

## ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 535.71

### ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В НЕПРЕРЫВНО-ДЕТОНАЦИОННОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ С РАЗДЕЛЬНОЙ ПОДАЧЕЙ ВОДОРОДА И ВОЗДУХА

© 2015 г. А. В. Дубровский<sup>1, 2, 3</sup>, В. С. Иванов<sup>1, 2</sup>, С. М. Фролов<sup>1, 2, 3\*</sup>

<sup>1</sup>Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, Москва

<sup>2</sup>Центр импульсно-детонационного горения, Москва

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва

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

Поступила в редакцию 19.09.2014

С целью проверки предсказательной способности вычислительной технологии, разработанной в ИХФ РАН, проведены трехмерные расчеты рабочего процесса в водородно-воздушной непрерывно-детонационной камере сгорания (НДКС) Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН с воспроизведением геометрических размеров всех элементов экспериментальной камеры сгорания и основных режимных параметров. В результате расчетов получены результаты, которые по всем измеряемым характеристикам удовлетворительно согласуются с экспериментом. Специально изучен вопрос о допустимости использования плоского двумерного приближения с периодическими граничными условиями для моделирования физико-химических процессов в кольцевой НДКС. Показано, что распределения плотности, температуры, числа Маха и осевой составляющей скорости в различных сечениях камеры сгорания являются существенно трехмерными, тогда как распределение статического давления с увеличением расстояния от днища НДКС приближается к двумерному. Трехмерные расчеты показали, что общепринятое предположение о сверхзвуковом истечении на выходе двумерной расчетной области не всегда корректно: в выходном сечении могут существовать обширные зоны дозвукового истечения продуктов детонации.

*Ключевые слова:* непрерывно-детонационная камера сгорания, водородно-воздушная смесь, трехмерное численное моделирование.

DOI: 10.7868/S0207401X1502003X

#### ВВЕДЕНИЕ

В 1940 г. Я.Б. Зельдович предложил использовать в энергетических установках детонационное (быстрое) горение [1] в качестве альтернативы обычному (медленному) горению и показал, что термодинамическая эффективность цикла с детонационным горением превышает эффективность цикла с горением при постоянном объеме. Для организации управляемого детонационного горения предложено множество схем, включая схемы (см. обзор [2]) с импульсно-детонационным рабочим процессом и схемы (см. обзор в [3]) с непрерывно-детонационными камерами сгорания (НДКС). Импульсно-детонационный рабочий процесс основан на циклическом заполнении камеры сгорания горючей смесью с последующим инициированием и распространением детонации и истечением продуктов. В НДКС горючая смесь подается непрерывно и сгорает в одной или нескольких детонационных волнах (ДВ), циркулирующих в тангенциальном направлении поперек по-

тока [4]. Объект исследования данной работы – НДКС, в которой горючая смесь формируется при раздельной подаче водорода и воздуха.

В последнее время интерес к НДКС сильно возрос: во многих странах ведутся расчетно-экспериментальные работы по созданию энергоэффективных камер сгорания для целого спектра практических приложений как в аэрокосмической технике, так и в энергетике. В частности, большие усилия направлены на разработку предсказательных вычислительных технологий, позволяющих сократить затраты на поисковые работы и проектирование НДКС.

Первые вычислительные технологии для исследования рабочего процесса в кольцевой НДКС были основаны на двумерных уравнениях течения невязкого нетеплопроводящего реагирующего газа [5]. Использование двумерного приближения предполагает, что кольцевую камеру сгорания можно “разрезать” по образующей, параллельной оси камеры, и “развернуть” на плоскость,

а на образованных боковых границах поставить периодические граничные условия. Несмотря на то, что двумерное приближение существенно упрощает картину течения, исключая из рассмотрения дифракцию ДВ на искривленных поверхностях камеры сгорания и многие другие эффекты, связанные с конструкцией входных устройств, такие технологии позволили исследовать структуру ДВ, распространяющейся в кольцевом канале, изучить основные закономерности рабочего процесса в НДКС и выделить те параметры процесса, которые определяют области существования рабочего режима. Сегодня двумерные расчетные технологии в основном используются для экспресс-анализа перспективности различных конфигураций НДКС и поиска путей снижения термодинамических потерь. Например, недавно в работе [6] с помощью двумерных невязких расчетов доказано, что сложный рабочий процесс в НДКС в целом соответствует термодинамическому циклу Я.Б. Зельдовича. Отметим, что в литературе до сих пор нет убедительного обоснования применимости двумерного приближения к описанию рабочего процесса в НДКС на основе сравнения результатов двумерных и трехмерных расчетов.

Современные вычислительные технологии основаны на трехмерных уравнениях течения в НДКС. В работах [7–10] разработаны вычислительные программы, основанные на трехмерных уравнениях течения невязкого нетеплопроводного реагирующего газа, причем в [7] в алгоритме численного решения уравнений использован эффективный метод динамического сгущения расчетной сетки в областях с большими градиентами параметров течения. Основной недостаток разработанных в [7–10] технологий – использование уравнений течения невязкого нетеплопроводного газа, что исключает возможность адекватного моделирования процессов смешения топливных компонентов и горения вещества в зонах контакта свежей смеси с продуктами детонации.

В 2010 г. в лаборатории детонации ИХФ РАН и созданном на ее основе Центре импульсно-детонационного горения поставлена задача разработать научные основы проектирования НДКС для энергетики и транспорта. В том же году на основе имеющихся программных средств разработана вычислительная технология, позволяющая проводить полномасштабное трехмерное моделирование рабочего процесса в НДКС с учетом турбулентности и микросмешения [11]. До настоящего времени с помощью этой программы проведены расчеты режимов и характеристик НДКС с предварительно перемешанными топливными компонентами – водородом и воздухом [12] – и при их отдельной подаче [13], а также расчеты, направленные на решение проблем сопряжения НДКС

с компрессором и турбиной в перспективных газотурбинных двигателях [12, 14, 15].

Данная работа – продолжение исследований, начатых в работе [13], где проведено трехмерное численное моделирование рабочего процесса в кольцевой НДКС при отдельной подаче топливных компонентов – водорода и воздуха, причем конструкция камеры сгорания и основные режимные параметры были такими же, как в экспериментах, проведенных в работах [16, 17]. 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. При сравнении расчетов с экспериментальными данными Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН (ИГиЛ) оказалось, что 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 [16, 17]. В отличие от этих экспериментов, где регистрировались две или три ДВ, одновременно бегущие над днищем камеры, в расчетах [13] 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 трансформируются в ДВ. Указанные различия расчетов и экспериментов требовали дополнительного исследования. В частности, в [13] к возможным причинам такого различия отнесено использование упрощенной модели молекулярного смешения и упрощенной одностадийной кинетической схемы окисления водорода.

В данной работе уточнены кинетические параметры реакции окисления водорода и граничные условия на входе НДКС – факторы, которые, как оказалось, играют важную роль в установлении того или иного режима работы НДКС.

## 1. НЕПРЕРЫВНО-ДЕТОНАЦИОННАЯ КАМЕРА СГОРАНИЯ

На рис. 1 показана схема расчетной области, включающей воздушный ресивер 1, патрубок воздушного коллектора 2, воздушный коллектор 3, топливный коллектор 4, НДКС 5 и выходной ресивер 6 с размерами основных элементов. В отличие от работы [13], в схему расчетной области дополнительно включен воздушный ресивер 1 с патрубком воздушного коллектора 2, которые используются с целью предотвратить влияние граничных условий на входе НДКС на характери-

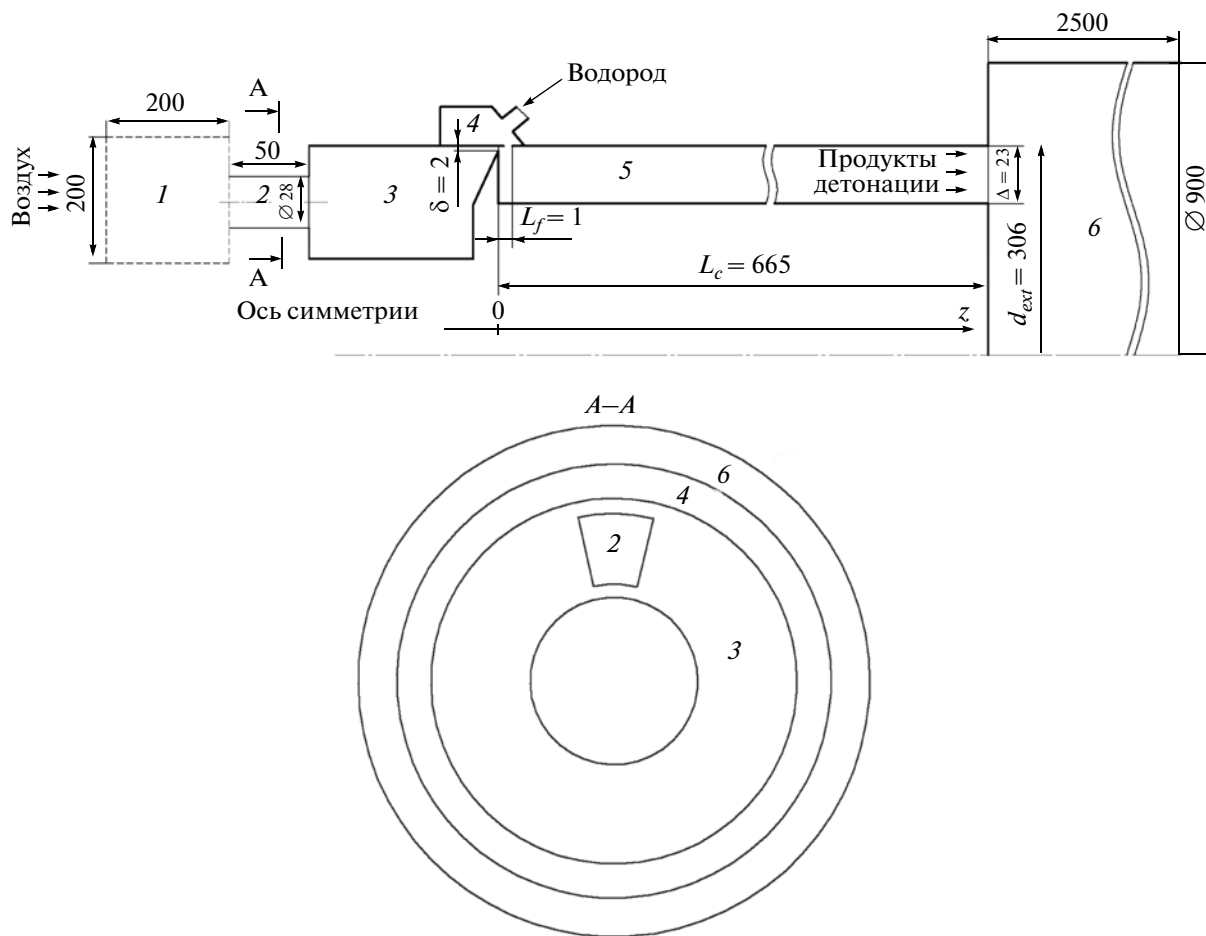


Рис. 1. Геометрические размеры (в мм) НДКС (см. текст).

стики рабочего процесса. Конструкция и размеры НДКС взяты из работ [16, 17]. 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  $z = L_c = 665$  мм (вместо 400 мм, как в [13]). Осевое расстояние  $z$  отсчитывается от днища НДКС ( $z = 0$ ). Между днищем и внешней стенкой камеры предусмотрена кольцевая щель шириной  $\delta = 2$  мм для подачи воздуха в осевом направлении из воздушного коллектора. Горючее (водород) поступает в камеру из топливного коллектора в радиальном направлении через 200 одинаковых отверстий, расположенных равномерно по окружности внешней стенки камеры на расстоянии  $z = L_f = 1$  мм. Общая площадь сечения отверстий  $S_f = 40$  мм<sup>2</sup>. Левый конец воздушного коллектора 3 соединен с воздушным ресивером 1 размером  $200 \times 200 \times 200$  мм через один патрубок 2 “квадратного” сечения  $28 \times 28$  мм. Правый конец камеры сгорания 5 соединен с выходным ресивером 6 размером  $2500 \times 900$  мм.

## 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания физико-химических процессов в НДКС использовали математическую модель, подробно описанную в работе [12]. Здесь лишь вкратце опишем ее основные особенности.

Течение вязкого сжимаемого газа в НДКС 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 НДКС 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 источниковые члены определяли с помощью метода частиц (МЧ) [18–20, 12].

Таблица 1. Значения энергии активации (в кал/моль) в формуле (1) при разных  $\varphi$

Интервал значений $\varphi$	$E_a$
$\varphi \leq 0.4$	22500
$0.4 < \varphi \leq 5.0$	$20943 + 4609\varphi - 1905\varphi^2 + 343\varphi^3 - 21\varphi^4$
$5.0 < \varphi$	26113

Таблица 2. Значения предэкспоненциального множителя в формуле (1) при разных  $P$  (в атм)

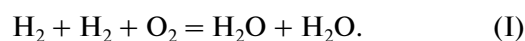
Интервал значений $P$	$A$
$P \leq 1$	$1.5 \cdot 10^{16}$
$1 < P \leq 10$	$1.1 \cdot 10^{15} (14.5 - P)$
$10 < P \leq 25$	$2.4 \cdot 10^{14} (31.7 - P)$
$25 < P \leq 40$	$3.3 \cdot 10^{13} (72.7 - P)$
$P > 40$	$1.1 \cdot 10^{15}$

Важнейшее преимущество МЧ – возможность 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 значений переменных по ансамблю частиц. Для каждой частицы решается система уравнений сохранения массы химических компонентов, движения и энергии, причем для определения потоковых (обменных) членов используются классические модели релаксации к среднему [18]. 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.

### 3. ПРОЦЕДУРА РАСЧЕТА И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Как и в работе [13], численное решение определяющих уравнений задачи проводилось с использованием сопряженного алгоритма “метод SIMPLE [21] – метод Монте-Карло”. Химические источниковые члены рассчитывались по неявной схеме с внутренним шагом интегрирова-

ния по времени. Для моделирования окисления водорода применяли одноступенчатую схему реакции, аналогичную той, которая использовалась в [13]:



Однако, в отличие от [13], где скорость окисления водорода рассчитывалась по аррениусовской формуле с эффективной энергией активации в 20 ккал/моль и предэкспоненциальным множителем, зависящим от давления ( $8.0 \cdot 10^{11} P^{-1.15}$ , где  $P$  – давление в атм), здесь ее определяли по формуле

$$\frac{d[\text{H}_2]}{dt} = -A(P)P^{-1.15}[\text{H}_2]^2[\text{O}_2] \exp\{-E_a(\varphi)/RT\}, \quad (1)$$

в которой предэкспоненциальный множитель  $A$  зависит от давления  $P$  (атм), а энергия активации  $E_a$  зависит от коэффициента избытка горючего  $\varphi$  (см. табл. 1 и 2). Другие обозначения в (1):  $[\text{H}_2]$  и  $[\text{O}_2]$  – мольные концентрации водорода и кислорода в моль/л,  $t$  – время в с,  $T$  – температура в градусах Кельвина.

Значения, представленные в табл. 1 и 2, получены путем подгонки функциональных зависимостей периода индукции от давления, температуры и коэффициента избытка горючего, полученных по формуле (1), к зависимостям, полученным с помощью проверенного детального кинетического механизма окисления водорода [22]. На рис. 2 представлены примеры сравнения расчетных зависимостей периода индукции самовоспламенения водорода от обратной температуры, полученные по формуле (1) и по детальному кинетическому механизму [22] для стехиометрической водородно-воздушной смеси при  $P = 10$  и 40 атм. Видно, что формула (1) с кинетическими параметрами из табл. 1 и 2 позволяет аппроксимировать период индукции самовоспламенения с удовлетворительной точностью. При других давлениях и составах смеси согласие результатов такое же, как на рис. 2.

Поскольку реакция (I) не учитывает диссоциацию воды при высоких температурах, как и в [13], теплоту этой реакции изменили так, чтобы расчетная скорость детонации Чепмена–Жуге  $D_{CJ}$  для стехиометрической водородно-воздушной смеси соответствовала ее термодинамическому значению ( $D_{CJ} \approx 1970$  м/с).

В отличие от работы [13], где входные граничные условия для воздушного потока задавались на входе в воздушный коллектор  $\mathcal{Z}$  (давление  $P_3$ , температура  $T_3$ , турбулентная кинетическая энергия  $k_3$ , диссипация турбулентной кинетической энергии  $\varepsilon_3$  и средние массовые доли компонентов смеси  $Y_{i,3}$ ,  $i = \text{O}_2, \text{N}_2$  и  $\text{H}_2$ ), здесь (см. рис. 1) входные граничные условия для воздушного потока задавались на входе в воздушный ресивер  $I$  ( $P_1, T_1, k_1, \varepsilon_1$  и  $Y_{i,1}$ ). Что касается входных граничных условий для по-

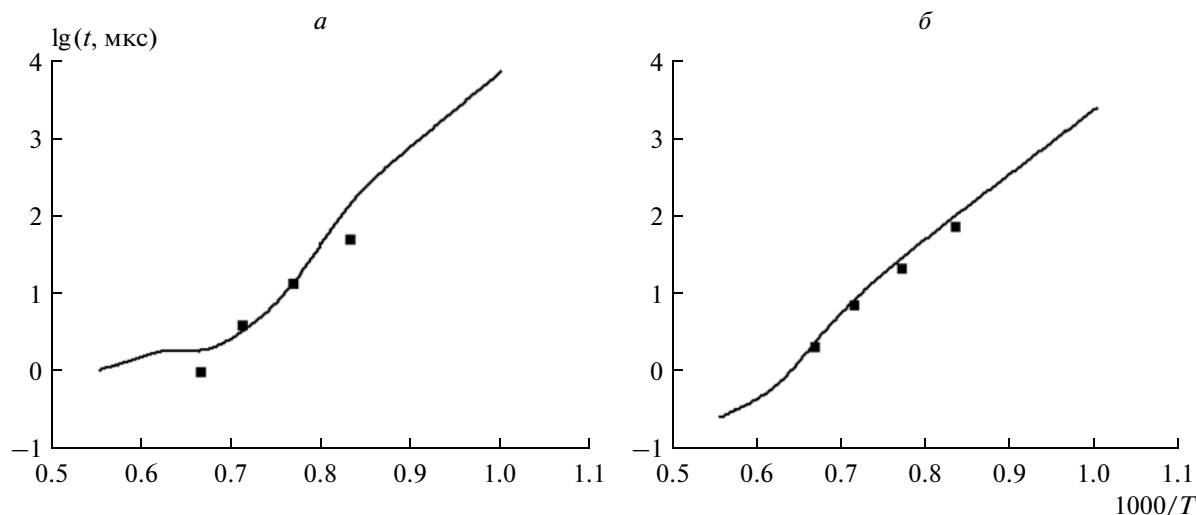


Рис. 2. Сравнение расчетных зависимостей периода индукции самовоспламенения водорода от обратной температуры при  $\phi = 1$  и  $P = 10$  (а) и 40 атм (б): точки – расчет по формуле (1), кривые – детальный кинетический механизм [22].

тока горючего, то они, как и в [13], задавались на входе в водородный коллектор 4 ( $P_4$ ,  $T_4$ ,  $k_4$ ,  $\epsilon_4$  и  $Y_{i,4}$ ). Входные граничные условия задавались в виде фиксированных значений давления (табл. 3), температуры ( $T_1 = T_4 = 293.15$  К), турбулентной кинетической энергии ( $k_1 = k_4 = 0.001$  м<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>) и ее диссипации ( $\epsilon_1 = \epsilon_4 = 0.0078845$  м<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>), а также средних массовых долей компонентов смеси ( $Y_{O_2,1} = 0.23$ ,  $Y_{N_2,1} = 0.77$ ,  $Y_{H_2,1} = 0$ ;  $Y_{O_2,4} = 0$ ,  $Y_{N_2,4} = 0$ ,  $Y_{H_2,4} = 1$ ).

Граничные условия для средней скорости течения, давления, температуры, турбулентной кинетической энергии и ее диссипации, а также для средних концентраций химических компонентов на твердых стенках НДКС были сформулированы в предположении, что стенки изотермические (293.15 К), непроницаемые, некаталитические и на них отсутствует проскальзывание потока, с использованием формализма пристеночных функций.

Как и в работе [13], к выходному сечению НДКС присоединялся ресивер б, 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 массовые 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 НДКС 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, полученными из решения осредненных уравнений течения.

Начальные условия для средних параметров течения формулировались следующим образом. Предполагалось, что в начальный момент времени  $t = 0$  воздушный ресивер и воздушный коллектор заполнены покоящимся воздухом под статическим давлением  $P_1 = 22.5$  атм и  $P_3 = 6$  атм, соответственно, водородный коллектор заполнен покоящимся водородом под статическим давлением  $P_4 = 37$  атм, а вся остальная область заполнена покоящимися охлажденными продуктами горения при атмосферном давлении.

Начальное положение частиц в расчетной области (координаты  $x$ ,  $y$  и  $z$ ) выбиралось с помощью генератора случайных чисел, обеспечивающего в среднем равномерное распределение на интервале  $[0, 1]$ . В начальный момент времени для каждой частицы задавались определенные значения всех приписанных к ней переменных, согласующиеся с начальными распределениями соответствующих средних значений. Номинальное количество ча-

Таблица 3. Входные граничные условия для давлений воздуха и водорода, заданные в [13] и в данной работе (давление  $P$  – в атм)

Ссылка	$P_4$	$P_1$	$P_3$
[13]	37	–	6
Настоящая работа	37	22.5	–

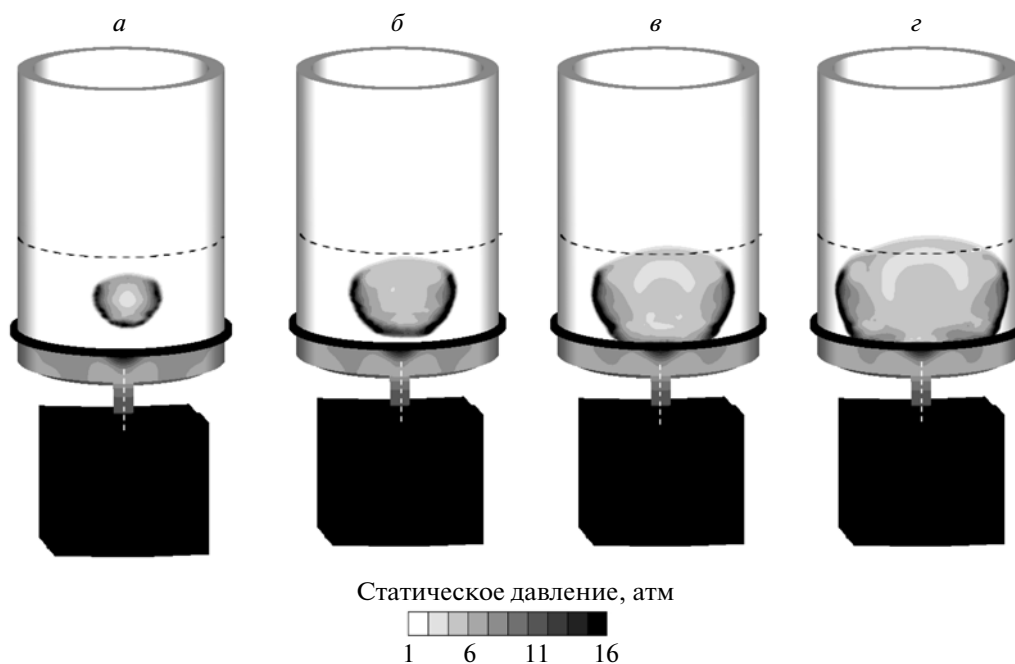


Рис. 3. Расчетные распределения статического давления в окрестности внешней стенки НДКС в последовательные моменты времени после инициирования детонации: *a* –  $t = 0.54$  мс, *б* –  $0.56$  мс, *в* –  $0.58$  мс, *г* –  $t = 0.60$  мс.

стиц 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 клонирования и кластеризации частиц [18–20, 12].

Характер течения в НДКС, вообще говоря, зависит 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 [13]. Что касается внутренней структуры самого детонационного фронта, то используемые расчетные сетки не позволяли разрешить ее в достаточной мере, хотя и существенно сгущались в области распространения детонации. Вопросы о внутренней структуре ДВ будут предметом дальнейших исследований.

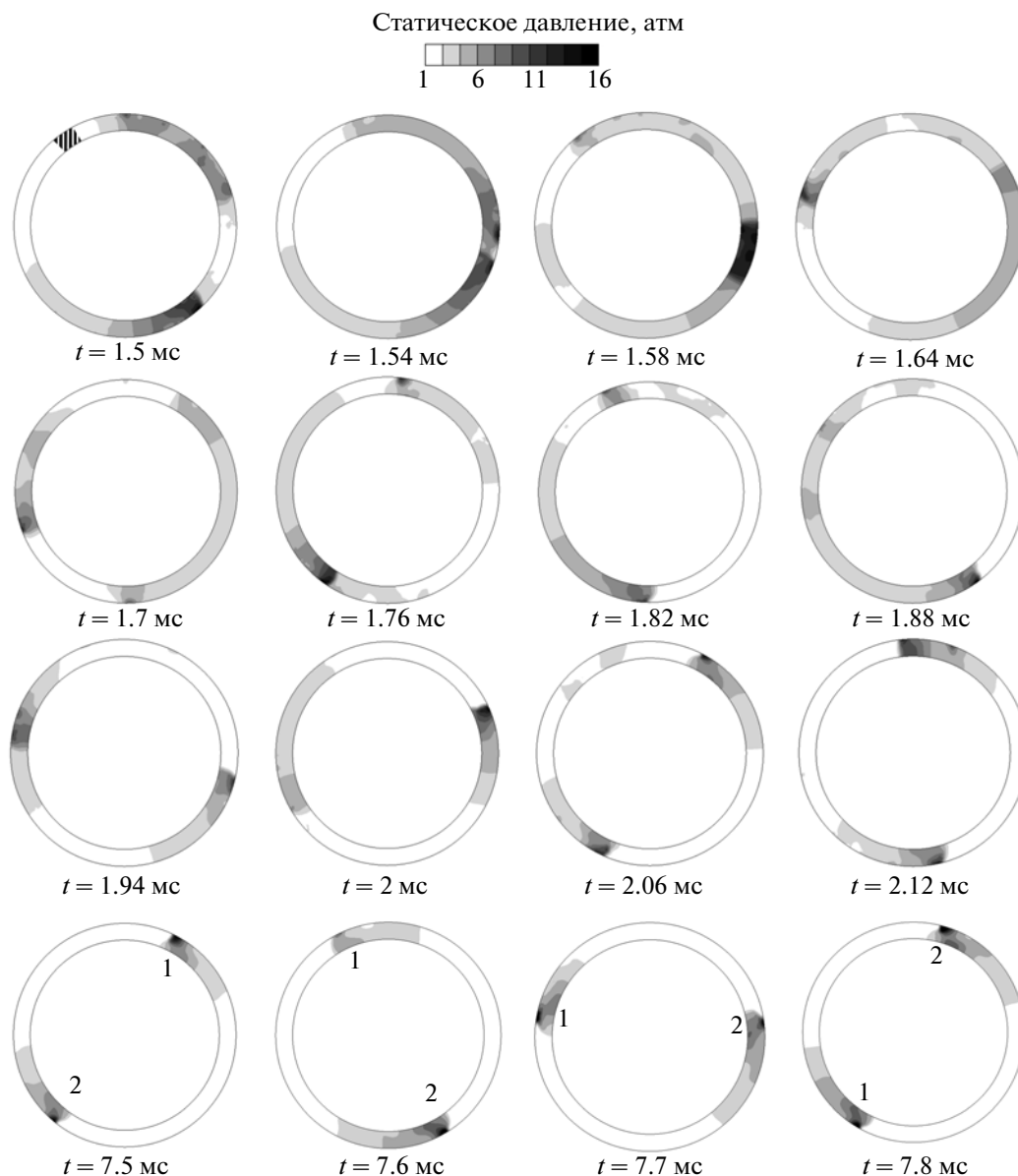
Расчет начинался с продувки НДКС в течение интервала времени 0.5 мс, требуемого для образования над днищем камеры активного слоя водородно-воздушной смеси высотой около 100 мм. Как показано в работах [13, 15], состав смеси в активном слое существенно неоднороден как в азимутальном, так и в осевом направлениях. Далее начиналась процедура инициирования детонации. Эта процедура сводилась к быстрому

сжиганию всех частиц, расположенных в области инициатора – области ограниченного размера ( $32 \times 23 \times 32$  мм), расположенной в активном слое на высоте 75 мм над днищем НДКС. Сгорание частиц приводило к быстрому повышению давления в области инициатора и образованию инициирующей ударной волны, распространяющейся в кольцевом зазоре камеры сгорания во всех направлениях. В отличие от работы [13], где для обеспечения распространения детонационной волны в выбранном направлении в области инициатора предусматривали слой временно инертных частиц, в данной работе никаких искусственных мер по выбору направления вращения детонационной волны не предпринималось.

Отметим, что в экспериментах из работ [16, 17] 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 ресивере и в водородном коллекторе считались постоянными и соответствующими начальным условиям экспериментов из указанных работ (см. табл. 3).

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

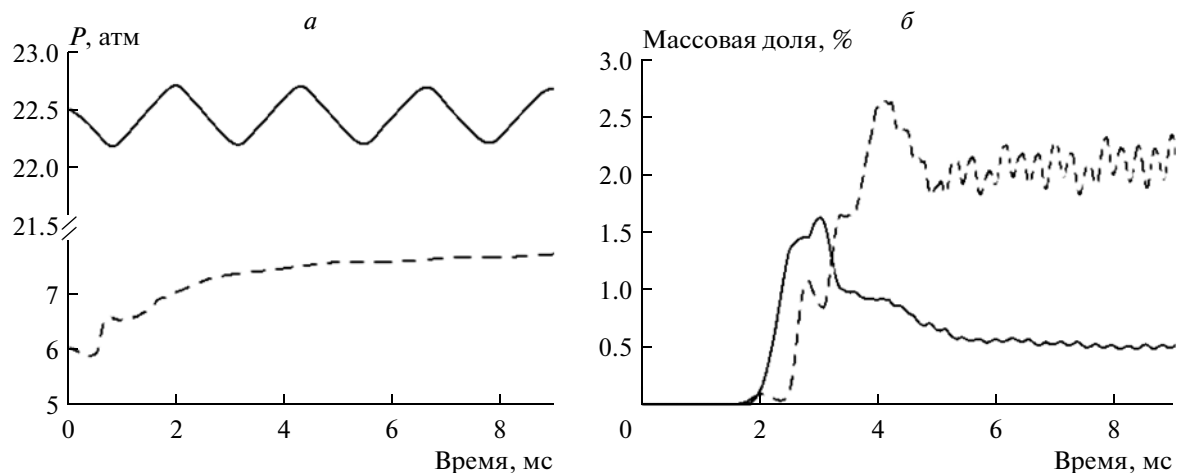
На рис. 3 показаны расчетные поля статического давления в окрестности внешней стенки НДКС сразу после инициирования детонации в кольцевом зазоре в области над патрубком воздушного коллектора. Здесь и далее время отсчи-



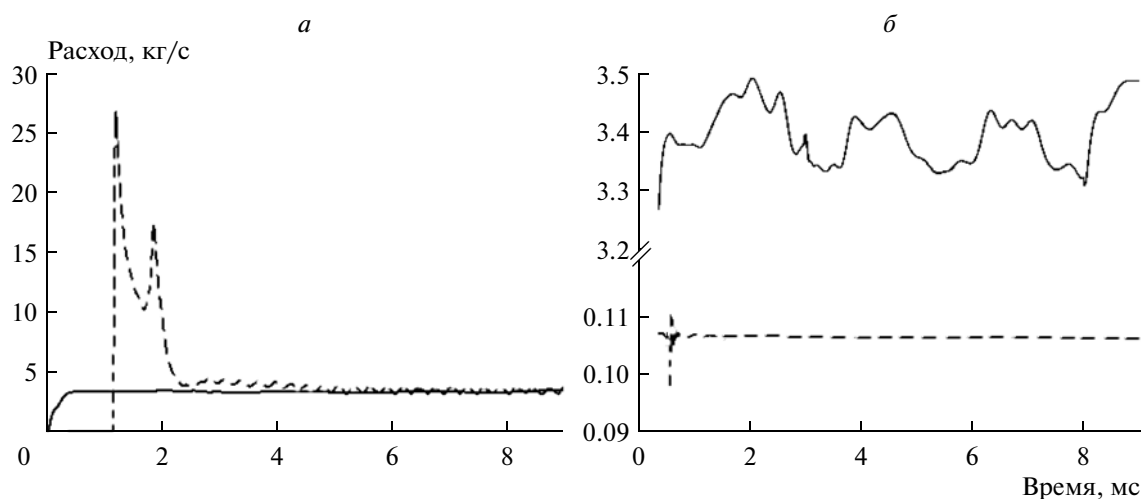
**Рис. 4.** Мгновенные распределения статического давления в поперечном кольцевом сечении НДКС на расстоянии  $z = 40$  мм в разные моменты времени. Заштрихованная область при  $t = 1.5$  мс соответствует области инициирования детонации.

тывается от момента начала продувки НДКС компонентами топливной смеси. В результате инициирования (при  $t = 0.5$  мс) в НДКС возникает две пересжатых детонационных волны, распространяющихся в активном слое (верхняя граница слоя показана горизонтальной штриховой линией) в разных направлениях, а вверх и вниз по потоку распространяются ударные волны. Отметим, что для удобства представления результатов расчетов шкала статического давления ограничена сверху значением в 16 атм, так что в воздушном ресивере и в водородном коллекторе, где давление выше 16 атм, соответствующие поля пред-

ставлены на рис. 3 однородным черным цветом. Обращает на себя внимание тот факт, что в момент инициирования детонации распределение давления в воздушном коллекторе неоднородно: давление над патрубком существенно выше, чем вдали от него (см., например, рис. 3а). Это приводит, с одной стороны, к неравномерному “растеканию” поступающего воздуха по всему воздушному коллектору, а с другой — к неравномерному поступлению воздуха в НДКС через кольцевую щель между днищем и внешней стенкой. Поэтому небольшое смещение места инициирования детонации в ту или иную сторону от патрубка воз-



**Рис. 5.** Расчетные зависимости параметров течения в НДКС от времени: *a* – статическое давление в воздушном ресивере (сплошная кривая) и в воздушном коллекторе (штриховая); *б* – массовые доли водорода (сплошная кривая) и кислорода (штриховая) в выходном сечении камеры, расположенном на расстоянии  $z = 665$  мм от днища НДКС.



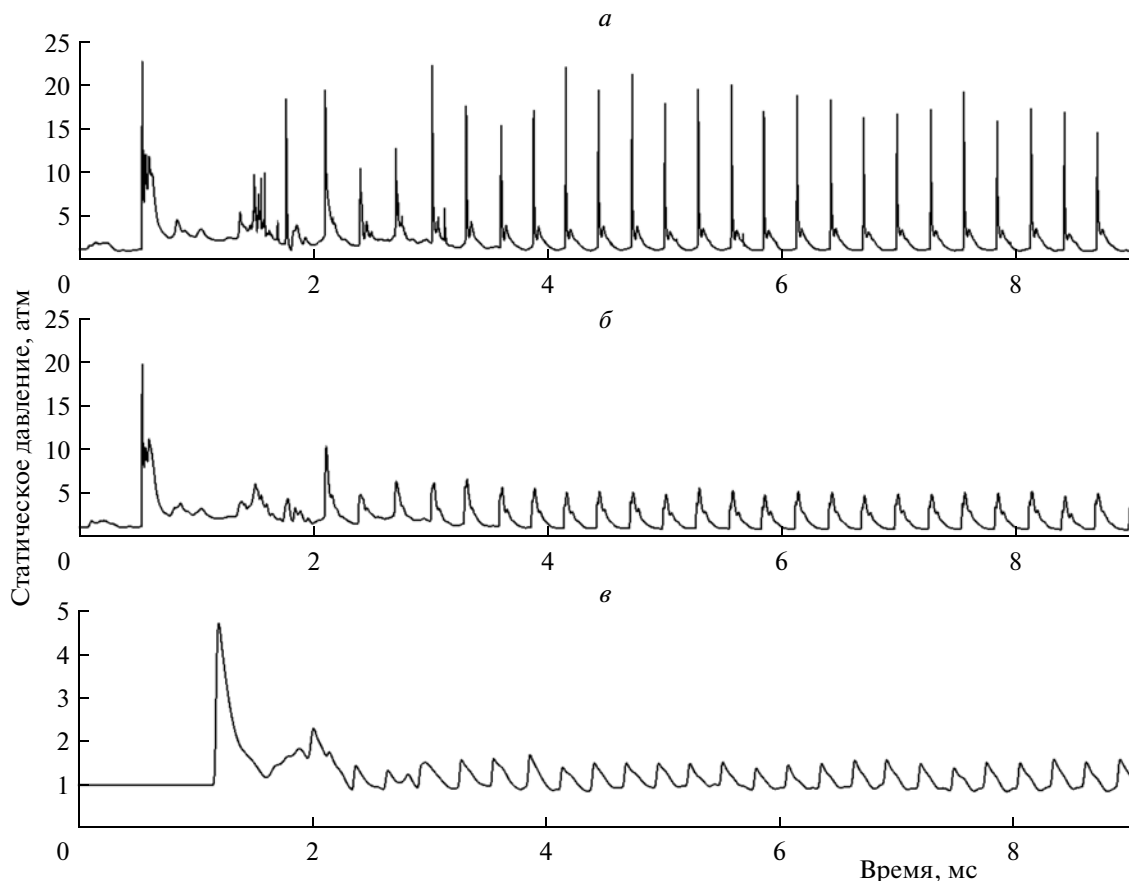
**Рис. 6.** Расчетные зависимости параметров течения в НДКС от времени: *a* – полные расходы вещества через входное (сплошная кривая) и выходное (штриховая) сечения НДКС; *б* – расходы воздуха (сплошная кривая) и водорода (штриховая) во входных сечениях НДКС.

душного коллектора приводит к разным условиям по составу топливной смеси перед фронтами детонационных волн, бегущих в разных направлениях. В примере, показанном на рис. 3, область инициирования детонации немного смещена вправо от центральной линии патрубка (показана вертикальной штриховой линией на рис. 3*a*). Такое смещение области инициирования приводит к тому, что к моменту столкновения детонационных волн на противоположном конце кольцевого зазора НДКС та волна, которая изначально распространялась вправо от источника инициирования, оказалась сильнее, чем волна, бегущая влево.

Действительно, на рис. 4 представлены мгновенные поля статического давления в поперечном кольцевом сечении НДКС на расстоянии  $z = 40$  мм

в разные моменты времени. В момент времени 1.5 мс волна, бегущая в направлении против часовой стрелки от источника инициирования (показан заштрихованной областью), имеет более высокую скорость и, соответственно, более высокое давление, чем волна, бегущая в направлении по часовой стрелке. Кроме двух указанных волн в поле течения отчетливо различаются вторичные ударные волны и волны давления меньшей интенсивности, образованные вследствие сгорания вещества на границе раздела “свежая смесь – продукты реакции” ( $t = 1.5$  и  $1.54$  мс). После столкновения указанных волн ( $t = 1.58$  мс) волна, бегущая против часовой стрелки, сохраняет свою интенсивность, а волна, бегущая по часовой стрелке, ослабляется ( $t = 1.64$  и  $1.7$  мс), т.е. в НДКС фор-





**Рис. 7.** Расчетные зависимости статического давления от времени в разных точках НДКС: *a* – в точке, расположенной на внешней стенке на расстоянии  $z = 40$  мм; *b* – в точке, расположенной на внутренней стенке на расстоянии  $z = 40$  мм; *v* – в точке, расположенной в центре кольцевого зазора НДКС на расстоянии  $z = 665$  мм.

мируется одна доминирующая ДВ. В момент времени 1.76 мс в “хвосте” за доминирующей волной в области контакта свежей топливной смеси с горячими продуктами реакции зарождается вторая ДВ, бегущая в ту же сторону (против часовой стрелки). К моменту времени 1.94 мс на смену режиму с одной доминирующей ДВ приходит режим с двумя равнозначными ДВ (волны 1 и 2 на рис. 4), удаленными друг от друга на  $180^\circ$  и распространяющимися в одном направлении против часовой стрелки в течение всего расчета ( $t = 2.06\text{--}9.80$  мс).

На рис. 5 представлены расчетные зависимости некоторых параметров течения в НДКС от времени. На рис. 5*a* показано изменение статического давления в воздушном ресивере (сплошная кривая) и в воздушном коллекторе (штриховая), а на рис. 5*b* – изменение массовых долей водорода (сплошная кривая) и кислорода (штриховая) в выходном сечении камеры, расположенном на расстоянии  $z = 665$  мм от днища НДКС. По ходу сплошной кривой на рис. 5*a* видно, что в воздушном коллекторе давление пульсирует с амплитудой  $\pm 0.3$  атм и частотой 0.4 кГц, тогда как по ходу штриховой кривой видно, что ста-

тическое давление в воздушном коллекторе практически устанавливается через 5 мс. О таком времени установления рабочего режима можно судить и по ходу сплошной и штриховой кривых на рис. 5*b*: при  $t > 5$  мс степень недогорания кислорода и водорода выходит в среднем на постоянный уровень в 2 и 0.5% соответственно. Недогорание, очевидно, связано с раздельной подачей топливных компонентов и их неполным смешением за время, равное среднему времени пребывания вещества в НДКС в окрестности внешней стенки ( $\sim 1.2$  мс). Кроме того, о времени установления рабочего режима можно судить по расчетным зависимостям полных расходов вещества через входные и выходные сечения НДКС (рис. 6*a*) и по зависимостям расходов топливных компонентов в НДКС (рис. 6*b*) от времени. Из рис. 6*a*, действительно, следует, что полные расходы вещества через входные и выходные сечения НДКС в среднем выравниваются через  $\sim 5$  мс, хотя расходы воздуха и водорода во входных сечениях НДКС в среднем устанавливаются уже через 2–3 мс. Подчеркнем, что расчетные значения расходов воздуха и водорода хорошо согласуются с экспериментами

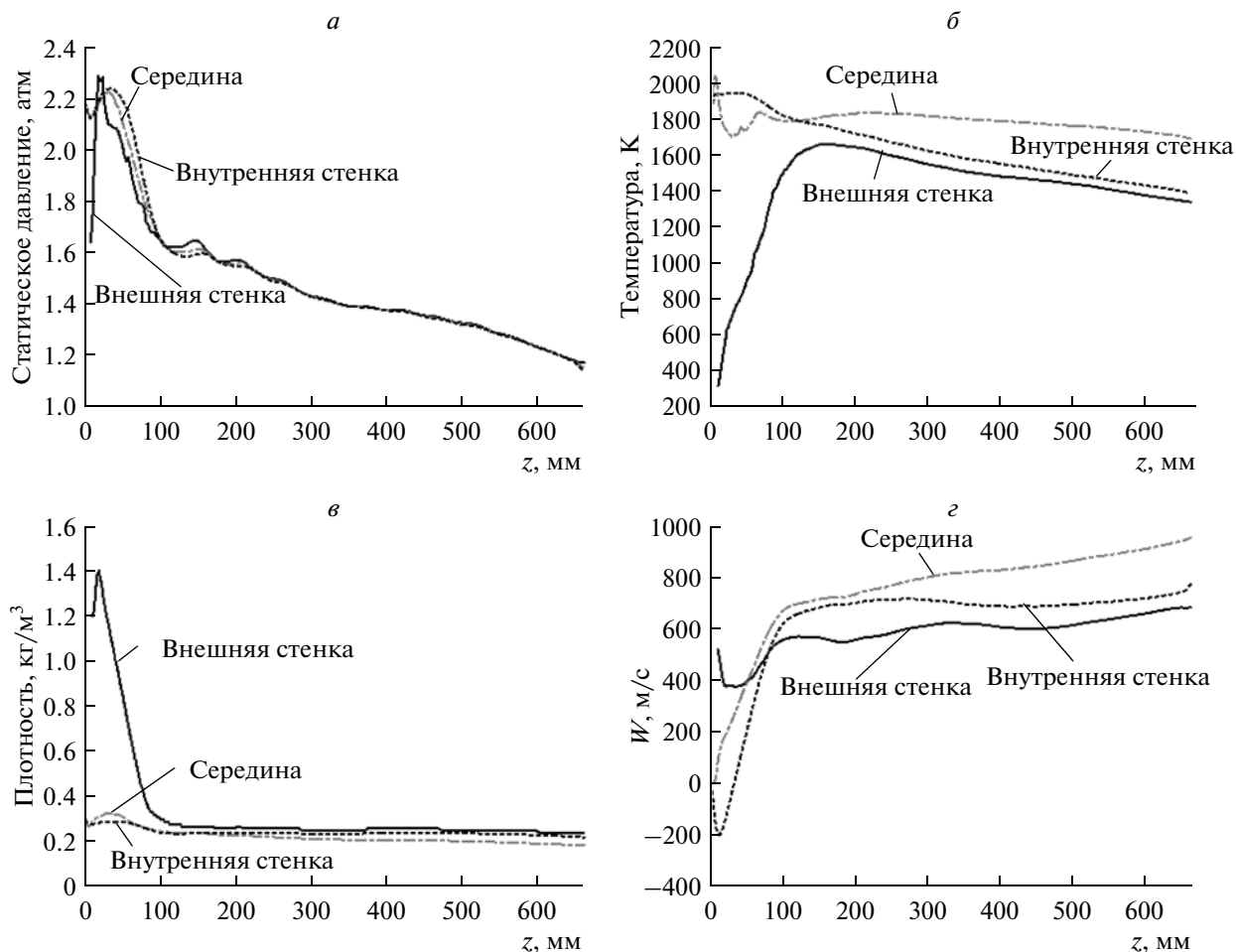


Рис. 8. Расчетные распределения среднего статического давления (а), средней статической температуры (б), средней плотности (в) и осевой составляющей скорости (г) в точках вдоль образующей, параллельной оси  $z$ , в окрестности внешней стенки, середины кольцевого зазора и внутренней стенки.

из работ [16, 17]: расчетные расходы воздуха и водорода составили  $3.4 \pm 0.1$  и  $0.106$  кг/с, тогда как в эксперименте они составляли 1.6–4 и 0.07–0.28 кг/с соответственно.

На рис. 7 представлены расчетные зависимости статического давления от времени в разных точках НДКС: в точке, расположенной на внешней стенке на расстоянии  $z = 40$  мм (рис. 7а); в точке, расположенной на внутренней стенке на расстоянии  $z = 40$  мм (рис. 7б); и в точке, расположенной в центре кольцевого зазора НДКС на расстоянии  $z = 665$  мм (рис. 7в). Из сравнения рис. 7а и б следует, что пики давления в детонационных волнах на внешней стенке НДКС существенно (в три и более раз) выше, чем на внутренней стенке — факт, который ранее подробно обсуждался в работах [11–13, 15] и который связан с особенностями дифракции детонационных волн на сжимающей (внешней) и расширяющей (внутренней) стенках цилиндрического кольцевого зазора. Этот факт показывает, что моделирование физико-химических процессов в кольцевой

НДКС на основе аппроксимации существенно трехмерного течения упрощенным плоским двумерным течением с периодическими граничными условиями (как в [5]) может приводить к некорректным результатам, особенно при анализе смешения топливных компонентов, тепловых нагрузок на стенки камеры, прочности стенок и т.д. Более детально этот вопрос обсуждается в разд. 5.

Из рис. 7 следует, что частота вращения двух детонационных волн в установившемся режиме оказалась близкой к 3.5 кГц, а средняя скорость детонации, рассчитанная по периметру внешней и внутренней стенок НДКС, составила 1710 и 1450 м/с соответственно. Высота слоя водородно-воздушной смеси непосредственно перед фронтом каждой ДВ составила 90–110 мм. Среднее по времени статическое давление в точках, расположенных на внутренней и внешней стенках НДКС на расстоянии  $z = 40$  мм, составило 2.25 и 2.1 атм соответственно. Среднее по времени статическое давление в точке, расположенной в центре кольцевого зазора НДКС на расстоянии  $z = 665$  мм (на выходе

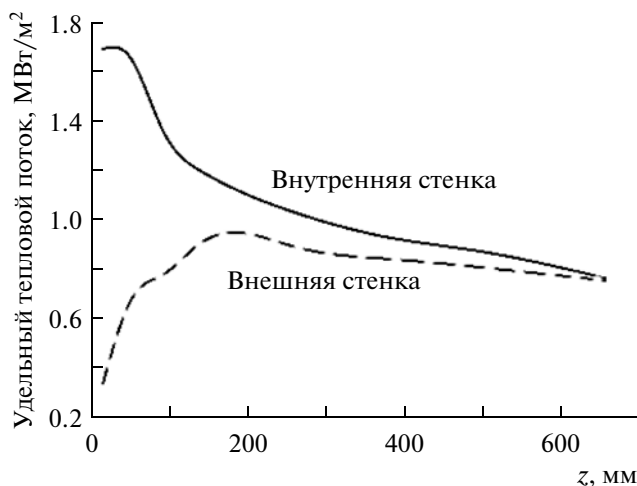


Рис. 9. Расчетные распределения удельных тепловых потоков во внутреннюю и во внешнюю стенки НДКС в установившемся режиме работы.

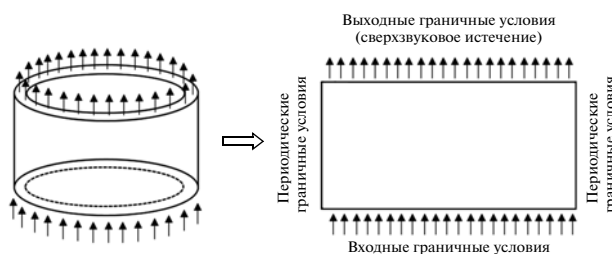


Рис. 10. Преобразование трехмерной задачи в плоскую двумерную задачу.

из НДКС), составило 1.1 атм, а амплитуда пульсаций давления в этой точке составила  $\pm 0.3$  атм.

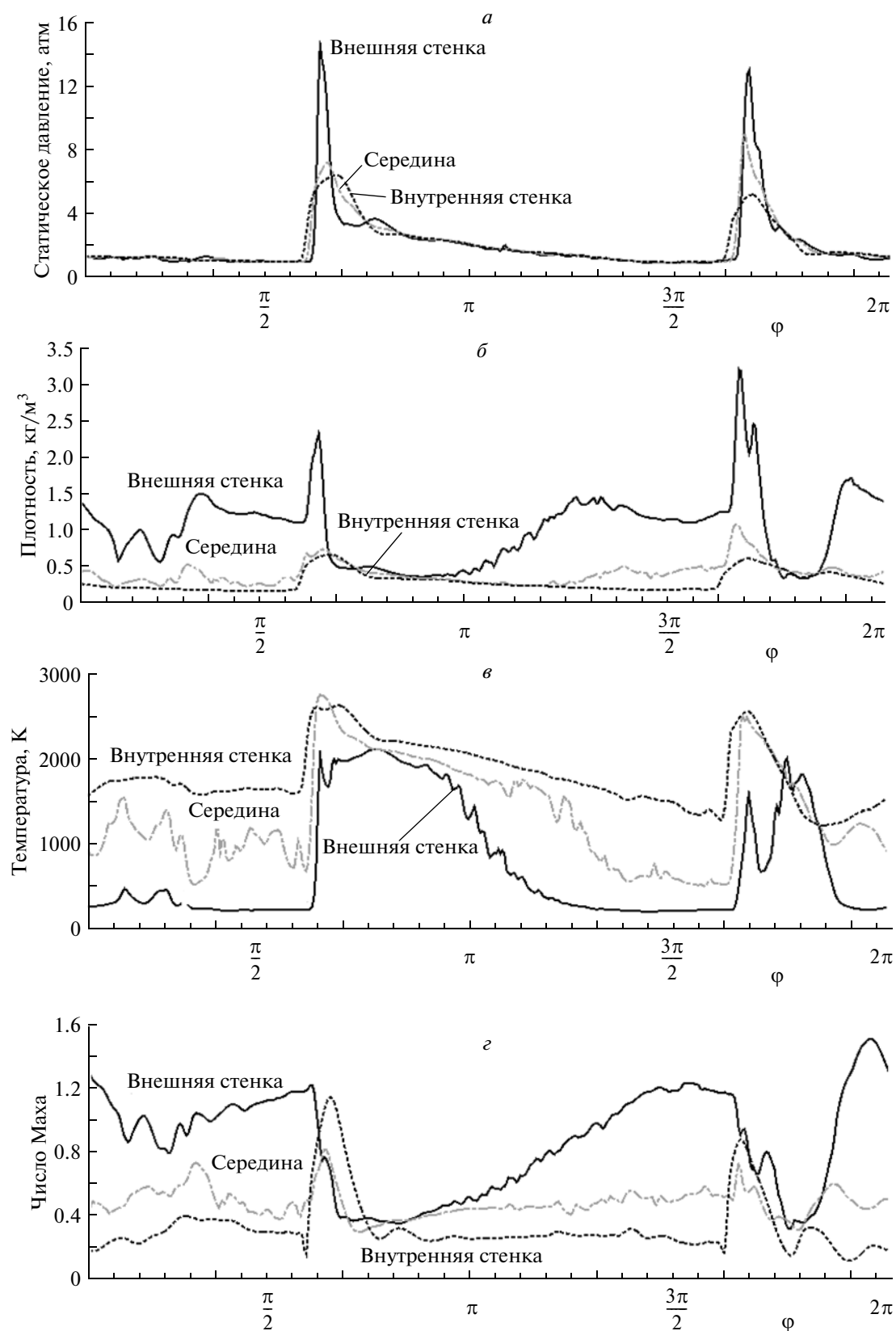
В дополнение к рис. 7 на рис. 8 показаны расчетные распределения средних по времени (в интервале от 4.7 до 6.1 мс) статического давления (рис. 8а), статической температуры (рис. 8б), плотности (рис. 8в) и осевой составляющей скорости (рис. 8г) в точках, расположенных на параллельных оси  $z$  образующих внешней стенки, середины кольцевого зазора и внутренней стенки. Среднее статическое давление достигает максимального значения  $\sim 2.3$  атм на расстоянии около 20 мм над дном НДКС на внешней стенке и почти монотонно снижается до  $\sim 1.1$  атм в выходном сечении НДКС. Средняя статическая температура вещества достигает максимума ( $\sim 2000$  К) на расстоянии  $z = 40$  мм на внутренней стенке в зоне рециркуляции горячих продуктов. При расширении продуктов детонации средняя статическая температура снижается до  $\sim 1700$  К при  $z = 665$  мм.

На рис. 9 показаны расчетные распределения удельных тепловых потоков во внутреннюю и во внешнюю стенки НДКС в установившемся режиме работы в точках вдоль образующих внутренней

и внешней стенок НДКС, параллельных оси  $z$ . Максимальное значение удельного теплового потока ( $\sim 1.7$  МВт/м²) достигается на внутренней стенке вблизи дна НДКС (при  $z = 0-50$  мм). Удельный тепловой поток во внешнюю стенку всегда меньше, чем во внутреннюю, а его максимальное значение ( $\sim 0.95$  МВт/м²) достигается на расстоянии 150–200 мм от дна НДКС. Средний суммарный удельный тепловой поток в стенке НДКС составляет около 0.9 МВт/м².

## 5. ПЛОСКОЕ ДВУМЕРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ЗАДАЧИ

Вопрос о допустимости использования плоского двумерного приближения с периодическими граничными условиями (как, например, в работе [5]) для моделирования физико-химических процессов в кольцевой НДКС требует специального изучения. Выше, при обсуждении рис. 7, этот вопрос уже поднимался на примере существенных различий (в три и более раз) значений статического давления на внутренней и внешней стенках в одном поперечном сечении НДКС вблизи дна. Для обоснования применимости двумерного приближения в работах [3, 5] используется следующий аргумент:



**Рис. 11.** “Развертка” решения трехмерной задачи в окрестности внешней стенки, середины кольцевого зазора и внутренней стенки НДКС на плоскость ( $\varphi$  – азимутальный угол) в момент времени 7.1 мс при  $z = 40$  мм: *a* – статическое давление, *б* – плотность, *в* – температура, *г* – число Маха, *д* – осевая составляющая скорости.

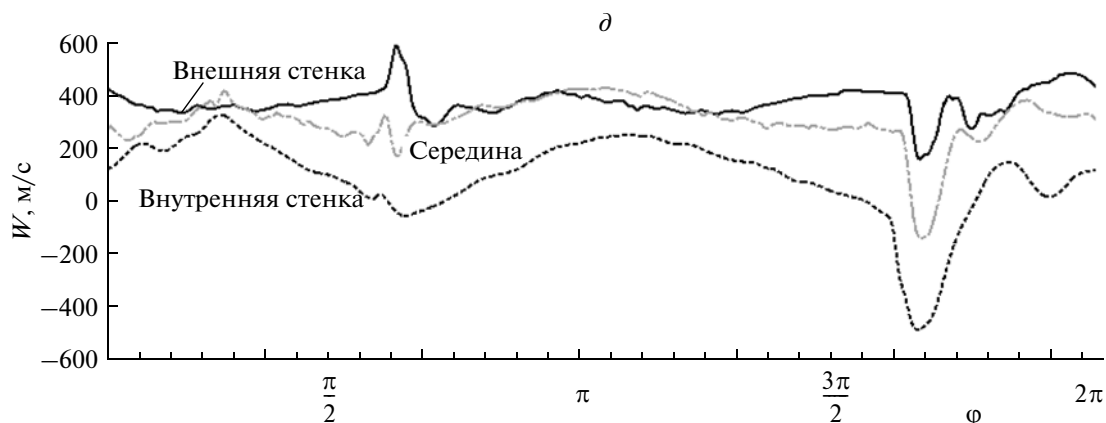
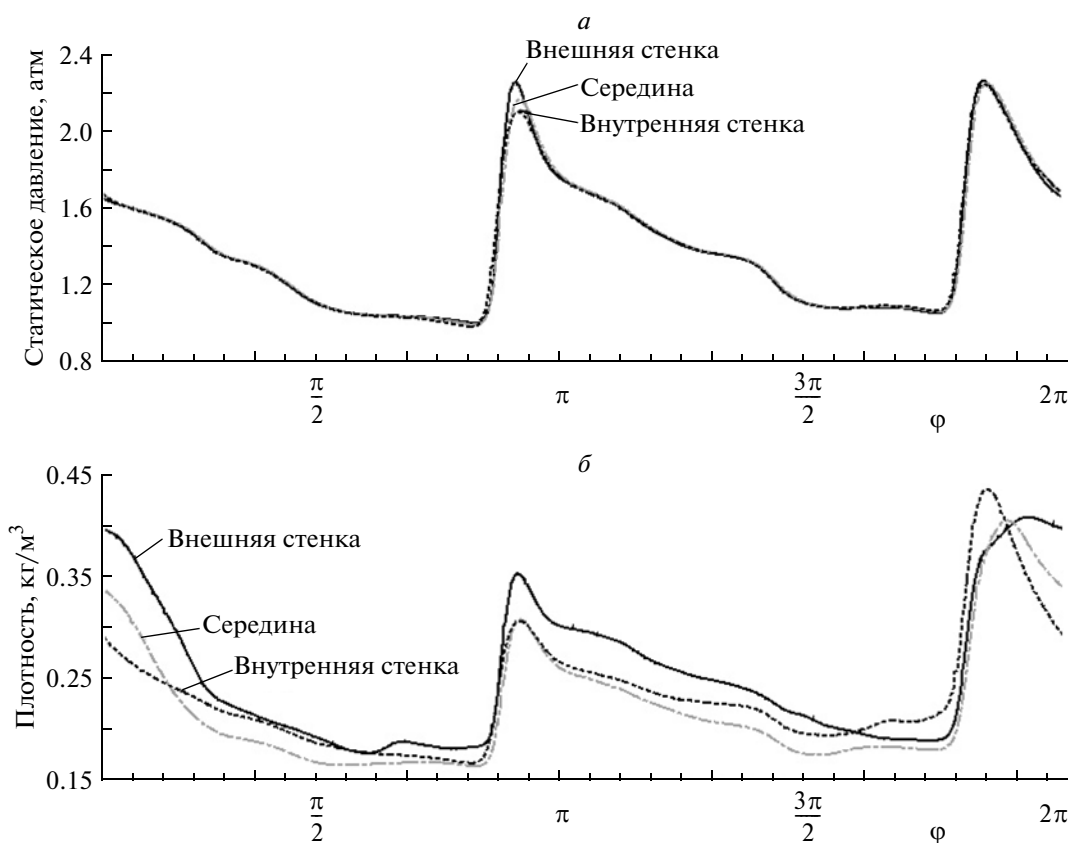


Рис. 11. Окончание.

Рис. 12. То же, что и на рис. 11, но при  $z = 300$  мм.

“поскольку ширина зазора  $\Delta$  много меньше диаметра камеры сгорания  $d_{ext}$ , то ... можно разрезать по вертикали кольцевую область и развернуть ее в прямоугольную область решения...” (рис. 10). Более того, предполагается, что в выходном сечении расчетной области достигается сверхзвуковое истечение продуктов детонации. В связи с этим на рис. 11–13 дополнительно представлены полученные в трехмерном расчете распределе-

ния параметров установившегося режима течения (при  $t = 7.1$  мс) с двумя ДВ в виде зависимостей различных параметров течения (статического давления (а), плотности (б), статической температуры (в), числа Маха (г) и осевой составляющей скорости (д)) на внешней и внутренней стенках НДКС, а также в середине кольцевого зазора от азимутального угла  $\varphi$  на разном расстоянии от днища НДКС: 40 мм (рис. 11), 300 мм (рис. 12) и 600 мм

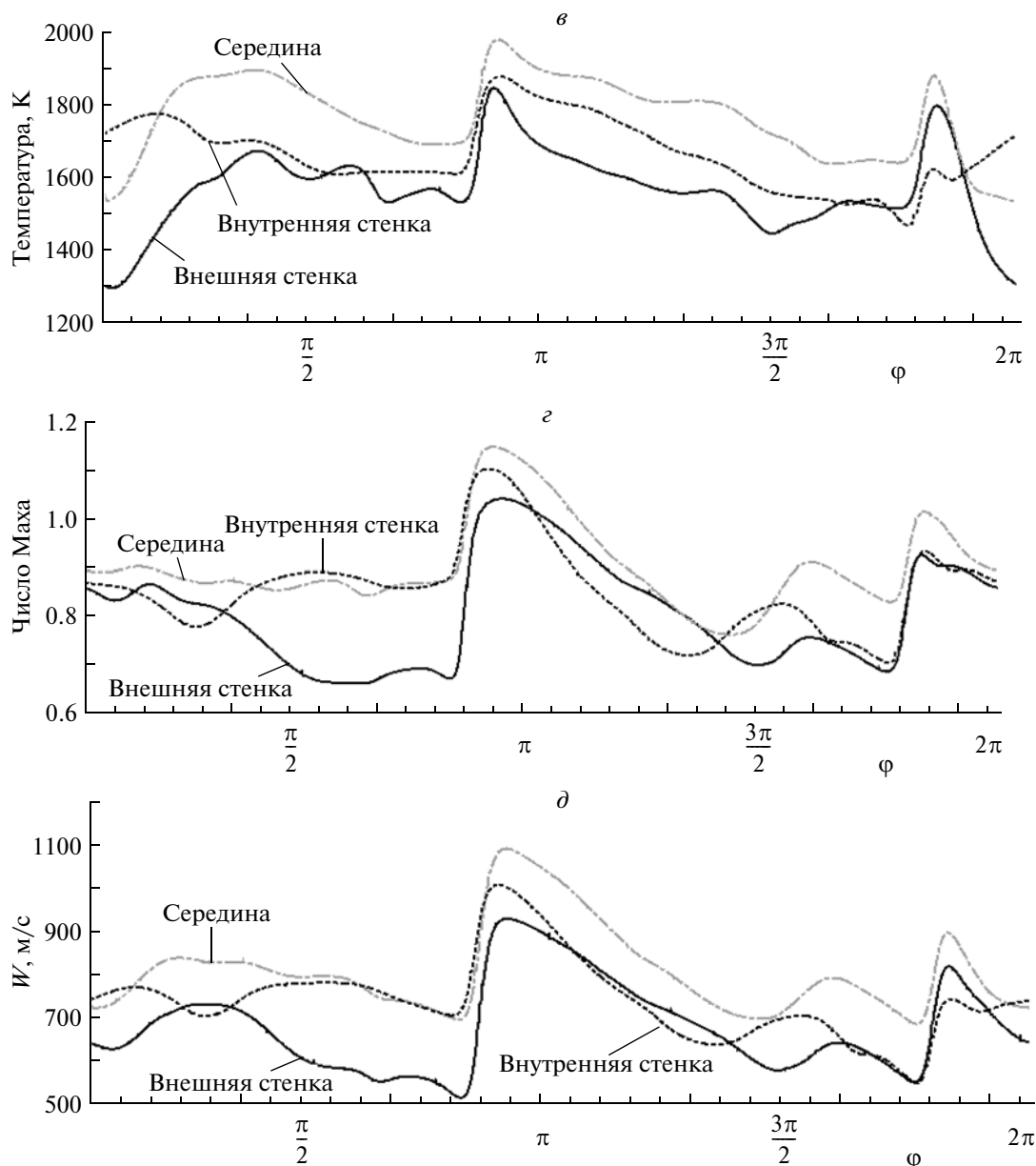


Рис. 12. Окончание.

(рис. 13). Из рис. 11–13 однозначно следует, что распределения плотности, температуры, числа Маха и осевой составляющей скорости являются существенно трехмерными даже на больших расстояниях от дна НДКС. В отличие от перечисленных параметров, распределение статического давления на расстояниях 300 и 600 мм от дна НДКС близко к двумерному, хотя при  $z = 40$  мм (внутри активного слоя водородно-воздушной смеси) оно существенно трехмерное. Что касается предположения о сверхзвуковом истечении на выходе расчетной области, то трехмерные расчеты его не подтверждают. Из рис. 13г, на котором

представлены распределения местного числа Маха, видно, что в выходном сечении НДКС имеются обширные зоны дозвукового истечения продуктов детонации.

Справедливости ради следует отметить, что указанные различия трехмерных и двумерных расчетов вызваны в основном конструкцией узлов подачи водорода и воздуха в рассматриваемой НДКС (см. рис. 1): водород подается в виде сосредоточенных радиальных струй из внешней стенки, а воздух — через узкую кольцевую щель в окрестности внешней стенки, так что вдоль внутренней стенки образуется обширная зона обратных токов,

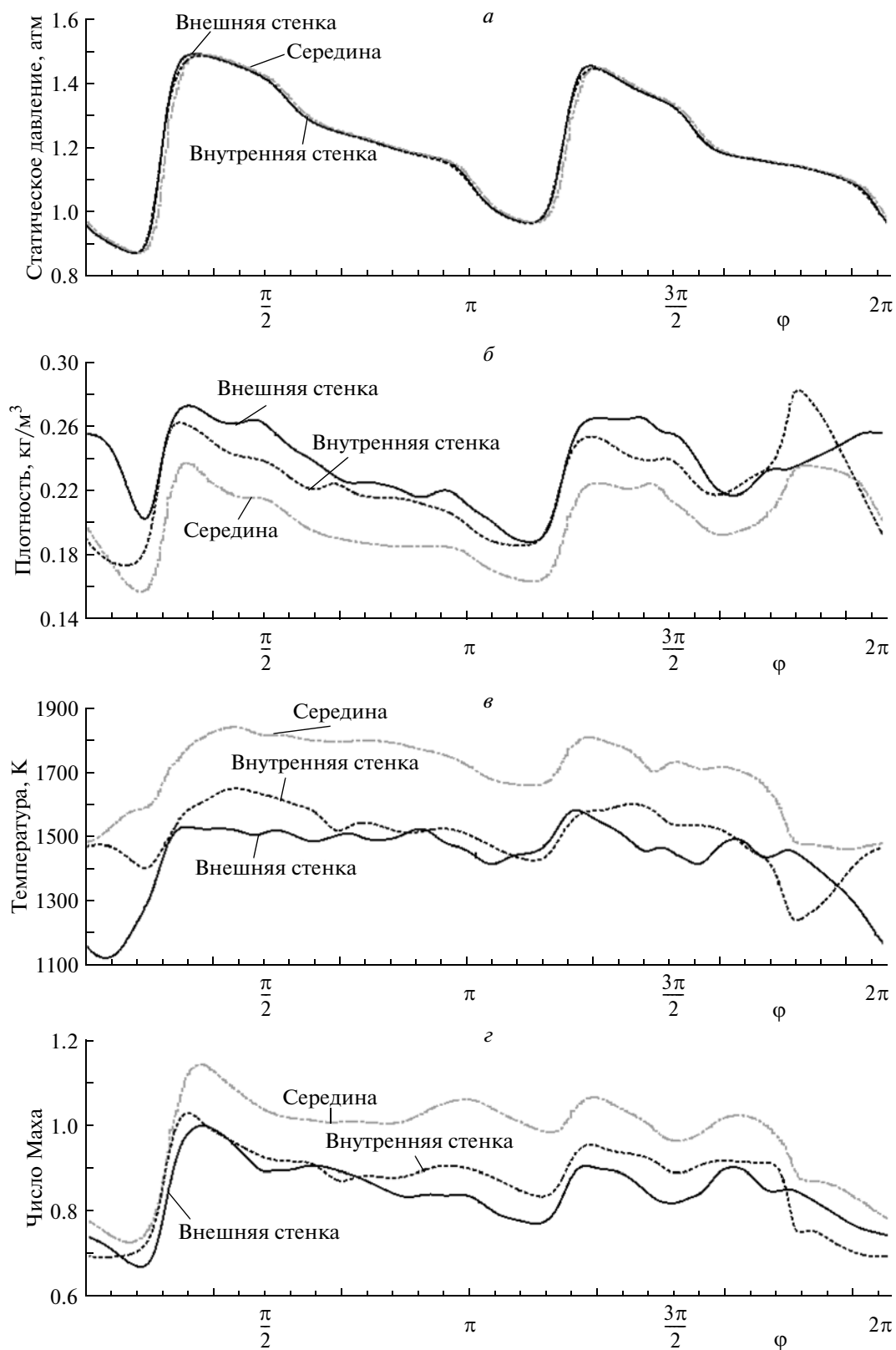


Рис. 13. То же, что и на рис. 11, но при  $z = 600$  мм.

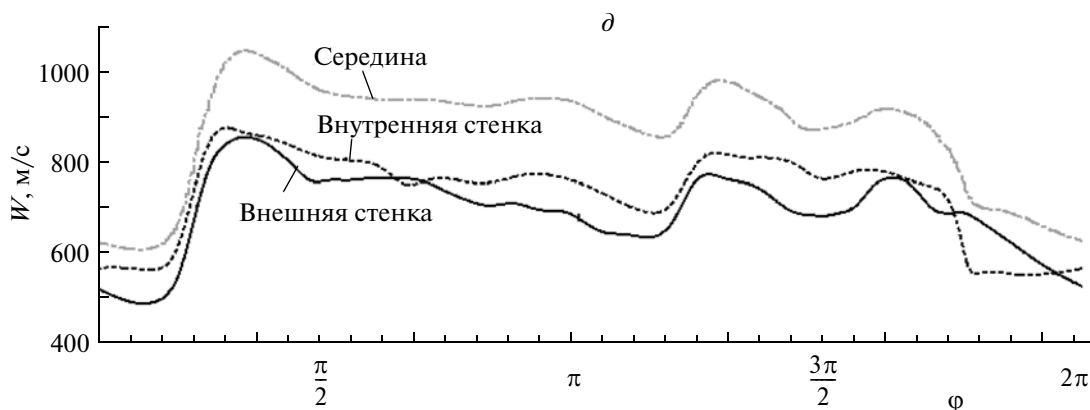


Рис. 13. Окончание.

в которой рециркулируют горячие продукты детонации.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью проверки предсказательной способности вычислительной технологии, разработанной в ИХФ РАН, проведены трехмерные расчеты рабочего процесса в водородно-воздушной НДКС ИГиЛ СО РАН с воспроизведением геометрических размеров всех элементов экспериментальной камеры сгорания [16, 17], а также давлений воздуха и водорода в питающих магистралях. По сравнению с расчетами из [13] в данной работе уточнены кинетические параметры реакции окисления водорода и граничные условия на входе НДКС. В результате расчетов получены результаты, которые по всем измеряемым характеристикам удовлетворительно согласуются с экспериментами [16, 17]. Так, после инициирования детонации и переходного процесса длительностью  $\sim 5$  мс в НДКС устанавливается рабочий режим с двумя детонационными волнами, непрерывно циркулирующими в кольцевом зазоре со средней скоростью 1700 м/с (частота – 3.5 кГц). Расчетная максимальная высота активного слоя водородно-воздушной смеси  $\sim 90$ –110 мм. Среднее статическое давление достигает максимального значения  $\sim 2.3$  атм на расстоянии около 20 мм над дном НДКС у внешней стенки и почти монотонно снижается до  $\sim 1.1$  атм в выходном сечении НДКС. Средняя статическая температура вещества достигает максимума ( $\sim 2000$  К) в окрестности дна в зоне рециркуляции горячих продуктов у внутренней стенки и снижается до  $\sim 1700$  К в выходном сечении НДКС. Давление в воздушном коллекторе пульсирует с амплитудой  $\pm 0.1$  атм, а в выходном сечении НДКС – с амплитудой  $\pm 0.3$  атм. Расчетные значения расходов воздуха и водорода составили  $3.4 \pm 0.1$  и  $0.106$  кг/с соответственно.

Максимальное значение удельного теплового потока ( $\sim 1.7$  МВт/м<sup>2</sup>) достигается на внутренней стенке вблизи дна НДКС. Удельный тепловой поток во внешнюю стенку везде меньше, чем во внутреннюю, а его максимальное значение ( $\sim 0.95$  МВт/м<sup>2</sup>) достигается на расстоянии 150–200 мм от дна НДКС. Средний удельный тепловой поток в стенке НДКС составляет около 0.9 МВт/м<sup>2</sup>.

Специально изучен вопрос о допустимости использования плоского двумерного приближения с периодическими граничными условиями для моделирования физико-химических процессов в кольцевой НДКС. Показано, что распределения плотности, температуры, числа Маха и осевой составляющей скорости в различных сечениях камеры сгорания являются существенно трехмерными, тогда как распределение статического давления с увеличением расстояния от дна НДКС приближается к двумерному. Трехмерные расчеты показали, что общепринятое предположение о сверхзвуковом истечении на выходе двумерной расчетной области не всегда корректно: в выходном сечении могут существовать обширные зоны дозвукового истечения продуктов детонации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерством образования и науки России по государственному контракту № 14.609.21.0002 (идентификатор контракта RFMEFI60914X0002) “Разработка технологий использования сжиженного природного газа (метан, пропан, бутан) в качестве топлива для ракетно-космической техники нового поколения и создание стендового демонстрационного образца ракетного двигателя” в рамках федеральной целевой программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы”.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б. // ЖТФ. 1940. Т. 10. № 17. С. 1453.
2. Roy G.D., Frolov S.M., Borisov A.A., Netzer D.W. // Prog. Energy Combust. Sci. 2004. V. 30. № 6. P. 545.
3. Быковский Ф.А., Ждан С.А. Непрерывная спиновая детонация. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013.
4. Войцеховский Б.В. // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129. № 6. С. 1254.
5. Ждан С.А., Быковский Ф.А., Ведерников Е.Ф. // Физика горения и взрыва. 2007. Т.43. № 4. С. 90.
6. Kailasanath K., Schwer D.A. // Transient Combustion and Detonation Phenomena: Fundamentals and Applications / Eds. Roy G.D., Frolov S.M. Moscow: Torus Press, 2014. P. 436.
7. Eude Yo., Davidenko D. // Ibid. P. 454.
8. Wolanski P. // Proc. Combust. Inst. 2013. V. 34. P. 125.
9. Dan Wu, Yan Liu, Yusi Liu, Jianping Wang // Intern. J. Hydrogen Energy. 2013. V. 39. P. 15803.
10. Uemura Yu., Hayashi A.K., Asahara A., Tsuboi N., Yamada E. // Proc. Combust. Inst. 2013. V. 34. P. 1981.
11. Фролов С.М. // Горение и взрыв / Под. ред. Фролова С.И. Вып. 4. М.: Торус Пресс, 2011. С. 355.
12. Фролов С.М., Дубровский А.В., Иванов В.С. // Хим. физика. 2012. Т. 31. № 3. С. 32.
13. Фролов С.М., Дубровский А.В., Иванов В.С. // Там же. 2013. Т. 32. № 2. С. 56.
14. Фролов С.М., Дубровский А.В., Иванов В.С. // Горение и взрыв / Под. ред. Фролова С.М. Вып. 6. М.: Торус Пресс, 2013. С. 83.
15. Frolov S.M., Dubrovskii A.V., Ivanov V.S. // Proc. 5th Europ. Conf. on Aeronautics and Space Sciences (EUCASS). Munich, Germany, 2013. Paper P. 197; [www.eucass.eu](http://www.eucass.eu)
16. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42. № 4. С. 1.
17. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. // Там же. 2010. Т. 46. № 1. С. 60.
18. Pope S.B. // Prog. Energy Combust. Sci. 1985. V. 11. P. 119.
19. Иванов В.С., Фролов С.М. // Хим. физика. 2011. Т. 30. № 7. С. 48.
20. Frolov S.M., Ivanov V.S., Basara B., Suffa M. // J. Loss Prevention in Process Industries. 2013. V. 26. № 2. P. 302.
21. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
22. Басевич В.Я., Фролов С.М. // Успехи химии. 2007. Т. 76. № 9. С. 927.