

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОГО НАГРЕВА МОДЕЛЬНЫХ КАМЕР ПВРД НА ВОДОРОДНОМ И УГЛЕВОДОРОДНОМ ТОПЛИВЕ

С.Т. Суржиков

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук,
Центр фундаментальных и прикладных исследований ВНИИА им. Н.Л. Духова
Москва, Россия*

Аннотация

Конвективный и радиационный нагрев внутренних поверхностей трех модельных камер гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ГПВРД) изучаются с помощью численного моделирования.

Рассмотрена камера двухрежимного ГПВРД со стабилизатором пламени, выполненным в виде каверны несимметричной трапециевидальной формы, камера сгорания экспериментальной энергетической установки SCHOLAR, а также камера гипотетического ГПВРД осесимметричной формы.

Поля концентраций химических веществ, давления и температуры рассчитываются по двумерной вычислительной модели, основанной на нестационарных уравнениях Навье–Стокса, сохранения энергии и уравнений диффузии совместно с системой уравнений химической кинетики. На их основе вычисляются поля спектральных оптических свойств продуктов сгорания, а затем рассчитывается перенос селективного теплового излучения внутри камер ГПВРД.

Помимо решения задачи о радиационно-конвективном нагреве внутренней поверхности камер ГПВРД решалась задача о воспламенении разных видов топлив в исследуемых модельных ГПВРД и о термогазодинамической структуре продуктов сгорания. При этом использовались весьма упрощенные кинетические модели горения, которые, тем не менее, достаточно широко распространены в литературе и хорошо апробированы.

Установлено, что некоторые режимы течения являются нестационарными, а радиационный нагрев поверхности в целом не является определяющим, хотя на некоторых участках поверхности его вклад в суммарный нагрев может оказаться заметным (при увеличении давления в камере сгорания и увеличении ее поперечных размеров).

SIMULATION OF RADIATION-CONVECTIVE HEATING OF MODEL CAMERAS OF RAMJETS ON HYDROCARBON AND HYDROGEN FUELS

Sergey T. Surzhikov

*Institute for Problem in Mechanics Russian Academy of Science (IPMech RAS),
Center for Basic and Applied Research, All-Russian Scientific Research Institute of Automatics,
Moscow, Russia*

Convective and radiative heating of internal surfaces of hypersonic ramjet combustion chambers (scramjets) are studied by numerical simulation.

Three kinds of scramjet chambers are considered: the dual-mode scramjet with a flame stabilizer, having form of an asymmetrical trapezoidal cavity, the combustion chamber of the experimental model "SCHOLAR", as well as the camera of hypothetical scramjet of axisymmetric shape.

Fields of chemical species concentrations, pressure and temperature calculated by the two-dimensional computer model based on the unsteady Navier–Stokes equations, energy conservation and diffusion equations together with the system of equations of chemical kinetics. On the basis of the thermic and chemical properties the spectral optical properties of the products of combustion are calculated. Solution of the equation of radiation heat transfer with the use of multi-group spectral model completes the calculation procedure.

In addition to solving the problem of radiative-convective heating of the inner surface of the scramjet cameras solved the problem of ignition of different fuels in the scramjet models and study of different kinds of gas-dynamic structures. Simplified kinetic combustion model were used, which nevertheless fairly wide spread in literature.

Found that certain flow regimes are non-stationary and radiative heating of the surface as a whole is not determinative, although in some parts of the surface the contribution of radiation heating into the total heating can be significant (especially with increasing pressure and with increasing the chamber dimension).

1. ВЕДЕНИЕ

Гиперзвуковые прямоточные воздушно-реактивные двигатели (ГПВРД) имеют принципиальную схему работы существенно проще, чем другие типы силовых энергетических установок летательных аппаратов.

Однако практическая реализация ГПВРД весьма сложна из-за ряда принципиальных причин, на преодоление которых, судя по современному состоянию исследований процессов в этих типах двигателей, придется потратить немалое время. К ряду первоочередных проблем создания ГПВРД относятся организация

горения топлива в камерах сгорания, основная часть которых занята сверхзвуковым потоком, организация эффективного воспламенения компонентов топлива, неустойчивость процессов воспламенения и горения по отношению к различным газодинамическим возмущениям, среди которых одними из важных являются возмущения высокоскоростного потока воздуха на входе в воздухозаборник. Важной проблемой функционирования ГПВРД является поддержание теплового режима его конструкции на протяжении многих минут функционирования.

Попытки решения многих (не только перечисленных) проблем привели к тому, что в различных исследовательских лабораториях созданы и исследуются различные прототипы ГПВРД. Однако доступных в литературе хорошо документированных результатов экспериментальных и расчетных исследований оказывается недостаточным. Несмотря на это следует отметить, что основные элементы всех разрабатываемых ГПВРД выполняют схожие функции, так что для расчетно-теоретического изучения особенностей течения и горения в камерах ГПВРД достаточно выбрать несколько типичных схем. В данной работе для проведения исследований радиационно-конвективного нагрева стенок камер ГПВРД выбраны две экспериментальные установки [1–4] и камера гипотетического осесимметричного ГПВРД [5]. Выбранные схемы камер ГПВРД показаны на рис. 1–3.

Схемы камер, показанные на рис. 1–3, имеют общие конструктивные элементы. Часть камеры с номером 1 (в зависимости от конкретных особенностей конструкции - называется диффузор или изолятор) предназначена для создания потока воздуха с параметрами, позволяющими осуществить процесс воспламенения и горения в камере сгорания (2). Участок «3» представляет собой начальную часть сопла, где происходит догорание или дополнительный впрыск топлива. Ускорение газового потока с созданием реактивной тяги осуществляется в сопле 4. Для плоских камер сгорания нижняя часть сопла «4» может отсутствовать, а верхняя часть – является днищем летательного аппарата. Возможные участки вдува горючего в поток сжатого и нагретого воздуха отмечены на рисунках цифрой «5». В случае осесимметричной схемы форсунки вдува горючего располагают на выступающих в поток пилонах так, что в данной схеме реализуется сверхзвуковая инжекция горючего в сверхзвуковой поток воздуха.

Отметим также следующие особенности представленных расчетных схем:

1. Фрагмент воздухозаборника, в котором происходит сжатие сверхзвукового газового потока, поступающего в тракт ГПВРД, учтен только в схеме рис.2. Здесь предполагается, что сверхзвуковой поток на входе в канал ($x = 0$) задается исходя из решения задачи о структуре ударно-волнового движения, формируемого в окрестности передней затупленной кромки ГЛА.

2. В схемах рис. 1 и 3 предполагается, что сверхзвуковой поток уже сформирован (например, в сопле экспериментального стенда, к выходной секции которого подсоединяется данная испытываемая модель).

3. Во всех трех схемах используются стабилизаторы пламени. Во втором и третьем случаях (рис.2 и 3) – за обратным уступом. Во втором случае – применяется специальный стабилизатор пламени, выполненный в виде каверны сложной геометрии.

4. В первом расчетном случае (рис.1) на начальном участке выхлопного сопла (участок «3») применяется выдвижная дроссельная заслонка, положение которой в значительной степени определяет режим течения в камере сгорания модельного ГПВРД.

Отметим также очевидный факт, что схемы «1» и «2» можно также применять для анализа осесиммет-

ричных силовых установок с центральным телом (типа HyShot [6]).

На рис. 1–3 показаны расчетные сетки, с разрядкой 3 узла. В использованном компьютерном коде NERAT-2D допускается последовательное перестроение расчетной сетки путем последовательного удвоения числа узлов по направлениям осей криволинейных координат.

В данной статье турбулентное смешение не учитывается, хотя известно, что учет турбулентности приводит к интенсификации перемешивания в горящем потоке и к увеличению плотности конвективного теплового потока к поверхности. Исследование роли турбулентности требует отдельного исследования.

Методы численного моделирования газодинамических процессов в двигательных установках типа ПВРД и ГПВРД активно развивались последние годы. В ряде работ [7–44] можно найти подробный анализ текущих тенденций в разработке численных методов для анализа широкого класса стационарных и импульсных систем схем горения. Значительное число исследований посвящено изучению закономерностей взаимодействия ударных волн с пограничными слоями, поскольку такой вид взаимодействия является одним из важных в сверхзвуковых камерах сгорания. Особое значение уделяется методам построения структурированных и неструктурированных сеток, в том числе адаптируемых к фронтам горения.

Много число работ посвящено исследованию моделей химической кинетики, используемых в термодинамических расчетах. Лишь несколько из них учтены в данных расчетах.

Проблема организации поджига и обеспечения полноты сгорания в камерах ГПВРД является настолько важной, что в большинстве работ именно эти проблемы подробно обсуждаются. В тоже время не менее важная проблема обеспечения теплового режима таких установок обсуждается в меньшей степени.

Среди одной из первых работ, в которых этой проблеме было уделено основное внимание, укажем работу Нельсона [12], где анализировалась плотность радиационных тепловых потоков к стенкам камеры сгорания ГПВРД на водородном топливе (на основе использования газодинамических функций, полученных в другой работе). В работе Лиу и др. [45] уровень радиационных тепловых потоков оценивался в условиях близких тем, которые реализуются в соплах ГПВРД на водородном горючем. Авторы этой работы сосредоточили свое внимание на отладке и тестировании разработанного кода на основе метода имитационного моделирования Монте-Карло, а также на проблеме моделирования селективной структуры спектра.

В работе [5], были выполнены расчеты радиационно-конвективного нагрева камеры сгорания ГПВРД, близкой к той, которая исследовалась в [12]. В работе [53] построена модель течения и химической кинетики в тракте ГПВРД на основе гибридной сетки, когда у поверхности применялась структурированная сетка, а на удалении от нее – неструктурированная тетраэдральная сетка. Полная радиационно-газодинамическая модели была также построена и исследована в работах [46,47].

Задачей настоящего исследования является разработка радиационно-газодинамической модели сгорания в воздухе углеводородного горючего. Как и ранее задача решается в двумерной постановке. Задача решается в полной радиационно-газодинамической постановке: для заданной геометрии тракта ГПВРД, условий во входном сечении канала и условий вдува компонент горючего – решается задача о сверхзвуковом движении вязкого, теплопроводного, селективно излучающего и поглощающего газа с учетом процессов горения и реальных спектральных свойств продуктов сгорания (в многогрупповом приближении).

Наряду с определением уровня плотностей спектральных и интегральных радиационных тепловых потоков к стенкам камеры сгорания дается анализ влияния давления потока воздуха во входном тракте устройства на интенсивность конвективного и радиационного нагрева, а также рассматриваются случаи возникновения нестационарного течения горящего газа в камере сгорания.

2. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Для численного моделирования использовалась компьютерная программа NERAT-2D [5,57], которая реализует численное интегрирование системы уравнений механики вязкого теплопроводного химического реагирующего газа. На каждом шаге по времени последовательно интегрировались система уравнений Навье – Стокса, уравнения сохранения массы химических соединений, уравнения сохранения энергии:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div}(\mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \hat{\mathbf{P}}) = 0, \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \operatorname{div} \left(\lambda \operatorname{grad} T - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \mathbf{J}_i - \mathbf{q}_R \right) + \frac{dp}{dt} + \Phi_\mu - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \dot{w}_i, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \operatorname{div} \mathbf{V} = -\operatorname{div} \mathbf{J}_i + \dot{w}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s, \quad (4)$$

где $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \vec{\nabla}$;

t – время; $\mathbf{V} = i\mathbf{u} + j\mathbf{v}$ – скорость; u, v – компоненты скорости вдоль осей декартовой системы координат x, y (в осесимметричном случае: y – радиус); p, ρ – давление и плотность; T – поступательная температура; μ, λ – коэффициенты вязкости и теплопроводности; c_p – удельная теплоемкость газовой смеси;

$c_p = \sum_i^{N_s} Y_i c_{p,i}$; $Y_i = \frac{\rho_i}{\rho}$, $X_i = \frac{p_i}{p} = \frac{M_\Sigma}{M_i} Y_i$ – относительная массовая и мольная концентрация i -компоненты;

$c_{p,i}, h_i$ – удельная теплоемкость при постоянном давлении и удельная энтальпия i -й компоненты; ρ_i, \mathbf{J}_i – плотность и плотность потока i -й компоненты;

$\mathbf{J}_i = -\rho D_i \operatorname{grad} Y_i$; D_i – эффективный коэффициент диффузии i -й компоненты; N_s – количество компонентов смеси газов; \dot{w}_j, W_j – массовая и мольная скорость образования i -й компоненты:

$$\begin{aligned} \dot{w}_i &= M_i W_i = M_i \dot{X}_i = M_i \sum_{n=1}^{N_r} (\dot{X}_i)_n = \\ &= M_i \sum_{n=1}^{N_r} (b_{i,n} - a_{i,n}) (S_{f,i}^n - S_{r,i}^n) = \\ &= M_i \sum_{n=1}^{N_r} \left[(b_{i,n} - a_{i,n}) \left(k_{f,n} \prod_{j=1}^{N_s} X_j^{a_{j,n}} - k_{r,n} \prod_{j=1}^{N_s} X_j^{b_{j,n}} \right) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

$k_{f,n}, k_{r,n}$ – константы скоростей прямой и обратной n -й реакции; $S_{f,i}^n, S_{r,i}^n$ – скорости прямой и обратной реакции, каждая из которых записывается в следующем символическом виде:

$$M_i, M_\Sigma = \sum_i^{N_s} M_i X_i = \left(\sum_i^{N_s} \frac{Y_i}{M_i} \right)^{-1};$$

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

$[X_j]$ – химический символ реагентов и продуктов реакций; N_r – количество химических реакций; $a_{j,n}, b_{j,n}$ – стехиометрические коэффициенты; N_r – число химических реакций;

$\hat{\mathbf{P}}$ – тензор напряжений с компонентами

$$\Pi_{i,j,k} = -p \delta_{i,j,k} + \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{i,j} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right], \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (6)$$

диссипативная функция

$$\Phi_\mu = \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (7)$$

Используется термическое уравнение состояния идеального газа

$$p = \rho \frac{R_0}{M_\Sigma} T, \quad (8)$$

где R_0 – универсальная газовая постоянная.

В рассматриваемых условиях радиационно-газодинамическое взаимодействие является малым, поэтому расчет спектральных оптических свойств горячих продуктов сгорания и решение уравнения переноса селективного теплового излучения можно выполнять после получения решения для газодинамических функций. В случае получения нестационарного решения задачи решение радиационной части задачи приходится про-

водить также на каждом шаге интегрирования по времени.

Для определения плотности интегрального теплового потока на поверхности камеры сгорания использовалось уравнение переноса теплового излучения следующего вида:

$$\mathbf{\Omega} \frac{\partial J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})}{\partial \mathbf{r}} + \kappa_{\omega}(\mathbf{r}) J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \kappa_{\omega}(\mathbf{r}) J_{b,\omega}(\mathbf{r}), \quad (9)$$

где $\kappa_{\omega}(\mathbf{r})$ – спектральный коэффициент поглощения; ω – индекс спектральной зависимости радиационных функций; $J_{b,\omega}(\mathbf{r})$ – спектральная интенсивность абсолютно черного тела (функция Планка); \mathbf{r} – радиус вектор точки пространства, где определяется спектральная интенсивность излучения; $\mathbf{\Omega}$ – единичный вектор направлений распространения излучения. Уравнение переноса теплового излучения формулируется относительно спектральной интенсивности излучения $J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ в нерассеивающей среде.

Для определения плотности интегрального по спектру потока излучения к единичной площадке на поверхности с нормалью \mathbf{n} необходимо выполнить интегрирование:

$$Q_{w,R} = \int_{4\pi} d\mathbf{\Omega} \int_{\Delta\omega_{tot}} J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Omega}) d\omega = \int_{4\pi} \left(\sum_{g=1}^{N_g} J_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \Delta\omega_g \right) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Omega}) d\mathbf{\Omega}, \quad (10)$$

$$J_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \frac{1}{\Delta\omega_g} \int_{\Delta\omega_g} J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) d\omega, \quad (11)$$

где $\Delta\omega_{tot} = [1000 \div 10000]$ см^{-1} – полный спектральный диапазон; $\Delta\omega_g$ – спектральная группа. Полный спектральный диапазон разбивался на 99 спектральных участков (спектральных групп). В пределах каждой спектральной группы выполнялось усреднение спектрального коэффициента поглощения, так что в пределах этой группы решалось уравнение переноса излучения (9) в серой постановке. Спектральный коэффициент поглощения рассчитывался по формуле

$$\kappa_{\omega} = \sum_i^{N_s} \sigma_{\omega,i} N_i, \quad (12)$$

где $\sigma_{\omega,i}$ – спектральное сечение поглощения i -й компоненты; N_i – числовая концентрация частиц i -го типа. Основными радиационными процессами в рассматриваемой задаче являются вращательно-колебательные полосы двух- и трехатомных молекул CO, H₂O, CO₂, для расчета спектральных сечений которых использовались данные [51], а также спектральные оптические модели, реализованные в компьютерной системе ASTEROID [50,55]. Использовалось приближение локального термодинамического равновесия. Пример тестирования оптической модели дан в [56].

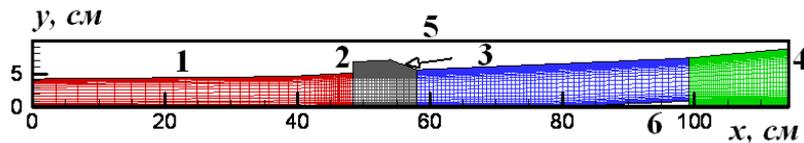


Рис. 1. Схема двухрежимного ГПВРД [1,2]

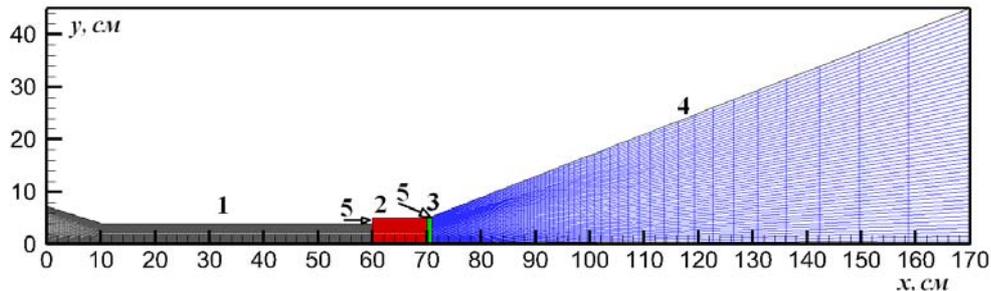


Рис. 2. Схема экспериментальной камеры SCHOLAR [3]

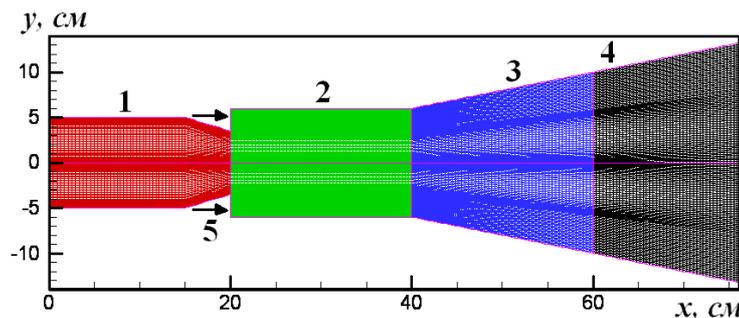


Рис. 3. Схема гипотетической камеры ГПВРД осесимметричной геометрии [5]

Для расчета скорости образования химических компонент необходимо рассчитать константы скоростей каждой из N_r прямой и обратной реакции, которые записывались в виде обобщенной формулы Аррениуса:

$$k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp\left(-\frac{E_{f(r),n}}{kT}\right), \quad (13)$$

где $A_{f(r),n}, n_{f(r),n}, E_{f(r),n}$ – аппроксимирующие постоянные прямой (f) и обратной (r) реакции. Для нахождения констант скоростей обратных химических реакций, использовалось условие

$$K_n = k_{f,n}/k_{r,n}, \quad (14)$$

где K_n – константа равновесия n -й химической реакции. Условие (14) должно выполняться при локальном термодинамическом равновесии.

С использованием полиномиального представления термодинамического потенциала Гиббса для каждой i -й компоненты в виде

$$G_i = \varphi_{1,i} + \varphi_{2,i} \ln x + \varphi_{3,i} x^{-2} + \varphi_{4,i} x^{-1} + \varphi_{5,i} x + \varphi_{6,i} x^2 + \varphi_{7,i} x^3, \quad x = T \times 10^{-4}, \quad (15)$$

где $\varphi_{l,i}, l = 1, \dots, 7$ – аппроксимирующие коэффициенты из [48], рассчитывались энтальпия и удельная теплоспособность при постоянном давлении:

$$h_n = xT \left(\frac{dG}{dx}\right)_n + \varphi_{8,n} \times 10^3, \text{ Дж/моль}, \quad (16)$$

$$c_{p,n} = 2x \left(\frac{dG}{dx}\right)_n + x^2 \left(\frac{d^2G}{dx^2}\right)_n, \text{ Дж/моль}\cdot\text{К}, \quad (17)$$

где $\varphi_{8,i}$ – энергия образования i -й компоненты в стандартных условиях.

Для нахождения констант равновесия также использовались данные [48].

Коэффициенты вязкости и теплопроводности газовых смесей рассчитывались по следующим комбинаторным формулам [49]:

$$\mu = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_c} (Y_i/\mu_i)}, \quad \lambda = 0.5 \left[\sum_{i=1}^{N_c} x_i \lambda_i + \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_c} (x_i/\lambda_i)} \right], \quad (18)$$

$$\mu_i = 2.67 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \text{ г/см}\cdot\text{с}, \quad (19)$$

$$\lambda_i = 8330 \sqrt{\frac{T}{M_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \text{ эрг/см}\cdot\text{К}, \quad (20)$$

где σ_i – радиус частицы i -го типа, А; $\Omega_i^{(2,2)*} = f(T_i)$ – интеграл столкновений для вязкости и теплопроводности; $T_i = kT/\varepsilon_i$, ε_i – параметр потенциала Ленарда–Джонса, характеризующий глубину потенциальной ямы. Эффективный коэффициент диффузии для i -й компоненты рассчитывался по формуле Уилки [49]

$$D_i = \frac{1-x_i}{\sum_{j \neq i}^{N_c} (x_j/D_{ij})}, \text{ см}^2/\text{с}, \quad (21)$$

$$D_{i,j} = 1.858 \times 10^{-3} \sqrt{T^3 \frac{M_i + M_j}{M_i M_j}} \frac{1}{p \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}}, \quad (22)$$

где $D_{i,j}$ – бинарные коэффициенты диффузии.

Интегралы столкновений для вязкости и диффузии рассчитывались по аппроксимациям Н.А.Анфимова:

$$\Omega_i^{(2,2)*} = 1.157 T_i^{-0.1472}, \quad \Omega_{i,j}^{(1,1)*} = 1.074 T_{i,j}^{-0.1604}. \quad (23)$$

В расчетах функций, определяющих вязкость, теплопроводность и диффузию также использовались комбинаторные формулы следующего вида [54]:

$$T_{i,j} = \frac{kT}{\varepsilon_{i,j}}, \quad \varepsilon_{i,j} = \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j}, \quad \sigma_{i,j} = \frac{1}{2}(\sigma_i + \sigma_j). \quad (24)$$

3. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Поверхность камеры сгорания ГПВРД принималась каталитической, то есть считалось, что на внутренних поверхностях достигается равновесие в реагирующей смеси газов, соответствующее текущему давлению и заданной температуре стенки камеры сгорания T_w , которая задавалась постоянной для разных типов устройств (в соответствии с рекомендациями оригинальных работ, на которые выше даны ссылки).

Серия численных экспериментов с постановкой на границе некаталитических условий, т.е. равенство нулю диффузионных потоков

$$\frac{\partial(Y_i)_w}{\partial} = 0, \quad i = 1, 2, 3, \dots, N_s \quad (25)$$

не привело к качественному изменению решения, хотя плотность конвективных тепловых потоков и оказывалась заметно ниже.

Граничные условия на входе в канал (на рис.1–3 при $x = 0$, поток слева-направо) задавались в соответствии с работами [1–6] и приведены в таблицах 1–3.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВУХРЕЖИМНОГО ГПВРД

Начальные условия, использованные для численного моделирования газодинамики и горения в двухрежимном ГПВРД, представлены в таблице 1. Эти исходные данные были взяты из работы [1,2]. Рассматриваемая задача характеризуется некоторыми фиксированными параметрами. К ним относятся: температура на входе, скорость, давление, плотность и температура внутренней поверхности ГПВРД камеры, а также параметры инжектируемого газа (воздуха или горючего): скорость на срезе инжектирующей форсунки, статическое давление и температура инжектируемого газа. Геометрия, расчетные сетки в четырех блоках расчетной области показаны на рис. 1 и 4.

Первая серия расчетов была выполнена для идеального газа с $\gamma = c_p/c_v = 1.4$, где c_p, c_v удельные

теплоемкости при постоянном давлении и объеме. В этих расчетах исследовалось изменение поля течения при увеличении высоты дроссельной заслонки.

Таблица 1

Начальные условия для моделирования модельной камеры сгорания двухрежимного ГПВРД

Статическая температура на входе в канал, T_∞ , К	530
Статическое давление на входе, p_∞ , эрг/см ³	0.413E+06
Плотность на входе, ρ_∞ , г/см ³	0.272E-03
Скорость газа на входе в канал, V_∞ , см/с	0.999E+05
Температура поверхности, T_w , К	400
Скорость инжектируемого горючего, $V_{f,in}$, см/с	50000, 90000
Статическое давление инжектируемого горючего, $p_{f,in}^*$, эрг/см ³	2.065E+06
Температура инжектируемого топлива, $T_{f,in}^*$, К	1500, 2000

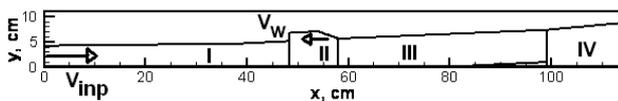


Рис. 4. Двухмерная геометрия сверхзвукового канал с трапецидальной каверной для дозвукового движения газа (в стабилизаторе пламени). Набегающий газовый поток движется слева направо. Вдув газа в каверну осуществляется справа налево

На рис. 5–8 последовательно приведены результаты расчетов для разных высот дроссельной заслонки $h = 1, 3, 4, 4.5$. В этих расчетах вдув газа в каверну не производился. В последнем из представленных расчетных случаев ($h = 4.5$ см, рис. 8) практически реализуется режим запирания потока и нестационарного осциллирующего течения во всем рабочем объеме начиная от входного сечения до дроссельной заслонки. Возмущения, генерируемые у дроссельной заслонки, распространяются на весь изолятор.

Отметим, что в остальных рассмотренных случаях (рис. 5–7) движение газа в изоляторе и в сверхзвуковой части потока под каверной (под стабилизатором пламени) остается стационарным.

Общие закономерности сверхзвукового течения в канале с каверной и дроссельной заслонкой отчетливо проявляются при анализе первого расчетного варианта ($h = 1$ см, рис.5). Обратим внимание, что начальная часть изучаемого газодинамического тракта (от входного сечения до начала каверны) является диффузором, в котором высота канала немного увеличивается, так что на всем протяжении канала поток ускоряется от $M = 2.1659$ на входе в канал до $M = 2.25$ (к концу начального участка диффузора, $x < 40$ см), наблюдается практически невозмущенное сверхзвуковое движение. Незначительное ускорение потока, примерно до $M = 2.4$ при $x = 47.8$ см, связано с некоторым дополни-

тельным увеличением высоты канала на отрезке $x = 38.6 \div 48.35$ см в диапазоне $y = 4.23 \div 5.13$ см. На этом участке незначительно падает давление (рис.5,d) и температура (рис.5,e).

На границе каверны поток ускоряется, как это обычно происходит в течениях разрежения за обратным уступом. Здесь поток ускоряется до $M = 3.0$. В каверне наблюдается возвратно-вихревое движение с областью дозвукового движения и протяженной поверхностью взаимодействия противоположно движущихся потоков (рис.5,b).

На правой границе каверны наблюдается рост давления и температуры, поскольку расширяющийся за обратным уступом поток тормозится на этой части поверхности. Формируемая здесь область повышенного давления ($p/p_0 \sim 0.29$, в сравнении с $p/p_0 = 0.152$ во входном сечении) приводит к образованию системы ударных волн поочередно отражающихся от верхней и нижней поверхности канала (рис.5,d).

Незначительная высота подъема дроссельной заслонки не вызывает заметных изменений в структуре течения, хотя за самой заслонкой отметим заметное ускорение потока, падение давления и температуры. Давление над дроссельной заслонкой примерно соответствует давлению у входа потока в каверну.

При температуре на входе в канал $T = 530$ К, наибольшая температура, $T \sim 680$ К, достигается вблизи дна каверны, в области наибольшего торможения. Заметим, что при рассматриваемых начальных условиях температура полностью заторможенного потока $T^* = 1030$ К.

Из рис.5,f видно, что вдоль канала за каверной наблюдается несколько чередующихся участков торможения потока в продольном направлении (в полном соответствии с распределением чередующихся ударных волн), возвратно вихревое движение внутри каверны и возвратно-вихревое отрывное течение за дроссельной заслонкой.

При увеличении высоты заслонки в структуре потока происходят изменения связанные, в первую очередь, с увеличением давления над дроссельной заслонкой.

На рис. 6,b,c и 7,b,c показаны поля давления в камере при высоте дроссельной заслонки $h = 3$ см и 4 см. Давление над дроссельной заслонкой при $h = 3$ см достигает $p = 0.172$, а при $h = 4$ см – $p = 0.28$. При этом, максимальное давление в каверне остается практически неизменным – $p = 0.29$. Из рис. 6 и 7 также видно, как ударная волна, генерируемая левой границей дроссельной заслонки при $h = 3$ см (рис. 6,c) при увеличении высоты до $h = 4$ см (рис.7,c) смещается навстречу потоку. Хотя в остальной области течения вверх по потоку не наблюдается видимых изменений.

Во всех рассмотренных случаях газодинамическая структура течения остается квазистационарной. Однако, по мере увеличения высоты дроссельной заслонки в получаемых численных решениях в третьем блоке расчетной области (см. рис.4) наблюдается увеличение невязки в расчете продольной ($\sim 10\%$) и, в особенности, поперечной скорости ($\sim 100\%$). Зависимость отмеченных невязок определения компонент скорости носит характер регулярных колебаний по времени. В

первом и втором блоках расчетной области наблюдается счетная сходимость решения.

При увеличении высоты дроссельной заслонки наблюдается также закономерное увеличение размеров возвратно-вихревого движения за заслонкой.

При дальнейшем увеличении высоты заслонки до $h = 4.5$ см в исследуемом газодинамическом тракте проявляется признаки запираания потока. Во всех блоках расчетной области наблюдается нестационарное осциллирующее решение. Следует обратить внимание на наличие больших областей дозвукового течения (рис.8,*a*), высокого давления над дроссельной заслонкой ($p \sim 0.8$), а также значительное повышение температуры над дроссельной заслонкой. Указанный режим течения является нештатным, поэтому на рис.8 показана лишь некоторая мгновенная конфигурация течения.

На рис. 9 показаны результаты решения задачи при вдуве газа в каверну навстречу основному потоку, как это показано на рис. 4. Высота дроссельной заслонки была $h = 3$ см. На рис. 9,*a,b* показано поле чисел Маха, на рис.9,*c,d* – давление, на рис.9,*e* – температура, а на рис.9,*f* – поле продольной скорости. Скорость вдува газа равна $V_w = 50000$ см/с, температура вдуваемого газа $T_w = 1500$ К, давление – $p_w = 5p_\infty$.

Первое, на что необходимо обратить внимание – это потеря стационарности поля течения в блоках 2–4 расчетной области. В меньшей степени нестационарность течения проявляется в части диффузора, примыкающей к каверне. Несмотря на то, что на рис. 9 представлена мгновенная конфигурация газодинамических функций, все же показанная здесь структура течения является вполне установившейся. В наибольшей степени нестационарность поля течения проявляется в окрестности вдуваемой струи и у верхней стенки канала на участке $x = 80 \div 100$ см.

На рис. 10 показаны результаты расчетов, соответствующих еще более нестационарному течению в камере. При высоте дроссельной заслонки $h = 3.5$ см здесь увеличена скорость вдува до $V_w = 90000$ см/с.

Из мгновенной фотографии нестационарного поля течения (на рис.10,*a–e* показаны аналогичные данные тем, что показаны на рис.9) видно, что зона осциллирующего течения распространяется весьма значительно вверх по потоку в диффузоре. В зоне между каверной, где вдувается газ и дроссельной заслонкой наблюдается нестационарное течение с чередующимися областями ускорения и замедления газового потока.

Таким образом, из результатов выполненных расчетов движения в сверхзвуковом канале без горения можно заключить следующее:

1) увеличение высоты дроссельной заслонки приводит к возникновению нестационарного течения между каверной и заслонкой;

2) при определенной высоте дроссельной заслонки наблюдается запираание потока, сопровождающееся возникновением нестационарного течения во всей области;

3) вдув газа в каверну (с рассмотренными параметрами потока) приводит к возникновению нестационарного течения в области между каверной и дрос-

сельной заслонкой, которое может также заходить вверх по потоку в диффузор.

При вдуве в каверну горючего следует ожидать появления новых эффектов, связанных с тепловыделением в горячей смеси газов. На рис. 11 показаны результаты расчетов термогазодинамики сверхзвукового канала при вдуве в каверну горючего (этилена) с температурой $T_{in} = 1500$ К и скоростью вдува $V_{f,in} = V_w = 500$ см/с. Использованная кинетическая модель горения этилена заимствовалась из [44]. Данная модель сформулирована в виде трех реакций для компонент горючего и продуктов сгорания (C_2H_4 , O_2 , CO , H_2 , CO_2 , H_2O).

Помимо газодинамических функций (число Маха, температура, продольная скорость) рис. 11 содержит профили массовых долей исходных компонент нагретого воздуха (N_2 , O_2), вдуваемого горючего (C_2H_4), а также продуктов реакций горения (CO_2 , H_2O , CO , H_2).

Прежде всего, отметим, что газодинамическая структура остается нестационарной. На рис.11,*a–d* показана мгновенная конфигурация поля течения, которая является типичной для рассматриваемых условий. Все газодинамические функции осциллируют на участке от каверны до дроссельной заслонки. Периодически газодинамические возмущения распространяются вверх по потоку вдоль верхней поверхности канала (пример соответствующей конфигурации поля течения показан на рис.11).

В каверне наблюдается многовихревое дозвуковое течение. Нестационарность процесса горения хорошо видна на рис. 11,*c*, где высокотемпературные области сменяются низкотемпературными зонами течения. При анализе компьютерного фильма данного процесса хорошо видно, как указанные горячие зоны периодически сносятся вниз по потоку.

На рис.11,*e* видно, что вдуваемый газ этилен локализован вблизи каверны. Дальше по течению в результате химических реакций горения наблюдается возникновение основных продуктов горения CO_2 и H_2O , которые являются, к тому же, основными оптически активными компонентами. Показаны также другие важные продукты сгорания: CO , H_2 . Показанные на этих рисунках поля массовых концентраций свидетельствуют о протекании горения, продукты которого сносятся вниз по потоку вихревым газовым потоком. Важно, что для радиационного нагрева внутренней поверхности камеры сгорания важны следующие факторы: высокая температура (в данном случае наибольшая температура достигает величины 3100 К), числовые концентрации таких оптически активных компонент, как CO_2 , H_2O , CO . Числовые концентрации этих молекул рассчитываются по формуле:

$$N_i = 0.725 \times 10^{16} \frac{p}{T} \frac{M_\Sigma}{M_i} Y_i, \text{ см}^{-3},$$

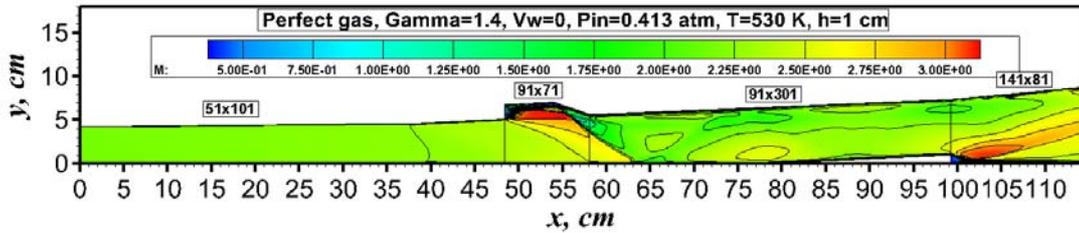
где давление p измеряется в эрг/см³.

На рис.12,*a–e* показано распределение плотностей конвективных и интегральных радиационных тепловых потоков вдоль верхней поверхности сверхзвукового канала и каверны в разные моменты времени ($t = 0.2873$ с, $t = 0.2970$ с, $t = 0.3071$ с, $t = 0.3173$ с,

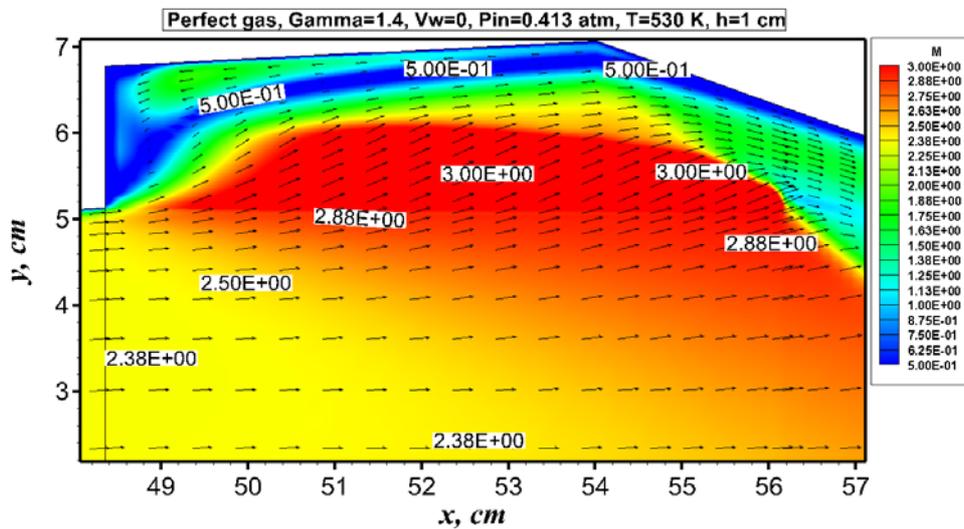
$t = 0.3264$ с). Плотности радиационных тепловых потоков показаны пунктирной кривой. Хорошо видно, что только в области каверны плотность радиационных тепловых потоков превосходит плотность конвективных тепловых потоков. В области камеры сгорания и сопла конвективный нагрев является преобладающим. Видно, что степень осцилляции интегральных тепловых потоков, обусловленная нестационарностью газодинамического процесса в камере оказывается незначительной, хотя на представленных графиках изменение тепловой нагрузки в каждом месте внут-

ренней поверхности хорошо идентифицируется. При этом, неизменность плотности конвективного теплового потока на поверхности диффузора указывает на установление газодинамического процесса от входного сечения до начала каверны.

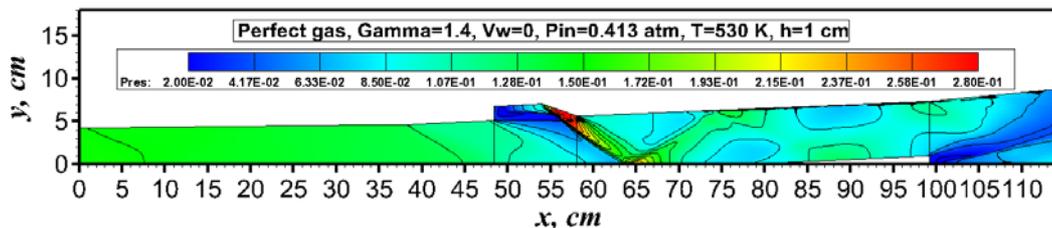
Осцилляции плотности интегрального радиационного теплового потока в каждом месте внутренней поверхности формируется из осцилляций спектрального радиационного теплового потока. В расчетах использовалась 91 групповая спектральная модель оптических свойств продуктов сгорания.



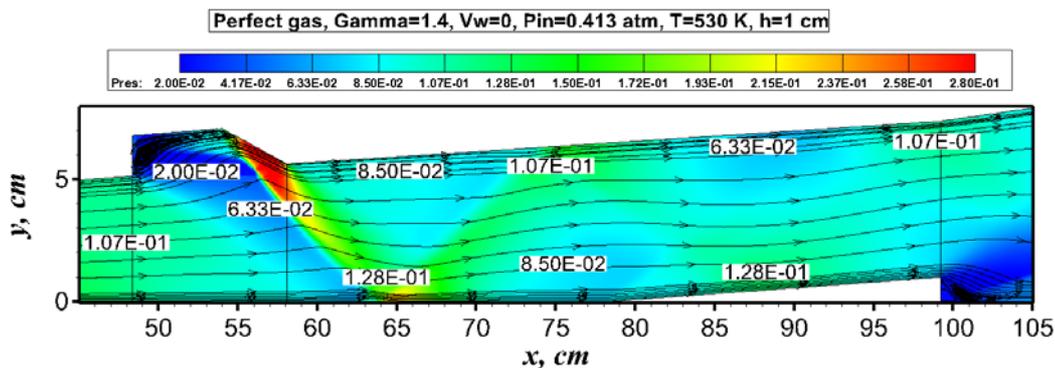
(a)



(b)



(c)



(d)

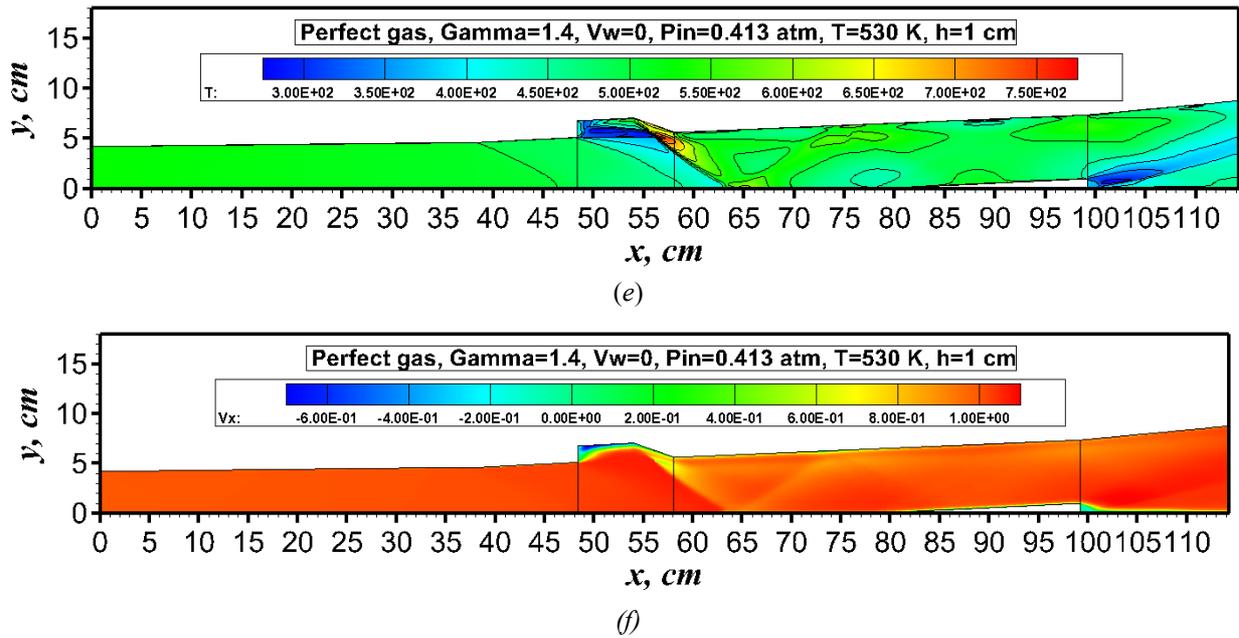
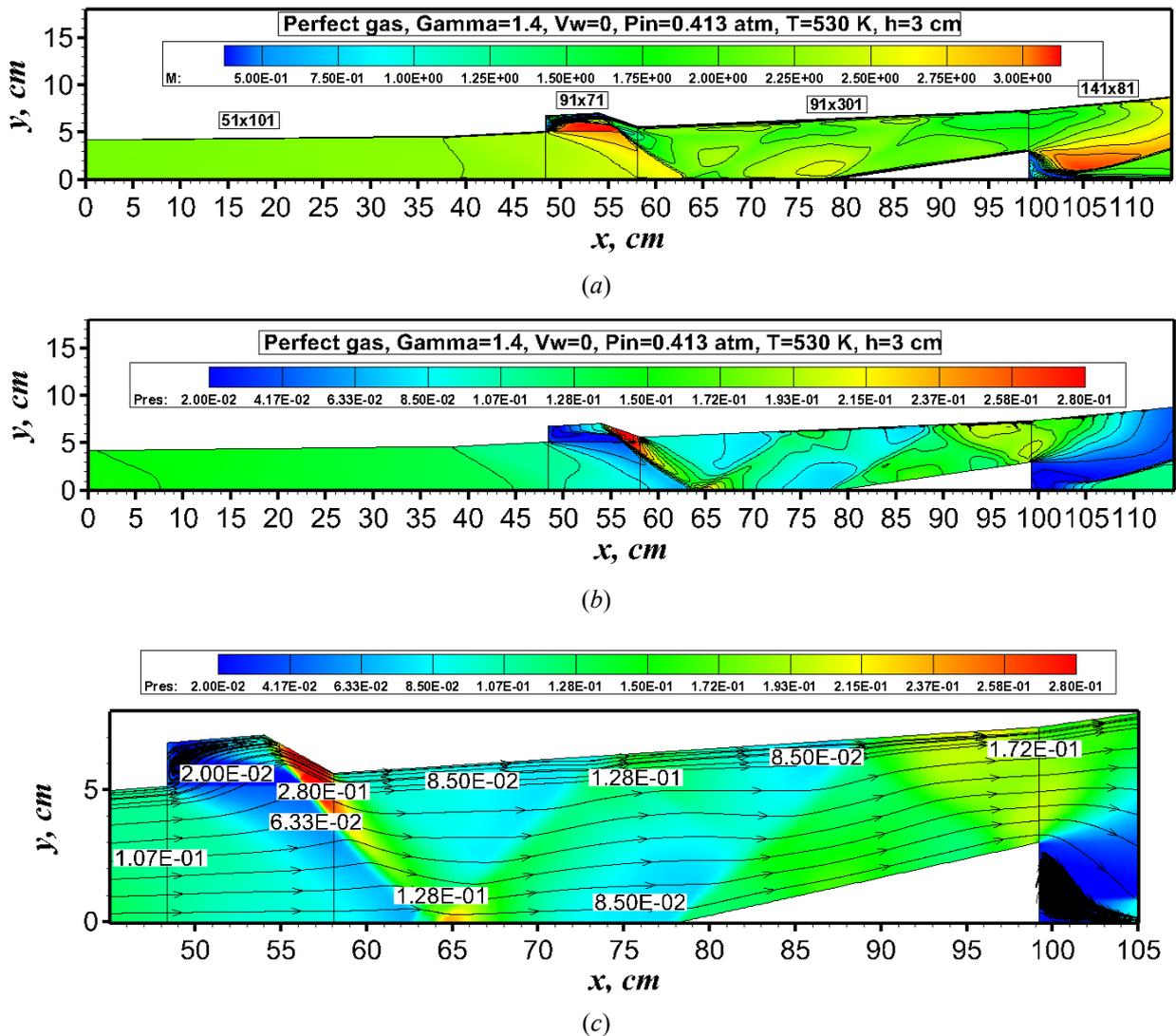
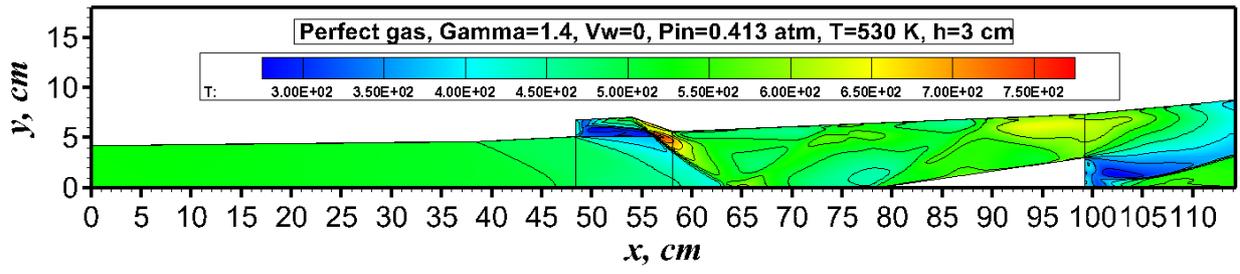
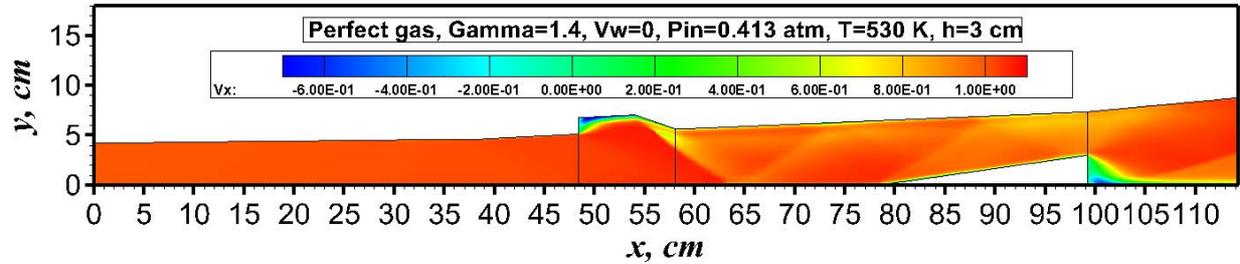


Рис. 5. Поля газодинамических функций в сверхзвуковом канале при высоте дроссельной заслонки $h = 1$ см: (a) числа Маха; (b) давление p/p_0 ($p_0 = \rho_{in} V_{in}^2 = 0.27146E+07$ эрг/см³); (c) температура, К; (d) продольная скорость, $V_x = u/V_{in}$. Совершенный газ, $\gamma = 1.4$



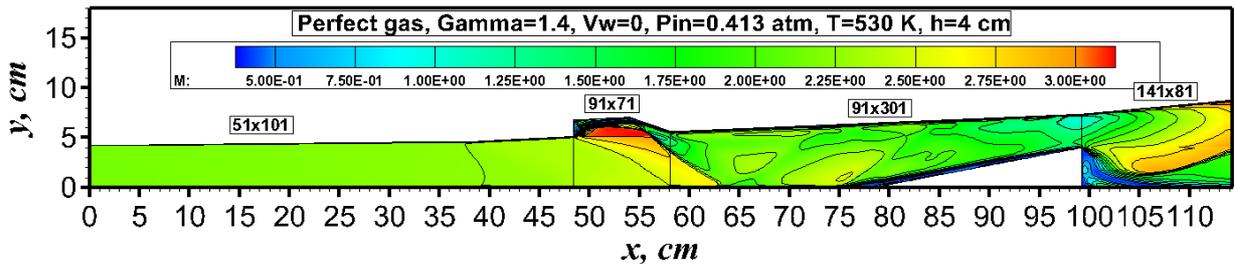


(d)

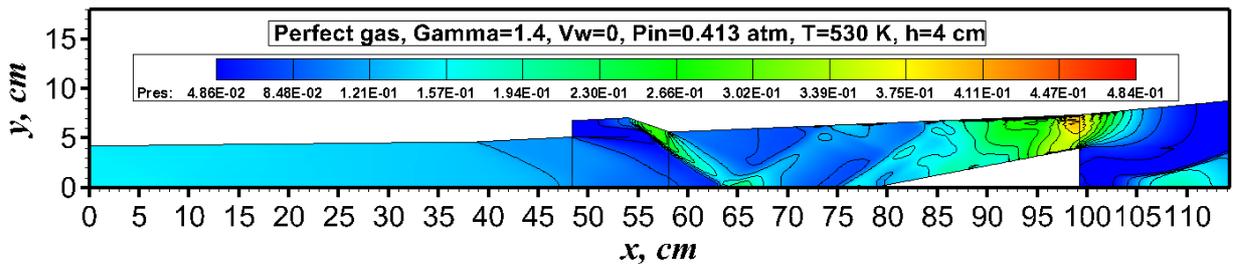


(e)

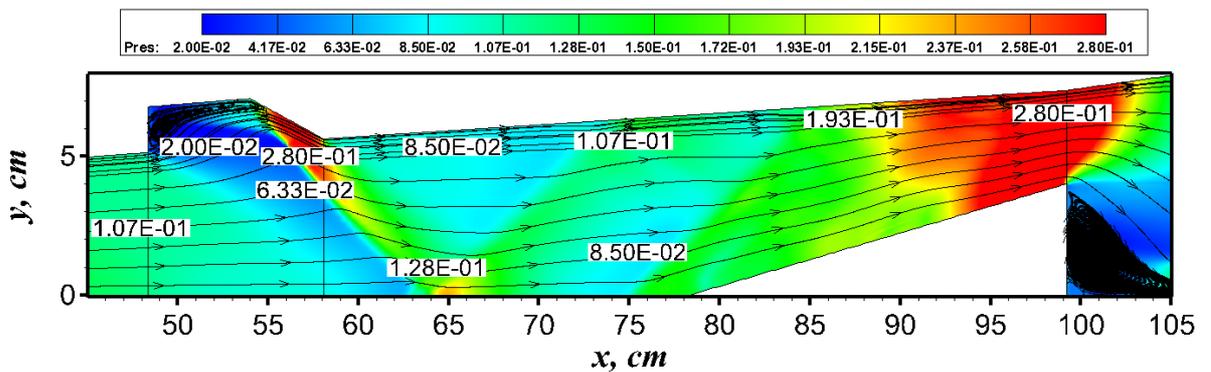
Рис. 6. Поля газодинамических функций в сверхзвуковом канале при вы соте дроссельной заслонки $h=3$ см: (a) числа Маха; (b) давление p/p_0 ($p_0 = \rho_{in} V_{in}^2 = 0.27146E+07$ эрг/см³); (c) температура, К; (d) продольная скорость, $V_x = u/V_{in}$. Совершенный газ, $\gamma=1.4$



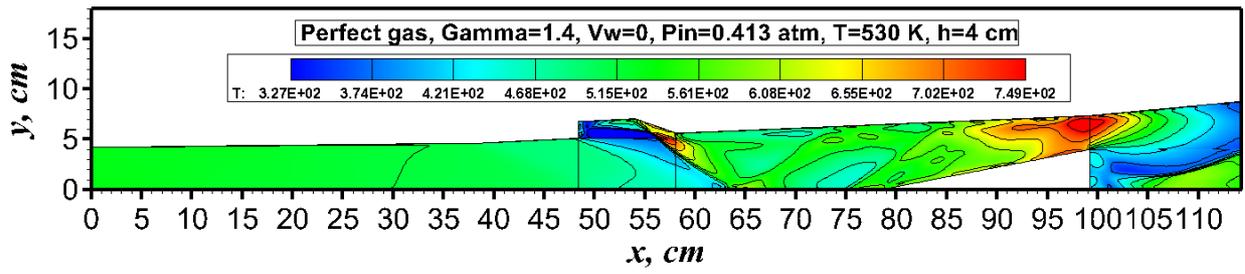
(a)



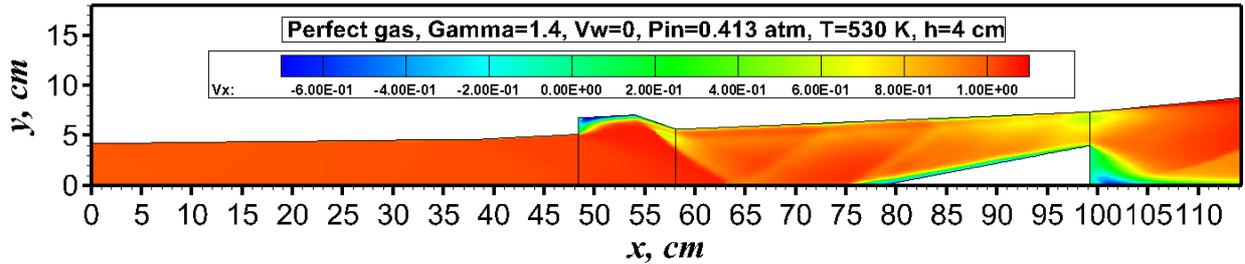
(b)



(c)

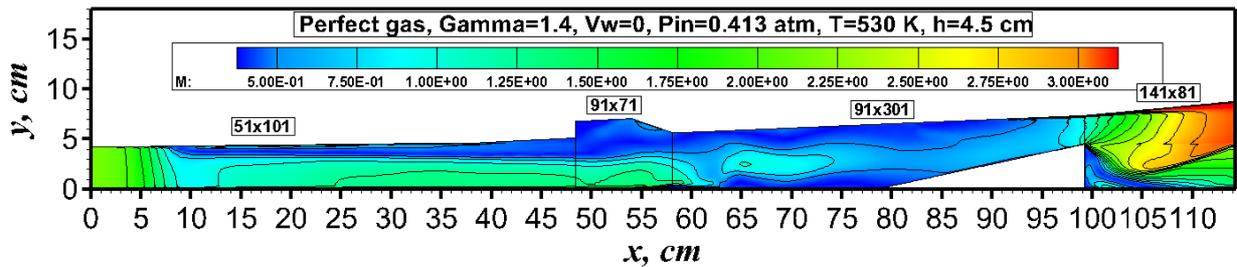


(d)

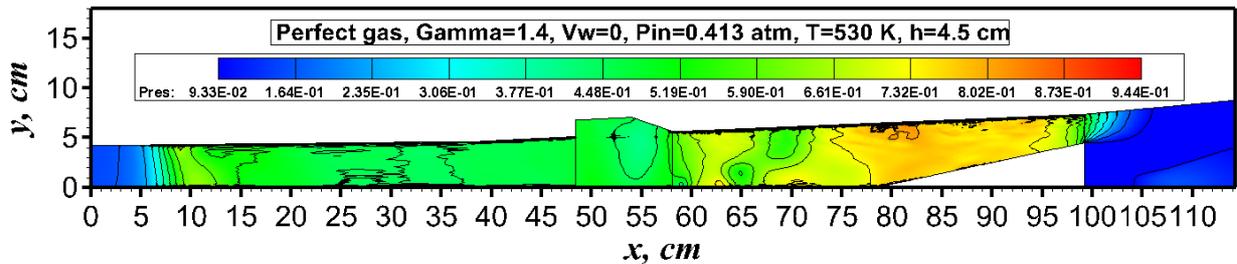


(e)

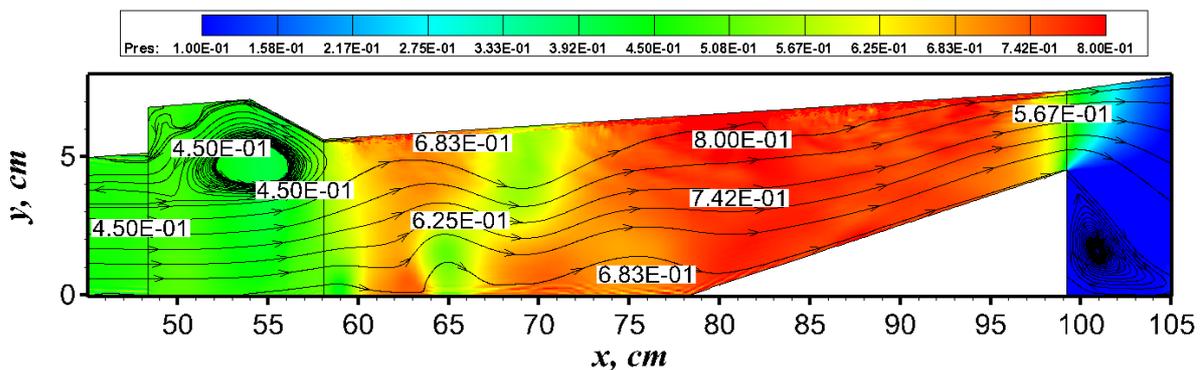
Рис. 7. Поля газодинамических функций в сверхзвуковом канале при высоте дроссельной заслонки $h=4$ см: (a) числа Маха; (b) давление p/p_0 ($p_0 = \rho_{in} V_{in}^2 = 0.27146E+07$ эрг/см³); (c) температура, К; (d) продольная скорость, $V_x = u/V_{in}$. Совершенный газ, $\gamma = 1.4$



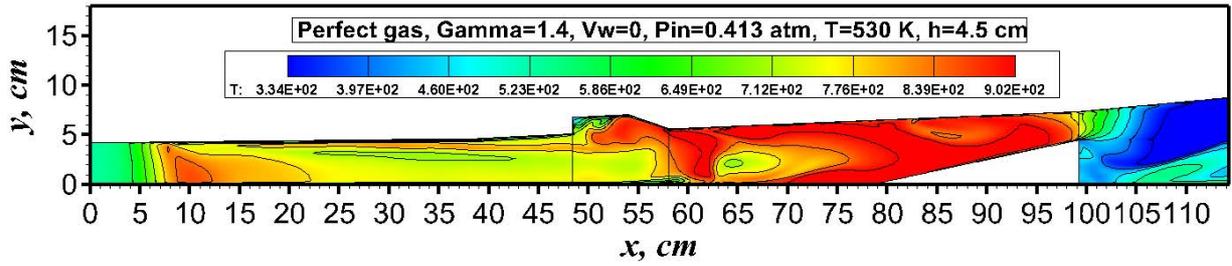
(a)



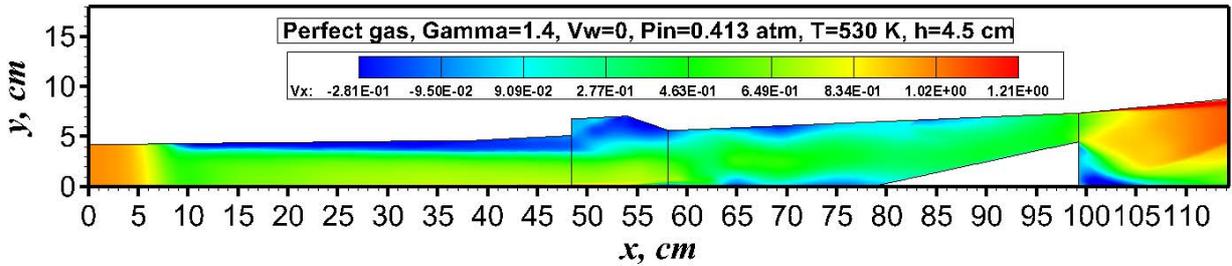
(b)



(c)

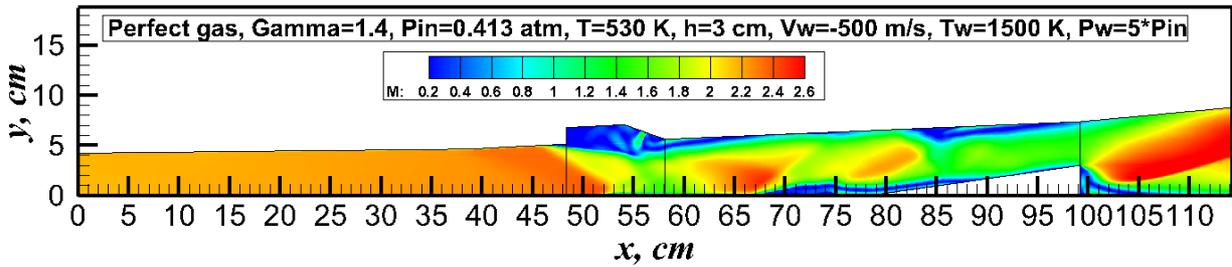


(d)

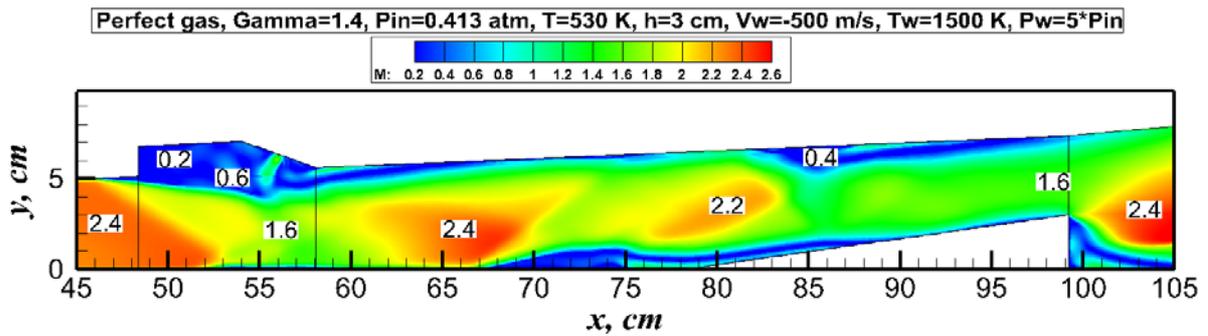


(e)

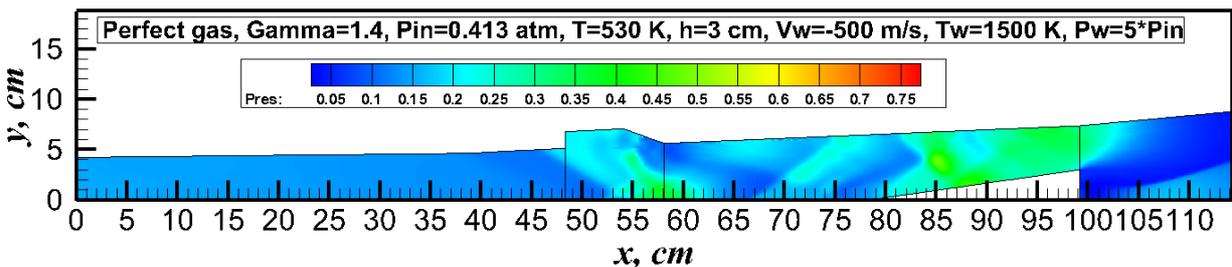
Рис. 8. Поля газодинамических функций в сверхзвуковом канале при вы соте дроссельной заслонки $h=4.5$ см: (a) числа Маха; (b) давление p/p_0 ($p_0 = \rho_{in} V_{in}^2 = 0.27146E+07$ эрг/см³); (c) температура, К; (d) продольная скорость, $V_x = u/V_{in}$. Совершенный газ, $\gamma=1.4$



(a)



(b)



(c)

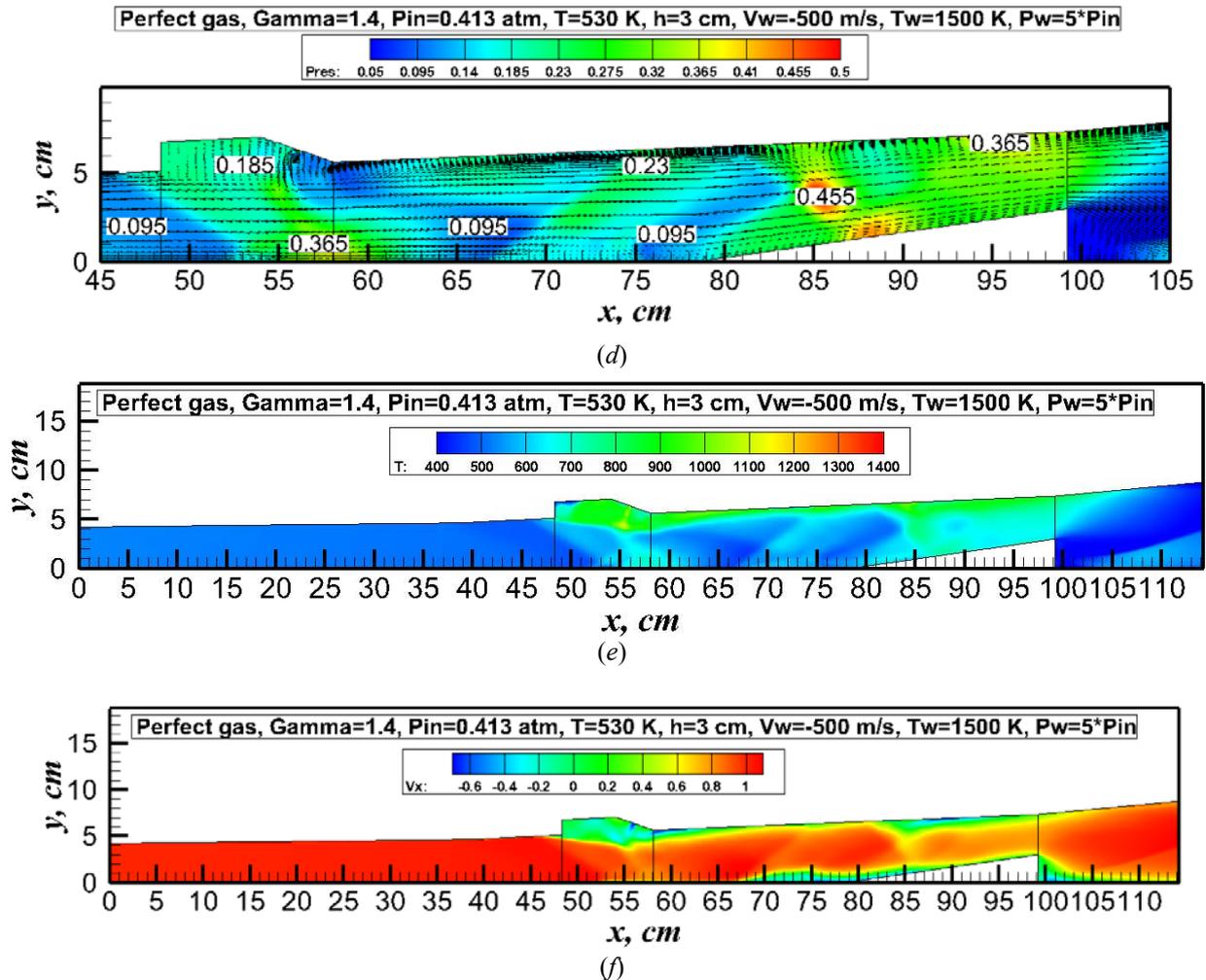
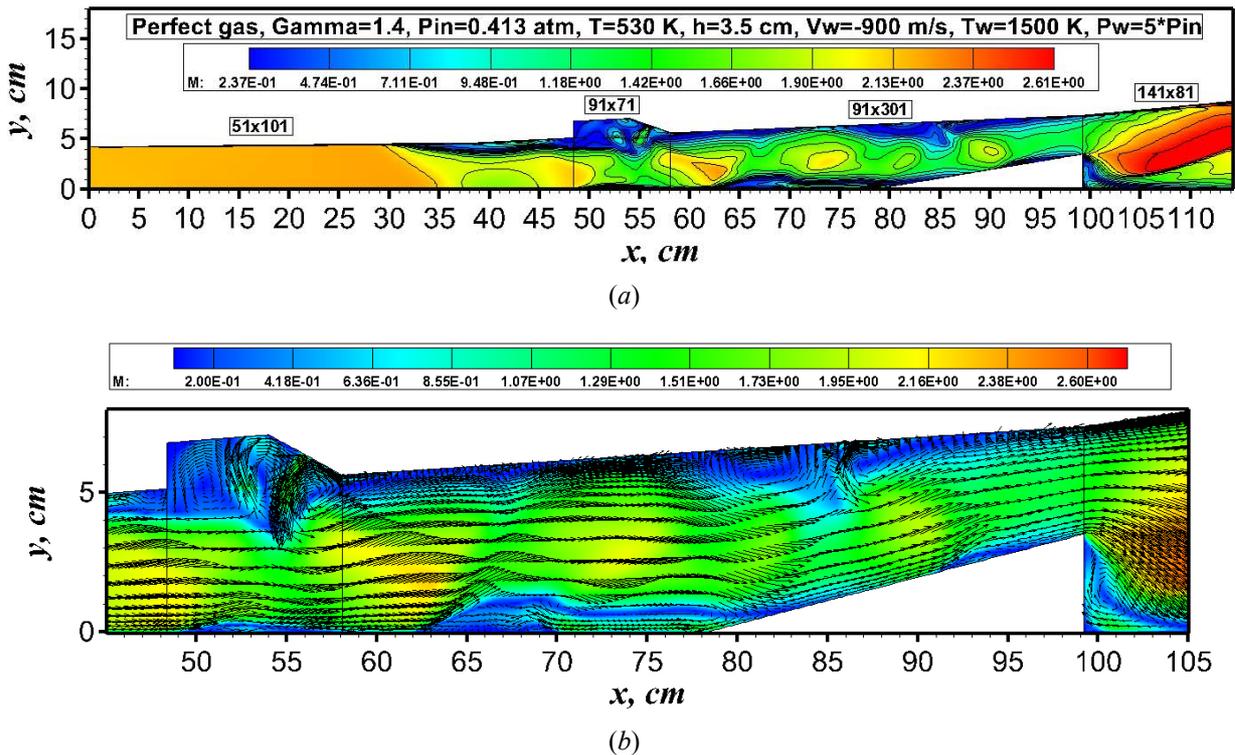
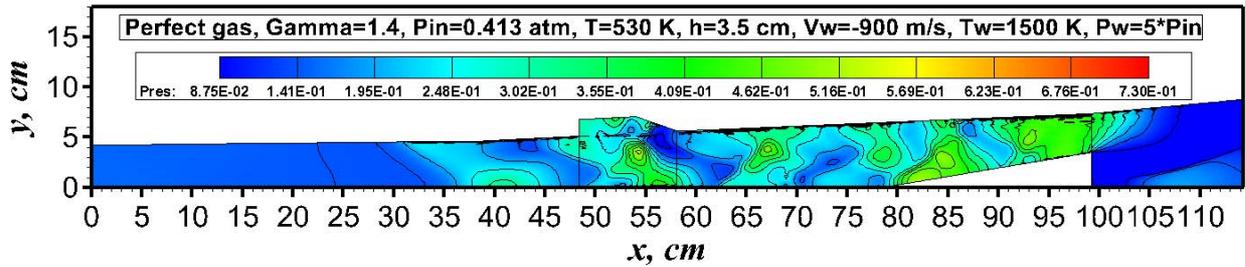
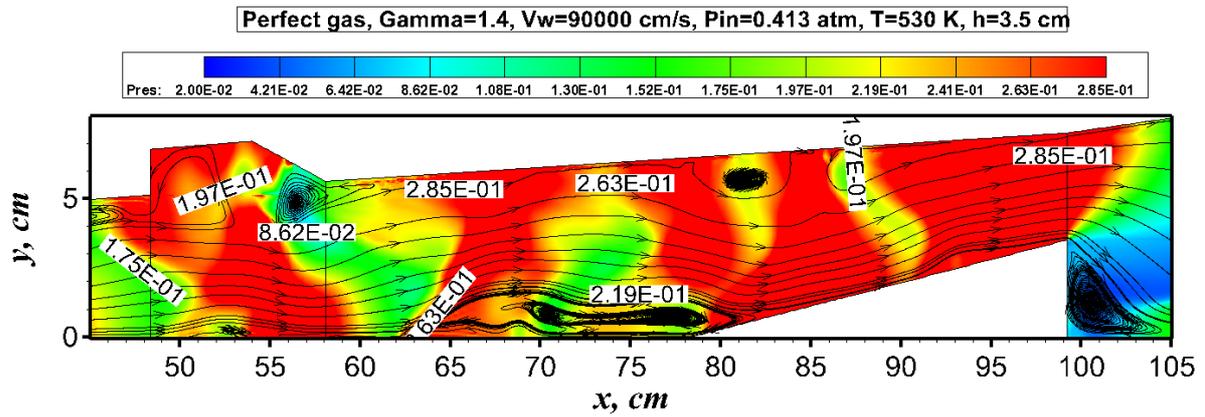


Рис. 9. Поля газодинамических функций в сверхзвуковом канале при вы соте дроссельной заслонки $h=3.0 \text{ см}$: (a) числа Маха; (b) давление p/p_0 ($p_0 = \rho_{in} V_{in}^2 = 0.27146 \text{E}+07 \text{ эрг/см}^3$); (c) температура, К; (d) продольная скорость, $V_x = u/V_{in}$. Совершенный газ, $\gamma = 1.4$. Вдув газа в камеру со скоростью $V_w = -500 \text{ м/с}$

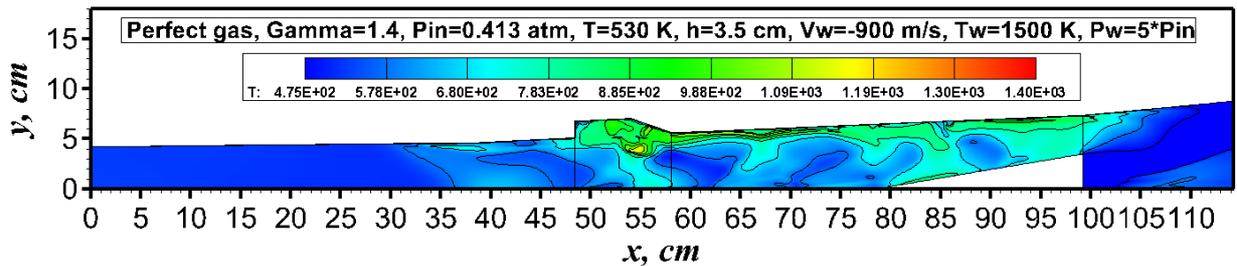




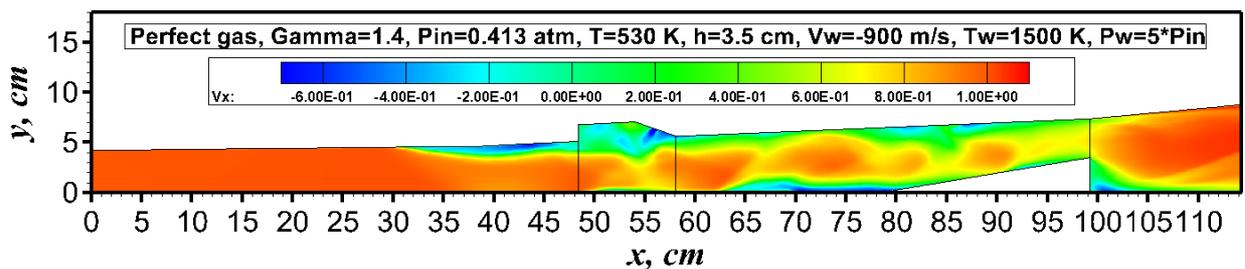
(c)



(d)

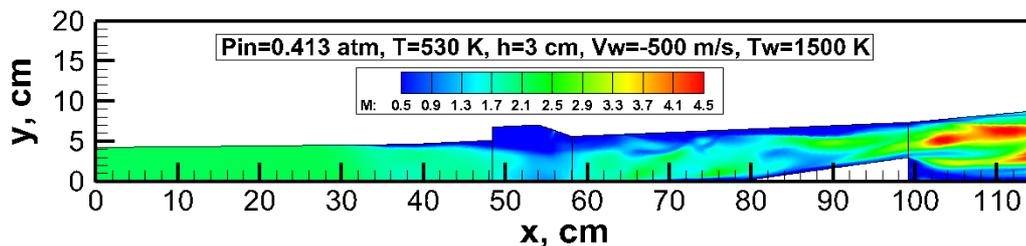


(e)

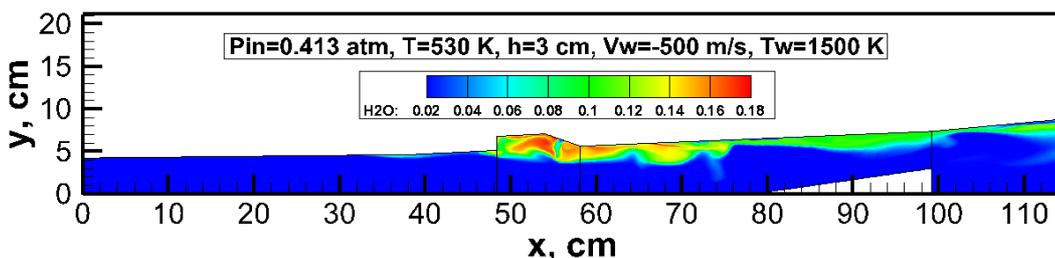
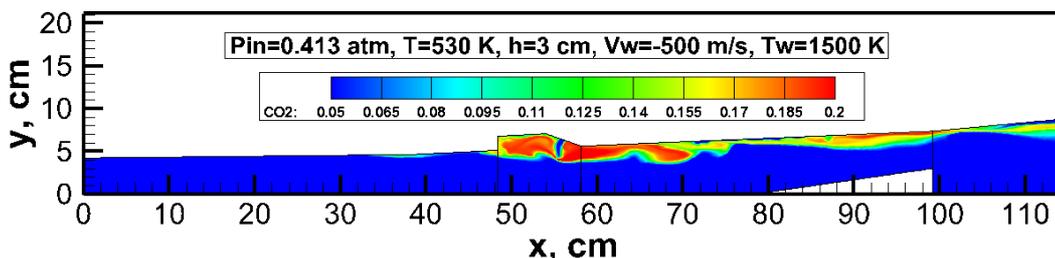
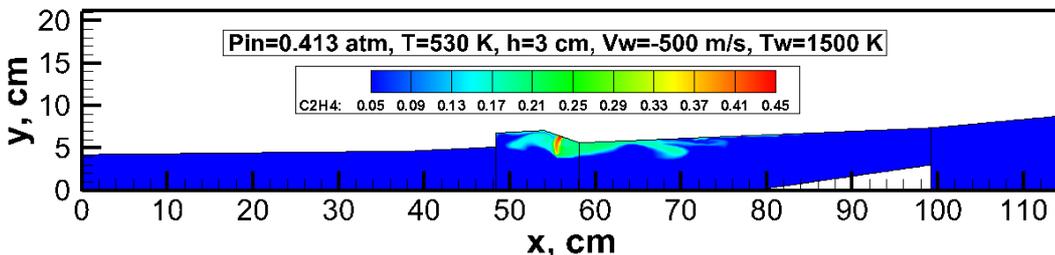
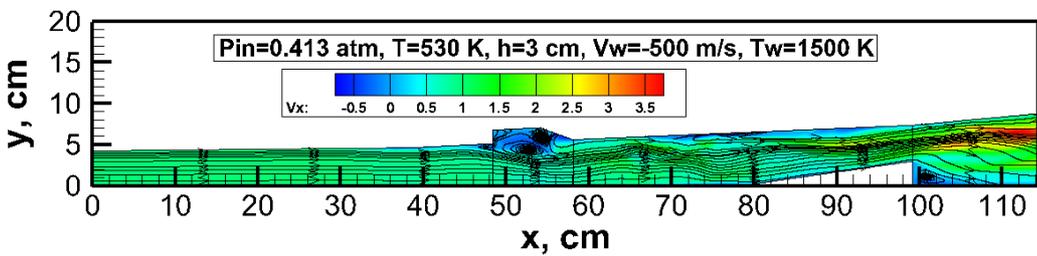
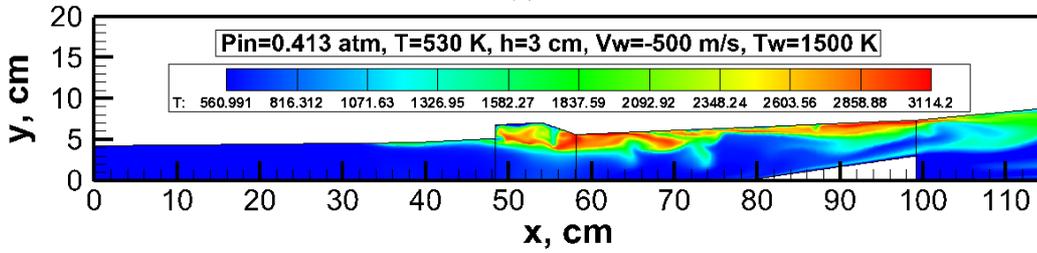
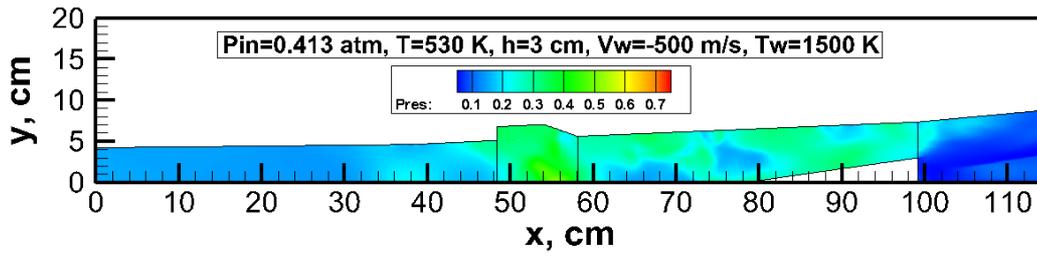


(f)

Рис. 10. Поля газодинамических функций в сверхзвуковом канале при вы соте дроссельной заслонки $h = 3.5$ см: (a) числа Маха; (b) давление p/p_0 ($p_0 = \rho_{in} V_{in}^2 = 0.27146E+07$ эрг/см³); (c) температура, К; (d) продольная скорость, $V_x = u/V_{in}$. Совершенный газ, $\gamma = 1.4$. Вдув газа в камеру со скоростью $V_w = -900$ м/с



(a)



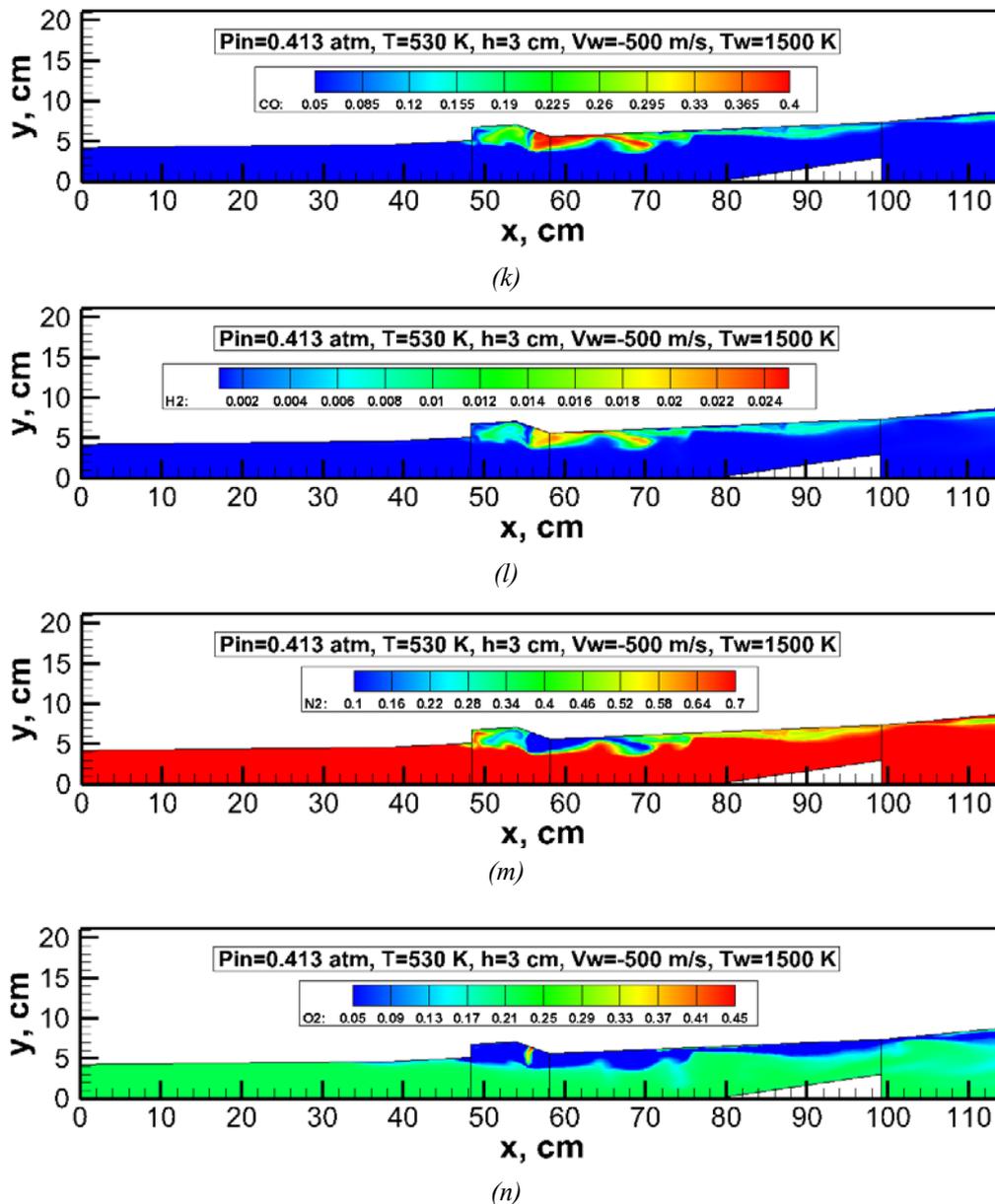


Рис. 11. Поля газодинамических функций в сверхзвуковом канале при высоте дроссельной заслонки $h = 3.0$ см: (a) числа Маха; (b) давление p/p_0 ($p_0 = \rho_{in} V_{in}^2 = 0.27146E+07$ эрг/см³); (c) температура, К; (d) продольная скорость, $V_x = u/V_{in}$. Совершенный газ, $\gamma = 1.4$. Вдув этилена в каверну со скоростью $V_w = -500$ м/с. Поля массовых долей C_2H_4 , CO_2 , H_2O , CO , H_2 , N_2 , O_2 при тех же условиях. На левой границе канала задается нагретый до температуры $T = 530$ К. Вдувается смесь этилена и кислорода: C_2H_4 ($Y_{C_2H_4} = 0.5$) + O_2 ($Y_{O_2} = 0.5$)

В соответствии с законом смещения Вина, максимум светимости продуктов сгорания располагается в инфракрасной области, где, к тому же, расположены наиболее интенсивные колебательно-вращательные полосы молекул CO_2 и H_2O .

На рис.12, f показано распределение групповых спектральных плотностей радиационных тепловых потоков на элементарной площадке расположенной на верхней поверхности камеры с координатой $x = 60$ см. Групповые радиационные потоки представляют собой интегральные в спектральных группах (спектральных диапазонах), показанных на рис.12, f, плотности интегральных радиационных тепловых потоков. Если сложить все групповые радиационные тепловые потоки, то получится интегральный радиационный поток, падающий на внутреннюю поверхность.

Таким образом, численное исследование вдува этилена в каверну, расположенную над основным сверхзвуковым потоком в модельной камере ГПВРД показало, что это вдув приводит к возникновению колебаний в газовой потоке, а процесс горения носит ярко выраженный нестационарный характер. При этом осцилляции плотности конвективных и радиационных тепловых потоков являются незначительными по сравнению с некоторым усредненным уровнем конвективных тепловых потоков (несколько десятков Ватт на см²) и радиационных тепловых потоков (на уровне 1 Вт/см²). Однако следует иметь в виду, что радиационный тепловой нагрев весьма чувствителен к давлению в камере сгорания и к ее объему.

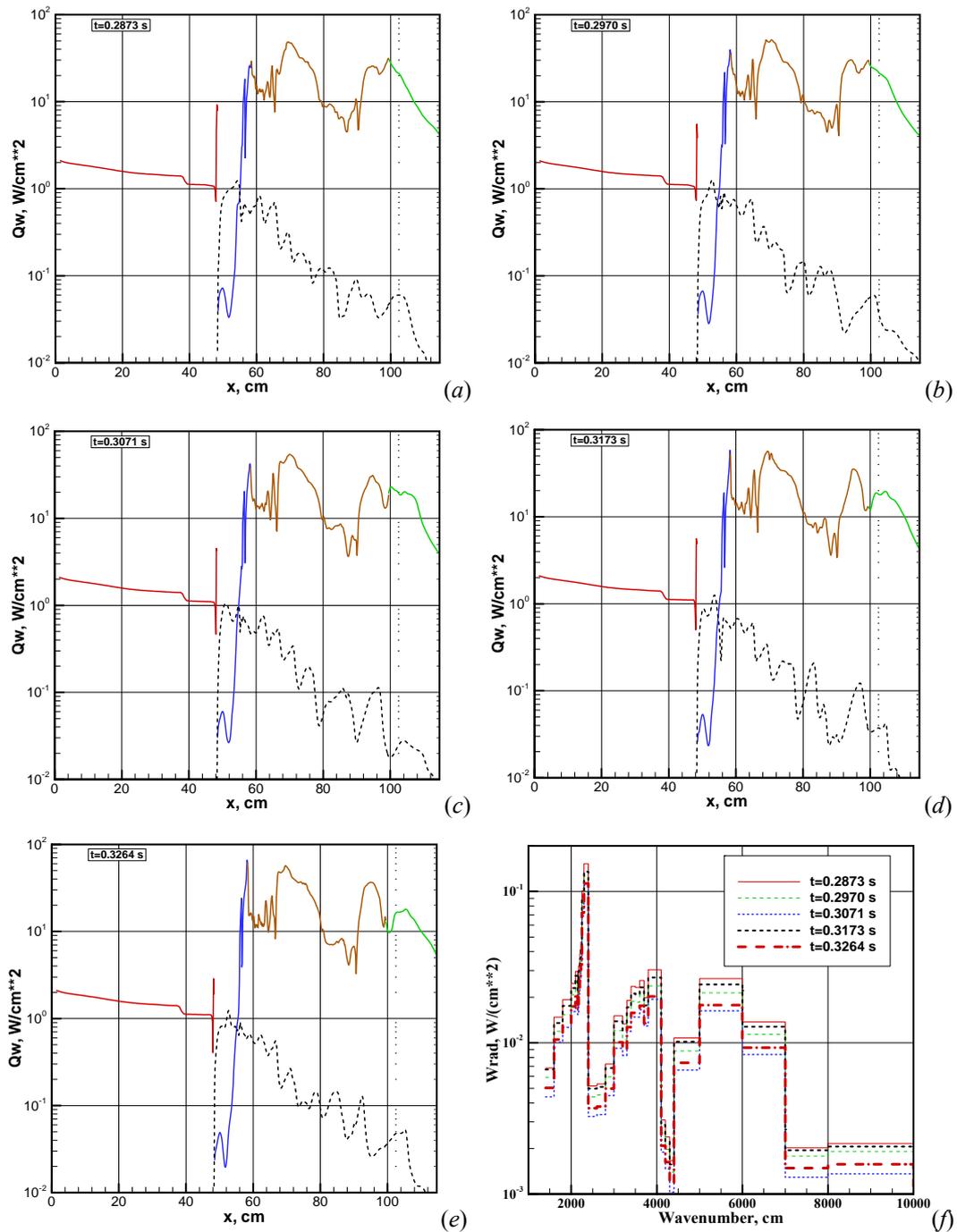


Рис.12. Распределение плотностей конвективных и интегральных радиационных потоков вдоль верхней поверхности модельной камеры в разные моменты времени ($t = 0.2873$ с, $t = 0.2970$ с, $t = 0.3071$ с, $t = 0.3173$ с, $t = 0.3264$ с). Осцилляция групповых радиационных тепловых потоков в те же моменты времени на элементарной площадке расположенной на расстоянии 60 см от входного сечения

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕРМОГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ УСТАНОВКЕ SCHOLAR НА УГЛЕВОДОРОДНОМ ТОПЛИВЕ

На рис. 13–15 представлены результаты, полученные для экспериментальной модели ГПВРД SCHOLAR [3]. Распределения температуры, числа Маха и концентрации отдельных компонентов газовой смеси близки к тем, что получены для камеры двухрежимного ГПВРД. Отмечается более низкий уровень pulsa-

ции газодинамических параметров, что, возможно, связано со способом вдува топлива.

Анализ спектрального распределения радиационных тепловых потоков показывает (рис.18,19), что в широком диапазоне скоростей вдува углеводородного топлива фактически полный интегральный поток формируется за счет колебательных полос CO_2 , CO и H_2O в инфракрасной области спектра. Все другие процессы излучения могут быть исключены из анализа теплопередачи излучения в исследуемых условиях. Рассмотрим полученные результаты более подробно. Численные результаты моделирования для четырех случаев расчета представлены на рис. 13–17. Начальные условия для

этих случаев расчета представлены в таблице 2. Рассматриваемая задача характеризуется некоторыми неизменными параметрами. К ним относятся: темпера-

тура на входе, скорость на входе, температура на входе от струи топлива, и температура внутренней поверхности ГПВРД камеры.

Таблица 2

Начальные условия для моделирования модельной камеры сгорания SCHOLAR

Статическая температура на входе в канал, T_{∞} , К	785
Статическое давление на входе, p_{∞} , эрг/см ³	0.132E+06
Плотность на входе, ρ_{∞} , г/см ³	0.584E-04
Скорость газа на входе в канал, V_{∞} , см/с	2.875E+05
Температура поверхности, T_w , К	500
Скорость инжектируемого горючего, $V_{f,in}$, см/с	60000
Статическое давление инжектируемого горючего, $p_{f,in}^*$, эрг/см ³	0.660E+06
Температура инжектируемого топлива, $T_{f,in}^*$, К	2000

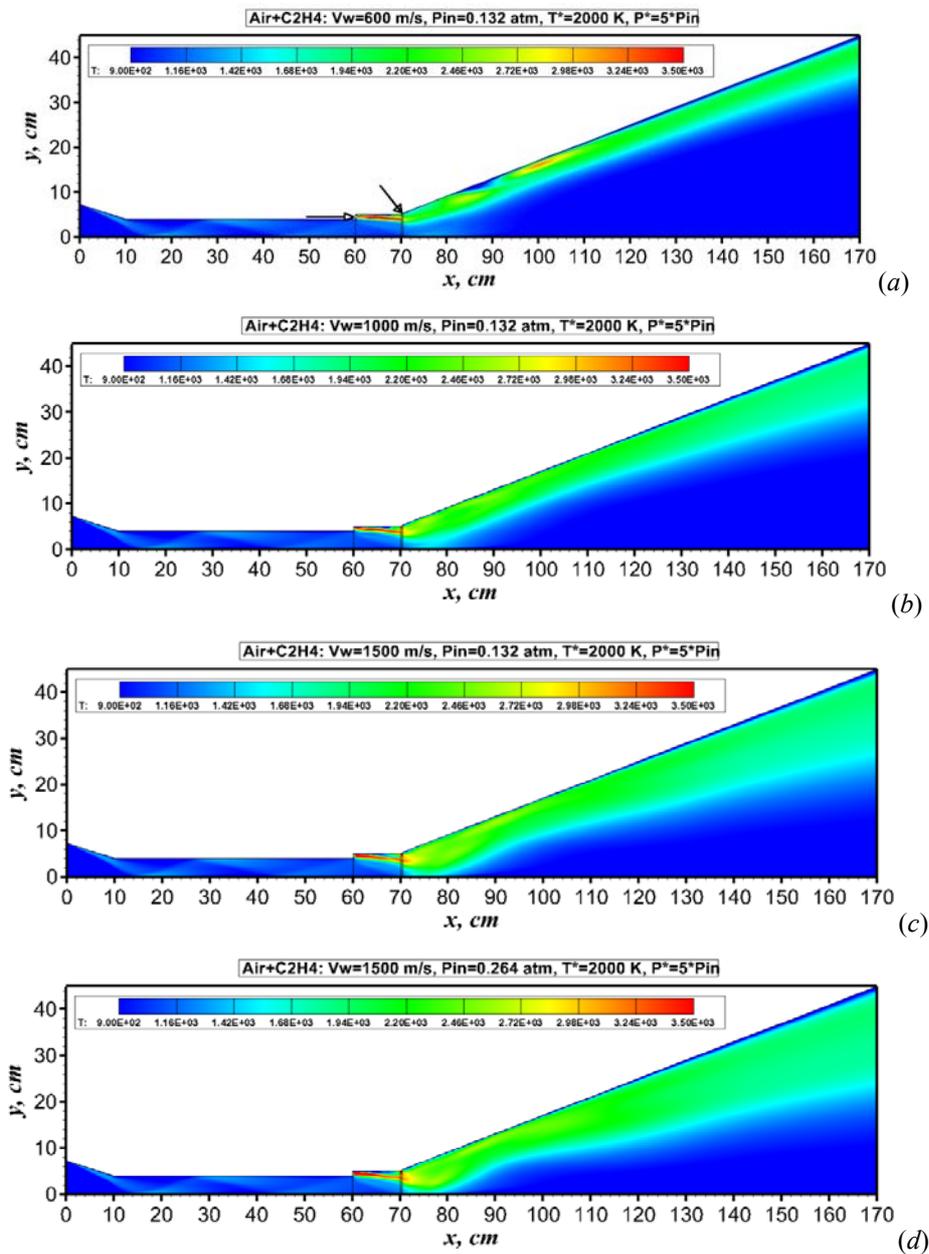


Рис.13. Распределение температуры в исследовательской камере SCHOLAR при разных значениях скорости и давления воздуха на входе в газодинамический тракт: (a) $V_{f,w} = 600$ м/с, $p_{\infty} = 0.132$ атм; (b) $V_{f,w} = 1000$ м/с, $p_{\infty} = 0.132$ атм; (c) $V_{f,w} = 1500$ м/с, $p_{\infty} = 0.132$ атм; (d) $V_{f,w} = 1500$ м/с, $p_{\infty} = 0.264$ атм

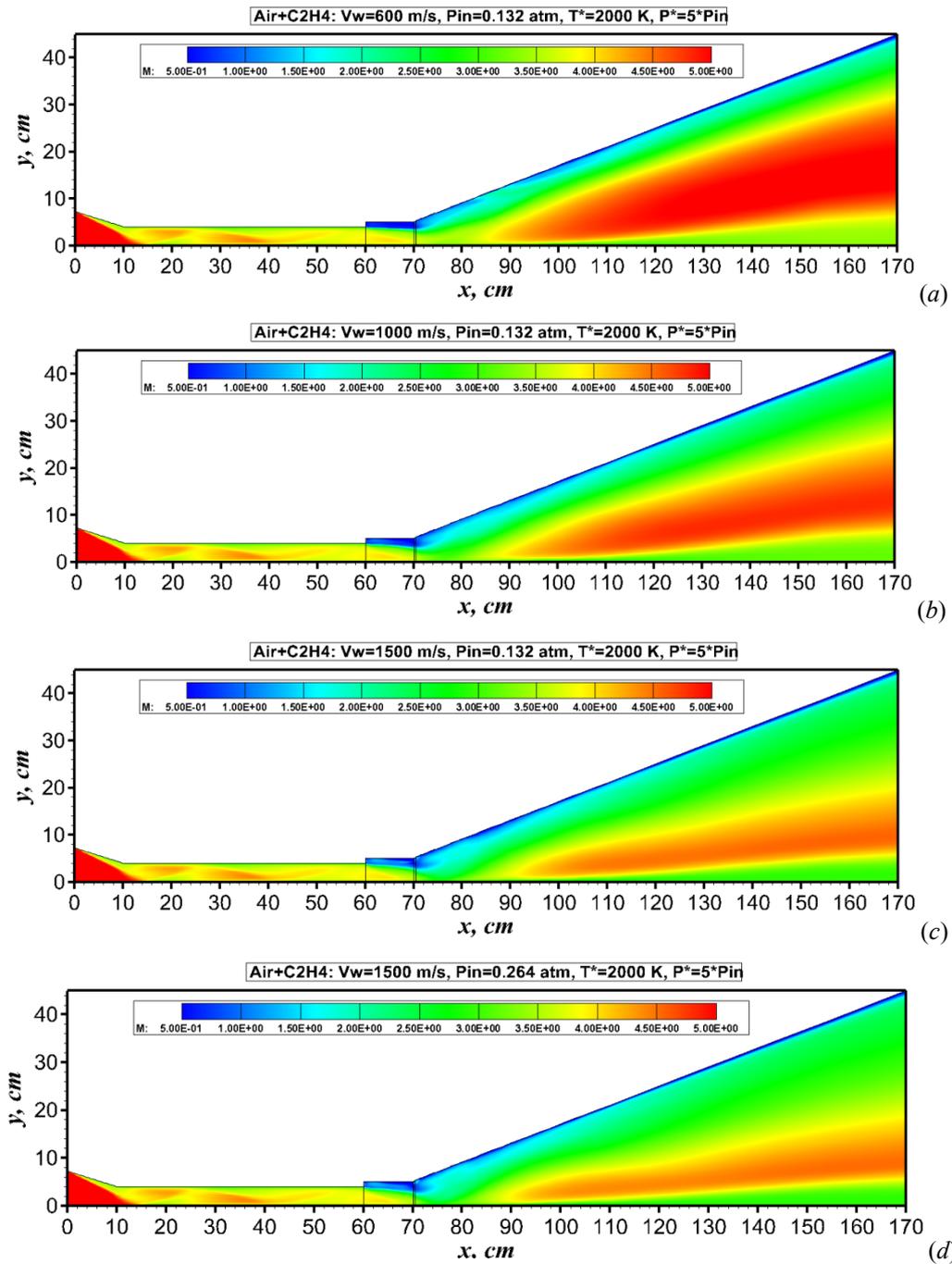
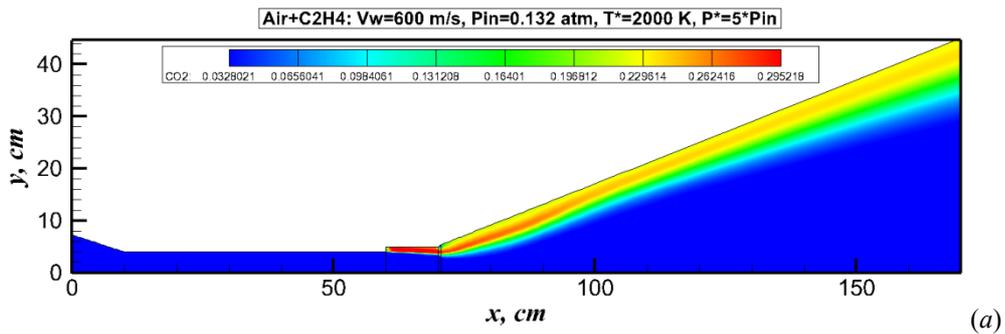


Рис.14. Распределение чисел Маха в исследовательской камере SCHOLAR при разных значениях скорости и давления воздуха на входе в газодинамический тракт: (a) $V_{f,w}=600$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (b) $V_{f,w}=1000$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (c) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (d) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_{\infty}=0.264$ атм



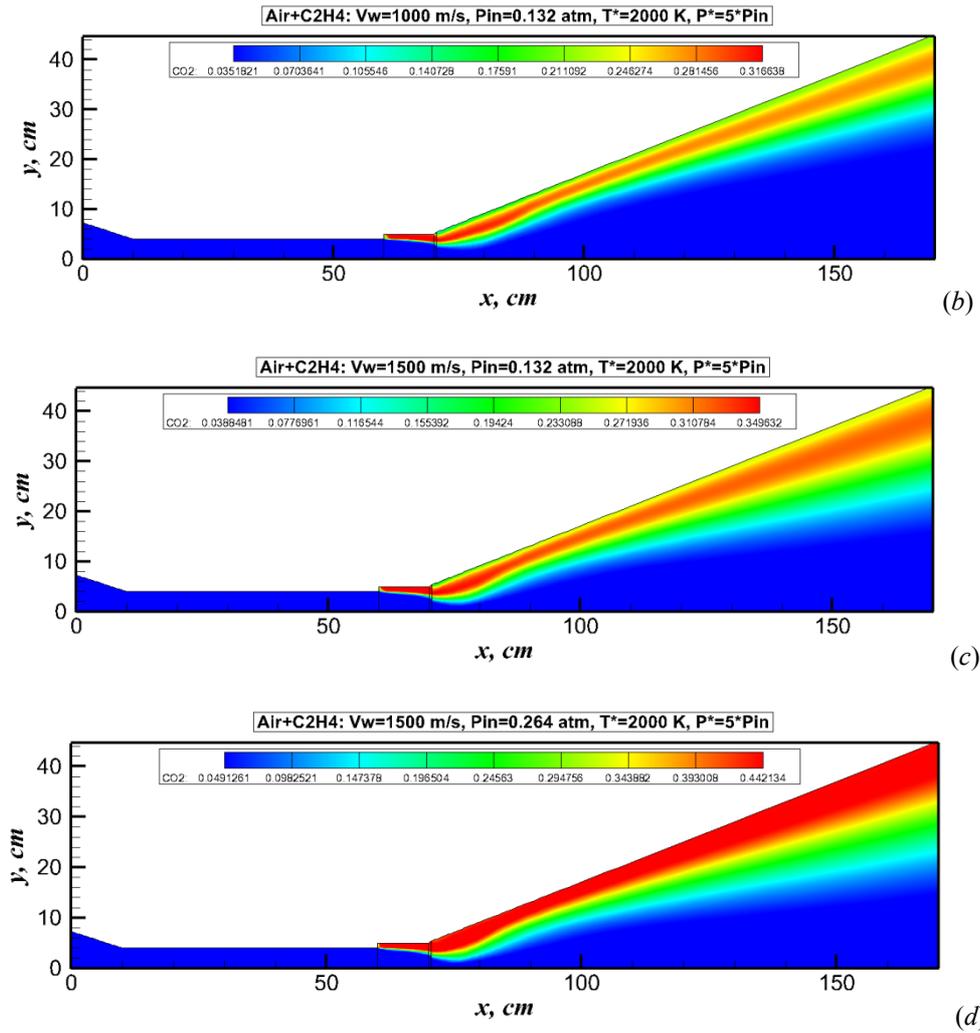
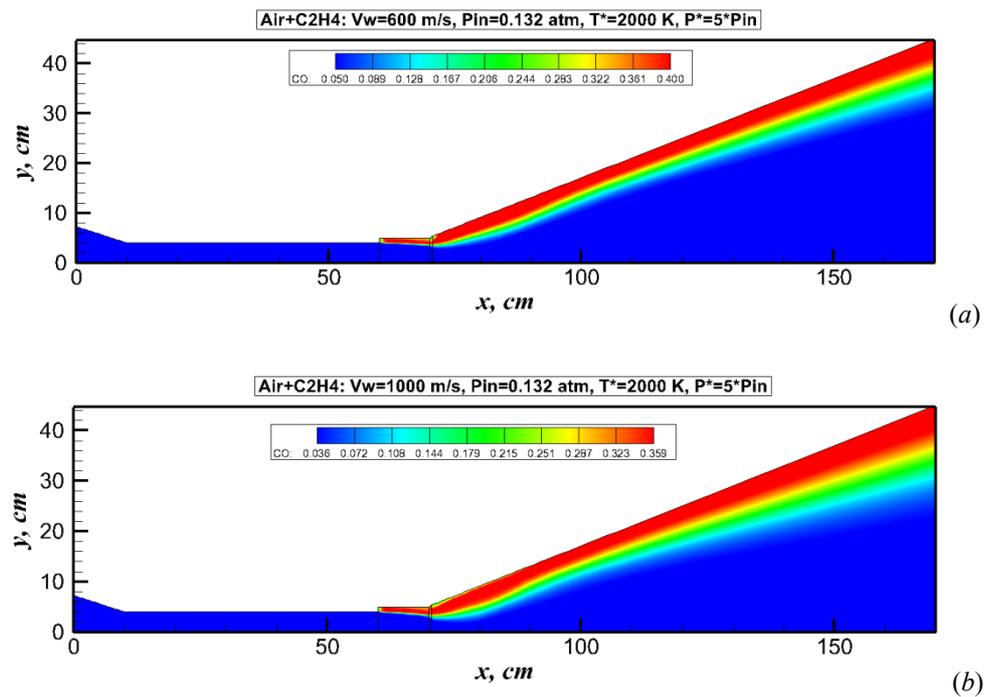


Рис.15. Распределение массовых долей CO_2 в исследовательской камере SCHOLAR при разных значениях скорости и давления воздуха на входе в газодинамический тракт: (a) $V_{f,w}=600$ м/с, $p_\infty=0.132$ атм; (b) $V_{f,w}=1000$ м/с, $p_\infty=0.132$ атм; (c) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_\infty=0.132$ атм; (d) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_\infty=0.264$ атм



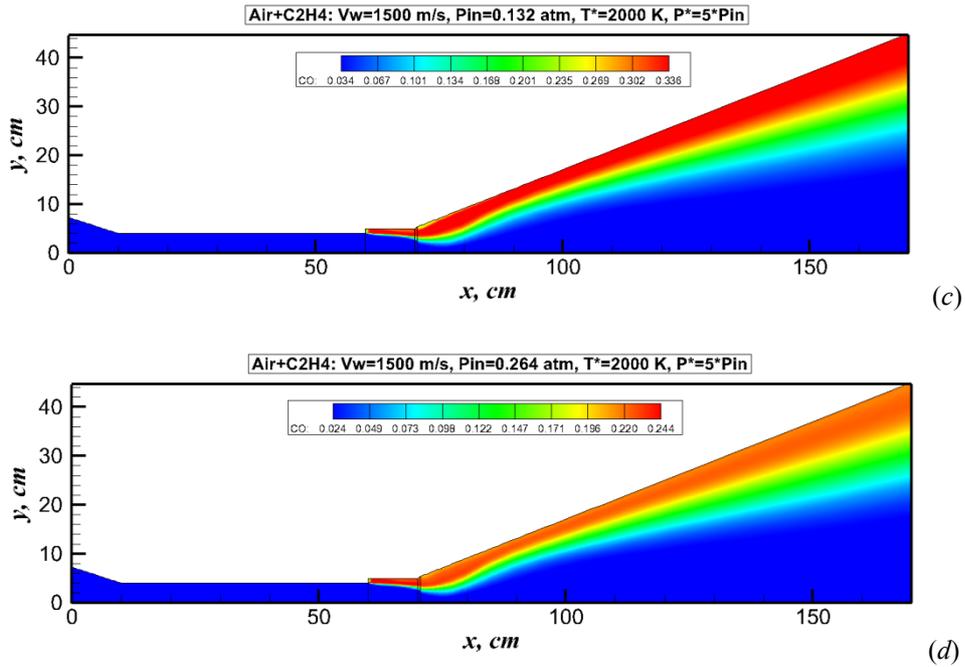
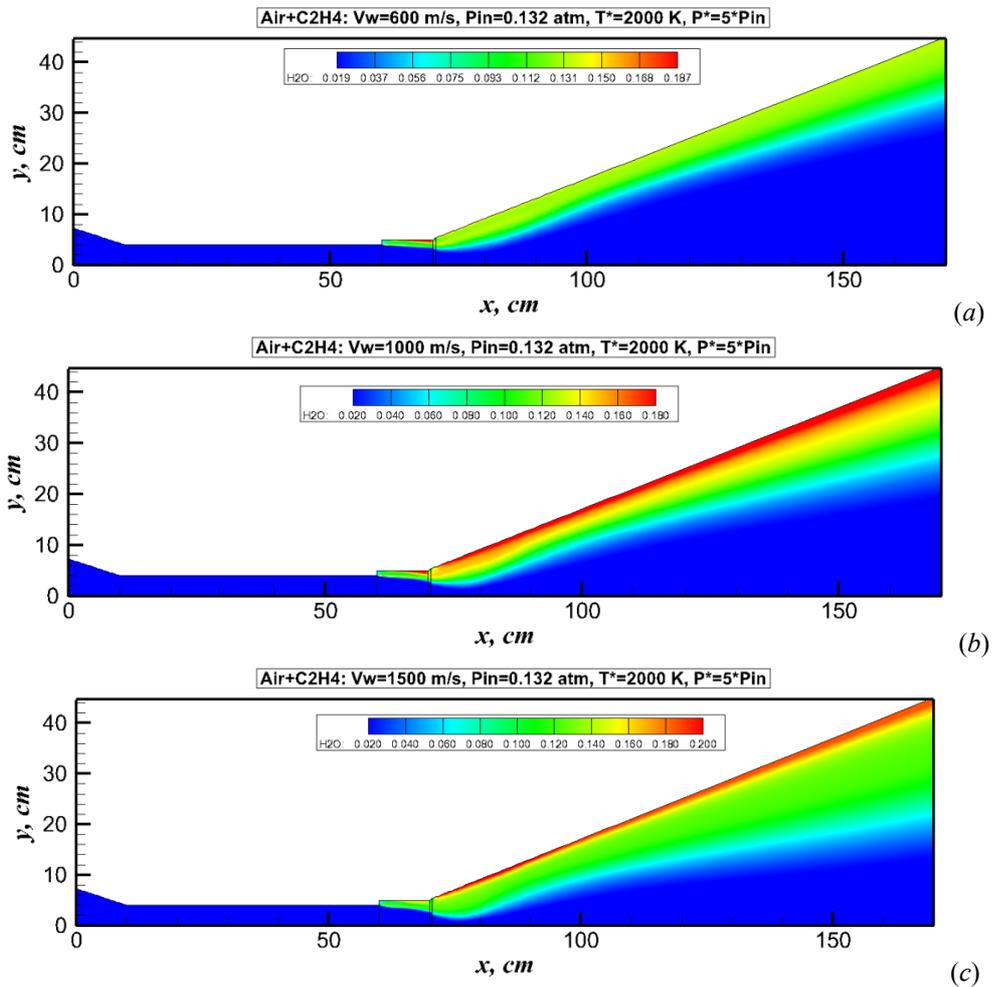


Рис.16. Распределение массовых долей CO в исследовательской камере SCHOLAR при разных значениях скорости и давления воздуха на входе в газодинамический тракт: (a) $V_{f,w}=600$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (b) $V_{f,w}=1000$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (c) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (d) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_{\infty}=0.264$ атм



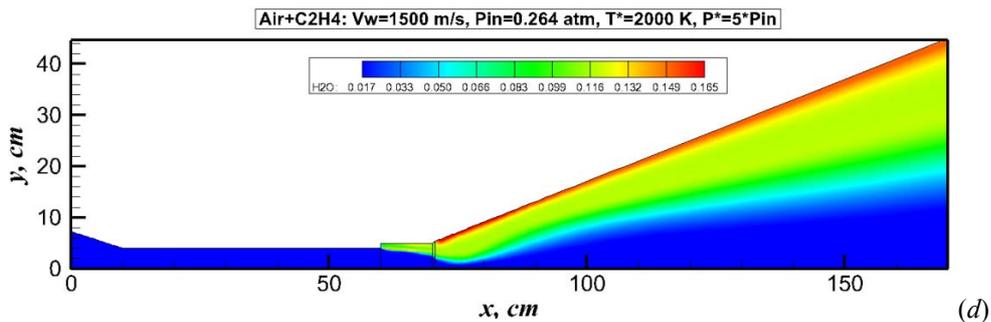


Рис.17. Распределение массовых долей H_2O в исследовательской камере SCHOLAR при разных значениях скорости и давления воздуха на входе в газодинамический тракт: (a) $V_{f,w}=600$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (b) $V_{f,w}=1000$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (c) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (d) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_{\infty}=0.264$ атм

В первых трех расчетных вариантах изменялась скорость вдува топлива от $V_{f,in}=60000$ см/с до $V_{f,in}=150000$ см/с. Распределения температуры, чисел Маха, а также массовых долей оптически активных компонентов (CO_2 , CO и H_2O) приведены на рис. 13, a, b, c – 17, a, b, c.

В последнем расчетном случае (четвертый вариант) давление на входе и плотность были увеличены в два раза. Температура, числа Маха и массовые доли CO_2 , CO и H_2O показаны для этого случая на рис. 13, d – 17, d. Места впрыска топлива и направления скорости впрыска показаны на рис.2, a. Вдуваемое топливо содержит равные массовые доли C_2H_4 и O_2 . Выбор этилена в качестве углеводородного топлива обусловлен наличием экспериментальных данных [3,44].

Анализ распределений чисел Маха и температур в камере ГПВРД при повышении скорости вдува топлива показывает постепенное повышение температуры в камере сгорания и выхлопного сопла. В непосредственной близости от топливной форсунки температура достигает порядка 3000 К.

Очевидное изменение распределений продуктов сгорания CO_2 , CO и H_2O при увеличении скорости вдува топлива свидетельствует об интенсификации процессов горения. Заметим, что упомянутые продукты сгорания являются оптически активными компонентами, поэтому пространственные распределения концентраций этих компонент позволяют определить радиационный нагрев внутренней поверхности ГПВРД.

Два факта, следующие из полученных результатов численного моделирования также должны быть приняты во внимание.

Во-первых, не удается «поджечь» в расчетах вдуваемое топливо при температурах ниже ~ 2000 К. Очевидно, что это следует из задаваемого процентного соотношения компонент, а также из использования кинетической модели [44]. При меньших температурах зажигания газовой смеси в камере сгорания не наблюдается.

Во-вторых, на рис.14, a, b, c наблюдается уменьшение числа Маха с увеличением скорости вдува горючего $V_{f,in}$. Это еще раз показывает необходимость согласовывать изменение динамических параметров газа во входном сечении газодинамического тракта энергетической установки со скоростью, составом и давлением вдуваемой струи топлива, а также с местом и направлением вдува.

Однако, поскольку цель данной работы состоит в оценке радиационных тепловых потоков от углеводородной смеси газов продуктов сгорания, поэтому отмеченные проблемы оптимизации процессов горения в камере сгорания ГПВРД здесь остаются без должного рассмотрения. Что касается закономерностей изменения концентраций продуктов сгорания, показанных на рис.15, a, b, c – 17, a, b, c, то хорошо видно закономерное увеличение концентраций продуктов сгорания CO_2 , CO и H_2O .

Газодинамическая структура потока газа в диффузоре остается без изменения при увеличении скорости вдува горючего. Можно видеть структуру ударной волны, генерируемой взаимодействием сверхзвукового потока на впуске со стенками ГПВРД. Наблюдаются два отражения ударных волн от нижней и верхней стенок. Сжатие впускного газового потока в изоляторе дает повышение температуры до ~ 1400 К.

В четвертом расчетном случае давление воздуха на входе в диффузор было увеличено в два раза. Другие исходные остались теми же, что и в предыдущих вариантах. Полученные в четвертом варианте расчетные данные характеризуются самой большой массовой долей CO_2 на срезе сопла. Если принять во внимание увеличение коэффициентов поглощения и испускания продуктов сгорания с ростом давления, то легко объяснить значительный рост плотности радиационного теплового потока на верхней поверхности (рис. 18, d) по сравнению с предыдущими случаями расчета.

Все представленные результаты численного моделирования имеют общую особенность, связанную с нестационарностью поля течения в шлейфе продуктов сгорания, поэтому распределения газодинамических параметров, приведенные на рис. 13–17 отвечают некоторой мгновенной конфигурации.

Спектральные распределения групповых тепловых потоков показано на верхней поверхности в точке $x=100$ см. Показанные на рис.19 плотности спектральных групповых радиационных тепловых потоков рассчитывались по формуле

$$W_{rad,g} = \int_{2\pi} d\Omega \int_{\Delta\omega_g} J_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Omega}) d\omega,$$

где $\Delta\omega_g$ – спектральный диапазон для g-й группы; \mathbf{n} – нормаль к поверхности; $\mathbf{\Omega}$ – вектор направления распространения излучения; \mathbf{r} – координата точки на поверхности.

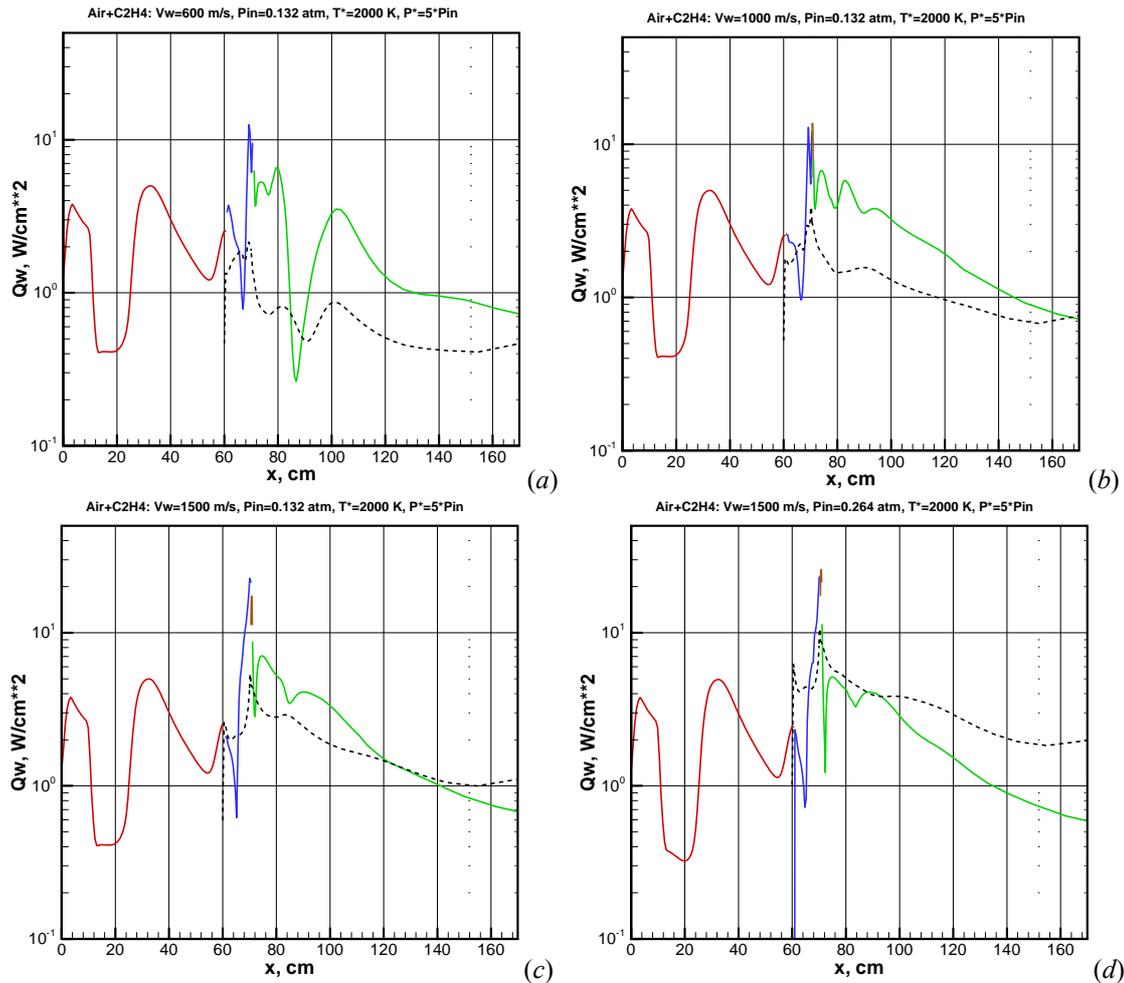


Рис.18. Распределение плотностей конвективных (сплошные линии) и радиационных (штриховые линии) тепловых потоков в камере модельного ГПВРД SCHOLAR при разных значениях скорости и давления воздуха на входе в газодинамический тракт: (a) $V_{f,w}=600$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (b) $V_{f,w}=1000$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (c) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_{\infty}=0.132$ атм; (d) $V_{f,w}=1500$ м/с, $p_{\infty}=0.264$ атм

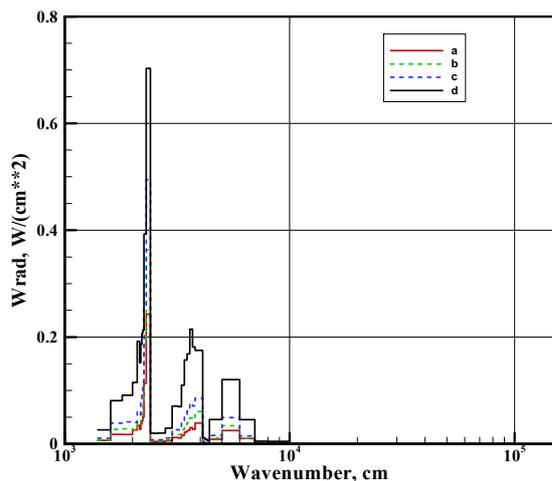


Рис. 19. Плотности спектральных групповых радиационных потоков на верхней границе при $x=100$ см: (a) $V_{f,w}=600$ м/с; (b) $V_{f,w}=1000$ м/с; (c) $V_{f,w}=1500$ м/с; (d) $V_{f,w}=1500$ м/с

Из рис.19 легко установить, что инфракрасные полосы колебаний CO_2 , CO и H_2O дают основной вклад в суммарный поток теплового излучения. Все другие процессы излучения могут быть исключены из анализа теплопередачи в рассматриваемых условиях.

Полученные уровни плотностей радиационных тепловых потоков на поверхности камеры сгорания модельного ГПВРД SCHOLAR находятся в разумном согласии с ранее опубликованными данными по радиационному нагреву поверхности камер ГПВРД [12, 45] и достигают уровня ~ 10 Вт/см².

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕРМОГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КАМЕРЕ ГИПОТЕТИЧЕСКОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ГПВРД НА ВОДОРОДНОМ ТОПЛИВЕ

Исходные данные моделирования термогазодинамики и горения водородного топлива в камере осесимметричного ГПВРД даны в Таблице 3. В расчетах использовалась кинетическая модель [31].

Численные результаты моделирования для трех давлений воздуха на входе в диффузор камеры гипотетического осесимметричного ГПВРД показаны на рис. 20–31.

На рис. 20 представлено поле температур при разных давлениях на входе в газодинамический тракт. Повышение давление на входе в камеру приводит к значительному увеличению температуры в смешивающихся потоках нагретого воздуха и вдуваемого топлива.

Таблица 3

Начальные условия для моделирования модельной камеры сгорания осесимметричного ГПВРД

	Вариант 1	Вариант 2	Вариант 3
Статическая температура на входе в канал, T_∞ , К	300	300	300
Статическое давление на входе, p_∞ , эрг/см ³	0.101E+07	0.202E+07	0.404E+07
Плотность на входе, ρ_∞ , г/см ³	0.123E-02	0.246E-02	0.492E-02
Скорость газа на входе в канал, V_∞ , см/с	1.030E+05	1.030E+05	1.030E+05
Температура поверхности, T_w , К	297	297	297
Скорость инжектируемого горючего, $V_{f,in}$, см/с	5000	5000	5000
Статическое давление инжектируемого горючего, $p_{f,in}^*$, эрг/см ³	0.152E+07	0.369E+07	0.606E+07
Температура инжектируемого топлива, $T_{f,in}^*$, К	1000	1000	1000

Давление, скорость и начальная температура вдуваемой топливной струи приведены в таблице 3 (состав вдуваемой струи задается в соотношении $Y_{inj,H_2} = 0.5$ и $Y_{inj,O_2} = 0.5$). В рассматриваемом случае температура газовой смеси увеличивается от $T \sim 1000$ К до $T \sim 1800$ К. Важным моментом является то, что при наибольшем давлении высокотемпературная область занимает значительную часть камеры сгорания. Показательным является изменение режима воспламенения по мере увеличения давления на входе в камеру. При давлении $p = 1$ атм вдуваемая при температуре $T_{f,in}^* = 1000$ К водородно-кислородная смесь сначала несколько охлаждается до температуры примерно 750 К, а затем нагревается до температуры ~ 1100 К (рис.20,a). На рис.25,a и 26,a показаны поля массовых долей паров воды и гидроксидов, откуда хорошо видно, что в области наибольшего разогрева вдуваемой смеси газов заметно возрастает концентрация H_2O и OH . При давлении $p = 2$ атм температура вдуваемой водородно-кислородной смеси не уменьшается, но как и при меньшем давлении на входе, разогревается за счет протекающих химических реакций до температуры ~ 1500 К. В распределениях массовых долей паров воды и гидроксидов также наблюдается весьма заметный рост (рис.25,b и 26,b).

При давлении $p = 4$ атм резкий рост температуры до величины ~ 1800 К наблюдается сразу за выходным сечением инжектирующей форсунки. Об интенсивности реакции горения можно также судить по распределению продуктов горения (рис.25,c и 26,c). Концентрация молекулярного водорода для двух первых вариантов ($p = 1$ и 2 атм) изменяется слабо, что говорит о малой доли H_2 , вступивших в реакцию горения. При давлении $p = 4$ атм уже заметно падение концентрации H_2 , однако говорить о полноте сгорания еще не приходится (рис.27,c).

Давление и плотность в камере ГПВРД показаны на рис. 21 и 22. Высокая температура и рост давления в камере сгорания способствуют интенсификации процессов радиационного теплообмена. Это хорошо видно на рис.28, где показаны распределения плотностей интегральных потоков теплового излучения вдоль камеры сгорания.

Изменения в распределении давления подчиняется следующей закономерности:

- рост давления в области пересечения ударных волн, образующихся из-за радиального сужения

канала, остается примерно одинаковым и пропорциональным давлению на входе в канал,

- по мере увеличения давления на входе и давления инжектируемого газа, что, как было показано выше, приводит к интенсификации процесса горения, наблюдается заметное увеличение давления в области интенсивного горения (сравните рис. 21,a,b,c).

Поля продольной скорости и чисел Маха показаны на рис. 23 и 24 для различных давлений. Видна высокая степень неоднородности скоростей в камере сгорания. Максимальная продольная скорость наблюдается близко к стене. Очевидно, что исследованные здесь режимы течения и горения нельзя признать оптимальными для создания тяги. Тем не менее, результаты выполненного численного моделирования наглядно показывают основные проблемы, которые необходимо решить при организации структуры газового горения, вдува компонентов водородного горючего и обеспечения сгорания молекулярного водорода в сверхзвуковом воздушном потоке.

На рис. 25–27 показано распределение массовых долей оптически активных молекулярных компонент продуктов сгорания в камере сгорания (H_2O , OH , H_2). Отметим, что концентрации молекул OH часто используются для экспериментальной диагностики процессов горения, в то время как молекулы H_2O определяют тепловое излучение продуктов сгорания в инфракрасной области спектра.

На рис. 29 показано спектральное распределение групповых радиационных тепловых потоков на поверхности при $x = 30$ см.

Рисунок 29 иллюстрирует увеличение потоков теплового излучения по мере увеличения давления на входе в диффузор. Максимальная плотность групповых радиационных тепловых потоков наблюдается в инфракрасной области спектра, где расположены центры колебательно-вращательных полос водяного пара.

Сравнение плотностей радиационных и конвективных тепловых потоков на стенках камеры сгорания показывает, что на некоторых участках они могут быть соизмеримыми (рис. 28), особенно для повышенных давлений.

Рисунки 30 и 31 дают представление о газодинамических параметрах, которые реализуются в камере сгорания при постоянном давлении на входе (1 атм),

но при увеличении начальной температуры вдуваемой струи топлива с торцов кольцевых пилонов. Видно, что при $T_{f,in}^* = 800$ К температура газовой смеси становится ниже и ее воспламенения не происходит (рис.30). При начальной температуре вдуваемого горючего $T_{f,in}^* = 1100$ К (рис.31) наблюдается увеличение температуры, что связано с воспламенением смеси

газов и образованием продуктов сгорания водородного топлива (рис.31,*d-f*).

Представленные расчетные данные наглядно демонстрируют влияние нагрева вдуваемой водородно-кислородной смеси газов на инициализацию горения. Отметим также высокую чувствительность в распределении чисел Маха к температуре вдуваемой горючей смеси (сравните рис. 30,*c* и 31,*c*).

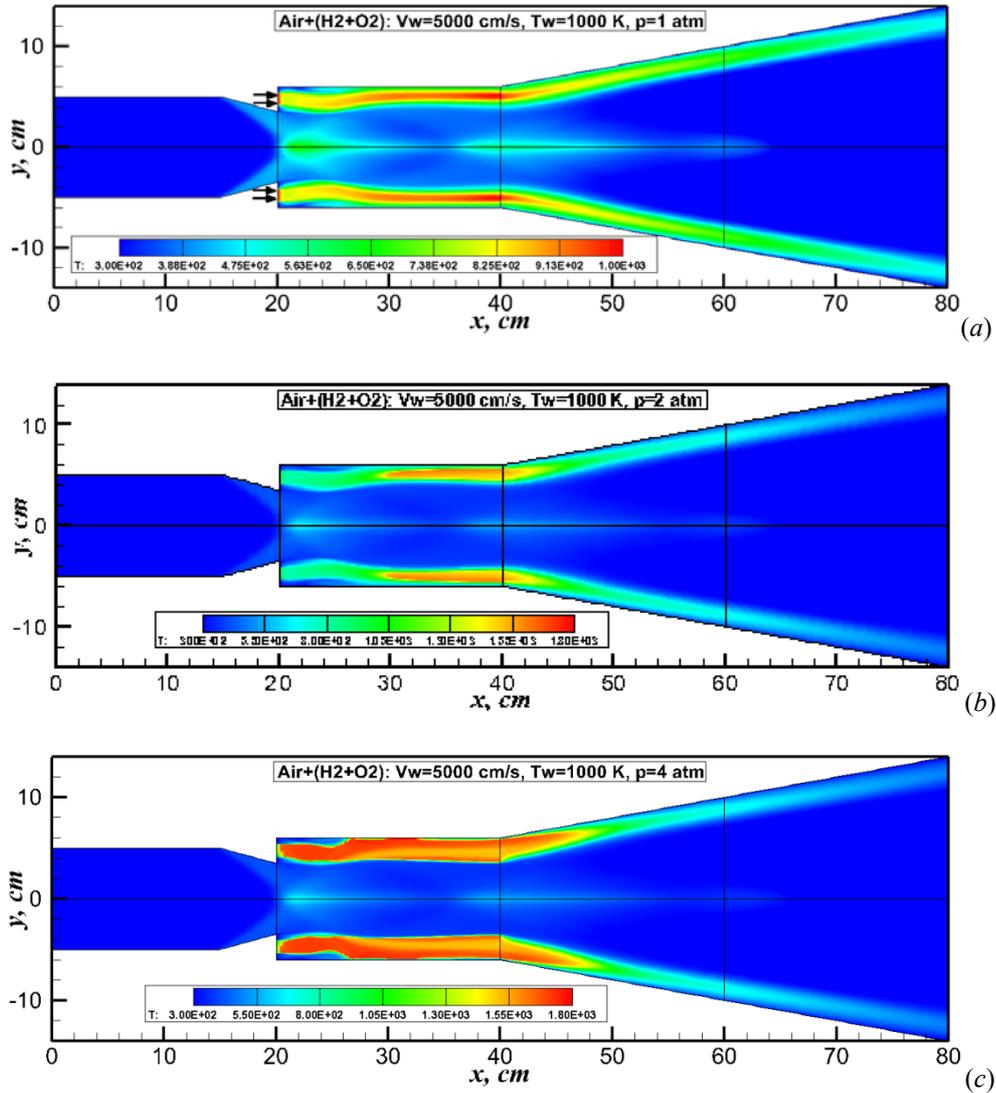
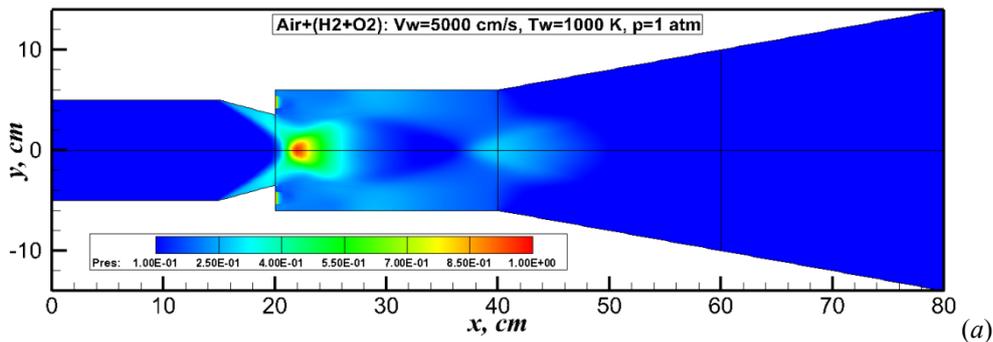


Рис. 20. Распределение температуры в камере гипотетического ГПВРД при увеличении давления воздуха на входе в диффузор: (a) – $p_\infty = 1$ атм, (b) – $p_\infty = 2$ атм, (c) – $p_\infty = 4$ атм



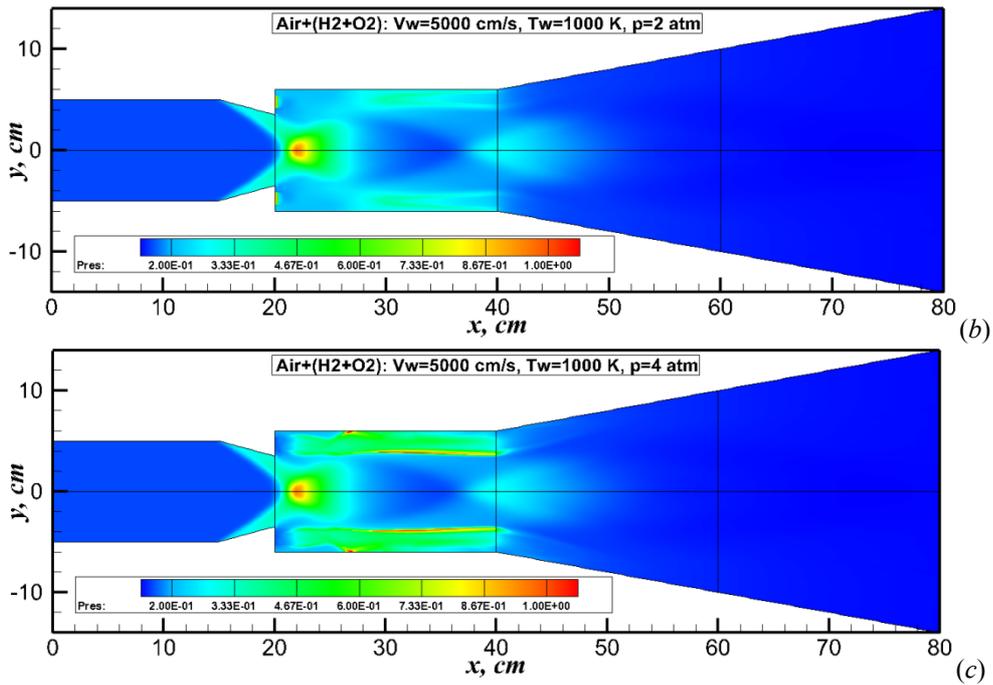


Рис. 21. Распределение давления в камере гипотетического ГПВРД при увеличении давления воздуха на входе в диффузор: (a) – $p_\infty = 1$ атм; (b) – $p_\infty = 2$ атм; (c) – $p_\infty = 4$ атм

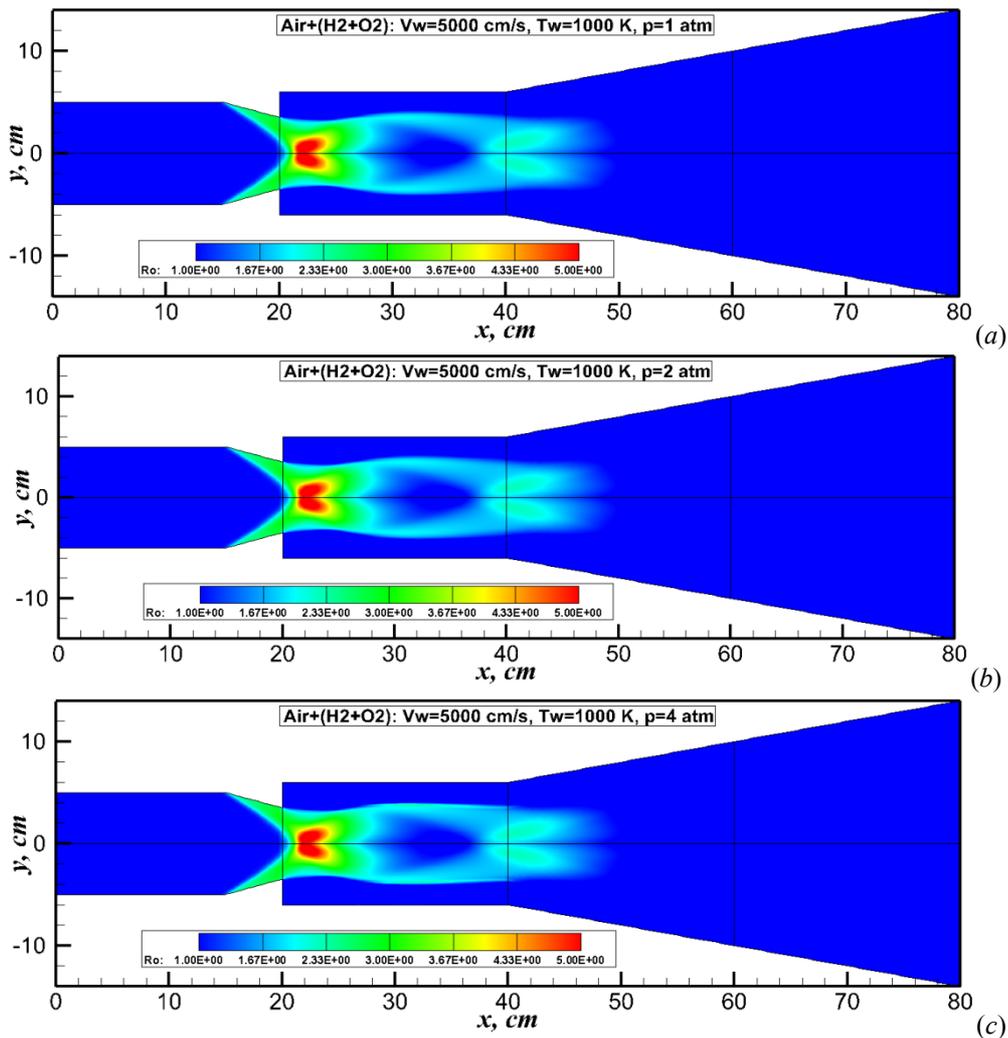


Рис. 22. Распределение плотности в камере гипотетического ГПВРД при увеличении давления воздуха на входе в диффузор: (a) – $p_\infty = 1$ атм; (b) – $p_\infty = 2$ атм; (c) – $p_\infty = 4$ атм

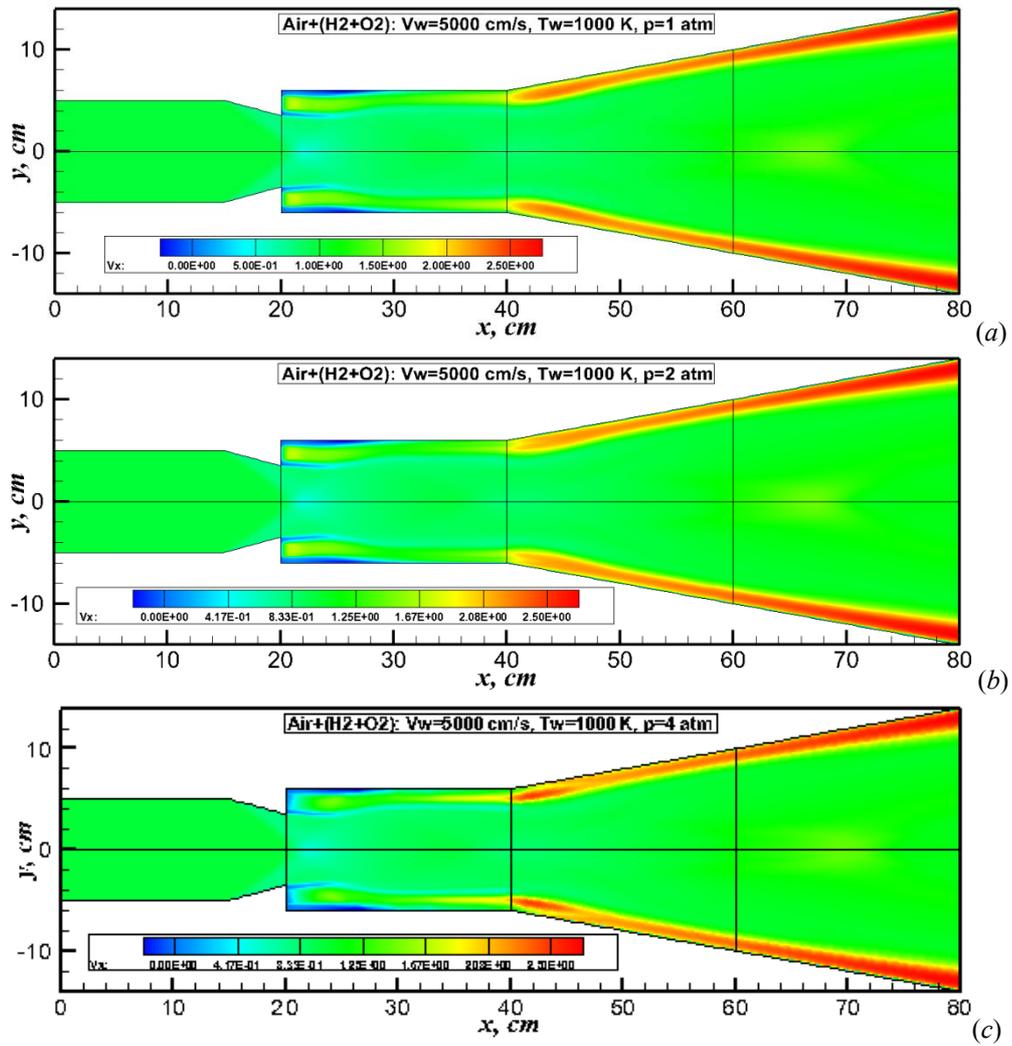
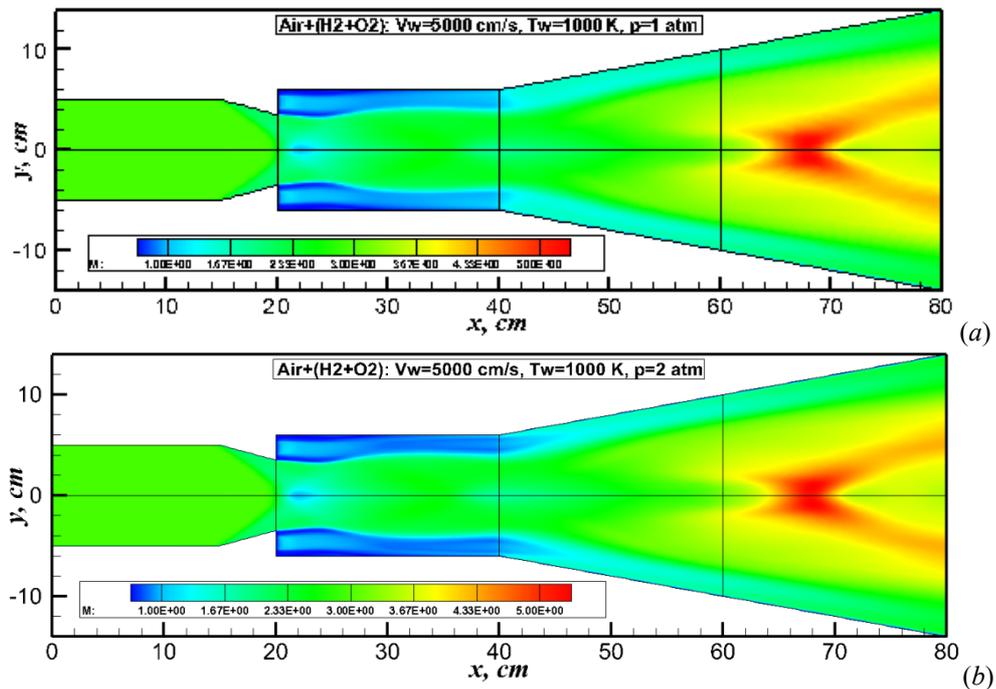


Рис. 23. Распределение продольной скорости в камере гипотетического ГПВРД при увеличении давления воздуха на входе в диффузор: (a) – $p_\infty = 1$ атм; (b) – $p_\infty = 2$ атм; (c) – $p_\infty = 4$ атм



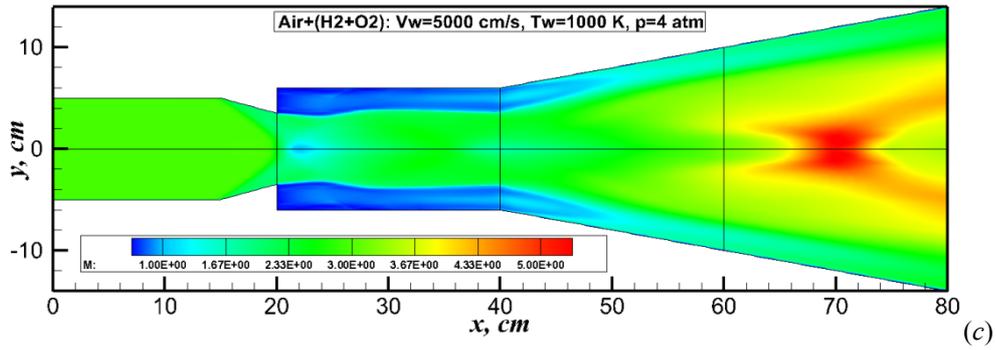


Рис. 24. Распределение чисел Маха в камере гипотетического ГПВРД при увеличении давления воздуха на входе в диффузор: (a) – $p_\infty = 1$ атм; (b) – $p_\infty = 2$ атм; (c) – $p_\infty = 4$ атм

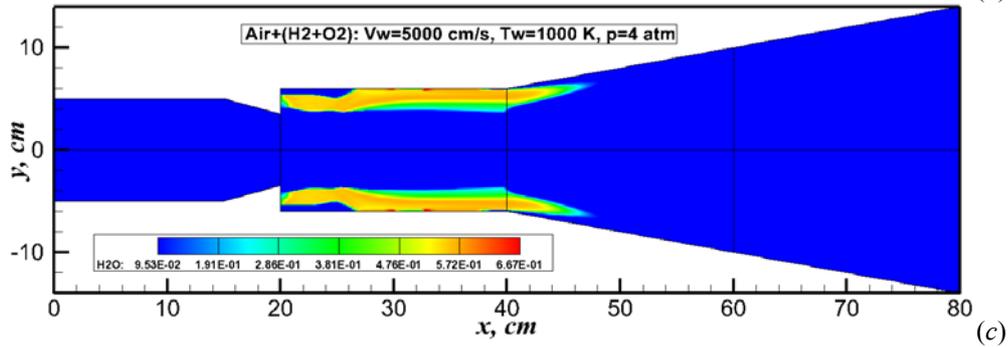
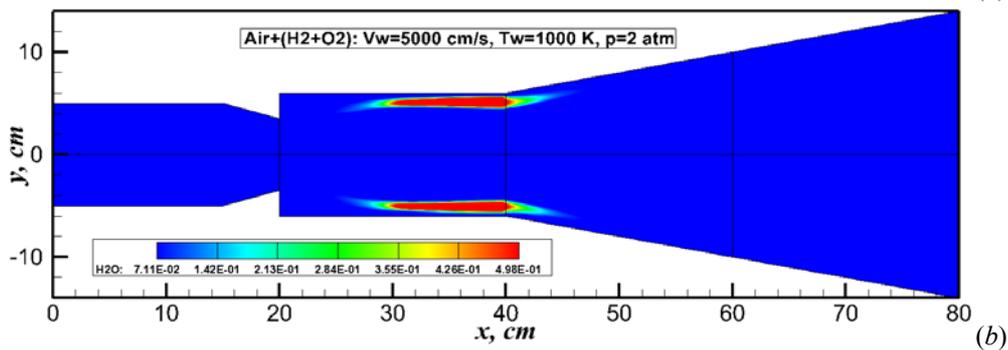
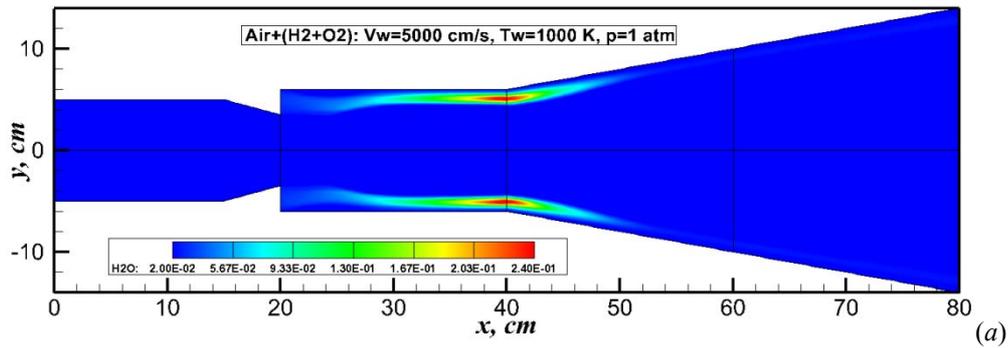
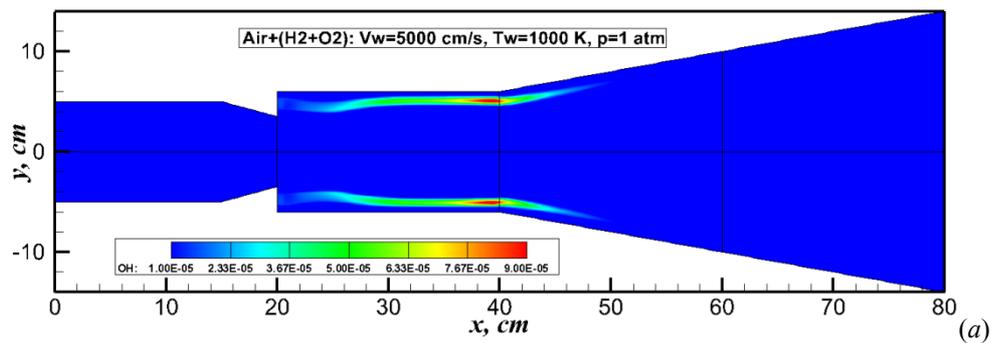


Рис. 25. Распределение массовых долей H₂O в камере гипотетического ГПВРД при увеличении давления воздуха на входе в диффузор: (a) – $p_\infty = 1$ атм; (b) – $p_\infty = 2$ атм; (c) – $p_\infty = 4$ атм



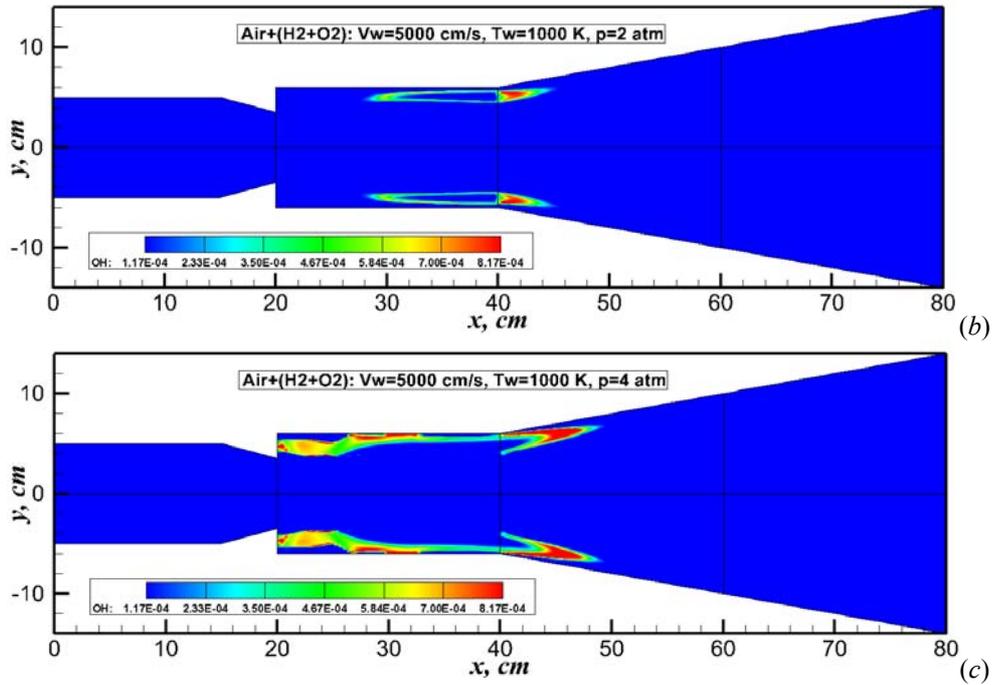


Рис. 26. Распределение массовых долей OH в камере гипотетического ГПВРД при увеличении давления воздуха на входе в диффузор: (a) – $p_\infty = 1$ атм; (b) – $p_\infty = 2$ атм; (c) – $p_\infty = 4$ атм

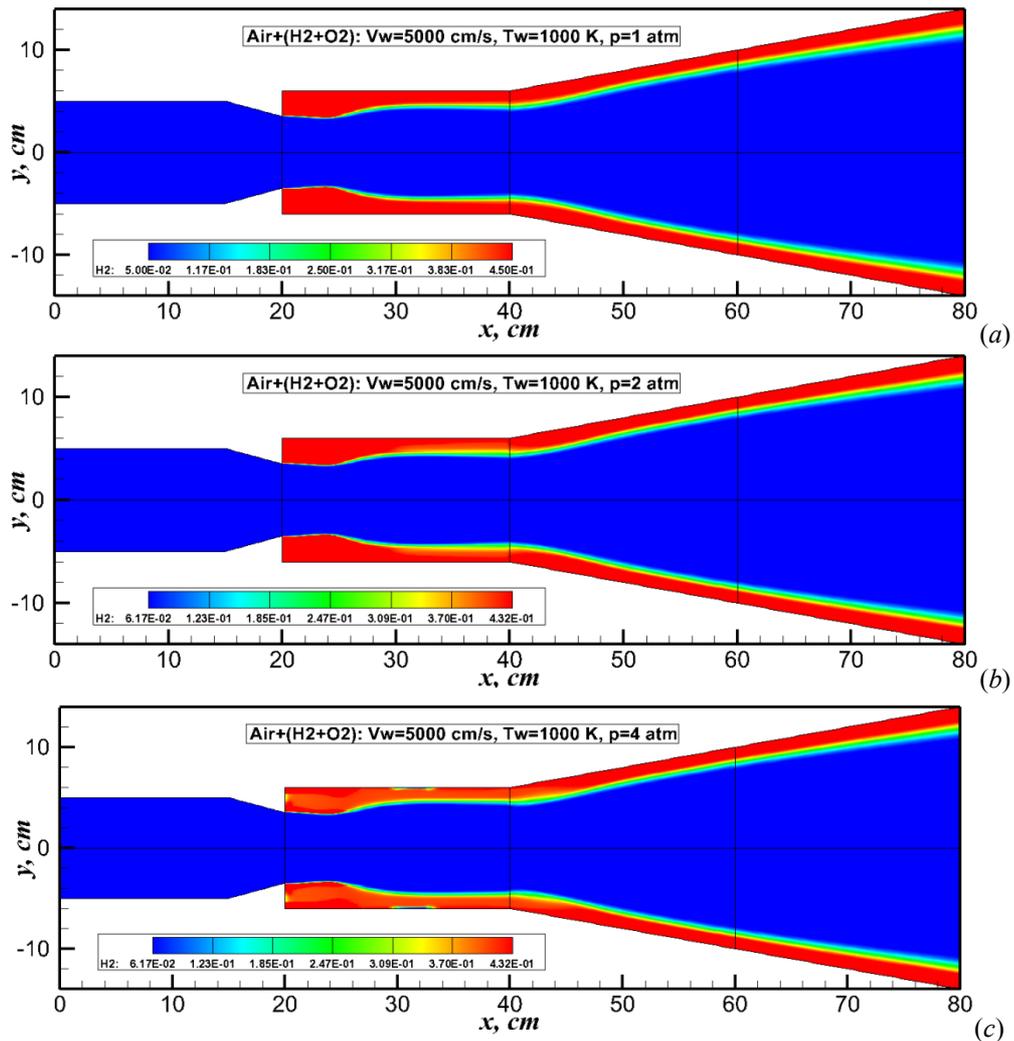


Рис. 27. Распределение массовых долей H_2 в камере гипотетического ГПВРД при увеличении давления воздуха на входе в диффузор: (a) – $p_\infty = 1$ атм; (b) – $p_\infty = 2$ атм; (c) – $p_\infty = 4$ атм

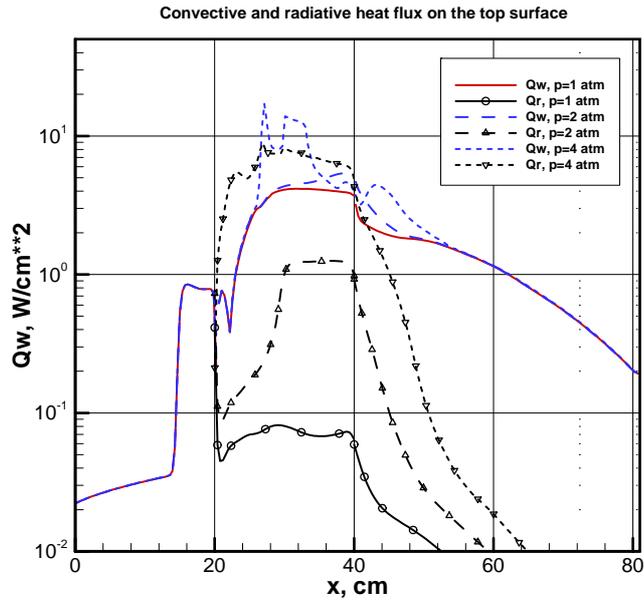


Рис. 28. Распределение плотностей конвективных (кривые без маркеров) и радиационных тепловых потоков (штриховые кривые) при разных давлениях воздуха на входе в диффузор

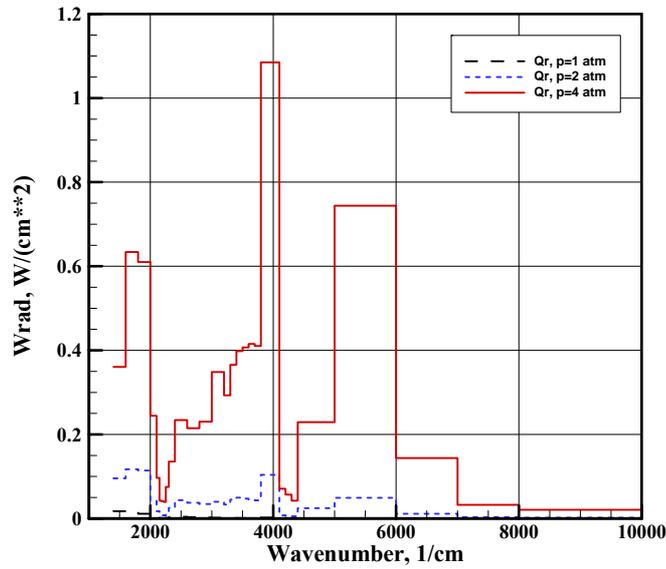


Рис. 29. Плотность спектральных групповых радиационных тепловых потоков на поверхности камеры при $x = 30$ см

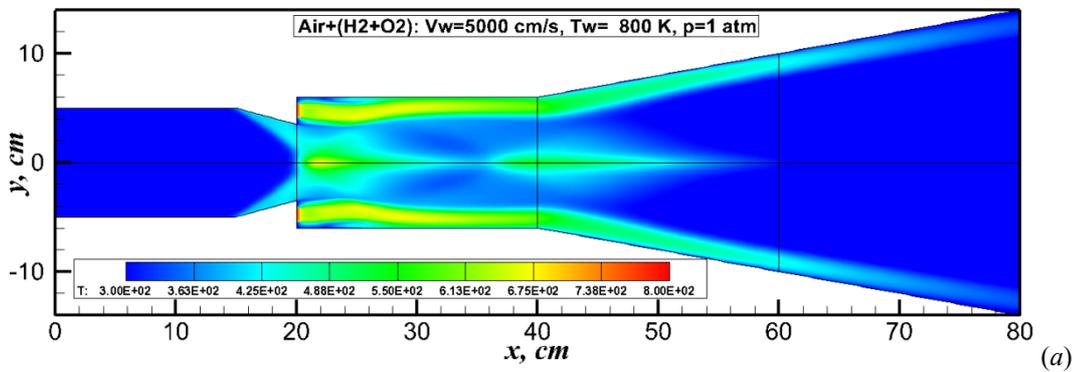


Рис. 30, а. Температурное поле в осесимметричной камере сгорания (T , K) при $T_{f,in}^* = 800$ K

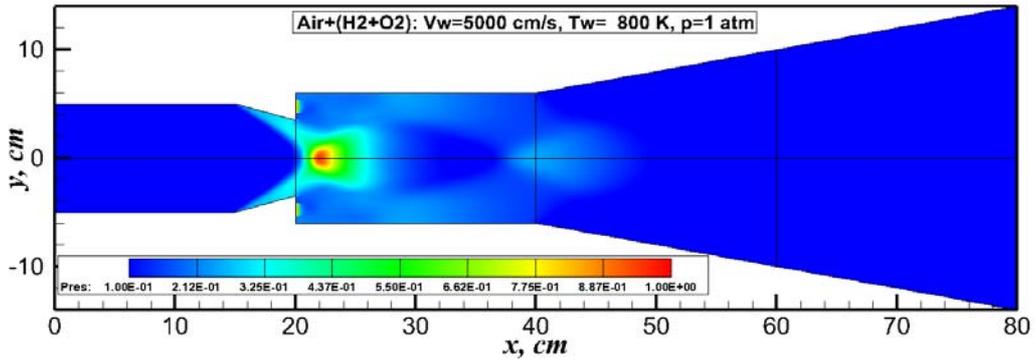


Рис. 30, b. Давление в осесимметричной камере сгорания (p/p_0 ; $p_0 = 13$ атм) при $T_{f,in}^* = 800$ К

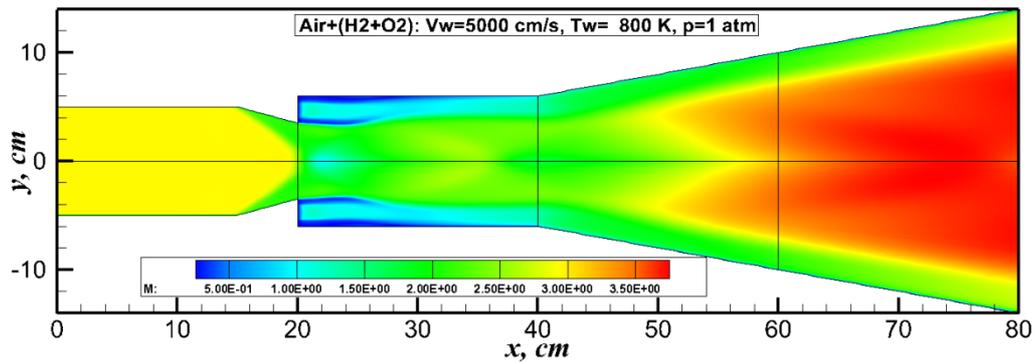


Рис. 30, c. Числа Маха в осесимметричной камере сгорания при $T_{f,in}^* = 800$ К

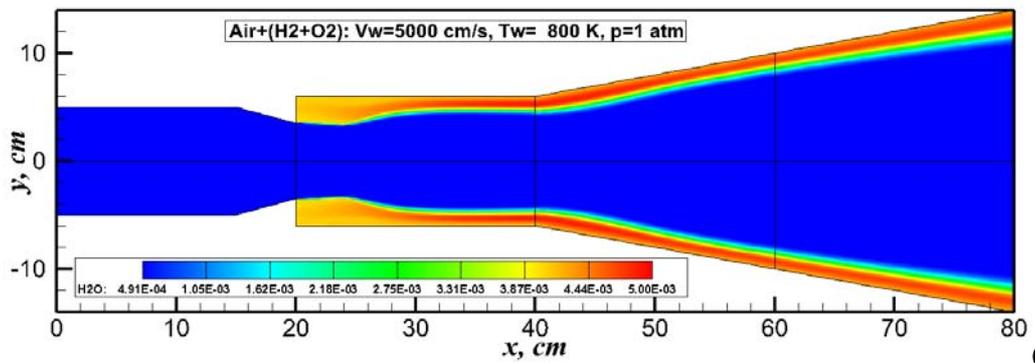


Рис. 30, d. Массовая доля H_2O в осесимметричной камере сгорания при $T_{f,in}^* = 800$ К

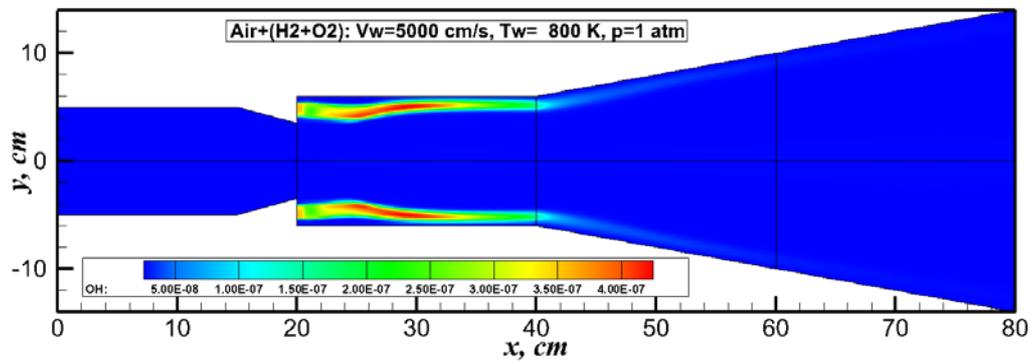


Рис. 30, e. Массовая доля OH в осесимметричной камере сгорания при $T_{f,in}^* = 800$ К

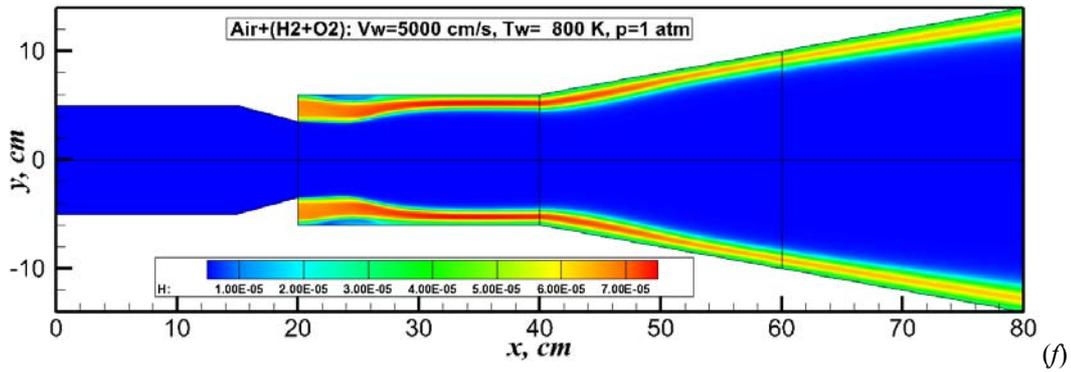


Рис. 30, *f*. Массовая доля Н в осесимметричной камере сгорания при $T_{f,in}^* = 800$ К

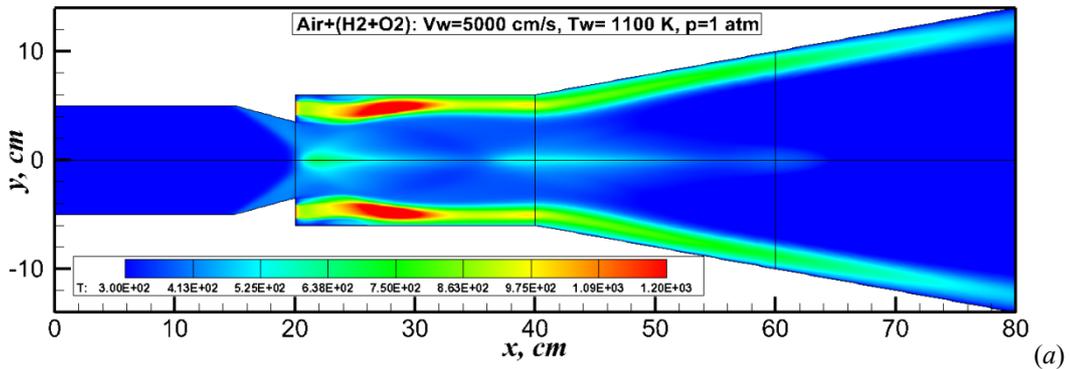


Рис. 31, *a*. Температурное поле в осесимметричной камере сгорания (Т, К) при $T_{f,in}^* = 1100$ К

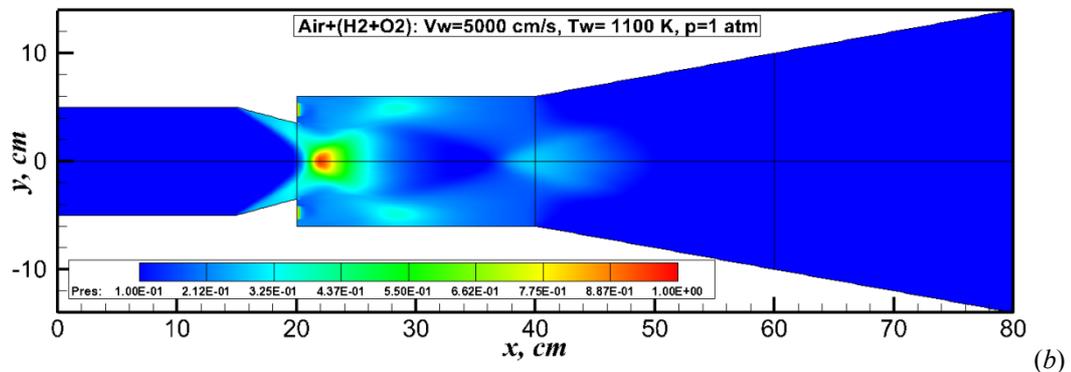


Рис. 31, *b*. Давление в осесимметричной камере сгорания (p/p_0 ; $p_0 = 13$ атм) при $T_{f,in}^* = 1100$ К

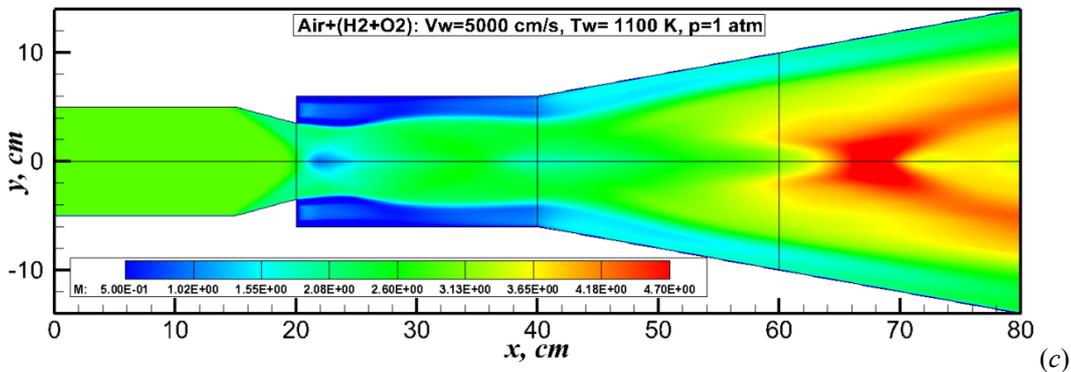


Рис. 31, *c*. Числа Маха в осесимметричной камере сгорания при $T_{f,in}^* = 1100$ К

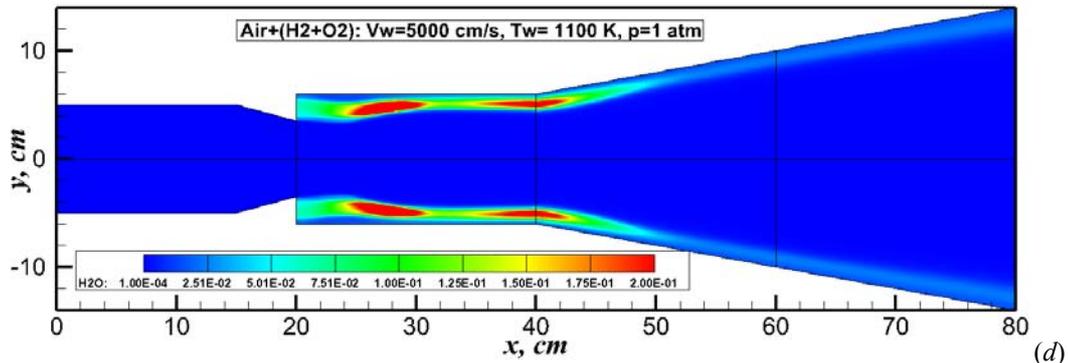


Рис. 31d. Массовая доля H₂O в осесимметричной камере сгорания при $T_{f,in}^*=1100$ К

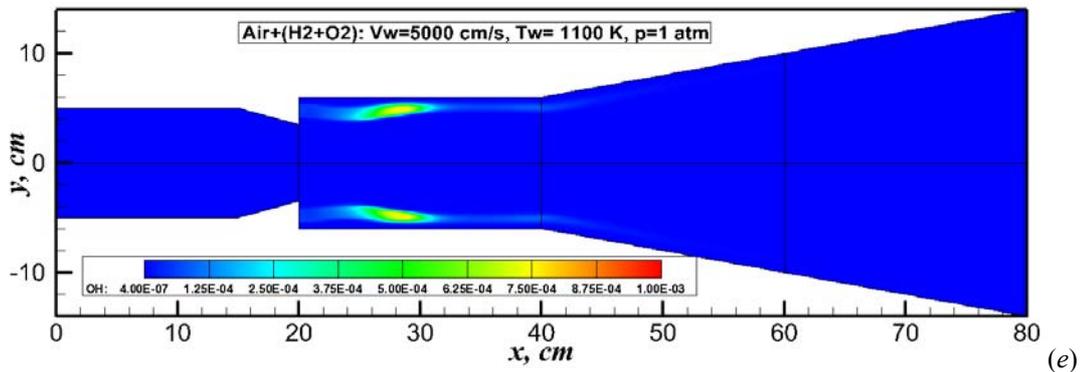


Рис. 31e. Массовая доля OH в осесимметричной камере сгорания при $T_{f,in}^*=1100$ К

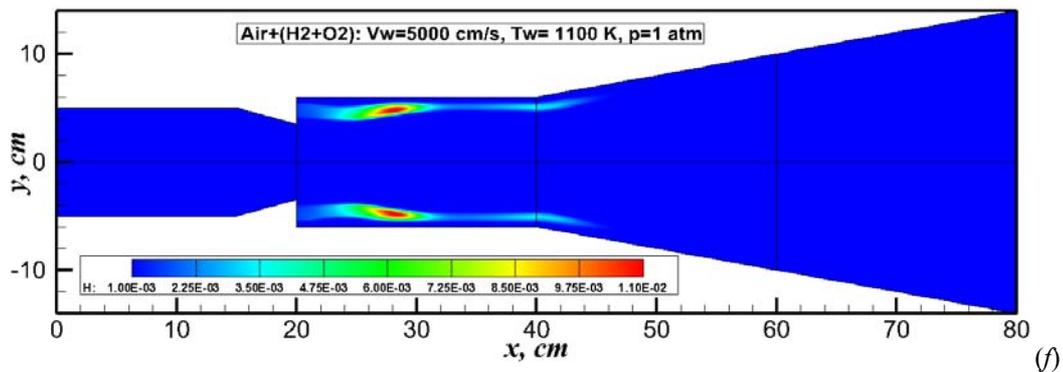


Рис. 31f. Массовая доля H в осесимметричной камере сгорания при $T_{f,in}^*=1100$ К

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Конвективный и радиационный нагрев внутренних поверхностей трех модельных камер гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ГПВРД) был проанализирован с помощью численного моделирования.

Рассмотрены несколько модельных камер ГПВРД:

- камера двухрежимного ГПВРД со стабилизатором пламени, выполненным в виде каверны несимметричной трапецеидальной формы;
- камера сгорания экспериментальной энергетической установки SCHOLAR;
- камера гипотетического ГПВРД осесимметричной формы.

Поля концентраций химических веществ, давления и температуры рассчитаны по двумерной вычислительной модели, основанной на нестационарных уравнениях Навье – Стокса, сохранения энергии и уравне-

ний диффузии совместно с системой уравнений химической кинетики. На их основе вычисляются поля спектральных оптических свойств продуктов сгорания, а затем рассчитывается перенос селективного теплового излучения внутри камер ГПВРД.

Помимо решения задачи о радиационно-конвективном нагреве внутренней поверхности камер ГПВРД решена задача о воспламенении разных видов топлив в исследуемых модельных ГПВРД и о термогазодинамической структуре продуктов сгорания. При этом использовались упрощенные кинетические модели горения, которые, тем не менее, достаточно широко распространены в литературе.

Установлено, что некоторые режимы течения являются нестационарными, а радиационный нагрев поверхности в целом не является определяющим, хотя на некоторых участках поверхности его вклад в суммарный нагрев может оказаться заметным (при увеличе-

нии давления в камере сгорания и увеличении ее поперечных размеров).

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований РАН и программы сотрудничества ИПМех РАН и ВНИИА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Donohue J.M., "Dual-Mode Scramjet Flameholding Operability Measurements," *AIAA paper 2013-0698*, 2013, 26 p.
2. Donohue J.M., McDaniel J.C. Jr., "Complete Three-Dimensional Multiparameter Mapping of a Supersonic Ramp Fuel Injector Flowfield," *AIAA J.*, Vol.34, No.3, 1996, Pp. 455–462.
3. Cocks P.A.T., Dawes W.N., Cant R.S., "Simulations of the SCHOLAR Scramjet Experiments," *AIAA 2012-0944*, 2012, 21 p.
4. Cocks P. A. T., Dawes W. N., Cant R. S., "The Influence of Turbulence-Chemistry Interaction Modelling for Supersonic Combustion," *AIAA 2011-0306*, 2011, 12 p.
5. Surzhikov S.T., Shang J.S., "Radiative Heat Exchange in a Hydrogen-Fueled Scramjet Combustion Chambers," *AIAA-2013-1056*, 51st *Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 07-10 January 2013, Grapevine (Dallas/ Ft. Worth Region), Texas, USA. 20 p. DOI: 10.2514/6.2013-448.
6. Xing F., Zhang S., Yao Y., "Numerical Simulation of Shock-Induced-Combustion in Three-Dimensional HyShot Scramjet Model," *AIAA 2012-0945*, 2012, 12 p.
7. Heiser, W. H., Pratt, D. T., "Hypersonic Airbreathing Propulsion," *AIAA*, Inc., Washington, DC. 1994. 587 p.
8. Curran, E. T., "Scramjet Engines: The First Forty Years," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 6, 2001, Pp. 1138–1148.
9. Ingenito, A. and Bruno, C., "Physics and Regimes of Supersonic Combustion," *AIAA Journal*, Vol. 48, No. 13, Pp. 515–525, 2010.
10. Ladeinde, F., "A Critical Review of Scramjet Combustion Simulation," *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, *AIAA-2009-127*, 2009.
11. Mudford, N. R., Mulreany, P. J., McGuire, J. R., Odam, J., Boyce, R. R., and Paull, A., "CFD Calculations for Intake-Injection Shock-Induced-Combustion Scramjet Flight Experiments," *The 12th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies*, *AIAA Paper 2003-7034*, Dec. 2003.
12. Nelson, H.F., "Radiative Heating in Scramjet combustor," *J. Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 11, No.1, 1997.
13. Crow A., Boyd I., Terrapon V., "Radiation Modeling of a Hydrogen-Fueled Scramjet," *AIAA 2011-3769*, 2011, 15 p.
14. Norris, J. W. and Edwards, J. R., "Large-Eddy Simulation of High-Speed, Turbulent Diffusion Flames with Detailed Chemistry," *35th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, *AIAA-1997-370*, 1997.
15. Peterson, D. M., Candler, G. V. and Drayna, T. W., "Detached Eddy Simulation of a Generic Scramjet Inlet and Combustor," *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, *AIAA-2009-130*, 2009.
16. Rodriguez, C. G. and Cutler, A. D., "Computational Simulation of a Supersonic-Combustion Benchmark Experiment," *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, *AIAA-2005-4424*, 2005.
17. Rubins, P. M., and Bauer, R. C., "Review of Shock-Induced Supersonic Combustion Research and Hypersonic Applications," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 10, No.5, 1994, Pp. 593–601.
18. Star, J. B., Edwards, J. R., Smart, M. K., and Baurle, R. A., "Numerical Simulation of Scramjet Combustion in a Shock Tunnel," *The 43rd Aerospace Science Meeting and Exhibit*, *AIAA Paper 2005-0428*, 2005.
19. Turner, J. C. and Smart, M. K., "Application of Inlet Injection to a Three-Dimensional Scramjet at Mach 8," *AIAA Journal*, Vol. 48, No. 4, 2010, Pp. 829–838.
20. Wilson, G. J. and MacCormack, R. W., "Modeling Supersonic Combustion Using a Fully Implicit Numerical Method," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 4, 1992, pp. 1008-1015.
21. Bilger R.W., Starner S.H., "On Reduced Mechanisms for Methane - Air Combustion in Nonpremixed Flames," *Combustion and Flame*, Vol.80, 1990, Pp.135–149.
22. Billig, F.S., "Research on Supersonic Combustion," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 9, No. 4, 1993, Pp. 499–514.
23. Brindle, A., Boyce, R. R., and Neely, A. J., "CFD Analysis of an Ethylene-Fueled Intake-Injection Shock-Induced-Combustion Scramjet Configuration," *AIAA/CIRA 13th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies*, *AIAA Paper 2005-3239*, 2005.
24. Coffee T.P., "Kinetic Mechanisms for Premixed, Laminar, Steady State Methane/Air Flames," *Combustion and Flame*, Vol.55, 1984, Pp.161–170.
25. Coffee T.P., Kotlar A.J., Miller M.S., "The Overall Reaction Concept in Premixed, Laminar, Steady-State Flames. I. Stoichiometries," *Combustion and Flame*. Vol.54, 1983, Pp.155–169.
26. Coffee T.P., Kotlar A.J., Miller M.S., "The Overall Reaction Concept in Premixed, Laminar, Steady-State Flames. II. Initial Temperatures and Pressures," *Combustion and Flame*, Vol.58, 1984, Pp.59–67.
27. Curran, E. T., Heiser, W. H., and Pratt, D. T., "Fluid Phenomena in Scramjet Combustion Systems," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 28, Jan. 1996, Pp. 323–360.
28. Dagaout P., Bakali A.E., Ristori A., "The combustion of kerosene: Experimental results and kinetic modelling using 1- to 3-component surrogate model fuels," *Fuel*, Vol. 85, 2006, Pp. 944–956.
29. Dagaout P., Cathonnet M., "The ignition, oxidation, and combustion of kerosene: A review of experimental and kinetic modeling," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 32, 2006, Pp. 48–92.
30. Dryer F.L., Glassman I., "High-Temperature Oxidation of CO and CH₄," *14th Symp. on Comb*, 1972, pp.987-1003.
31. Evans, J. S.; Schexnayder, C. J., Jr., "Influence of chemical kinetics and Unmixedness on burning in supersonic hydrogen flames," *AIAA J.*, Vol. 18, No 2, Pp. 188–193.
32. Gardner, A. D., Paull, A., and McIntyre, T. J., "Upstream Porthole Injection in a 2D Scramjet Model," *Shock Waves*, Vol. 11, No. 5, 2002, Pp. 369–375.
33. Gerlinger, P., Nold, K. and Aigner, M., "Influence of reaction mechanisms, grid spacing, and inflow conditions on the numerical simulation of lifted supersonic flames," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.62, No.12, 2010, Pp. 1357–1380.
34. Jachimowski C. J., "Chemical Kinetic Reaction Mechanism for the Combustion of Propane," *Combustion and Flame*, Vol.55, 1984, Pp.213–224.
35. Jachimowski, C. J., "An Analytical Study of the Hydrogen-Air Reaction Mechanism With Application to Scramjet Combustion," *NASA Technical Paper 2791*, 1988.
36. Maniscalco F., D'Anna A., Di Martino P., Cinque G., Colantuoni S., "Validation of Soot Formation and Oxidation models for a Kerosene Flame," *31st Meeting on Combustion*. Italian Section of the Combustion Institute.
37. Marinov, N. M., Westbrook, C. K. and Pitz, W. J., "Detailed and global chemical kinetics model for hydrogen", *Proceedings of the Eighth International Symposium on Transport Phenomena in Combustion*, edited by S. H. Chan, Taylor & Francis: London, 1995, Pp. 118–129.

38. O’Conaire, M., Curran, H. J., Simmie, J. M., Pitz, R. W. and Westbrook, C. G., “A comprehensive modeling study of hydrogen oxidation”, *International Journal of Chemical Kinetics*, Vol. 11, 2004, Pp. 602–622.
39. Odam, J. and Paull, A., “Radical Farming in Scramjets,” *New Res. in Num. and Exp. Fluid Mech.*, VI, NNFM 96, 2007, Pp.276–283.
40. Singh, D. J. and Jachimowski, C. J., “Quasi-global Reaction Model for Ethylene Combustion,” *AIAA Journal*, Vol. 32, No.1, 1994, Pp. 213-216.
41. Tsatsaronis G., “Prediction of Propagating Laminar Flames in Methane, Oxygen, Nitrogen Mixtures,” *Combustion and Flame*, Vol.33, 1978, Pp. 217–239.
42. Varatharajan B., Petrova M., Williams F.A., Tangirala V., “Two-step chemical-kinetic descriptions for hydrocarbon–oxygen-diluent ignition and detonation applications,” *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 30, 2005, pp. 1869-1877.
43. Won, S.-H., Jeung, I.-S., Parent, B. and Choi, J.-Y., “Numerical Investigation of Transverse Hydrogen Jet into Supersonic Crossflow Using Detached-Eddy Simulation”, *AIAA Journal*, Vol. 48, No. 6, 2010, pp. 1047-1058.
44. Baurle R.A., Eklund, D.R., “Analysis of Dual-Mode Hydrocarbon Scramjet Operation at Mach 4-6.5,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol.18, No.5, 2002, Pp. 990–1002.
45. Liu, J., and Tiwari, S. N., “Radiative Interactions in Chemically Reacting Compressible Nozzle Flows Using Monte Carlo Simulations,” *AIAA Paper 94-2092*, June 1994, 13 p.
46. Surzhikov S.T., Shang J.S., “Numerical Prediction of Convective and Radiative Heating of Scramjet Combustion Chamber with Hydrocarbon Fuels, I,” *AIAA-2013-1056*, 51st *Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 07-10 January 2013, Grapevine (Dallas/ Ft. Worth Region), Texas, USA. 16 p. DOI: 10.2514/6.2013-1076.
47. Surzhikov S.T., “Radiative Gasdynamic Model of a Martian Descent Space Vehicle,” *AIAA 04-1355*, 2004, 10 p.
48. Gurvich, L.V., Veitc, I.V., Medvedev, V.A. et al. “Thermodynamic Properties of Individual Substances,” *HandBook*. Moscow: «Nauka», 1978.
49. Bird, R.B., Stewart, W.E., and Lightfoot, E.N., “*Transport phenomenon*,” 2nd edition, John Wiley & Sons, New York, 2002, pp. 25, 274, 526.
50. Surzhikov S.T., “Computing System for Mathematical Simulation of Selective Radiation Transfer,” *AIAA Paper 2000-2369*, 2000, 15 p.
51. Ludwig, C. B., Malkmus, W., Walker, J., Slack, M., and Reed, R., “The Standard Infrared Radiation Model,” *AIAA Paper 81-1051*, Jun. 1981.
52. Edwards J.R., Liou M.-S., “Low-Diffusion Flux-Splitting Methods for Flow at all Speeds,” *AIAA Journal*, Vol.36, No.9, 1998, Pp.1610–1617.
53. Котов Д.В., Суржиков С.Т. Расчет гиперзвукового течения и излучения вязкого химически реагирующего газа в канале, моделирующем участок ГПВРД// *Теплофизика высоких температур*. 2012. Т.50. Т1. С.126–136.
54. Svehla, R.A., “Estimated Viscosities and Thermal Conductivities of Gases at High Temperatures,” *NASA TR-R-132*. 1962. 26 p.
55. Суржиков С.Т. Оптические свойства газов и плазмы. Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана. 2004. 576 с.
56. Суржиков С.Т. Спектральная излучательная способность равновесного высокотемпературного воздуха в спектральном диапазоне 2000–8000 Å// *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2013. Т.14. Вып.3. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2014-03-20-018.pdf>
57. Суржиков С.Т. Расчет обтекания модели космического аппарата MSRO с использованием кодов NERAT-2D и NERAT-3D// *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2010. Т.9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-003.pdf>