

УДК 536.46

Воспламенение холодной водородной струи в спутной коаксиальной струе горячего влажного воздуха при истечении в затопленное пространство*

О.С. Ванькова, Н.Н. Федорова

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: nfed@itam.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования воспламенения холодной сверхзвуковой водородной струи ($M_{\text{jet}} = 1,46$), окруженной кольцевой сверхзвуковой ($M_{\text{air}} = 1,86$) струей горячего влажного воздуха, в условиях истечения в затопленное пространство. Моделирование выполнено в условиях эксперимента Коэна и Гиля, проведенного в 1969 году, на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, дополненных $k-\omega$ SST-моделью турбулентности, детальным кинетическим механизмом горения водорода в воздухе и различными моделями учета взаимодействия турбулентности и химических реакций. Расчеты выполнены в программном комплексе ANSYS Fluent 2020 R1 в нестационарной двумерной осесимметричной постановке с использованием решателя, основанного на давлении. Получены мгновенные, средние и пульсационные компоненты основных аэродинамических параметров и концентраций реагирующей смеси. Проведено детальное сравнение расчетных профилей числа Маха, полной температуры и концентраций компонентов смеси на оси струи и в нескольких поперечных сечениях струи для нереагирующего/реагирующего потока с экспериментальными данными, которое показало удовлетворительное совпадение по всем параметрам. Показано, что использование нестационарного подхода в сочетании с детальной кинетической схемой позволяет воспроизвести в расчете вихревые структуры, которые развиваются на границе слоя горения, вносят существенный вклад в смешение водородной и воздушной струй и, таким образом, оказывают влияние на процесс горения водорода.

Ключевые слова: горение водорода, моделирование, внутренние течения, стабилизация пламени.

Введение

Горение неподготовленных водородо-воздушных смесей реализуется во многих технологических процессах, включая газовые турбины и прямоточные воздушные двигатели, а также в аварийных сценариях, например, после аварийного сброса водорода в хранилищах. Во всех этих конфигурациях реагенты изначально разделены. Поскольку они должны смешаться на молекулярном уровне, прежде чем может произойти химическая реакция, скорость горения будет определяться конвективным и диффузионным переносом, которые существенно зависят от входных условий [1–3].

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 19-38-90125 и № 20-08-00959).

Конфигурация струи, инжектируемой в затопленное пространство, с практической точки зрения имеет существенное значение для многих приложений. В последние годы активно исследуется горение микроструй, которое происходит при умеренно низких числах Рейнольдса [4–6]. Однако в большинстве практически важных приложений, связанных с диффузионным горением, числа Рейнольдса являются очень высокими, и турбулентные эффекты вносят существенный вклад в развитие течений. При высоких числах Рейнольдса смешение водорода с кислородом воздуха происходит в тонких слоях смешения, искаженных и деформированных потоком [3]. В слоях смешения имеют место химические реакции, приводящие к образованию диффузионного пламени, которое в первом приближении проявляется как поверхность, отделяющая внутреннюю область без кислорода от внешней области без водорода. Из-за низкой массовой доли водорода в стехиометрической смеси с воздухом (1:34) пламя, как правило, наблюдается на «воздушной» стороне слоя смешения.

В зависимости от условий инжекции диффузионное пламя может начинаться на инжекторе или на некотором расстоянии от него. Для больших чисел Рейнольдса струя закрепление водородного диффузионного пламени зависит от масштаба вязкой области в окрестности инжектора. Диффузионное пламя прикреплено к инжектору, если этот масштаб меньше некоторого критического значения [7]. Прикрепленное к инжектору пламя наблюдается при больших значениях скорости струи водорода, что можно объяснить высокой диффузионностью последнего [8]. Когда условия для прикрепления пламени не выполняются, пламя формируется на некотором расстоянии от инжектора, которое называется положением отрыва пламени (flame lift-off). Перед поднятым пламенем поток химически заморожен. Водород и воздух диффундируют в тонких слоях смешения, которые образуются ниже по потоку от края инжектора, создавая условия для протекания химической реакции. Химический состав и связанное с ним самовоспламенение водородно-воздушной смеси для различных начальных параметров смеси сильно различаются. При сверхзвуковом горении температура смеси, как правило, выше зависящей от давления температуры перехода (cross-over temperature), соответствующей второму пределу воспламенения водорода, и стабилизация пламени происходит на некотором расстоянии вниз по потоку [9–11]. Когда температура смеси ниже температуры перехода, воспламенение происходит по схеме теплового взрыва [12].

Наличие локального гашения приводит к образованию «дырок» пламени (химически замороженных областей с низкой температурой), которые отделены от области равновесного течения тонкими предварительно подготовленными пламенами, соответствующими богатой и бедной ветвям. Деформация потока влияет на результирующую скорость горения и может вызвать гашение пламени в сильно напряженных местах [13], ограниченных краевым пламенем [14], которые действуют как фронты гашения или повторного воспламенения [15].

Волновая и вихревая структуры течения, а также турбулентность существенно влияют на процессы смешения и протекания химических реакций. Для учета взаимодействия турбулентности и химических реакций используются различные модели [16]. В настоящей работе проведена валидация модели диссипации вихря (EDM), простейшей модели взаимодействия турбулентности и химических реакций на экспериментальных данных [17]. В этом эксперименте холодная сверхзвуковая ($M_{jet} = 1,46$) водородная струя, окруженная кольцевой сверхзвуковой ($M_{air} = 1,86$) струей горячего влажного воздуха, истекает в затопленное пространство при нормальных атмосферных условиях. Эксперимент [17] использовался для тестирования численной методики в работе [18], однако в ней представлено сравнение по весьма ограниченному набору данных. Кроме этого, расчеты [18] проводились более тридцати лет назад в стационарном приближении

на недостаточно подробной расчетной сетке без учета взаимодействия турбулентности и химических реакций, что не позволило авторам воспроизвести нестационарные вихревые структуры в слоях смешения.

Использованная в настоящей работе модель EDM [19] основана на предположении, что химическая реакция протекает быстро относительно процессов переноса в потоке. Также предполагается, что топливо и окислитель, переносимые отдельными турбулентными вихрями в диффузионном пламени, реагируют, как только смешиваются на молекулярном масштабе. Время смешения оценивается с использованием параметров модели турбулентности по интегральным масштабам, которые описывают каскадный процесс энергии в турбулентных потоках. Следовательно, перемешивание на молекулярном уровне зависит от скорости диссипации вихрей. Модель является хорошим компромиссом между точностью и вычислительной эффективностью для решения проблемы взаимодействия химических реакций и турбулентности при моделировании камер сгорания гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателей. Подробное описание модели EDM можно найти в исследованиях [20, 21]. Её использование при моделировании струйных двигателей с водородом с применением коммерческих программных продуктов описывалось в работах [22–24]. В работе [25] EDM использовалась для моделирования процесса сгорания в двигателях, предназначенных для полетов при высоких числах Маха. Также здесь численно исследовались две экспериментальные конфигурации двигателя на водороде с различными способами подачи топлива. Было показано, что EDM представляется хорошим инструментом для моделирования реагирующих течений в каналах сверхзвуковой камеры сгорания при параллельной и трансверсальной инъекциях водорода.

В работе [26] авторами на модельной задаче о смешении и воспламенении плоской звуковой струи холодного водорода, подаваемого тангенциально в сверхзвуковой поток горячего влажного воздуха, была выполнена валидация детальных кинетических схем различной степени сложности на экспериментальных данных [27]. В результате детального анализа была выбрана кинетическая схема, предложенная в работе [28], показавшая лучшее совпадение расчётных и экспериментальных данных. В исследовании [29] для условий эксперимента [27] были проанализированы результаты расчетов по нескольким кинетическим схемам без учета /с учетом взаимодействия химических реакций и турбулентности.

В настоящей работе проводится тестирование математических моделей на экспериментальных данных для осесимметричного сверхзвукового течения с тангенциальной инъекцией водорода. Для учета взаимодействия турбулентности и химических реакций используются три подхода. В первом подходе данное взаимодействие не учитывается, а используется детальная кинетическая схема с конечными скоростями реакций (FR) и транспортные коэффициенты, описывающие многокомпонентную диффузию веществ и тепла [28]. Второй подход основан на модели диссипации вихря в комбинации с одностадийной кинетикой. Третий подход представляет собой комбинацию FR- и EDM-подходов. Также авторами приводится детальное сравнение расчетных профилей числа Маха, полной температуры и концентраций компонентов смеси на оси струи и в нескольких поперечных её сечениях для нереагирующего/реагирующего потока с экспериментальными данными, которое продемонстрировало удовлетворительное совпадение по всем параметрам. Показано, что использование нестационарного подхода в сочетании с детальной кинетической схемой позволяет воспроизвести в расчете вихревые структуры, которые развиваются на границе слоя горения, вносят существенный вклад в смешение водородной и воздушной струй и, таким образом, оказывают влияние на процесс горения водорода.

1. Постановка задачи

Расчеты проведены для условий эксперимента [17], в котором круглая сверхзвуковая струя водорода ($P_{H_2} = 90$ кПа, $T_{H_2} = 276$ К, $M_{H_2} = 1,46$) в спутной коаксиальной струе горячего влажного воздуха ($P_{air} = 90$ кПа, $T_{air} = 1140$ К, $M_{air} = 1,86$) инжектируются в затопленное пространство. Здесь P — статическое давление, T — статическая температура, M — число Маха; нижние индексы обозначают параметры водородной (H_2) и воздушной (air) струй. Экспериментальная база содержит данные для двух серий экспериментов, различающихся концентрацией химических компонентов во внешней (кольцевой) струе (табл. 1). В первой серии внешняя струя имеет низкую концентрацию кислорода, поэтому воспламенение происходит в конце измерительной секции. Во второй серии во внешнюю струю добавлен кислород, и тем самым обеспечены условия для самовоспламенения водородной струи. Этот эксперимент использовался для тестирования моделей горения.

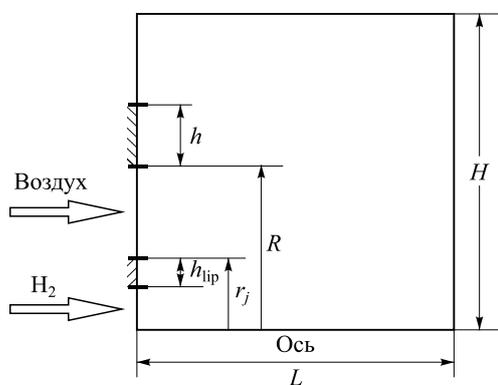
Расчет проводился в двумерной осесимметричной постановке. Схема расчетной области представлена на рис. 1. Входные сечения струй водорода и воздуха показаны стрелками, срезы стенок сопла заштрихованы. Нижняя граница является осью. Все остальные границы являются выходными и выбраны достаточно далеко от интересующей нас области, чтобы исключить их влияние на картину течения. Внутренний радиус кольцевой струи $r_j = 1$ см, внешний $R = 5$ см, толщина внутренней трубки $h_{tip} = 0,054$ см, размер вертикального среза сопла $h = 5$ см. Длина расчетной области $L = 70$ см, высота $H = 50$ см. По аналогии с исследованием [27] в данной работе использовано обезразмеривание на внутренний диаметр воздушной струи $d_j = 2 r_j = 2$ см.

На входных границах задавались соответствующие экспериментальным профили статического давления, числа Маха, статической температуры и турбулентных параметров

Таблица 1

Массовые концентрации компонентов

Струя	Компоненты смеси			
	O ₂	H ₂ O	N ₂	H ₂
Внешняя, серия 1	0,06	0,12	0,82	0
Внешняя, серия 2	0,26	0,15	0,59	0
Внутренняя	0	0	0	1



с учетом пограничных слоев, сформировавшихся на внутренних стенках сопла и трубки для подачи водорода. На выходных границах задавались условия покоящейся воздушной среды: $P_\infty = 50$ кПа, $T_\infty = 300$ К. Стенки предполагались адиабатическими.

В расчетной области была построена структурированная расчетная сетка, которая сгущалась к оси и стенкам сопла (сетка 1).

Рис. 1. Схема расчетной области.

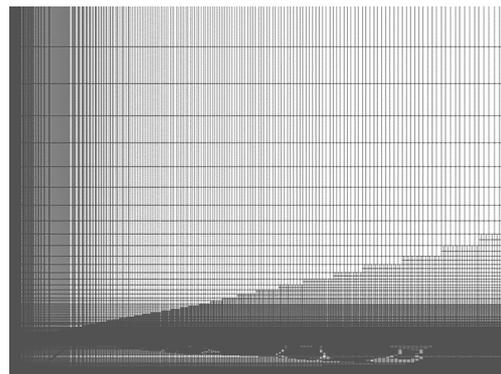
Таблица 2

Параметры расчетных сеток

Сетка	Число ячеек	Максимальный объем ячейки, м ³	Минимальный объем ячейки, м ³
Сетка 1	57050	$1,174 \cdot 10^{-3}$	$1,972 \cdot 10^{-10}$
Сетка 2	124508	$1,174 \cdot 10^{-3}$	$3,675 \cdot 10^{-11}$
Сетка 3	358631	$1,174 \cdot 10^{-3}$	$5,856 \cdot 10^{-13}$

Рис. 2. Фрагмент расчетной сетки 3.

В процессе решения задачи о смешении струй без учета химических реакций сетка была адаптирована средствами Fluent по градиентам плотности (сетка 2) и температуры (сетка 3). В результате получена последовательность трех сеток различной плотности (см. табл. 2). Адаптированная расчетная сетка показана на рис. 2. Дополнительные ячейки сосредоточены в слое смешения струй воздуха и водорода, а также в области внешней границы воздушной струи с затопленным пространством.



2. Математическая модель и метод расчета

Численное моделирование проводилось с помощью пакета ANSYS CFD Fluent 2020 R1 [30] на основе решения нестационарных осредненных по Фавру уравнений Навье–Стокса [31], дополненных $k-\omega$ SST-моделью турбулентности [32], законами сохранения химических компонентов, уравнениями химической кинетики и различными моделями взаимодействия химических реакций и турбулентности.

В случае многокомпонентной смеси массовая доля i -го компонента Y_i вычисляется путем решения уравнения типа конвекция–диффузия

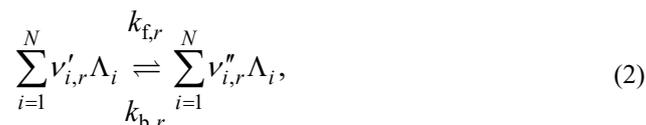
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_i) = -\nabla \cdot \vec{J}_i + R_i, \quad (1)$$

здесь ρ — плотность смеси, \vec{v} — скорость смеси, R_i — суммарная скорость производства i -го компонента, \vec{J}_i — диффузионный поток, возникающий из-за градиента концентраций, который для турбулентных течений вычисляется как

$$\vec{J}_i = -\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \nabla Y_i,$$

где $D_{i,m}$ — коэффициент диффузии i -го компонента смеси, Sc_t и μ_t — турбулентное число Шмидта и коэффициент турбулентной вязкости.

Рассмотрим обобщенное уравнение r -ой химической реакции:



где N — количество химических компонентов в смеси, Λ_i — i -ая компонента смеси, $v'_{i,r}$ и $v''_{i,r}$ — стехиометрические коэффициенты реагентов и продуктов реакции, $k_{f,r}$ и $k_{b,r}$ — скорости прямой и обратной реакций. Молярные доли образования/вырождения i -ой компоненты смеси вычисляются как

$$R_i = W_i \sum_{r=1}^M \hat{R}_{i,r} = W_i \sum_{r=1}^M (v''_{i,r} - v'_{i,r}) \left(k_{f,r} \prod_{j=1}^{N_r} [C_{j,r}]^{\eta'_{j,r}} - k_{b,r} \prod_{j=1}^{N_r} [C_{j,r}]^{\eta''_{j,r}} \right), \quad (3)$$

где W_i — молекулярный вес компоненты i , M — число реакций, N_r — число химических компонентов в r -ой реакции, $C_{j,r}$ — молярные концентрации j -го компонента в r -ой реакции, $\eta'_{j,r}$ и $\eta''_{j,r}$ — показатели экспоненты прямых и обратных реакций компонента j в реакции r .

Массовые скорости образования компонентов R_i , входящие в (1) как источниковый член, вычисляются на основе одного из трех методов. Первый метод ламинарных пламен с конечными скоростями реакций (FR) основан на вычислении скорости реакций на основе закона Аррениуса:

$$k_r = A_r T^{\beta_r} \exp\left(-\frac{E_r}{RT}\right),$$

здесь A_r — предэкспоненциальный множитель, β_r — показатель степени температуры, E_r — энергия активации. Константы, входящие в закон Аррениуса, определяются выбранной кинетической схемой. Влияние турбулентных пульсаций на скорости кинетических реакций, т.е. взаимодействие турбулентности и химических реакций, учитывается неявно. Вследствие турбулентного смешения свежей смеси и продуктов сгорания в зоне реакции наблюдаются пульсации температуры. Если время температурной релаксации мало, скорости реакций «отслеживают» изменения температуры [33].

В представленной работе использовалась кинетическая схема [28], включающая 37 прямых и обратных реакций для восьми химических компонентов: H_2 , O_2 , H_2O , H , O , OH , HO_2 , H_2O_2 . Входящий в состав смеси азот предполагался инертным. Термодинамические и транспортные свойства компонентов были получены в программе Chemkin с помощью кинетической теории. При использовании метода FR в систему уравнений движения добавляются уравнения (1) для всех компонент смеси и кинетические уравнения для каждой реакции, которые представляют собой обыкновенные дифференциальные уравнения. Как правило, эти уравнения являются очень жесткими, что накладывает ограничения на шаг интегрирования по времени, поэтому использование этого метода требует значительных компьютерных ресурсов даже в случае простой двумерной постановки.

Вторая используемая в работе модель диссипации вихрей (EDM) [19] основана на предположении бесконечно быстрых химических реакций. Скорости реакций определяются турбулентным смешением, поэтому затратная кинетика аррениусовского типа не используется. Предполагается, что топливо и окислитель реагируют после того, как смешиваются на молекулярном уровне, что справедливо, если временной масштаб химических реакций существенно меньше временных масштабов основного течения. Скорость смешения определяется скоростью диссипации вихрей, которая вычисляется из уравнений модели турбулентности. Модель дополнена кинетическим механизмом:



где ν — стехиометрические коэффициенты топлива (F), окислителя (O) и продукта реакции (P). Такая одностадийная кинетика хорошо описывает быстропотекающие реакции. Скорость образования компонент топлива определяется как

$$R_F = -A_{\text{edm}} \rho \beta^* \omega \min \left[Y_F, \frac{Y_O}{s}, B_{\text{edm}} \frac{Y_P}{s+1} \right], \quad (4)$$

где $A_{\text{edm}} = 4$ и $B_{\text{edm}} = 0,5$ — эмпирические константы, $s = (\nu_O W_O) / (\nu_F W_F) = 8$ для горения водорода в воздухе, $\beta^* = 0,09$ — константа модели турбулентности, $\omega = k/\varepsilon$ [1/с] — удельная скорость диссипации кинетической энергии турбулентности. Согласно (4), реакции происходят везде, где присутствуют топливо, окислитель и турбулентность ($\omega > 0$). Скорости образования окислителя и продукта реакции вычисляются по формулам

$$R_O = sR_F, \quad R_P = -(s+1)R_F.$$

Модель EDM является менее затратной по сравнению с предыдущей моделью с вычислительной точки зрения и обычно используется для расчета горения неподготовленных смесей, в которых масштабы химических времен гораздо меньше турбулентных временных масштабов. Вычислительные работы, выполненные для условий полетов при числах Маха $M > 8$, показали, что в большей части расчетной области таких течений «химические» времена гораздо меньше временных масштабов турбулентности [34]. Однако в некоторых областях, например, вблизи инжектора, временные масштабы, связанные с химическими реакциями и турбулентностью, могут быть одного порядка [35]. В зависимости от конфигурации инжектора и параметров потока протяженность «кинетической» зоны изменяется. Для того, чтобы учесть изменение масштабов в течении, используется комбинированная модель EDM-FR, в которой скорость образования компонент вычисляется как минимальная из уравнений (3), (4). В этом случае применение аррениусовской скорости (3) препятствует раннему началу реакций. После того, как произошло воспламенение, скорость реакций определяется формулой (4).

Расчеты для случая со смешением были проведены в стационарной осесимметричной постановке с помощью решателя, основанного на давлении, с использованием сопряженной (coupled) схемы связывания давления и скорости. Для пространственной аппроксимации применялась противопотоковая схема второго порядка. Расчеты для случая с горением были проведены в нестационарной осесимметричной постановке с использованием безытерационного варианта схемы PISO. В ходе нестационарного расчета отслеживались мониторы (средняя по объему температура и масса водяных паров) и проводилось накопление статических данных для давления, скорости, числа Маха, температуры и химических компонент, на основе которой получены мгновенные, средние по времени и среднеквадратичные отклонения от средних этих параметров.

3. Результаты и обсуждения

3.1. Моделирование смешения

На первом этапе выполнено моделирование течения без учета химических реакций, в результате которого получена картина течения, характерная для сверхзвуковой недорасширенной струи. Структура и параметры таких течений для различных параметров нерасчетности исследовались в работах [36–38]. В верхней части рис. 3 представлено расчетное поле температур, на которое нанесены изолинии градиентов плотности (численный шлирен), а в нижней части показано поле массовой доли водорода. Рисунок позволяет проанализировать волновую структуру нереагирующего течения и определить зоны, благоприятные для воспламенения.

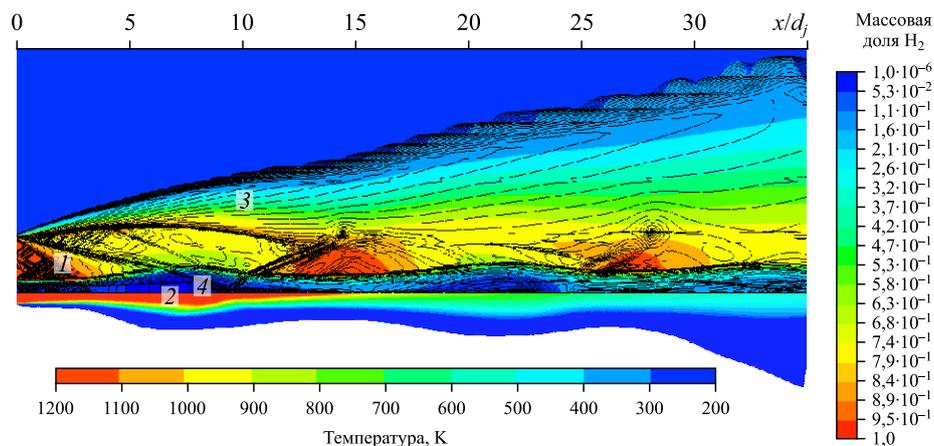


Рис. 3. Расчетное поле температуры, изолинии градиента плотности (вверху) и поле массовой концентрации водорода (внизу).

Видно, что на срезе сопла формируется направленная к оси струи волна разрежения (1), в которой температура воздушного потока снижается до 900 К. Вблизи оси располагается низкоплотное холодное ядро струи с высокой концентрацией водорода (2), с ростом расстояния от инжектора оно размывается. На внешней границе горячей воздушной струи развивается слой смешения (3), нижняя граница которого имеет характерную «бочкообразную» форму. Под слоем смешения формируется скачок уплотнения (4), который после прохождения через низкоплотную струю водорода отражается от оси струи и в конце первой «бочки» выходит на границу слоя смешения. В результате взаимодействия скачок уплотнения частично отражается от слоя смешения и выходит в затопленное пространство. Ниже по течению фронт скачка размывается, однако до конца расчетной области наблюдается последовательность волн сжатия и разрежения, отражающихся от оси струи и слоя смешения. Под действием этих волн водородная струя попеременно сужается и расширяется, что способствует ее смешению с коаксиальной струей горячего влажного воздуха. Совместный анализ полей статической температуры и массовой концентрации водорода позволяет предположить, что воспламенение наиболее вероятно в сечении $x \approx 5$ см в слое смешения внутренней и внешней струй, где температура достаточно высока и струя водорода уже смешалась с окислителем.

Количественные характеристики струи можно оценить с помощью рис. 4, на котором представлены распределения статического давления (рис. 4a), статической температуры (рис. 4b), числа Маха (рис. 4c) и плотности (рис. 4d) на оси струи, полученные в расчетах не реагирующего течения на сетках 1–3 (кривые 1–3 соответственно), а также аналогичные данные, полученные в расчетах реагирующего течения на сетке 2 с помощью метода FR (кривая 4). Незначительные различия в величинах параметров «холодного» течения, полученные на сетках 2 и 3 доказывают, что в этом случае достигнуто точно-независимое решение.

На срезе сопла давление внутренней струи сначала падает (рис. 4a), а затем повышается примерно в четыре раза в волне сжатия. В сечении $x/d_j \approx 10$ на ось струи приходит скачок, обозначенный цифрой 4 на рис. 3, и давление существенно возрастает. Немонотонность поведения давления на оси обусловлена взаимодействиями волны разрежения со слоем смешения, развивающимся на границе между внутренней и внешней струями. Волновая структура в виде отражающихся от слоя смешения и оси струи волн

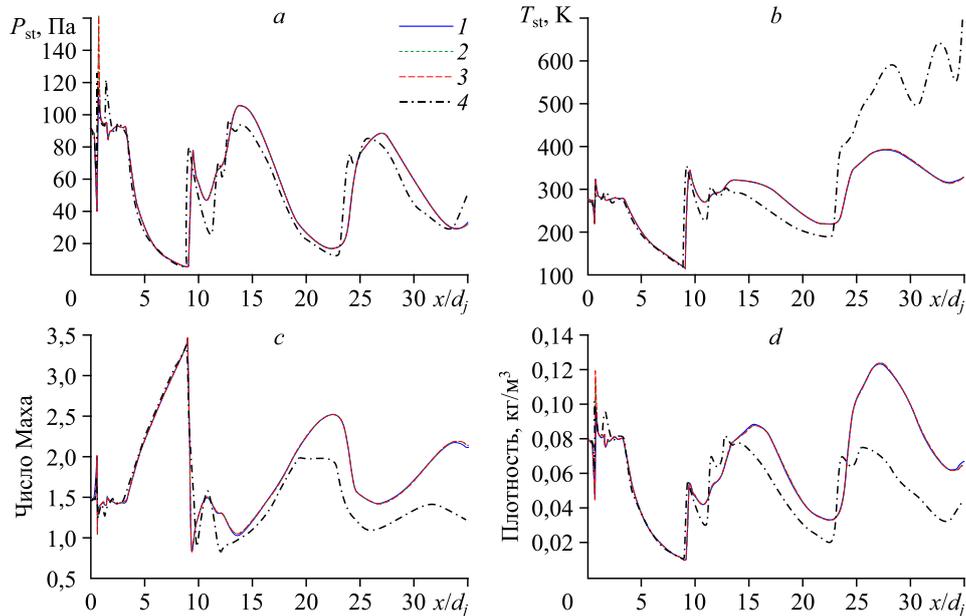


Рис. 4. Распределения статического давления (а), статической температуры (b), числа Маха (c) и плотности (d) на оси струи, полученные в расчетах не реагирующего (кривые 1–3) и реагирующего (4) течений.

сжатия/разрежения сохраняется до конца расчетной области, и амплитуда волн постепенно убывает. Вблизи сопла струя имеет низкую плотность и температуру, которые ведут себя немонотонно под действием волн разрежения и сжатия, при этом их средний уровень повышается по мере смешения внутренней и внешней струй (рис. 4b, 4d). Ядро потока остается сверхзвуковым, за исключением узкой зоны за ударной волной ($x/d_j \approx 10$), которую можно видеть на графике числа Маха (рис. 4c).

3.2. Моделирование течения с химическими реакциями

Проанализируем расчеты, выполненные с учетом химических реакций с использованием указанных выше подходов для описания взаимодействия турбулентности и химических реакций. Расчет проводился в нестационарном режиме с шагом по времени $10^{-8} \div 10^{-7}$ с и заканчивался, когда средние параметры течения переставали изменяться. В большинстве расчетов это соответствовало периоду времени $t = 2 \div 3$ мс. Во всех трех расчетах смесь воспламеняется, затем пламя стабилизируется на некотором расстоянии от сопла, которое зависит от модели взаимодействия турбулентности и химических реакций.

Сравнение распределений основных газодинамических параметров не реагирующего и реагирующего течений на оси струи (рис. 4) позволяет заключить, что воспламенение происходит в сечении $x/d_j \approx 2,5$, в окрестности которого кривые, соответствующие реагирующему и не реагирующему течениям, различаются. Как показывают рис. 5, 6, где представлены расчетные поля мгновенной (снизу) и средней (сверху) статических температур и массовых концентраций H_2O , воспламенение происходит на границе водородной струи. При $x/d_j \approx 11$ давление на оси реагирующего течения ниже того, что наблюдается в не реагирующем случае. Это связано, прежде всего, с низкой плотностью водородной струи, окруженной горящим кольцом.

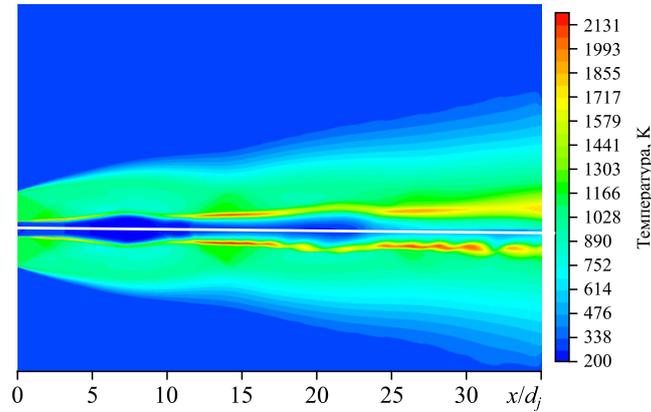


Рис. 5. Поля средней (вверху) и мгновенной (внизу) статических температур, полученные в расчетах по модели FR.

В наиболее широкой части первой «бочки» под воздействием волны разрежения наблюдается локальное гашение диффузионного пламени, о чем свидетельствуют рис. 5, 6. Затем под действием волны сжатия (4 на рис. 3) на внешней границе водородной струи снова возникает узкая зона горения, которая далее уже не прерывается. Мгновенная картина течения свидетельствует о наличии крупных вихревых структур, которые развиваются в горящем слое и способствуют перемешиванию холодного топлива с горячими продуктами реакции, вовлекая в процесс горения новые объемы свежей смеси. Тем не менее, холодное ядро струи сохраняется до сечения $x/d_j \approx 25$. В конце расчетной области, длина которой в два раза превышает область измерений [17], слои горения смыкаются, что приводит к росту температуры на оси струи (рис. 4b).

На рис. 7 показаны поля мгновенного (снизу) и среднего (сверху) чисел Маха вблизи оси струи, полученные в расчетах по модели FR. Сравнение мгновенной и средней картин течения свидетельствует о том, что установился квазистационарный режим горения. Струя сохраняет «бочкообразную» структуру до конца расчетной области. Центральная водородная струя легко идентифицируется по более низким числам Маха,

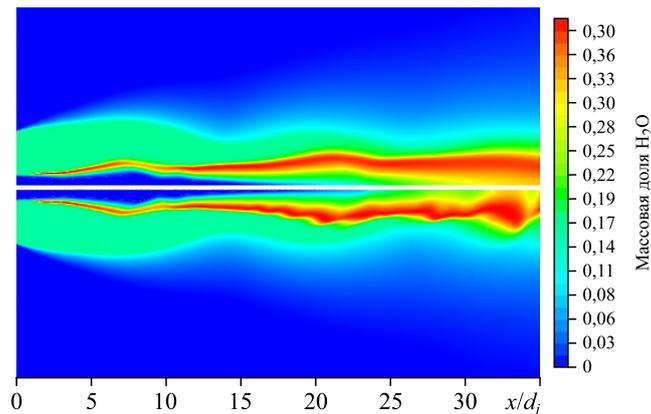


Рис. 6. Поля средней (вверху) и мгновенной (внизу) массовых долей H_2O , полученные в расчетах по модели FR.

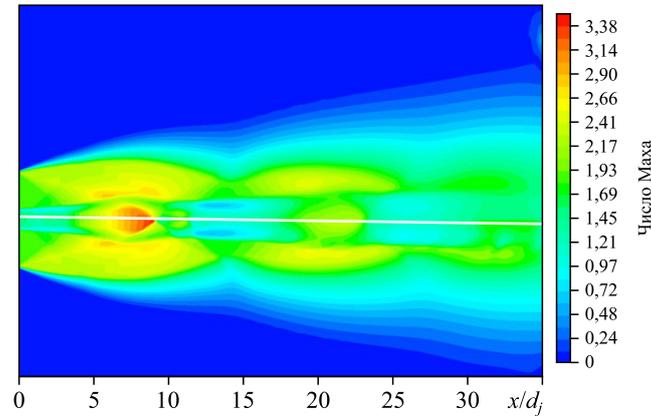


Рис. 7. Поля среднего (вверху) и мгновенного (внизу) чисел Маха, полученные в расчетах по модели FR.

это можно объяснить тем, что скорость звука в водороде существенно превышает скорость звука во влажном воздухе и продуктах реакции. Однако под действием интенсивной волны разрежения, описанной выше, течение ускоряется, и в центре первой «бочки» на оси водородной струи числа Маха достигают значений 3,5 (рис. 4с). На периферии водородной струи при $x/d_j \approx 15$ видны дозвуковые зоны, в которых происходит вторичное воспламенение смеси.

На рис. 8 представлены профили средней полной температуры в нескольких сечениях поперек струи. Результаты расчета (линии) сравниваются с экспериментальными данными (символы). Расчетные кривые качественно описывают экспериментальные данные. Наблюдается расхождение для первых двух сечений в области слоя смешения внешней струи и затопленного пространства, которое можно объяснить неучетом в расчетах пограничного слоя на стенках сопла. Модели EDM и FR, в отличие от модели FR-EDM, предсказывают горение в сечении $x/d_j = 2,55$. В сечениях $x/d_j = 12,7$ и $17,8$ все модели недопредсказывают уровень температуры вблизи оси, что свидетельствует о том, что в расчетах слой горения расположен на периферии водородной струи, а приосевая часть остается холодной.

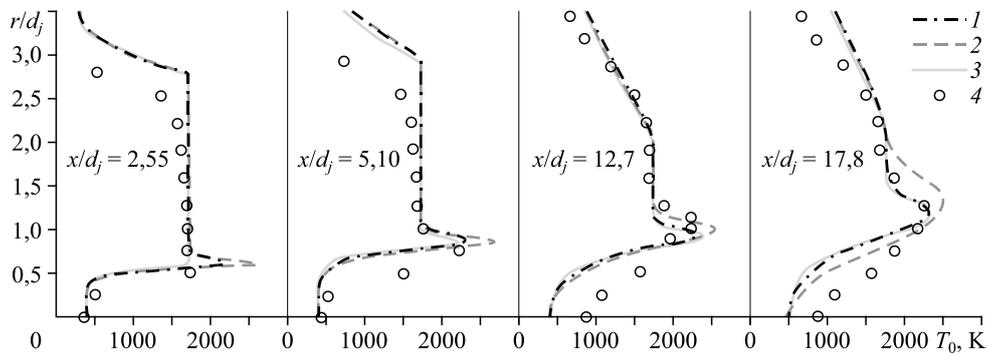


Рис. 8. Экспериментальные и расчетные профили средней полной температуры в различных сечениях поперек струи.

Результаты расчета по моделям FR (1), EDM (2), FR-EDM (3) и экспериментальные данные (4).

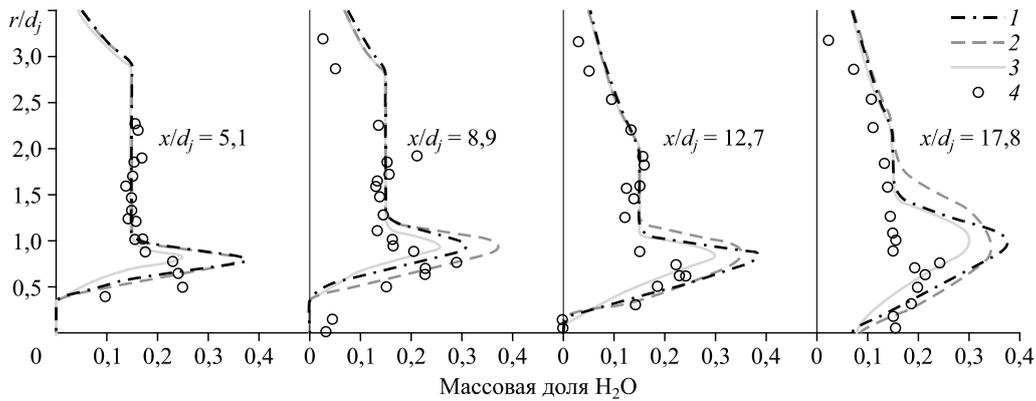


Рис. 9. Экспериментальные и расчетные профили средней массовой концентрации H_2O в различных сечениях поперек струи. Обозначения см. на рис. 8.

На рис. 9–11 представлены профили средней массовой концентрации основных компонентов смеси в нескольких сечениях поперек струи. Рис. 9 показывает, что расчетные концентрации паров воды в слое горения выше, чем в эксперименте, кроме того, слой горения шире и располагается на большем расстоянии от оси. Модель EDM (кривая 2) предсказывает самый широкий слой горения по сравнению с другими моделями. Это можно объяснить тем, что в соответствии с гипотезой этой модели реакции происходят во всех зонах, где есть отличные от нуля концентрации окислителя и топлива.

Модель FR-EDM (кривая 3) предсказывает более узкий слой горения с самой низкой концентрацией H_2O по сравнению с другими моделями. Однако все модели завышают пиковые значения водяных паров в слое горения и недопредсказывают уровень концентрации на оси в сечении $x/d_j = 17,8$, что свидетельствует о том, что рассчитанная скорость смешения водородной струи с внешним горячим потоком ниже экспериментальных данных.

На рис. 10 представлены профили средней массовой концентрации H_2 в тех же сечениях, что и на рис. 9. Видно хорошее качественное и количественное согласование

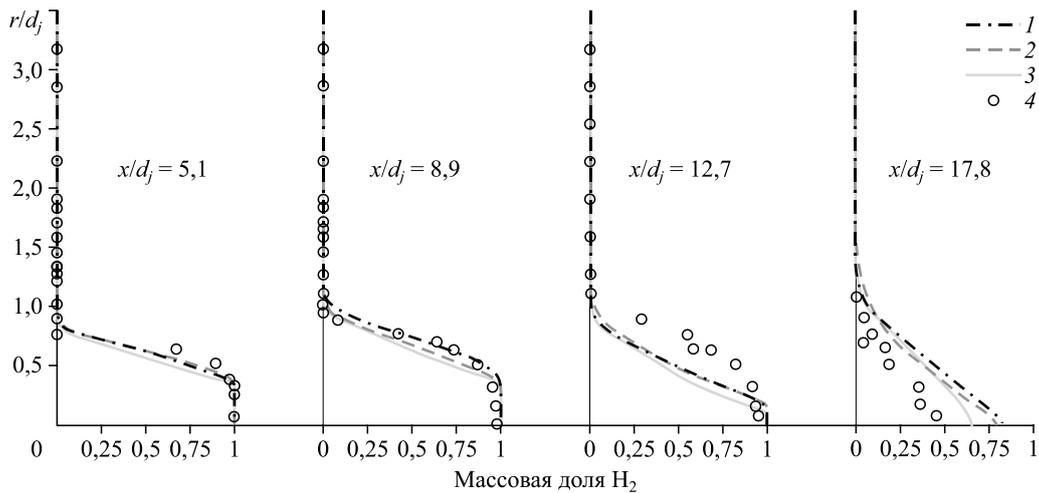


Рис. 10. Экспериментальные и расчетные профили массовой концентрации H_2 . Обозначения см. на рис. 8.

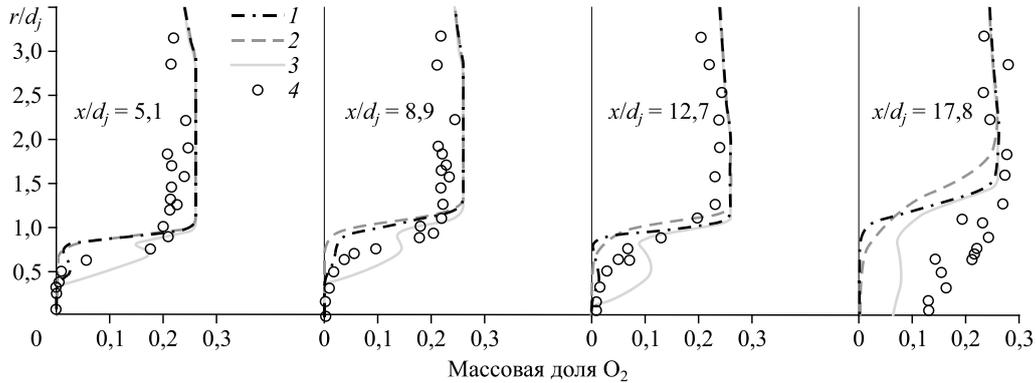


Рис. 11. Экспериментальные и расчетные профили средней массовой концентрации O_2 .
Обозначения см. на рис. 8.

результатов расчетов и экспериментальных данных в первых двух сечениях. В сечении $x/d_j = 12,7$ расчетные кривые проходят ниже, а в сечении $x/d_j = 17,8$ — выше экспериментальных точек, что может быть следствием воздействия ранее описанной волновой структуры струи, под действием которой струя водорода расширяется и сужается.

Графики средней массовой концентрации O_2 (см. рис. 11) в сечениях поперек струи показывают, что модель FR-EDM (кривая 3) предсказывает немонотонное поведение кислорода во всех сечениях. Это связано с тем, что в рамках данной модели начало горения находится ниже по потоку по сравнению с расчетами по двум другим моделям. В области воспламенения водород и воздух уже достаточно хорошо перемешаны. Воспламенение происходит на внешней границе водородной струи, и слой горения разделяет зоны с достаточно высокой концентрацией водорода на две части, одна из которых находится под, а вторая над зоной горения. Немонотонность профиля O_2 на тех же расстояниях от оси, но при низких значениях концентрации кислорода присутствует также на профилях, полученных по моделям FR и EDM, но в дальнейшем она не наблюдается. В последнем сечении экспериментальные данные показывают достаточно высокую концентрацию кислорода на оси. Ближе всего к ним оказываются результаты, полученные по модели FR-EDM, тогда как первые две модели показывают практические нулевые значения концентрации O_2 в центральной части струи.

На основе сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов по различным моделям можно сделать вывод, что в той области, для которой доступны экспериментальные измерения, модели FR и EDM демонстрируют близкие между собой результаты, в то время как результаты расчетов по третьей модели существенно отличаются от них. Самое значительное рассогласование расчетных и экспериментальных данных наблюдается в последних сечениях, наиболее удаленных от среза сопла. В целом все данные, представленные на рис. 8 – 11, показывают, что в расчетах скорость смешения водородной и воздушной струй ниже, чем в эксперименте.

Для сравнения моделей использовались также интегральные показатели [39]: относительный массовый расход воды γ и эффективность горения η_c по длине струи (рис. 12). Здесь

$$\gamma(x) = \frac{\dot{m}_{H_2O}(x)}{\dot{m}_{H_2O}|_{inlet}}, \quad \eta_c(x) = 1 - \frac{\dot{m}_{H_2}(x)}{\dot{m}_{H_2}|_{inlet}},$$

\dot{m}_{H_2O} , \dot{m}_{H_2} — суммарный по поперечному сечению массовый расход водных паров и водорода соответственно.

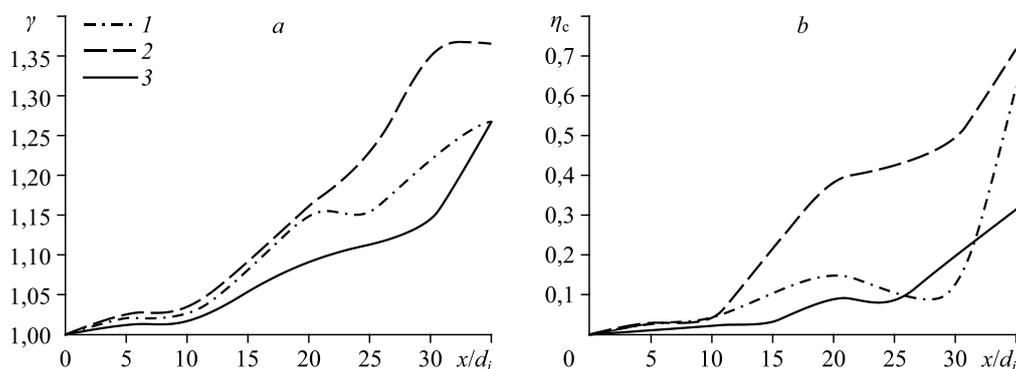


Рис. 12. Относительный массовый расход воды (а) и эффективность горения (б) по длине канала, полученные в расчетах по моделям FR (1), EDM (2), FR-EDM (3).

Рис. 12а показывает, что модели FR и EDM дают близкие результаты для массового расхода H_2O при $x/d_j < 20$, а далее модель EDM предсказывает более быстрый рост массы воды. Модель FR-EDM демонстрирует более низкие значения массового расхода H_2O до сечения $x/d_j \approx 20$, после которого массовый расход начинает быстро расти и догоняет кривую, полученную по модели FR. Как уже отмечалось выше, неравномерный рост интегральной по сечению массовой доли воды по длине струи можно объяснить воздействием волновой структуры течения. Замедление роста массового расхода воды происходит в центрах «бочек», в которых проявляется действие волн разрежения, способствующих локальному гашению пламени, а ускорение производства водяных паров наблюдается там, где присутствуют крупные вихревые структуры, способствующие смешению горючего и окислителя.

На рис. 12б видно, что наибольшая эффективность горения водорода получена в расчетах по модели EDM (кривая 2), а наименьшая — по модели FR-EDM (кривая 3). Модель FR (кривая 1) показывает немонокотное поведение эффективности горения. Это можно объяснить тем, что детальная кинетика очень чутко реагирует на изменение условий потока, связанных с волновой структурой течения. Скорость производства воды замедляется, а эффективность горения снижается в зонах с низким давлением и высокими числами Маха (см. рис. 4, 8).

Заключение

Представлены результаты численного исследования воспламенения холодной сверхзвуковой ($M_{jet} = 1,46$) водородной струи, окруженной кольцевой сверхзвуковой ($M_{air} = 1,86$) струей горячего влажного воздуха, в условиях истечения в затопленное пространство. Моделирование проведено в условиях эксперимента [17] на основе нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, дополненных $k-\omega$ SST-моделью турбулентности, детальным кинетическим механизмом горения водорода в воздухе и различными моделями учета взаимодействия турбулентности и химических реакций. Расчеты выполнены в программном комплексе ANSYS Fluent 2020 R1 в нестационарной двумерной осесимметричной постановке с использованием решателя, основанного на давлении.

Получены мгновенные, средние и пульсационные компоненты основных аэродинамических параметров и концентраций реагирующей смеси. Описана структура не реагирующего/реагирующего течений. Горячая струя сохраняет «бочкообразную» структуру

течения, которая оказывает влияние на средние и пульсационные составляющие основных газодинамических и турбулентных величин, а также химические реакции. Под действием волн разрежения поток ускоряется, и скорости химических реакций, связанные со скоростью смешения, снижаются вплоть до локального гашения. Напротив, в зонах торможения сверхзвукового потока под действием волн сжатия наблюдается рост скоростей химических реакций. Использование нестационарного подхода позволяет воспроизвести в расчете вихревые структуры, развивающиеся на границе слоя горения, которые вносят существенный вклад в смешение водородной и воздушной струй, и таким образом ускоряют химические реакции.

Для реагирующего потока проведено детальное сравнение расчетных профилей полной температуры и концентраций компонентов смеси с экспериментальными данными, которое показало удовлетворительное совпадение по всем параметрам во всех сечениях, кроме последнего. Все использованные расчетные модели занижают скорость смешения водородной и воздушной струй, поэтому ядро струи остается холодным на достаточно большом расстоянии от зоны инжекции.

Сравнение интегральных величин показало, что самое эффективное горение и высокая скорость производства воды получена в расчетах по модели EDM, а самая низкая — по модели FR-EDM.

Дальнейшая работа будет связана с реализацией двухмерных и трехмерных расчетов и использованием вихререзающих подходов для описания турбулентности в сочетании с модифицированной моделью Eddy Dissipation Concept [40] для учета взаимодействия турбулентности и химических реакций, которая, в отличие от исходной модели EDM, позволяет использовать детальную кинетическую схему.

Список литературы

1. Гельфанд Б.Е., Попов О.Е., Чайванов Б.Б. Водород: параметры горения и взрыва М.: Физматлит, 2008. 288 с.
2. Williams F.A. Progress in knowledge of flamelet structure and extinction // Progress in Energy and Combustion Sci. 2000. Vol. 26. P. 657–682.
3. Sánchez A.L., Williams F.A. Recent advances in understanding of flammability characteristics of hydrogen // Progress in Energy and Combustion Sci. 2014. Vol. 41. P. 1–55.
4. Cheng T.S., Chao Y.-C., Wu C.-Y., Li Y.-H., Nakamura Y., Lee K.-Y. et al. Experimental and numerical investigation of microscale hydrogen diffusion flames // Proc. Combust. Inst. 2005. Vol. 30. P. 2489–2497.
5. Литвиненко Ю.А., Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко М.В., Шмаков А.Г. Диффузионное горение круглой струи водорода при до- и сверхзвуковой скорости истечения // Докл. РАН. Физика, техн. науки. 2020. Т. 494, № 1. С. 25–30.
6. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Различные сценарии горения плоской микроструи водорода на до- и сверхзвуковой скорости // Докл. РАН. 2019. Т. 485, № 3. С. 300–305
7. Fernández E., Kurdyumov V., Liñán A. Diffusion flame attachment and lift-off in the near wake of a fuel injector // Proc. Combust. Inst. 2000. Vol. 28. P. 2125–2131.
8. Vanquickenborne L., Tiggelen A. The stabilization mechanism of lifted diffusion flames // Combustion and Flame. 1966. Vol. 10. P. 59–69.
9. Cheng T.S., Wehrmeyer J.A., Pitz R.W., Jarrett Jr. O., Northam G.B. Raman measurement of mixing and finite-rate chemistry in a supersonic hydrogen-air diffusion flame // Combustion and Flame. 1994. Vol. 99, No. 1. P. 157–173.
10. Yoo C.S., Sankaran R., Chen J.H. Three-dimensional direct numerical simulation of a turbulent lifted hydrogen jet flame in heated coflow: flame stabilization and structure // J. Fluid Mechanics. 2009. Vol. 640. P. 453–481.
11. Luo K., Wang H., Yi F., Fan J. Direct numerical simulation study of an experimental lifted H_2/N_2 flame. Part 1. Validation and flame structure // Energy Fuels. 2012. Vol. 26. P. 6118–6127.
12. Chung S.H. Stabilization, propagation and instability of tribrachial triple flames // Proc. Combust. Inst. 2007. Vol. 31. P. 877–892.
13. Lyons K.M., Watson K.A., Carter C.D., Donbar J.M. On flame holes and local extinction in lifted-jet diffusion flames // Combustion and Flame. 2005. Vol. 142. P. 308–313.
14. Buckmaster J. Edge-flames // Progress in Energy and Combustion Sci. 2002. Vol. 28. P. 435–475.
15. Hermanns M., Vera M., Liñán A. On the dynamics of flame edges in diffusion flame/vortex interactions // Combustion and Flame. 2007. Vol. 149. P. 32–48.

16. **Fulton J.A., Edwards J.R., Cutler A., McDaniel J., Goyne C.** Turbulence/chemistry interactions in a ramp stabilized supersonic hydrogen-air diffusion flame // *Combustion and Flame*. 2016. Vol. 174. P. 152–165.
17. **Cohen L.S., Guile R.N.** Investigation of the mixing and combustion of turbulent compressible free jets. CR-1473, NASA. 1969. 100 p.
18. **Evans J.S., Schexnayder C.J.Jr.** Influence of chemical kinetics and unmixedness on burning in supersonic hydrogen flames // *AIAA J.* 1980. Vol. 18. P. 188–193.
19. **Magnussen B.F., Hjertager B.H.** On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion // *Intern. Symp. on Combustion*. Elsevier. 1977. Vol. 16. P. 719–729.
20. **Hoste J.J.O.E., Fossati M., Taylor I.J., Gollan R.J.** Modeling scramjet supersonic combustion via eddy dissipation model // *Proceedings of the International Astronautical Congress (IAC 2017)*, Adelaide, SA, Australia, 25–29 September, 2017. P. 9165–9177.
21. **Edwards J.R., Fulton J.A.** Development of a RANS and LES/RANS flow solver for high-speed engine flowpath simulations // *20th AIAA Intern. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. AIAA Paper. 2015. No. 2015-3570.
22. **Chandra Murty M.S.R., Chakraborty D.** Numerical simulation of angular injection of hydrogen fuel in scramjet combustor // *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G. J. Aerospace Engng.* 2012. Vol. 226, Iss. 7. P. 861–872.
23. **Dharavath M., Manna P., Chakraborty D.** Thermochemical exploration of hydrogen combustion in generic scramjet combustor // *Aerospace Sci. and Technology*. 2013. Vol. 24, Iss. 1. P. 264–274.
24. **Kummitha O.R., Pandey K.M., Gupta R.** CFD analysis of a scramjet combustor with cavity-based flame holder // *Acta Astronautica*. 2018. Vol. 144. P. 244–253.
25. **Hoste J.J.O.E., Fossati M., Taylor I.J., Gollan R.J.** Turbulence chemistry interaction via eddy dissipation model for scramjet analysis and design // *6th European Conference on Computational Mechanics (ECCM 6)*, 7th European Conference on Computational Fluid Dynamics (ECFD 7), 11–15 June 2018, Glasgow, UK. 13 p.
26. **Ванькова О.С., Федорова Н.Н.** Моделирование воспламенения и горения спутной водородной струи в сверхзвуковом потоке воздуха // *Физика горения и взрыва*. 2021. Т. 57, № 4. С. 18–27.
27. **Burrows M.C., Kurkov A.P.** Analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in a vitiated airstream // *NASA TM X-2828*, NASA. 1973. Vol. 11, No. 1. P. 1217-1–1217-34.
28. **Maas U., Warnatz J.** Ignition processes in hydrogen-oxygen mixtures // *Combustion and Flame*. 1988. Vol. 74. P. 53–69.
29. **Vankova O.S.** Comparison of turbulence/chemistry interaction models in the problem of ignition a parallel hydrogen jet in a supersonic air flow // *AIP Conf. Proceedings*. 2021. Vol. 2351. P. 040052-1–040052-9.
30. **ANSYS CFD Academic Research**, Custom number 610336.
31. **Wilcox D.C.** *Turbulence modeling for CFD*. 3ed. DCW industries La Canada, CA, 2006. 536 p.
32. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.
33. **Вулис Л.А., Ершин Ш.А., Ярин Л.П.** *Основы теории газового факела*. Ленинград: Энергия, 1968. 203 с.
34. **Hoste J.J.O.E., Fossati M., Taylor I.J., Gollan R.J.** Characterization of the eddy dissipation model for the analysis of hydrogen-fueled scramjets // *Aeronautical Journal*. 2019. Vol. 123, No. 1262. P. 536–565.
35. **Urzay J.** Supersonic combustion in air-breathing propulsion systems for hypersonic flight // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2018. Vol. 50. P. 593–627.
36. **Дулов В.Г., Лукьянов Г.А.** *Газодинамика процессов истечения*. Новосибирск: Наука, 1984. 234 с.
37. **Запругаев В.И., Киселев Н.П., Пивоваров А.А.** Газодинамическая структура осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. 2015. № 1. С. 95–107.
38. **Исаев С.А., Липницкий Ю.М., Баранов П.А., Панасенко А.В., Усачов А.Е.** Моделирование турбулентной сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей в затопленное пространство, с помощью модели переноса сдвиговых напряжений // *Инж.-физ. журн.* Т. 85, № 6. С. 1253–1267.
39. **Gerlinger P., Stoll P., Kindler M., Schneider F., Aigner M.** Numerical investigation of mixing and combustion enhancement in supersonic combustors by strut induced streamwise vorticity // *Aerospace Sci. and Technology*. 2008. Vol. 12, Iss. 2. P. 159–168.
40. **Gran I.R., Magnussen B.F.** A numerical study of a bluff-body stabilized diffusion flame. Part 2. Influence of Combustion Modeling and Finite-Rate Chemistry // *Combustion Sci. and Technology*. 1996. Vol. 119, No. 1–6. P. 191–217.

*Статья поступила в редакцию 18 июня 2021 г.,
после доработки — 22 июля 2021 г.,
принята к публикации 30 июля 2021 г.*