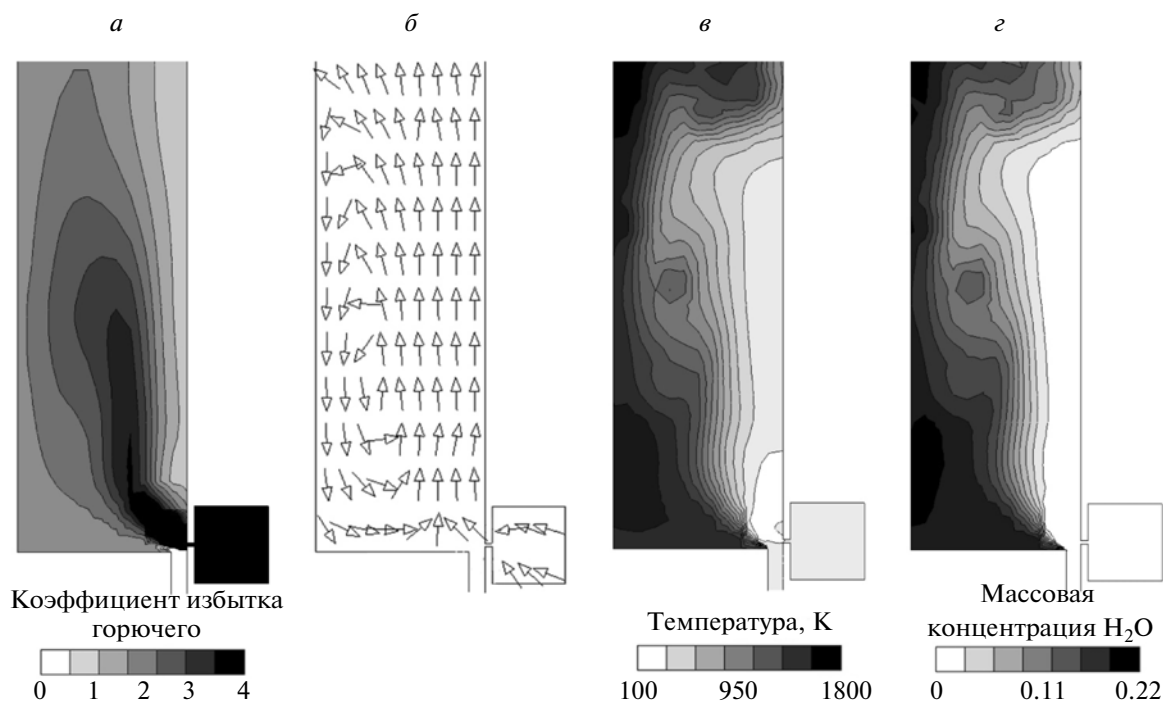


Рис. 7. Скорость детонационной волны на внешней (сплошные линии) и внутренней (штриховые линии) стенках КСНД от времени для вариантов 1 (а) и 2 (б) на расстоянии  $z = 40$  мм от дна камеры.



**Рис. 8.** Расчетные зависимости статического давления от времени в двух точках, расположенных в КСНД на расстоянии  $z = 40$  мм от дна и на угловом расстоянии  $180^\circ$  друг от друга (сплошные и штриховые кривые) в расчетном варианте 1: *a* – на внешней стенке, *б* – на внутренней стенке.

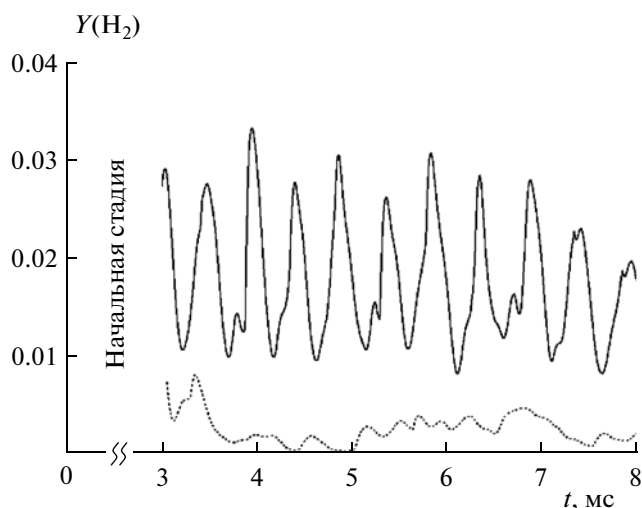


**Рис. 9.** Мгновенные распределения коэффициента избытка горючего (*a*), скорости (*б*), температуры (*в*) и массовой доли водяного пара (*г*) в продольном сечении КСНД в момент времени, непосредственно предшествующий приходу детонационной волны. Вариант 1.

зависимости статического давления от времени в двух точках – 1 и 2, расположенных на внешней стенке КСНД в сечении  $z = 40$  мм на угловом расстоянии  $180^\circ$  друг от друга в расчетном варианте 1. Расчетное среднее статическое давление в этом сечении (1.8 атм) оказалось близким к экспериментальному значению, которое в [5, 6] изменялось от 1.8 (в начале опыта) до 1.2 атм (в конце опыта).

Из рис. 8 видно, что абсолютные значения и пульсации максимального давления во фронте

ДВ на внешней стенке значительно выше, чем на внутренней стенке. С одной стороны, это связано с различным влиянием внешней и внутренней стенок на фронт ДВ [4], а с другой – со схемой организации смешения компонентов горючей смеси в КСНД. Действительно, на внешней стенке прилегающий к ней участок фронта ДВ претерпевает отражение ввиду сжимающего действия стенки, а участок фронта ДВ, прилегающий к внутренней стенке, претерпевает ослабление вви-



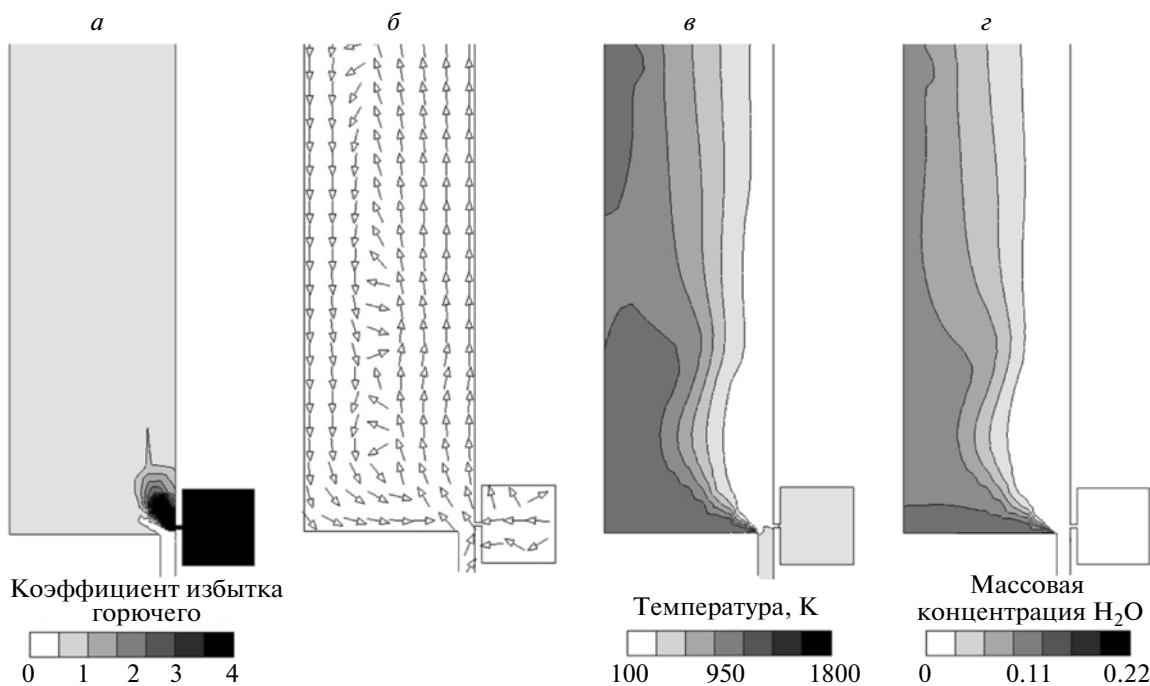
**Рис. 10.** Расчетные зависимости массовой доли водорода от времени в точке срединного сечения КСНД, расположенной на расстоянии  $z = 350$  мм от дна в расчетных вариантах 1 (сплошная кривая) и 2 (штриховая).

ду ее расширяющего действия. Что касается организации смешения, то на рис. 9 показаны расчетные поля коэффициента избытка горючего, средней скорости, температуры и массовой доли водяного пара в момент времени, непосредственно предшествующий приходу ДВ. Видно, что смешение водорода с воздухом в окрестности внеш-

ней стенки значительно лучше, чем у внутренней стенки (рис. 9а). Более того, в зоне обратных токов, расположенной у внутренней стенки вблизи дна КСНД (рис. 9б), накоплено большое количество горячих продуктов детонации предыдущего цикла (рис. 9в и 9г).

Из рис. 9 следует важный вывод: в расчетном варианте 1, который соответствует начальной стадии экспериментов [5, 6], в связи с принятой организацией смешения компонентов горючего происходит неполное сгорание водорода: почти половина подаваемого водорода не сгорает. Этот вывод подтверждается рис. 10, на котором представлены расчетные зависимости массовой доли водорода от времени в точке срединного сечения КСНД, расположенной на расстоянии  $z = 350$  мм от дна в расчетных вариантах 1 и 2. В варианте 1 концентрация непрореагировавшего водорода значительно выше, чем в варианте 2, в котором давление подачи горючего в КСНД уменьшено в 2 раза по сравнению с вариантом 1.

Результаты расчета варианта 1 в целом согласуются с экспериментом: в работах [5, 6] коэффициент избытка горючего изменялся по ходу эксперимента от 3.34 до 0.4, тогда как в нашем расчете он приблизительно равен 1.8. Что касается варианта 2, то на рис. 11, как и на рис. 9, показаны расчетные поля коэффициента избытка горючего, скорости, температуры и массовой доли водяного пара в момент времени, непосредственно предше-



**Рис. 11.** Мгновенные распределения коэффициента избытка горючего (а), скорости (б), температуры (в) и массовой доли водяного пара (г) в продольном сечении КСНД в момент времени, непосредственно предшествующий приходу детонационной волны. Вариант 2.



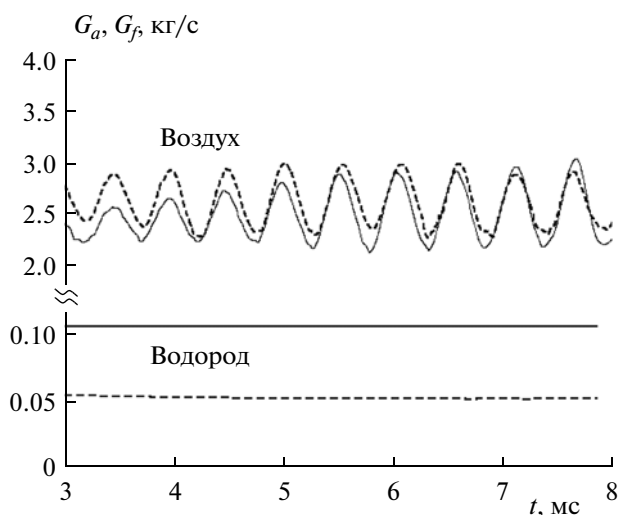


Рис. 12. Сравнение зависимостей массовых расходов воздуха и водорода от времени в расчетных вариантах 1 (сплошная кривая) и 2 (штриховая).

ствующий приходу ДВ. Из сравнения рис. 11 с рис. 9 следует, что смешение водорода с воздухом в варианте 2 значительно лучше, чем в варианте 1 (ср. рис. 11а и 9а). Расчетное среднее статическое давление в сечении  $z = 40$  мм (1.47 атм) в варианте 2 оказалось меньше, чем в варианте 1 (1.8 атм).

На рис. 12 представлено сравнение зависимостей массовых расходов воздуха и водорода от времени в расчетных вариантах 1 и 2. Отметим, что расходы воздуха и водорода, измеренные в экспериментах из работ [5, 6] составили 1.6–4.0 и 0.07–0.28 кг/с соответственно. Из рис. 12 видно, что при принятых нами значениях давления в воздушном и водородном коллекторах в вариантах 1 и 2 расчетные расходы воздуха и водорода в целом согласуются с экспериментальными значениями.

#### ПРОВЕРКА “СЕТОЧНОЙ” ЗАВИСИМОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Для проверки сеточной зависимости полученных результатов мы провели расчет для варианта 1 на сетке с уменьшенным вдвое размером расчетной ячейки (объем ячейки уменьшился в 8 раз) в той части КСНД, где происходит смешение компонентов горючей смеси и активно протекают химические превращения ( $0 < z < 160$  мм). На рис. 13 проведено сравнение результатов, полученных на двух разных сетках, условно названных “крупной” и “мелкой” и содержащих, как отмечено выше, 1.5 и 5 млн ячеек соответственно. Видно, что качественная картина течения не изменяется, хотя при использовании мелкой сетки наблюдается некоторое снижение скорости ДВ (на 6%) и изме-

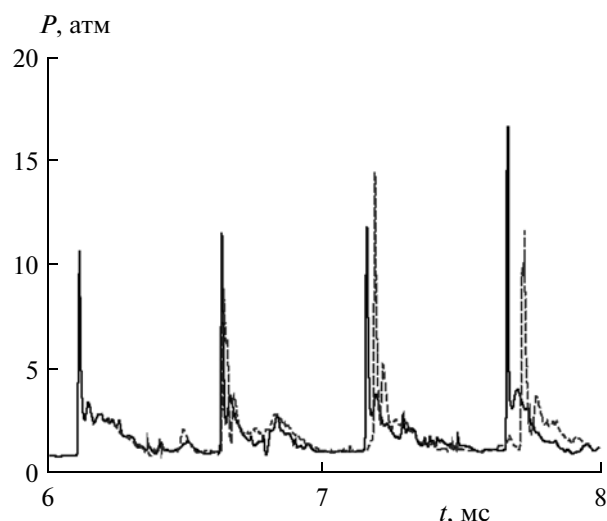


Рис. 13. Сравнение расчетных зависимостей статического давления от времени в точке, расположенной на внешней стенке КСНД на расстоянии  $z = 40$  мм от дна, в расчетном варианте 1 с крупной (сплошная кривая) и мелкой (штриховая) сетками.

нение пиковых значений давления. В связи с этим можно считать, что полученные результаты в целом достоверны.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами впервые проведено трехмерное численное моделирование рабочего процесса в кольцевой КСНД при раздельной подаче топливных компонентов — водорода и воздуха, причем конструкция камеры сгорания и основные режимные параметры были такими же, как в экспериментах из работ [5, 6]. В расчетах приняты во внимание эффекты, связанные с конечными скоростями турбулентного и молекулярного смешения компонентов горючей смеси друг с другом и с продуктами детонации и химических превращений.

Проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН. Расчетная высота слоя водородно-воздушной смеси непосредственно перед фронтом ДВ, бегущей по существенно неоднородной среде с переменными температурой и химическим составом, составила около 100–150 мм, что соответствует толщине слоя в экспериментах из работ [5, 6]. В отличие от этих экспериментов, где регистрировались две или три ДВ, одновременно бегущие над днищем камеры, в расчетах при тех же условиях получен устойчивый рабочий процесс с одной ДВ. Однако внимательный анализ результатов расчетов показал, что в структуре течения за ДВ периодически возникают дополнительные сверхзвуковые фронты реакции (один, два и более), которые не транс-

формируются в детонационные волны. Указанные различия расчетов и экспериментов требуют дополнительного исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке Российской академией наук (Программа Президиума РАН №26 (“Горение и взрыв”) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 11-08-01297).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б. // ЖТФ. 1940. Т. 10. № 17. С. 1453.
2. Войцеховский Б.В. // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129. № 6. С. 1254.
3. Импульсные детонационные двигатели / Под ред. Фролова С.М. М.: Торус Пресс, 2006.
4. Фролов С.М., Дубровский А.В., Иванов В.С. // Хим. физика. 2012. Т. 31. № 3. С. 32.
5. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42. № 4. С. 1.
6. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. // Там же. 2010. Т. 46. № 1. С. 60.
7. Schwer D., Kailasanath K. // Proc. Combust. Inst. V. 33. Issue 2. 2011. P. 2195.
8. Hishida M., Fujiwara T., Wolanski P. // Shock Waves. 2009. V. 19. № 1. P. 10.
9. Pope S.B. // Prog. Energy Combust. Sci. 1985. V. 11. P. 119.
10. Frolov S.M., Basevich V.Ya., Neuhaus M.G., Tatschl R. // Advanced Computation and Analysis of Combustion / Eds. Roy G.D., Frolov S.M., Givi P. Moscow: ENAS Publishers, 1997. P. 537.
11. Frolov S.M., Ivanov V.S. // Deflagrative and detonative combustion / Eds. Roy G.D., Frolov S.M. Moscow: Torus Press, 2010. P. 133.
12. Иванов В.С., Фролов С.М. // Хим. физика. 2011. Т. 30. № 7. С. 48.
13. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
14. Frolov S.M., Ivanov V.S., Basara B., Suffa M. // J. Loss Prevention in the Process Industries. 2011; doi:10.1016/j.jlpi.2011.09.007
15. Басевич В.Я., Фролов С.М. // Успехи химии. 2007. Т. 76. № 9. С. 927.