

УДК 532.529

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В МОДЕЛЬНОМ ВОЗДУХОЗАБОРНИКЕ ГПВРД С ПОПЕРЕЧНОЙ ПОДАЧЕЙ ВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК

© 2021 г. Р. К. Селезнев<sup>a,b,c,\*</sup>

<sup>a</sup> *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия*

*\*E-mail: roman.seleznev@phystech.edu*

Поступила в редакцию 24.04.2020 г.

После доработки 20.12.2020 г.

Принята к публикации 25.12.2020 г.

Исследуется течение с горением внутри канала модельного воздухозаборника ГПВРД с поперечной подачей водородного топлива с нижней стенки. Получены поля концентрации ОН и давления, которые качественно повторяют структуру течения, наблюдаемую в эксперименте. Выделено несколько различных механизмов образования ударных волн в исследуемой экспериментальной установке. Получено удовлетворительное количественное согласие с результатами расчетов других авторов при анализе структуры топливной струи. Показано, что ударно-волновая структура существенно влияет на интенсификацию горения.

*Ключевые слова:* ГПВРД, горение, ударная волна, водород, численное моделирование

**DOI:** 10.31857/S0568528121030087

В последнее время в мире наблюдается повышенный интерес к созданию высокоскоростных летательных аппаратов [1–3]. Одной из ключевых проблем в создании таких аппаратов является эффективная организация работы гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД). В конструкции любого современного ГПВРД можно выделить три основных элемента: сужающийся воздухозаборник, где происходит сжатие поступающего воздуха; камеру сгорания, в которой газообразное топливо перемешивается с атмосферным кислородом с последующим горением и производством тепла; и расширяющееся сопло, где нагретый воздух ускоряется. Основные сложности в создании ГПВРД связаны с тем, что время индукции топливно-воздушной смеси сопоставимо со временем нахождения этой смеси в камере сгорания. Одним из возможных способов решения данной проблемы является создание зоны рециркуляции внутри камеры сгорания, что приводит к эффективному перемешиванию топлива и окислителя, и упрощает воспламенение. Зона рециркуляции может образовываться за уступами, пилонами, внутри каверн, а также перед местом поперечной подачи топлива со стенки камеры.

В данной работе исследуется структура течения внутри экспериментальной установки университета Стэнфорда [4], которая представляет собой сужающийся сверхзвуковой воздухозаборник, с нижней стенки которого происходит подача газообразного водорода. Вдув поперечной струи топлива является одной из фундаментальных задач сверхзвуковой аэротермодинамики. Несмотря на относительную простоту в данной задаче сохраняются многие важные особенности течения в камере ГПВРД, такие как трехмерность, перемешивание топлива и окислителя, стабилизация горения, возникновение зон рециркуляции, влияние стенок камеры на структуру течения. Наличие сужающегося воздухозаборника перед местом подачи топлива приводит к необходимости учета влияния сложной трехмерной ударно-волновой структуры в камере на воспламенение газовой смеси.

Предложенные для анализа экспериментальные данные исследовались ранее в различных вычислительных исследованиях. В работах [5, 6] проводилось сравнение полученного распределения давления на верхней стенке камеры (без вдува топлива) с результатами эксперимента. В работе [7] проводилось численное моделирование с использованием LES-моделей турбулент-

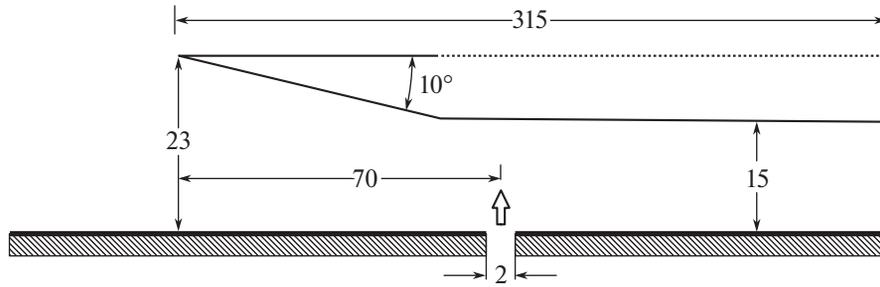


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

ности с учетом вдува, но без горения, и было показано, что на структуру струи сильно влияет отраженная ударная волна от верхней стенки. В работе [5] с помощью LES-моделирования исследуется структура химически реагирующего течения. Было отмечено, что взаимодействие ударной волны, отраженной от верхней стенки, со струей топлива усиливает горение и стабилизирует пламя. Несмотря на то что использование LES-моделей турбулентности позволяет корректно описывать высокоскоростные течения, использование таких моделей требует больших затрат вычислительных ресурсов. В то же время использование инженерных методик не дает достаточно информации о структуре течения внутри камеры сгорания. Поэтому особо важно найти компромисс, и использовать модели, которые позволяют описывать особенности течения с минимальными вычислительными затратами. В данной работе анализ структуры течения (используя опыт предыдущих исследований) внутри экспериментальной установки Стэнфордского университета производится с помощью трехмерной ламинарной газодинамической модели многокомпонентной химически реагирующей газовой смеси. Расчеты производятся на структурированной многоблочной сетке.

### ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Физическая постановка задачи соответствует условиям проведения серии экспериментов в Стэнфордском университете по изучению структуры течения в ГПВРД [4, 8]. Экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 1, представляет собой сужающийся модельный воздухозаборник ГПВРД (с углом наклона  $10^\circ$ ), совмещенный с частью постоянного сечения (изолятором), расположенный в аэродинамической трубе. Высота на входе в воздухозаборник составляет 23 мм. Высота постоянной части изолятора составляет 15 мм. Ширина модельного воздухозаборника ГПВРД постоянна и равна 75 мм. В воздухозаборник поступает поток воздуха с числом Маха равным 2.75 с температурой 1250 К при давлении, равном  $4 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup> (0.40 атм). Из нижней стенки, перпендикулярно потоку, осуществляется впрыск газообразного водорода через форсунку диаметром  $D = 2$  мм. Место подачи топлива расположено в центре нижней стенки на расстоянии 70 мм от передней кромки воздухозаборника. Водород подавался со звуковой скоростью и температурой 250 К. В эксперименте, помимо визуальных наблюдений, исследовалось распределение давления на нижней и верхней стенках, а также взаимодействие струи топлива с основным воздушным потоком. Хорошо известно [9], что глобальные характеристики подобного рода экспериментов зависят, в первую очередь, от величины  $J = \rho_i U_i^2 / \rho_\infty U_\infty^2$ , где индекс  $i$  соответствует параметрам струи, а  $\infty$  — параметрам набегающего потока. В данной работе представлены результаты расчетов, соответствующие  $J = 2.11$ .

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается трехмерная задача течения вязкого теплопроводного многокомпонентного химически реагирующего газа. На каждом временном шаге решается система уравнений неразрывности, Навье–Стокса, закона сохранения энергии и уравнение диффузии для каждой химической компоненты. Данная система уравнений может быть представлена в следующем векторном виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \hat{\mathbf{P}}) = 0$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \text{grad } T = \text{div}(\lambda \text{grad } T) + \sum_{i=1}^{N_s} \rho c_{p,i} D_i (\text{grad } Y_i \cdot \text{grad } T) - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \dot{w}_i + \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \text{grad } p + \Phi_\mu$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div } \rho_i \mathbf{V} = -\text{div } \mathbf{J}_i + \dot{w}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s$$

$$\mathbf{J}_i = -\rho D_i \text{grad } Y_i, \quad \dot{w}_i = M_i W_i = \sum_{n=1}^{N_r} (b_{i,n} - a_{i,n})(S_{f,n} - S_{r,n}), \quad c_p = \sum_i^{N_s} Y_i c_{p,i}$$

где:  $t$  – время;  $\mathbf{V} = i\mathbf{u} + j\mathbf{v} + k\mathbf{w}$  – вектор скорости с проекциями на оси декартовой системы координат  $x, y, z$ ;  $p, \rho$  – давление и плотность;  $T$  – температура;  $\mu, \lambda$  – динамический коэффициент вязкости и коэффициент теплопроводности соответственно;  $c_p$  – удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении;  $N_s$  – число химических компонентов смеси газов;  $Y_i$  – массовая доля  $i$ -го компонента смеси;  $c_{p,i}, h_i$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении и энтальпия  $i$ -го компонента смеси;  $\dot{w}_i$  – массовая скорость химических превращений для  $i$ -го компонента смеси;  $D_i$  – эффективный коэффициент диффузии  $i$ -го компонента смеси;  $\mathbf{J}_i$  – вектор плотности диффузионного потока  $i$ -го компонента;  $\dot{w}_i$  – массовая скорость химических превращений для  $i$ -го компонента смеси;  $a_{i,n}, b_{i,n}$  – стехиометрические коэффициенты  $n$ -й химической реакции, символьная запись которой имеет вид:

$$\sum_{j=1}^{N_s} a_{j,n} [X_j] = \sum_{j=1}^{N_s} b_{j,n} [X_j], \quad n = 1, 2, \dots, N_r;$$

Здесь  $[X_j]$  – химические символы реагентов и продуктов химических реакций;  $X_i$  – объемно-мольная концентрация  $i$ -й компоненты;  $N_r$  – число химических реакций;  $k_{f,n}, k_{r,n}$  – константы скоростей прямых и обратных реакций, задаваемые обобщенной аррениусовской зависимостью  $k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp(-E_{f(r),n}/kT)$ ;  $A_{f(r),n}, n_{f(r),n}, E_{f(r),n}$  – аппроксимирующие коэффициенты для констант скоростей прямой ( $f$ ) и обратной ( $r$ ) химических реакций;  $S_{f,n}, S_{r,n}$  – скорости прямой и обратной реакции.

Коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии вычисляются с помощью соотношений, получаемых в первом приближении теории Чепмена–Энскога [10] и приближенных комбинаторных соотношений Манна и Брокау [10]

$$\mu = \left( \sum_{i=1}^{N_s} (Y_i / \mu_i) \right)^{-1}, \quad \lambda = \frac{1}{2} \left[ \sum_{i=1}^{N_s} x_i \lambda_i + \left( \sum_{i=1}^{N_s} \left( \frac{x_i}{\lambda_i} \right) \right)^{-1} \right], \quad D_i = (1 - x_i) \left[ \sum_{j \neq i}^{N_s} \frac{x_j}{D_{ij}} \right]^{-1}$$

$$\mu_i = 2.67 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \quad \text{г/см} \cdot \text{с}$$

$$\lambda_i = 8330 \sqrt{\frac{T}{M_i \sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}}, \quad \text{эрг/см} \cdot \text{К}$$

$$D_{i,j} = 1.858 \times 10^{-3} \sqrt{\frac{T^3}{M_i M_j}} \frac{1}{\rho \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}}$$

где:  $x_i$  – относительная мольная концентрация компонент;  $\sigma_i$  – эффективный диаметр столкновений, Å;  $\Omega_i^{(2,2)*} = f(T_i)$  – интеграл столкновений;  $T_i = kT/\varepsilon_i$ ;  $\varepsilon_i/k$  – параметр, характеризующий глубину потенциальной энергии взаимодействия частиц  $i$ -го типа.

Интегралы столкновений вычислялись по аппроксимациям [11]

$$\Omega_i^{(2,2)*} = 1.157 T_i^{-0.1472}, \quad \Omega_{i,j}^{(1,1)*} = 1.074 T_{i,j}^{-0.1604}$$

Функции, определяющие столкновения двух частиц, определялись по так называемым комбинаторным формулам

$$T_{i,j} = \frac{kT}{\varepsilon_{i,j}}, \quad \varepsilon_{i,j} = \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j}, \quad \sigma_{i,j} = \frac{1}{2} (\sigma_i + \sigma_j)$$

Компоненты тензора напряжений и диссипативная функция рассчитывались по формулам

$$P_{i,j} = -p\delta_{i,j} + \mu \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{i,j} \cdot \text{div} \mathbf{V} \right], \quad i, j = 1, 2$$

$$\Phi_\mu = \mu \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]$$

Замыкающие соотношения для решаемой системы уравнений включают в себя термическое уравнение состояния идеального газа

$$\frac{p}{\rho} = \frac{R_0}{M_\Sigma} T, \quad \frac{1}{M_\Sigma} = \sum_i^{N_s} \frac{Y_i}{M_i}$$

Первые два уравнения интегрировались явным конечно-разностным методом по схеме AUSM [12] с использованием квадратичной аппроксимации чисел Маха и давления для определения параметров течения при приближенном решении задачи о распаде разрыва. Уравнения диффузии и сохранения энергии решались с использованием неявной конечно-разностной схемы 2-го порядка аппроксимации Кранка–Николсона.

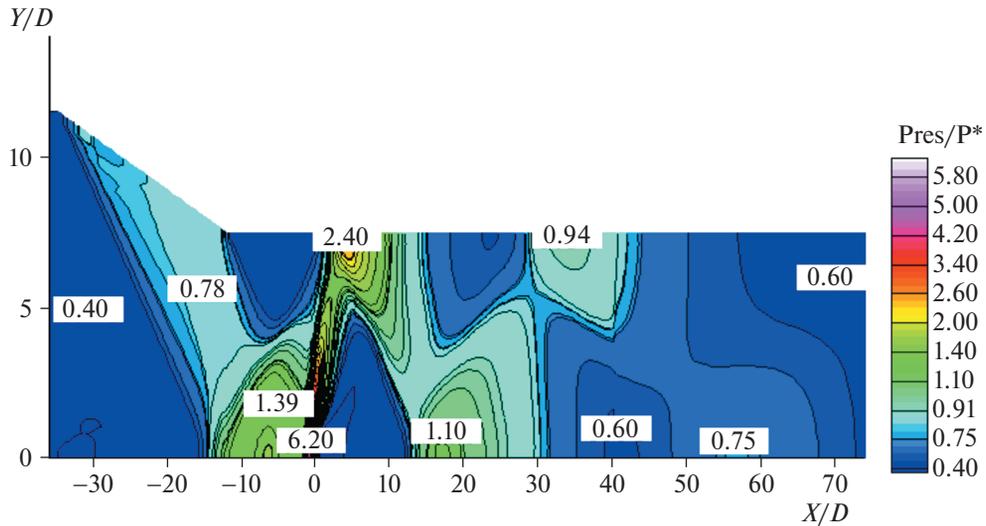
В качестве модели горения водородно-воздушной смеси выбрана предложенная в работе [13] кинетическая схема, состоящая из 12 компонент и 25 реакций.

При задании граничных условий на верхней и нижней стенках задавались условия прилипания. На левой границе значения набегающего потока (три компоненты скорости, плотность и температура). На правой границе граничные условия не задавались, так как поток был сверхзвуковой. В качестве начальных данных во всей расчетной области задавались условия набегающего потока. Численное решение конечно-разностных уравнений проводилось с использованием многоблочной технологии. Количество используемых блоков в данной технологии определяется сложностью геометрии расчетной области. В данном случае была использована расчетная восьмиблочная структурированная расчетная сетка размерностью 512000 элементов. Использование такой относительно грубой расчетной сетки позволяет погрешностям аппроксимации оказывать стабилизирующее воздействие на получаемое численное решение. Таким образом, удастся избежать заметных пульсаций в полях концентраций ОН, которые наблюдались в эксперименте [4], и получить стационарное решение.

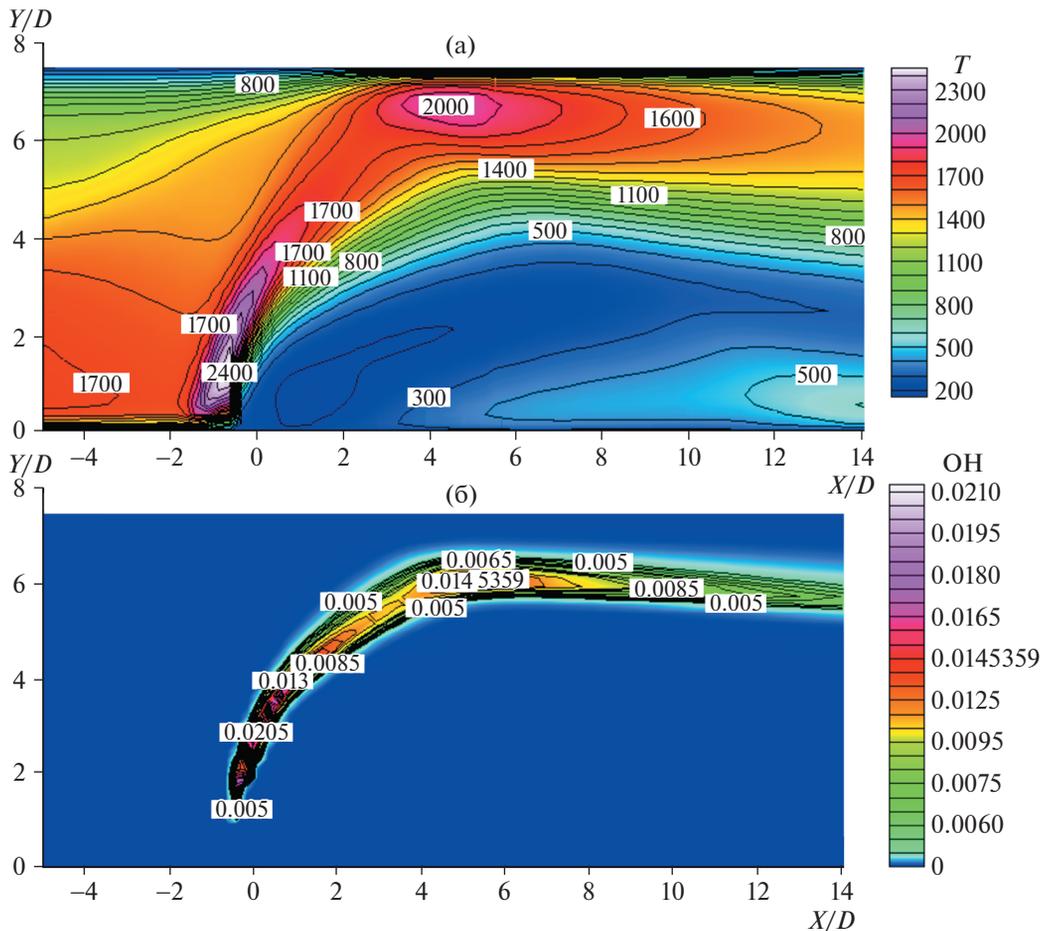
Изложенная методика показала высокую эффективность при решении задач высокоскоростного обтекания спускаемых летательных аппаратов в трехмерной постановке [14] и исследовании течения внутри камер сгорания ГПВРД в двумерной постановке [15, 16].

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В результате вдува газообразного водорода с нижней стенки модельного воздухозаборника ГПВРД картина течения в центральном сечении меняется по сравнению с течением без вдува и приобретает вид представленный на рис. 2 (все геометрические характеристики обезразмерны на величину диаметра инжектора  $D = 2$  мм). Можно отчетливо видеть структуру скачков уплотнения, которая возникает в результате взаимодействия сверхзвукового набегающего потока с верхней кромкой воздухозаборника и последующим переотражением от стенок. Аналогичная картина течения была получена в работе [5]. На расстоянии  $X/D = -16.8$  (начало координат соответствует месту подачи водорода) происходит падение на нижнюю стенку ударной волны, возникающую при взаимодействии набегающего сверхзвукового потока воздуха с верхней сужающейся частью воздухозаборника. В месте стыка сужающейся верхней стенки и части постоянного сечения формируется волна разрежения. На расстоянии  $X/D \approx 5$  вдоль верхней стенки располагается область повышения давления после взаимодействия волны разрежения от угловой точки со скачком уплотнения, отраженным от нижней стенки и его падения на верхнюю стенку. Следует отметить, что формирование рассматриваемой области повышения давления происходит также с участием ударной волны, возникающей при обтекании воздухом вдуваемой струи водорода. На расстоянии  $X/D = 17.6$  происходит второе падение на нижнюю стенку ударной волны. Третий скачок уплотнения, переотражаясь от верхней стенки, падает на нижнюю на расстоянии  $X/D = 75$  от места вдува. Параллельно с этим возникает ударная волна, вызванная взаимодействием набегающего потока с зоной рециркуляции перед местом вдува. Взаимодействие этих двух ударно-волновых систем и приводит к наблюдаемой картине течения в центральном сече-

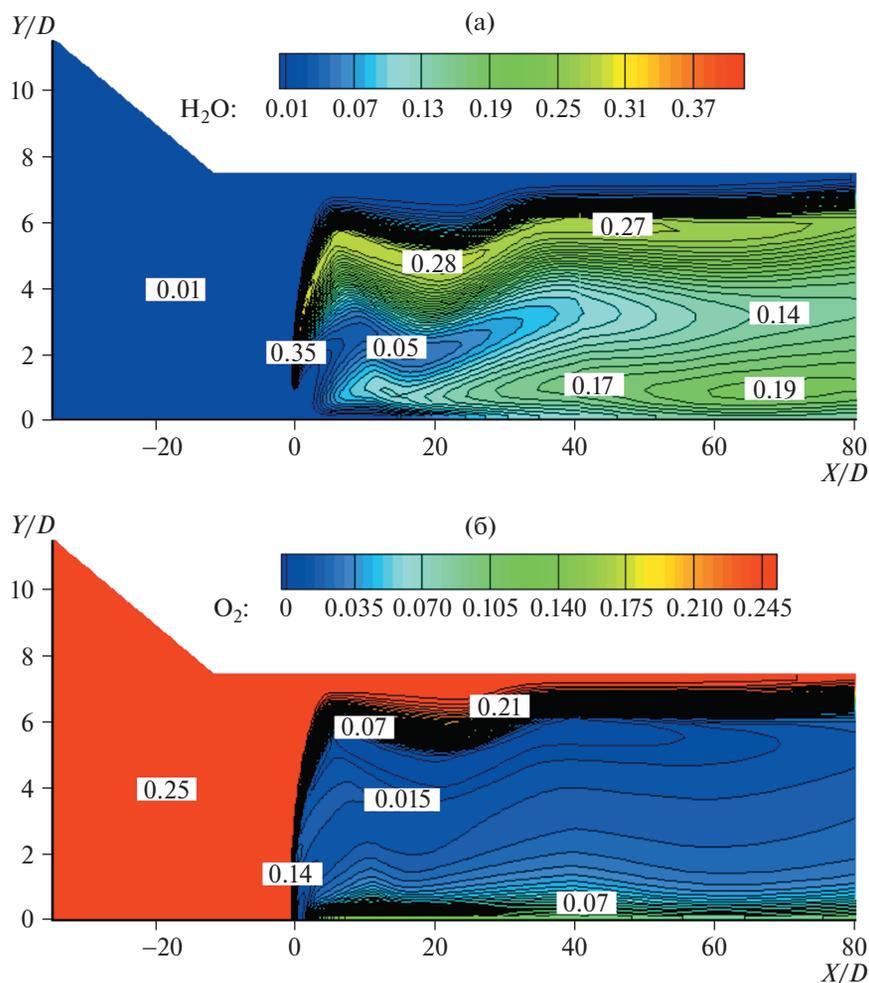


**Рис. 2.** Рассчитанное распределение нормированного давления ( $Pres/P^*$ ) в центральном сечении. Здесь и далее  $D = 2 \text{ мм}$ ;  $P^* = 1 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$ .



**Рис. 3.** Рассчитанное распределение в центральном сечении температуры (в К) (а) и массовой концентрации ОН (б).

нии. При этом локально происходит повышение давления и температуры. В центральном сечении перед местом вдува в зоне рециркуляции давление поднимается до  $1.39 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$ , а температура до 1700 К (рис. 3а). Во фронте ударной волны давление поднимается до  $6.2 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$ , а температура становится равной 2400 К. В месте взаимодействия отраженной ударной волны от



**Рис. 4.** Рассчитанное распределение в центральном сечении массовой концентрации  $O_2$  (а) и массовой концентрации  $H_2O$  (б).

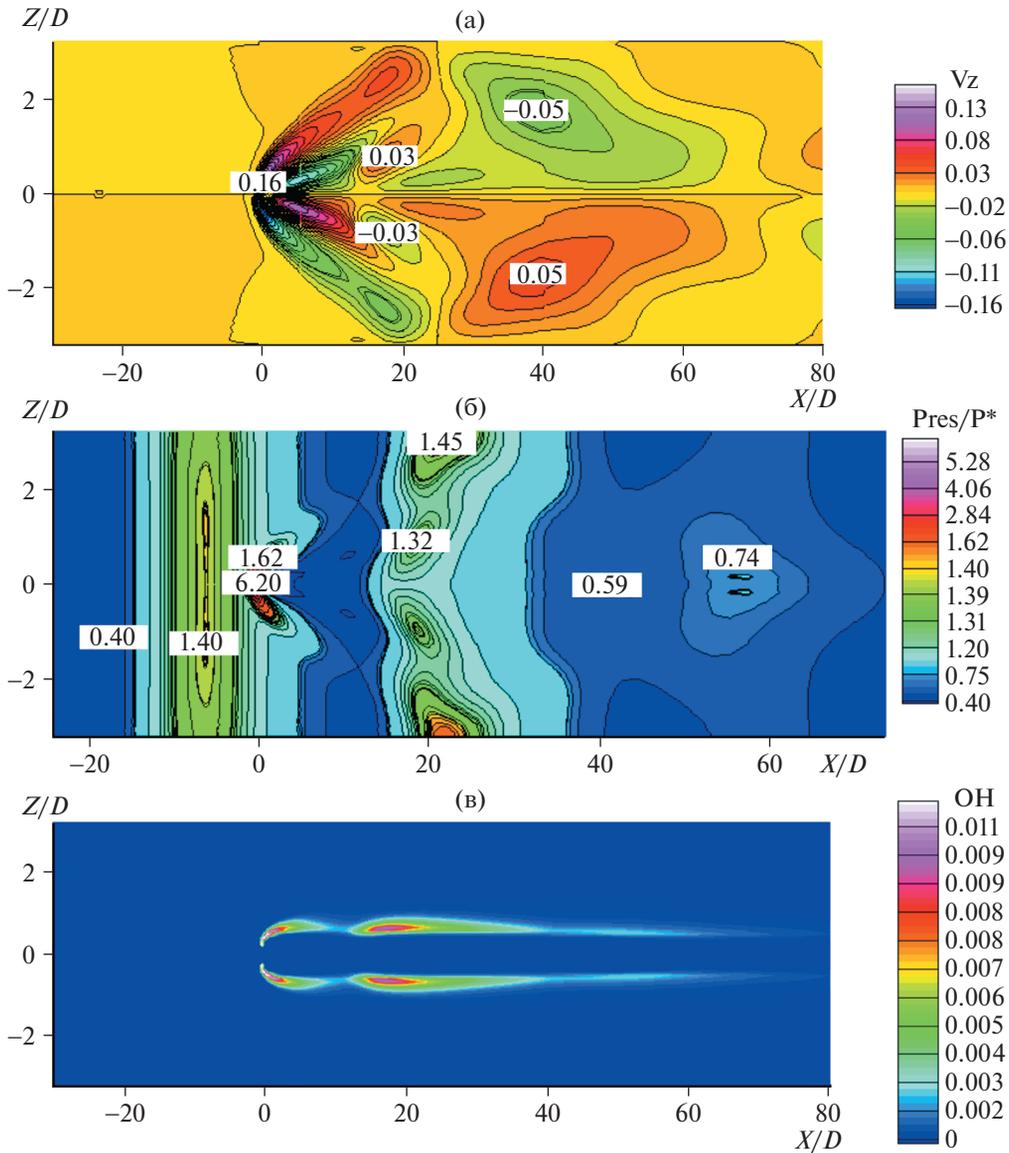
верхней стенки со струей температура равна 2000 К, а давление принимает значение  $2.40 \times 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>. В результате в центральной плоскости симметрии горение происходит в двух местах: в ударной волне перед местом впрыска топлива, и в месте взаимодействия отраженной от верхней стенки ударной волны со струей. Нужно отметить, что повышение температуры (рис. 3а), а также увеличение концентрации ОН (рис. 3б), происходит именно в этих областях.

Как уже было сказано выше, можно отчетливо выделить области (рис. 3а) максимального повышения температуры (2400 и 2000 К), которые соответствуют интенсивному горению. За счет того, что водород подавался с температурой 250 К, температура в нижней половине экспериментальной установки после места вдува существенно ниже температуры набегающего потока. Из-за низкой температуры и бескислородной подачи водорода горение в этой области не наблюдается. Горение, а также потоки тепла из боковых плоскостей приводят к постепенному сужению области пониженной температуры. На расстоянии от места вдува  $X/D = 12$  происходит падение ударной волны на нижнюю стенку, и температура повышается до 500 К.

Максимальная массовая доля ОН (рис. 3б) достигается во фронте ударной волны перед местом вдува топлива и равна 2.05%. В области взаимодействия ударной волны со струей концентрация ОН достигает 1.45%. При этом в области  $2 < X/D < 5$  заметно уменьшение концентрации ОН, что говорит о гашении пламени. Подобная картина течения наблюдается и в эксперименте.

В результате горения кислород, содержащийся в поступающем воздухе, выгорает (см. рис. 4а). При этом образуется вода (см. рис. 4б). По указанным рисункам отметим два важных аспекта.

Во-первых, так как осуществляется подача “чистого” водорода, то химические реакции протекают только на границах струи и набегающего потока воздуха. Поэтому очень важно либо за-



**Рис. 5.** Рассчитанное распределение в сечении XZ возле нижней стенки поперечной компоненты скорости  $V_z$  ( $V_z = w/V_\infty$ ) (а), нормированного давления (Pres/P\*) (б) и массовой концентрации OH (в).

ниматься организацией эффективного перемешивания воздуха с топливом, либо подавать окислитель сразу вместе с топливом.

Во-вторых, на некотором расстоянии от места подачи топлива образование воды происходит возле нижней стенки. Это можно объяснить проникновением кислорода в центральное сечение из бокового потока.

В плоскости XZ вблизи нижней стенки в результате взаимодействия набегающего сверхзвукового потока со струей водорода возникает течение, перпендикулярное основному потоку, направленное вдоль оси Z (рис. 5а). Максимальная величина такой поперечной скорости  $V_z$  составляет 16% от скорости набегающего потока. По амплитуде поперечной скорости можно судить о затухании отраженной от боковых стенок ударной волны. При этом возникает ударно-волновая структура, которая показана на рис. 5б. Отчетливо видно повышение давления ( $1.4 \times 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>), вызванное падающей ударной волной на нижнюю стенку на расстоянии  $X/D = -6.8$ . Давление также повышается до  $6.2 \times 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> перед местом подачи топлива ( $X/D = 0$ ). Можно отметить, что на расстоянии  $X/D = 20$  происходит взаимодействие ударной волны, отраженной от боковых стенок, с волной от верхней стенки, что приводит к интенсификации процесса горения при дав-

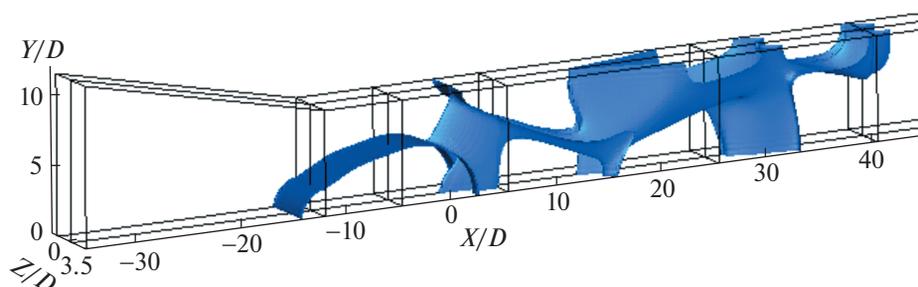


Рис. 6. Изоповерхности давления ( $8.73 \times 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>) внутри модельного воздухозаборника ГПВРД.

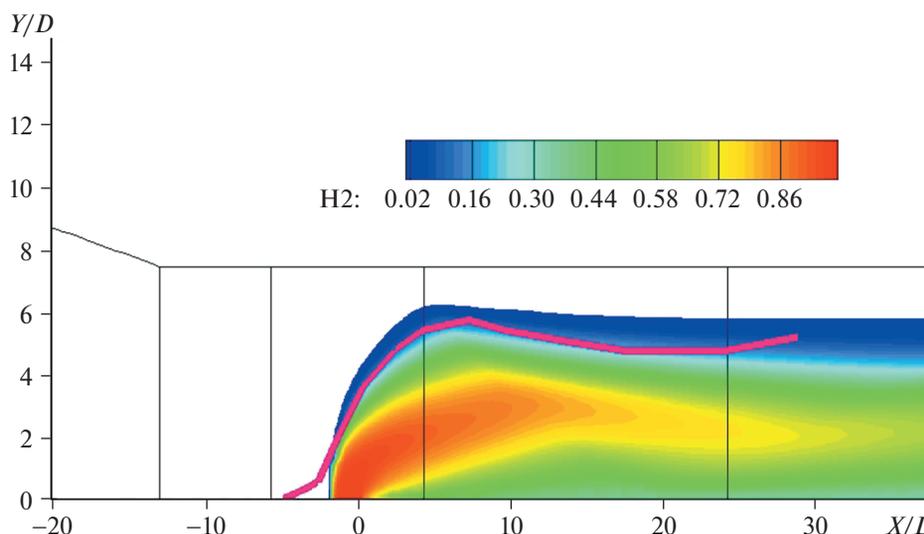


Рис. 7. Сравнение рассчитанного и определенного экспериментально (розовая линия [5]) коэффициента проникновения струи в центральном сечении.

лении  $1.32 \times 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>. Это хорошо видно по распределению концентрации ОН, которая существенно увеличивается при  $X/D \approx 20$  (рис. 5в). При этом локальное увеличение давления возле боковых стенок до  $1.45 \times 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> не приводит к горению, вследствие отсутствия топлива в этом месте.

Таким образом, внутри модельного воздухозаборника ГПВРД можно выделить три класса ударных волн, возникающих при взаимодействии набегающего сверхзвукового потока с верхней и нижней стенками, с боковыми стенками, а также со струей топлива. Рассчитанные изоповерхности ( $8.73 \times 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>) давления внутри модельного воздухозаборника ГПВРД (рис. 6) хорошо демонстрируют образующуюся в результате взаимодействия этих трех типов волн ударно-волновую структуру. Взаимодействие ударных волн в конкретных пространственных областях приводит к интенсификации горения. Поэтому при изучении эффективных способов организации горения внутри исследуемой экспериментальной установки необходимо учитывать возникающую трехмерную ударно-волновую структуру.

Для количественной оценки качества полученных результатов проведено вычисление коэффициента проникновения, который был определен как область пространства, в которой концентрация топлива составляет более 1%. Рассчитанный (рис. 7) коэффициент проникновения в центральном сечении немного превышает значение, взятое из работы [5] (розовая линия). Таким образом, в центральном сечении при  $J = 2.11$  максимальное проникновение водорода в поток воздуха равно 83% высоты экспериментальной установки, в то время как в работе [5] эта величина составляла 77%. Различие может объясняться тем, что в данной работе отверстие для подачи топлива моделировалось не окружностью, а прямоугольником, площадь которого соответствовала площади реального отверстия. Можно говорить об удовлетворительном качественном и количественном согласии полученных результатов с результатами расчетов, представленных в работе [5].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано течение в модельном воздухозаборнике ГПВРД с поперечным вдувом газообразного водорода с нижней стенки. Полученные поля концентраций и давления качественно повторяют экспериментально наблюдаемую структуру течения, а также удовлетворительно согласуются с расчетом коэффициента проникновения, полученным в работе [5]. Проведен анализ полученной ударно-волновой структуры течения. Показано, что интенсификация горения может происходить за счет локального повышения температур и давления при взаимодействии ударных волн.

Автор благодарит С.Т. Суржикова и В.В. Кузенова за плодотворные обсуждения и полезные замечания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Seleznev R.K., Surzhikov S.T., Shang J.S.* A review of the scramjet experimental data base // *Progress in Aerospace Sciences*. Elsevier Ltd, 2019. V. 106. № February. P. 43–70.
2. *Waltrup P.J., White M.E., Zarlingo F., Gravlin E.S.* History of ramjet and scramjet propulsion development for U.S. Navy missiles // *Johns Hopkins APL Technical Digest (Applied Physics Laboratory)*. 1997. V. 18. № 2. P. 234–242.
3. *Seleznev R.K.* History of scramjet propulsion development // *Journal of Physics: Conf. Ser.* 2018. V. 1009. № 1. P. 012028.
4. *Gamba M., Miller V.A., Mungal M.G., Hanson R.K.* Ignition and flame Structure in a Compact Inlet/Scramjet Combustor Model. *AIAA 2011-2366*. 23 p.
5. *Zhao M., Zhou T., Ye T., Zhu M., Zhang H.* Large eddy simulation of reacting flow in a hydrogen jet into supersonic cross-flow combustor with an inlet compression ramp // *International Journal of Hydrogen Energy*. Elsevier Ltd, 2017. V. 42. № 26. P. 16782–16792.
6. *Seleznev R.K.* Validation of 3D model by the example of a supersonic inlet-isolator // *Journal of Physics: Conf. Ser.* 2018. V. 1009. P. 012031.
7. *Zhao M., Zhou T., Ye T., Zhu M., Cao C.* Study of sonic injection from circular injector into a supersonic cross-flow using large eddy simulation // *International Journal of Hydrogen Energy*. Elsevier Ltd, 2016. V. 41. № 39. P. 17657–17669.
8. *Gamba M., Mungal M.G.* Ignition, flame structure and near-wall burning in transverse hydrogen jets in supersonic crossflow // *Journal of Fluid Mechanics*. 2015. V. 780. P. 226–273.
9. *Ben-Yakar A., Mungal M.G., Hanson R.K.* Time evolution and mixing characteristics of hydrogen and ethylene transverse jets in supersonic crossflows // *Physics of Fluids*. 2006. V. 18. № 2. P. 026101.
10. *Берд П., Стьюарт В., Лайтфут Е.* Явления переноса. М.: Изд-во “Химия”, 1974. 687 с.
11. *Анфимов Н.А.* Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов // *Изв. АН СССР. Механика и машиностроение*. 1962. № 1. С. 25–31.
12. *Edwards J.R., Liou M.-S.* Low-Diffusion Flux-Splitting Methods for Flow at all Speeds // *AIAA Journal*. 1998. V. 36. № 9. P. 1610–1617.
13. *Evans J.S., Schexnayder C.J.* Influence of Chemical Kinetics and Unmixedness on Burning in Supersonic Hydrogen Flames // *AIAA Journal*. 1980. V. 18. № 2. P. 188–193.
14. *Суржиков С.Т.* Пространственная задача радиационной газовой динамики командного модуля Аполлон-4 при сверхорбитальном входе в атмосферу // *Изв. РАН. МЖГ*. 2018. № 2. С. 149–160.
15. *Суржиков С.Т.* Моделирование радиационно-конвективного нагрева модельных камер ПВРД на водородном и углеводородном топливе // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2014. Т. 15. Вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-3/articles/230/>.
16. *Surzhikov S.T., Seleznev R.K., Tretyakov P.K., Zabaykin V.A.* Unsteady Thermo-Gasdynamics Processes in Scramjet Combustion Chamber with Periodical Input of Cold Air. 2014. *AIAA 2014-3917*. 25 p.