

И. А. Бедарев¹, В. М. Темербеков^{1,3}, А. В. Федоров¹⁻³, К. В. Рылова¹

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

³ *Новосибирский государственный технический университет
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия*

bedarev@itam.nsc.ru

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГИПЕРЗВУКОВОГО ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ *

Проведены исследования взаимодействия ячеистой детонационной волны со сверхзвуковым реагирующим потоком в камере сгорания ГПВРД. Сравнение полей течения для детальной и приведенной моделей химической кинетики позволило убедиться в приемлемости предлагаемой упрощенной кинетической схемы. Показана возможность использования пульсирующей детонации для интенсификации воспламенения в камере сгорания ГПВРД. Выполнен расчет взаимодействия детонационной волны с предварительно не перемешанной смесью воздуха и водорода. Выявлена возможность влиять на процесс смешения водородно-воздушной смеси при помощи детонационной трубки. Оценено влияние размеров трубки на интенсификацию смешения водорода с воздухом в потоке канала с каверной.

Ключевые слова: численное моделирование, детонация, ГПВРД.

Введение

В проблеме инициирования и поддержания горения в камере сгорания гиперзвукового воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД) можно выделить несколько моментов. Во-первых, необходимо осуществить как можно более полное смешение топлива и окислителя. Во-вторых, нужно обеспечить воспламенение или самовоспламенение горючей смеси. И, в-третьих, требуется создать условия для стабилизации горения и достижения полноты сгорания топлива. Смешение, воспламенение и стабилизация пламени – три

важных фактора, которые должны быть учтены при проектировании системы инжекции и камеры сгорания. Способы решения этих задач достаточно подробно описаны в литературе [1–6]. В [1] рассмотрены различные методы впрыска топлива, смешения топливно-воздушной смеси, ее воспламенения и стабилизации горения. Каждый метод имеет свои преимущества и недостатки. Основной проблемой является высокая скорость потока, которая оказывает влияние на эффективность смешивания топлива и воздуха. Тем не менее более интенсивное смешение может быть достигнуто за счет по-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 16-19-00010.

ть давления. Высокая скорость перемешивания повышает эффективность работы ГПВРД, так как это уменьшает длину камеры сгорания, а следовательно, и силу трения поверхности.

В [2] описаны численные исследования влияния каверны на повышение интенсивности сгорания водородно-воздушной смеси. Рассмотрены каверны с различными геометрическими характеристиками, эффективность которых определяется потерями полного давления и интенсивностью сгорания. Камера сгорания с каверной обладает большей эффективностью с точки зрения перемешивания и сгорания при увеличении потерь давления по сравнению с камерой без полости. Выявлено, что с увеличением угла каверны возрастает интенсивность горения, при этом потери давления растут.

В [3] проведены экспериментальные исследования, результаты которых показали, что эффективное сгорание топлива при сверхзвуковой скорости на входе в камеру сгорания возможно без специального дросселирования или псевдоскачков. Было подтверждено, что сгорание в рециркуляционной зоне позади обратного уступа является главным условием интенсификации горения, время воспламенения уменьшается при уменьшении числа Маха на входе в камеру сгорания и зависит от конфигурации канала и схемы инъекции топлива и формы стабилизаторов горения.

В работе [4] исследуются течения в ГПВРД в двумерной постановке. Используемый метод конечного объема для решения уравнений Навье – Стокса на треугольной неструктурированной сетке. Использованы схема расщепления вектора потоков AUSM и метод Годунова. Схема AUSM показала значительное преимущество в плане более высокой скорости сходимости. Результаты тестового расчета течения водородно-воздушной смеси в ГПВРД показали устойчивость численной схемы и адекватность построенной математической модели.

В статье [5] дан обширный обзор работ, связанных со стабилизацией горения с помощью каверны в камере сгорания ГПВРД, и отмечено, что эффективность использования каверны подтверждена результатами летных испытаний. Однако необходимы комплексные исследования для определения оптимальных конфигураций, которые обеспечили бы наибольшую эффективность ста-

билизации пламени с минимальными потерями. В данной статье рассматриваются особенности полей течения в кавернах различной конфигурации и близкие по тематике работы. Обсуждаются и вопросы, связанные с особенностями применения каверн в качестве стабилизаторов пламени.

В работе [6] проведены экспериментальные и численные исследования полей течения в каналах с кавернами. Рассматривались каверны открытого типа с отношением длины к глубине $L/D < 10$. Результаты показывают, что угол уступа каверны играет важную роль в поведении сдвигового слоя, который охватывает каверну. В случае прямоугольной каверны формируются волны сжатия, отделяющиеся от верхнего угла каверны. В донной области каверны происходит сильное снижение давления, и поток становится неустойчивым. На передней стенке давление снижается с уменьшением угла уступа. В кавернах с пологими углами уступа увеличивается коэффициент сопротивления и уменьшается время пребывания газа в этой области.

В настоящей работе для интенсификации смешения и воспламенения водородно-воздушной смеси предлагается (предложение М. А. Гольдфельда) использовать взаимодействие детонационной волны с реагирующим сверхзвуковым потоком в камере сгорания. Детонационная волна организуется с помощью детонационной трубки, продольная ось которой располагается перпендикулярно течению газа в канале ГПВРД, причем по трубке детонация распространяется в ячеистом режиме.

Экспериментальному и численному изучению детонационных явлений посвящено большое количество работ. Остановимся на некоторых из них. В работе [7] исследованы аспекты численного моделирования структуры детонационных ячеек. Рассматривались различные режимы детонации для одностадийной кинетической схемы. Проведены расчеты, по результатам которых определялись параметры, необходимые для повышения точности моделирования структуры детонационных ячеек, а именно: предэкспоненциальный множитель, шаг сетки, шаг по времени, размеры расчетной области и граничные условия. Предложено правило для количества узлов сетки, необходимое для корректного моделирования ячеистой структуры (5 узлов на зону тепловыделения).

В работе [8] рассматривалось влияние размеров канала на размеры детонационной ячейки, для этого проводили последовательное изменение ширины канала, затем результаты сравнивались с экспериментальными данными. Моделирование показало, что в зависимости от кривизны поперечной волны в момент ее отражения от соседней поперечной волны или стенки, возможно возникновение карманов непрореагировавших газов.

В [9] производился численный анализ нестационарной двумерной самоподдерживающейся детонации. В канал, имеющий конечную ширину, вводились возмущения для детонационного течения Чепмена – Жуге, в результате получалась реалистичная двумерная структура распространения детонации. Выявлено, что начальное количество источников тепла не влияет на конечное число поперечных ударных волн.

В работе [10] представлены результаты численного моделирования ячеистой детонации. В качестве источника начальных колебаний использованы численные возмущения сильной ударной волной, распространяющейся по реагирующей среде. Расчеты показывают, что детонационная волна Чепмена – Жуге неустойчива к поперечным возмущениям с длиной волны более чем одна или две длины зоны полуреакции. Численные возмущения влияют на начальный процесс образования ячеек, но не оказывают никакого влияния на размер ячейки и регулярности структурных образований. Увеличение энергии активации приводит к образованию менее регулярных структур, характеризующихся тройными точками, большей вариацией локальной скорости внутри детонационной ячейки, а также более высокой частотой появления и исчезновения тройных точек. При двумерной детонации зона полуреакции больше, а максимальная скорость реакции ниже, чем в одномерном случае. Это означает, что формирование детонационных ячеек уменьшает максимальную производную энтропии в зоне реакции, и замедляет приближение системы к состоянию равновесия. Это приводит к увеличению энергии активации в карманах непрореагировавших газов и глубокое проникновение этих карманов в область горячего газа.

В работе [11] с помощью двумерных численных расчетов исследовалась структура сильных поперечных волн. В результате

было показано, что для разрешения структуры волнового фронта нужно использовать не менее 20 точек сетки на длину зоны полуреакции стационарной детонационной волны.

В работе [12] исследовалась структура детонационной волны. Использовалась четырехстадийная модель кинетики, состоящая из цепных разветвленных химических реакций. Для расчетов использовались сетки с разрешением до 128 точек на длину зоны полуреакции. При увеличении энергии активации цепи разветвления или уменьшении времени реакции в волне Зельдовича – Неймана – Деринга возникало неустойчивое распространение детонации. Численные расчеты показали, что слабое разветвление цепей имеет структуру, аналогичную одностадийной реакции, а сильное ветвление цепи приводит к образованию непрореагировавших карманов в слоях смешения, обусловленных тройными точками на фронте волны.

В работе [13] предложена приведенная двухстадийная модель детонационного сгорания метана в кислороде и воздухе для эквимольных и бедных горючих смесей. Рассчитаны одномерные структуры детонационной волны при различных соотношениях между горючим и окислителем, соответствующих пересжато-режиму и режиму Чепмена – Жуге. В работах [14–15] эта модель использована для численного исследования ячеистой структуры двумерной детонационной волны в стехиометрической смеси метана и воздуха при нормальных условиях. Моделирование детонационных волн при различных размерах канала показало совпадение поперечного размера ячейки с известными экспериментальными данными. Выявлено, что предложенная модель горения обладает высокой точностью и при этом достаточно проста и удобна для ее интегрирования многомерными численными газодинамическими кодами. В рамках данной работы впервые для реальной топливовоздушной смеси в расчетах была воспроизведена нерегулярная ячеистая структура со всеми основными ее особенностями.

Целью данной работы является создание вычислительной технологии для изучения явлений, связанных с дифракцией детонационных волн и их последующим взаимодействием с реагирующим сверхзвуковым потоком в камере сгорания ГПВРД для

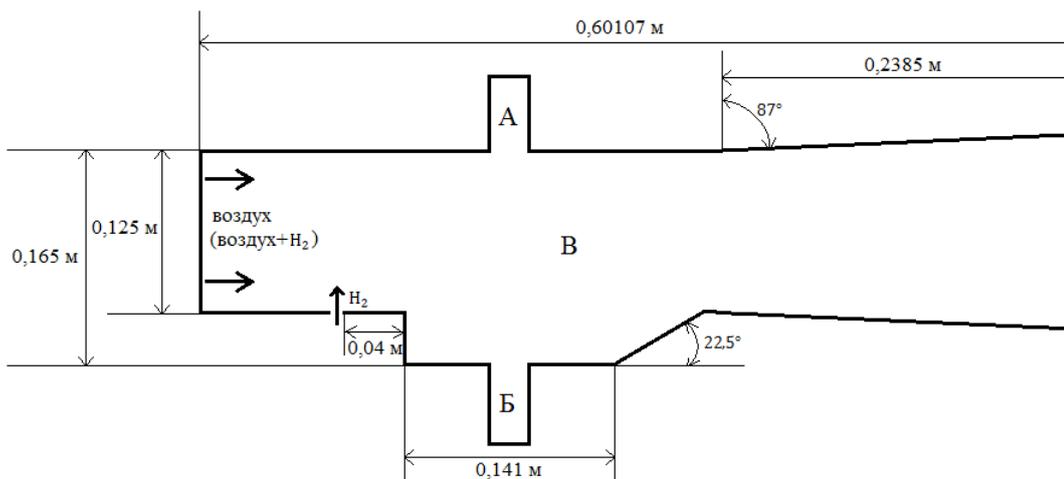


Рис. 1. Схема моделирования задачи о взаимодействии детонационной волны со сверхзвуковым потоком

увеличения интенсивности смешения и воспламенения водородно-воздушной смеси.

Постановка задачи

Итак, рассмотрим задачу о взаимодействии детонационной волны, выходящей из трубки, допускающей развитие детонационного процесса, со сверхзвуковым течением реагирующего газа в канале сложной геометрии. Область течения представляет собой канал с каверной, к которому присоединена детонационная трубка (рис. 1). Рассматривались варианты верхнего (А) и нижнего (Б) расположения детонационной трубки. Проводились расчеты как для предварительно перемешанной смеси воздуха и водорода, так и для случая выдува водорода перед каверной. В случае предварительно перемешанной смеси в начальный момент на выходе из детонационной трубки (А) задавалась ячеистая детонационная волна, а в канале с каверной (Б) – установившееся течение реагирующей смеси. Параметры смеси водорода и воздуха на входе в канал: число Маха $M = 3,0$, статическая температура $T_{st} = 821$ К, статическое давление $P_{st} = 11\,000$ Па. На этой стадии исследования вопросы смешения водородно-воздушной смеси не рассматривались.

На следующем этапе проводился расчет взаимодействия детонационной волны со сверхзвуковым потоком предварительно не перемешанной водородно-воздушной смеси в канале. На этой стадии исследования во-

просы смешения водорода и воздуха не рассматривались. Постановка задачи аналогична предыдущей, только на нижней стенке канала на расстоянии 40 мм перед уступом производилась подача водорода из щели шириной 5 мм. Параметры струи подбирались для обеспечения образования стехиометрической водородно-воздушной смеси: число Маха на срезе $M = 1,05$, статическая температура $T_{st} = 300$ К, статическое давление $P_{st} = 540\,000$ Па. На входе в канал подавался воздух (смесь кислорода и азота) с теми же параметрами, что и в предыдущей задаче. Предварительные расчеты показали, что при расположении детонационной трубки сверху канала (см. рис. 1, область А) система скачков, установившихся в канале, препятствует взаимодействию детонационной волны с потоком. Поэтому в данной задаче рассматривался вариант с установкой трубки снизу в центре каверны (см. рис. 1, область Б). В качестве начальных данных, как и в случае взаимодействия с предварительно перемешанной смесью, в канале задавалось установившееся течение горючей смеси без детонационной трубки, а в трубке – ячеистая детонационная волна вблизи выхода в канал.

Детали математической модели и численного алгоритма

Математическая модель включает в себя осредненные по Фавру уравнения Навье – Стокса для многокомпонентной газовой

смеси с учетом химических реакций, дополненные SST модификацией $k-\omega$ моделью турбулентности. В качестве граничных условий на стенах канала ставились стандартные условия прилипания и изотермичности. Температура стенки задавалась равной 300 К.

При моделировании течений с детонационными волнами, как и в любой задаче с химическими реакциями, возникает задача выбора кинетической схемы для адекватного описания процесса горения. Различают приведенную и детальную кинетику горения. Детальная кинетика позволяет более точно воспроизвести такие параметры, как время задержки воспламенения и горения смеси, особенно на предельных режимах, но требует больших затрат машинного времени. Использование приведенных кинетических схем удобно с точки зрения машинных затрат. Они позволяют опробовать различные расчетные алгоритмы, сравнивать приближенные решения, исследовать поведение смеси в зависимости от различных начальных параметров. После того как рассмотрено решение с помощью приведенной кинетики, можно строить алгоритмы и программы для детальной кинетики, для получения более точного решения. Для моделирования химической кинетики в настоящей работе была использована приведенная кинетическая схема, включающая одну брутто-реакцию горения водорода в воздухе. В работе [16] данная кинетическая схема была верифицирована по экспериментальным данным о времени задержки воспламенения и скорости распространения детонационной волны при различных условиях.

В качестве решателя использован программный комплекс ANSYS Fluent. В нестационарном случае для аппроксимации по времени используется неявная схема второго порядка, а для аппроксимации по пространству – схема расщепления вектора потоков AUSM с противопотоковой схемой второго порядка точности. Расчетная сетка содержала около 1 000 и 250 узлов в направлении x и y соответственно. Сетка сгущалась к поверхностям, чтобы обеспечить разрешение пограничных слоев. Параметр y^+ , рассчитанный по ближайшим к поверхностям узлам сетки, нигде не превышал значения 1, что обеспечивает достаточное количество точек сетки, приходящихся на

ламинарный подслои. Опыт наших предыдущих исследований [17] показывает адекватность выбранных параметров решателя и сетки для расчетов течений с химическими реакциями. Расчеты на последовательности вложенных сеток показали независимость численного решения для использованного количества узлов.

Для проверки адекватности упрощенной кинетической схемы было проведено сравнение с расчетами по детальной кинетике из работы [18]. Данная детальная кинетика применялась и для расчетов детонационных волн [19; 20]. На рис. 2 представлен расчет установившегося течения предварительно перемешанной смеси, полученный с помощью детальной (рис. 2, *a–b*) и приведенной (рис. 2, *z–e*) кинетических схем. Приведены поля температуры (рис. 2, *a, z*), числа Маха (рис. 2, *b, d*), массовой концентрации H_2O (рис. 2, *в, e*). Сравнение показывает, что для детальной кинетической схемы массовая концентрация H_2O в зоне горения меньше, чем для приведенной. Это различие обусловлено тем, что для приведенной кинетической схемы продуктами сгорания являются только водяные пары, а при детальном подходе в продуктах при такой температуре присутствуют и другие компоненты. С этим связано и различие температуры в зоне горения за уступом. Однако газодинамическая картина течения для двух подходов практически не различается, что показывает применимость упрощенной модели.

Ранее отмечалось, что в детонационной трубке в начальный момент времени вблизи от выхода в канал требовалось задать ячеистую детонационную волну. Для этого предварительно проводился расчет распространения детонационной волны в плоском канале. В этой задаче в качестве начальных данных задавалась плоская пересжатая детонационная волна, которая, двигаясь по каналу, переходила к ячеистому режиму распространения. Для описания профиля пересжатой детонационной волны нужно перейти к автомодельной переменной, связанной с координатой фронта волны:

$$\zeta = x - Dt,$$

где D – скорость волны. Тогда задача о бегущей волне воспламенения / горения сведется к решению обыкновенного дифференциального уравнения для скорости:

$$\frac{du}{d\zeta} = \frac{R}{c_v M_{\text{см}}} \times \left(\sum_{i=1}^N \frac{d\xi_i}{dt} (c_{v_i} T + h_{0_i} - c_{p_i} T_{00}) - RT \sum_{i=1}^N \frac{d\xi_i}{dt} \right).$$

Здесь $M_{\text{см}}$ и c_f – молекулярный вес и замороженная скорость звука смеси, R – универсальная газовая постоянная. При этом значения газодинамических параметров в зоне химической релаксации находятся из законов сохранения массы, импульса и энергии на скачке. Дополнив это соотношение уравнениями химической кинетики, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Для этой системы ставилась задача Коши с начальными условиями для массовых концентраций $\xi_i^{t=0} = \xi_{i0}$ и скорости $u_{t=0} = u_f$, где ξ_{i0} – начальные концен-

трации компонент в водородно-воздушной смеси, u_f – скорость на замороженной ударной волне. При этом скорость волны считалась искомым параметром в соответствии с общей теорией детонационных волн.

Численно решая систему обыкновенных дифференциальных уравнений, получаем параметры профиля пересжатой детонационной волны.

Используя полученное детонационное течение в качестве начального условия, получим картину распространения и ослабления пересжатой детонационной волны в плоском канале. На рис. 3 показано поле статического давления в некоторый момент времени, которое представляет детонационную волну, распространяющуюся в ячеистом режиме.

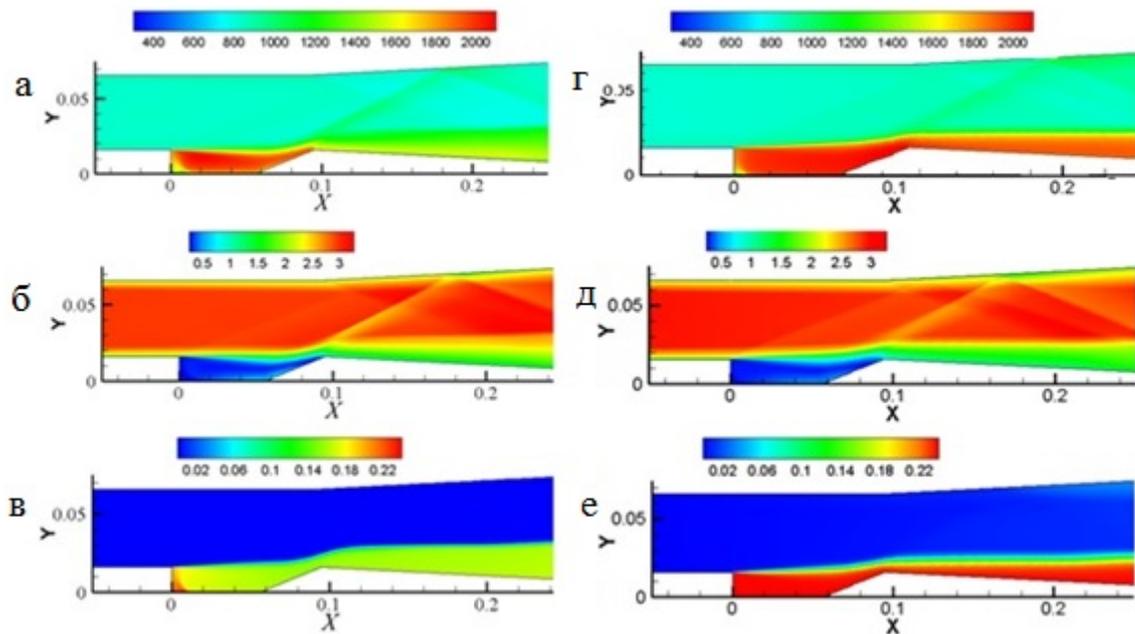


Рис. 2. Поля температуры (а, г), числа Маха (б, д), массовой концентрации H_2O (е, е) для детальной (а–в) и приведенной (г–е) схем

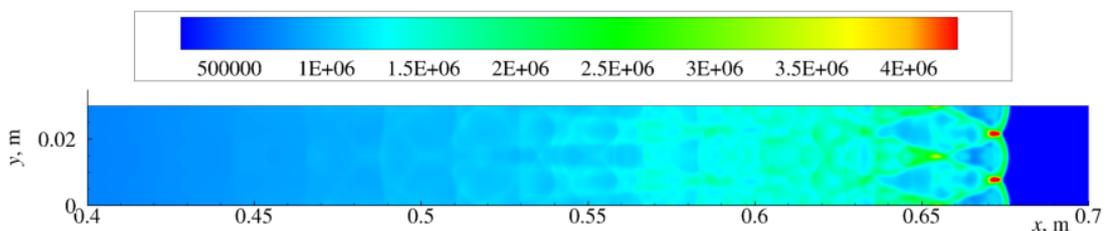


Рис. 3. Ячеистая детонационная волна в плоском канале. Поле давления

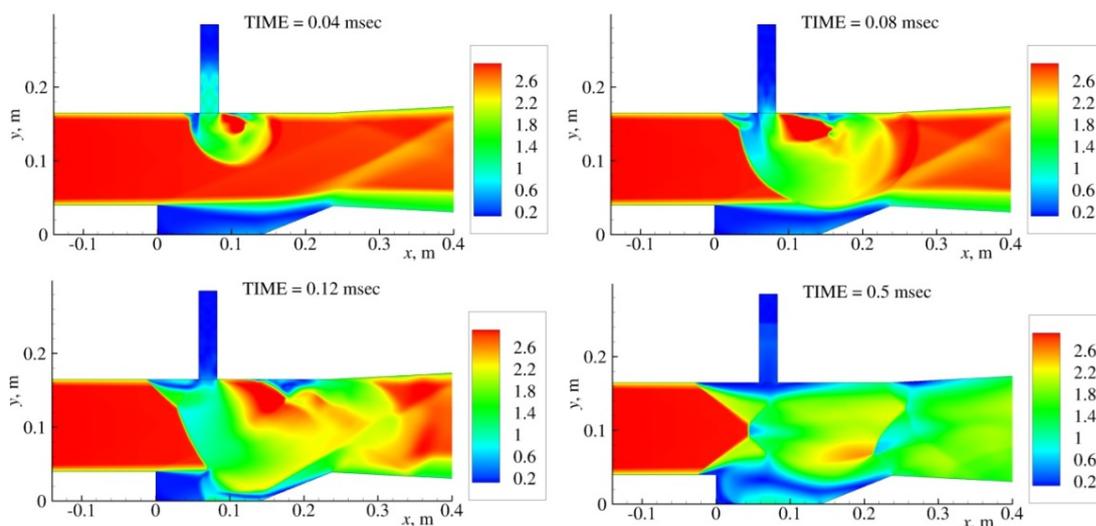


Рис. 4. Поля числа Маха для трубки 120×25 мм

Результаты расчетов

Таким образом, решив задачу об установившемся течении в канале и о распространении детонационной волны в трубке, можно задать начальные данные для задачи о взаимодействии детонационной волны с реагирующим сверхзвуковым потоком в камере сгорания ГПВРД.

Взаимодействие с предварительно перемешанной смесью

Для начала приведем результаты моделирования взаимодействия детонационной волны с предварительно перемешанным реагирующим потоком водородно-воздушной смеси. На рис. 4 представлены поля числа Маха для трубки 120×25 мм в различные моменты времени. Видно, как детонационная волна входит в канал с каверной, воспламеняет смесь. При этом горение устанавливается по всей ширине камеры сгорания. Оказалось, что для непрерывного воспламенения смеси достаточно одного импульса детонационной волны. Каверна служит стабилизатором процесса горения. В канале устанавливается система скачков, в которых происходит воспламенение смеси и в дальнейшем смесь горит в стационарном режиме.

На рис. 5 показаны поля температуры и числа Маха для различных детонационных

трубок, когда уже произошло установление стационарного решения. Как видно из полей течения, в результате взаимодействия детонационной волны с реагирующим сверхзвуковым потоком образуется система скачков, конфигурация которых зависит от длины и ширины детонационной трубки. Режим взаимодействия ударных волн переходит от Маховского (рис. 5, область А) к регулярному (рис. 5, область В) по мере уменьшения размеров трубки, т. е. сокращения интенсивности воздействия детонационной волны на поток. Также от размеров трубки зависят размер и положение отрывной зоны на верхней стенке. С уменьшением размеров трубки зона отрыва сокращается, а положение точки отрыва потока (рис. 5, область С) смещается вниз по потоку.

Взаимодействие с предварительно не перемешанной смесью

Для оценки влияния детонационной волны на интенсивность смешения топлива и окислителя проводилось моделирование воспламенения предварительно не перемешанной водородно-воздушной смеси. Для подготовки начальных данных было рассчитано установившееся течение в канале с выдувом водорода. Подобные конфигурации подробно исследованы в работах [21–24]. В этих работах проведен детальный анализ газодинамических особенностей течения

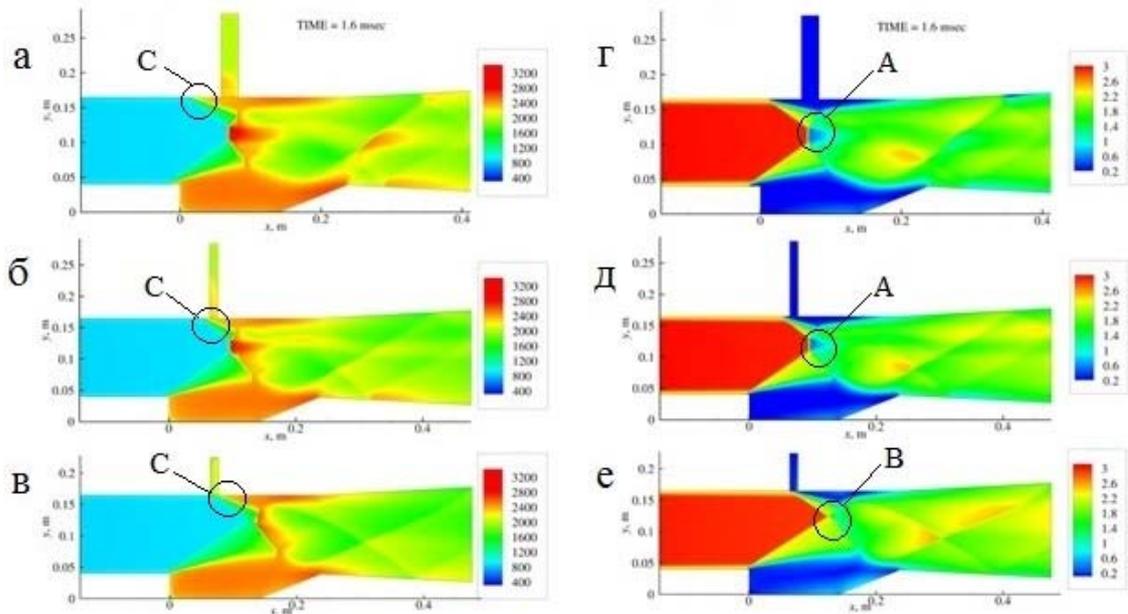


Рис. 5. Поля температуры (а–в) и числа Маха (г–е) для трубок 120×25 мм (а, г), 120×13 мм (б, д), 60×13 мм (в, е)

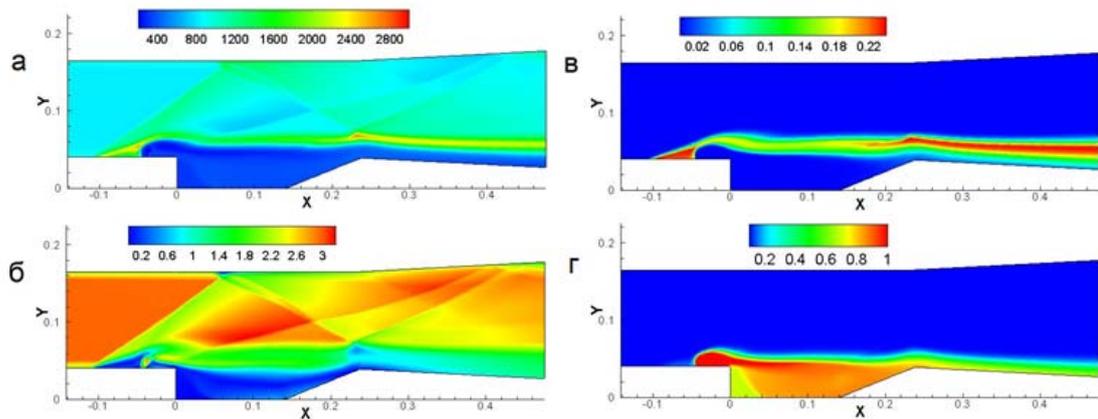


Рис. 6. Поля температуры (а), чисел Маха (б), массовой концентрации H_2O (в) и H_2 (г)

с выдувом перед каверной. Проведено сравнение с экспериментальными данными. На рис. 6 представлены расчетные картины течения для нашей конфигурации с выдувом водорода. Видно, что водород слабо смешивается с воздухом, и горение происходит в узкой области в окрестности струи топлива. Далее эти расчетные данные использовались в качестве начальных при моделировании взаимодействия с детонационной волной.

На рис. 7 представлены результаты расчета взаимодействия детонационной волны с подобным потоком в канале для трубки 13×60 мм в различные моменты времени.

Как видно из представленных полей течения, в результате взаимодействия детонационной волны с потоком в канале, воспламенения во всем канале не происходит, однако изменяется структура течения, и область горения смещается вверх.

Очевидно, что размеры детонационной трубки влияют на характер течения в канале, а именно на степень смешения и воспламенения топливно-воздушной смеси. Чтобы оценить влияние размеров трубки, было проведено несколько расчетов, в которых варьировался размер детонационной трубки. На рис. 8 представлено сравнение расчетов

для различных размеров трубки по высоте подъема струи водорода. Смещение вверх области горения водорода значительно увеличивается по мере увеличения размеров детонационной трубки, максимальный размер которой в наших расчетах достигал 25×120 мм. Дальнейшее увеличение ее ширины недопустимо из технологических соображений. Подъем области горения сопро-

вождается увеличением толщины слоя водорода, что свидетельствует об интенсификации его смешения с воздухом. Было рассмотрено влияние размеров детонационной трубки на процесс интенсификации смешивания водородно-воздушной смеси.

Высота подъема струи и толщина слоя водорода увеличиваются с увеличением размеров трубки. Можно оценить энергию, вы-

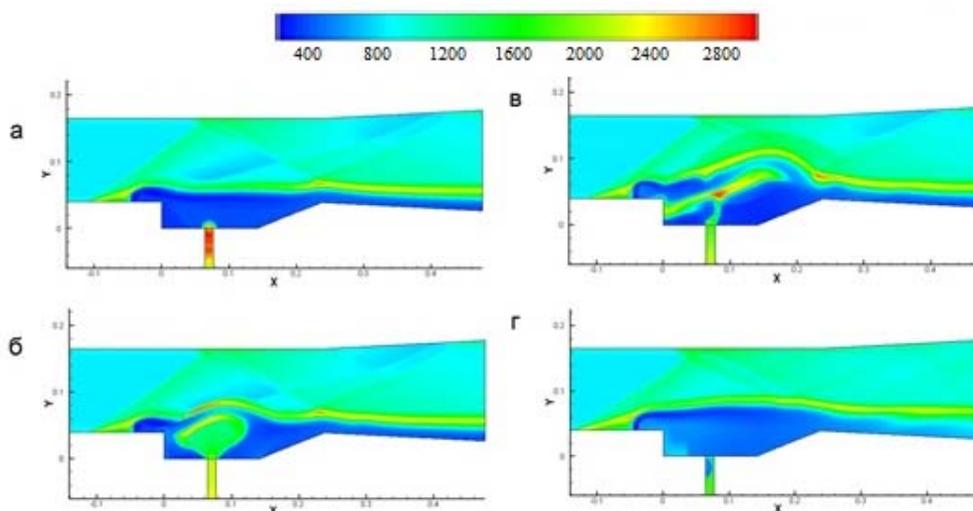


Рис. 7. Поля температуры в различные моменты времени: а – 10 мкс; б – 50 мкс; в – 100 мкс; г – 600 мкс

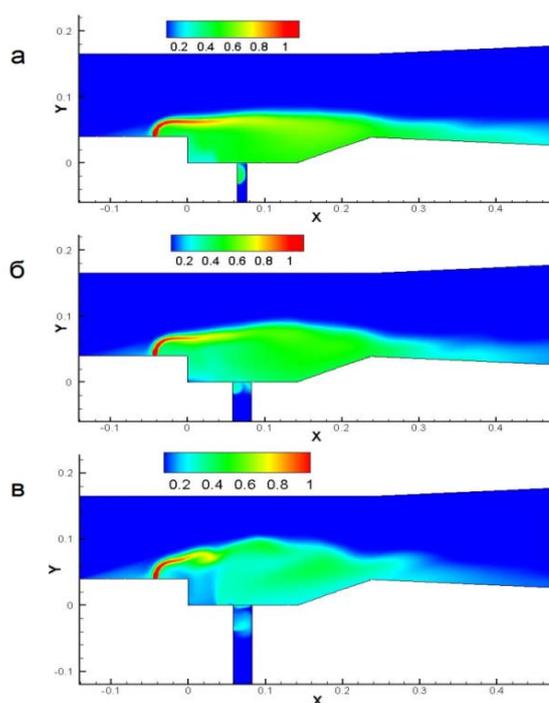


Рис. 8. Взаимодействие ДВ с потоком. Поля массовой концентрации водорода. Трубка: а – 13×60 мм; б – 25×60 мм; в – 25×120 мм

Размеры трубки, мм	Энергия (Q), Дж	Изменение толщины слоя (δ), мм
13 × 60	2387,8	5
25 × 60	4591,8	10
25 × 120	9183,6	25

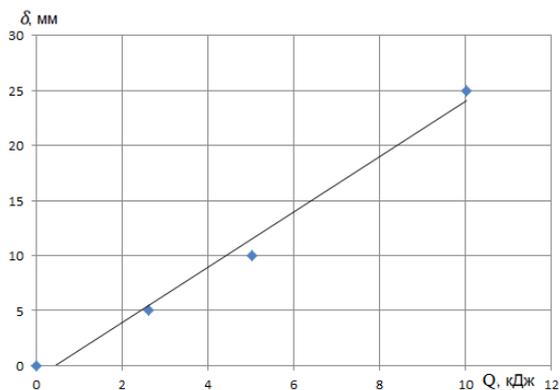


Рис. 9. Зависимость толщины слоя водорода от энергии реакции

деляемую водородом при его сгорании, и построить зависимость высоты подъема струи от интенсивности энергетического воздействия детонационной волны. Результаты приведены в таблице и на рис. 9. Следует отметить, что полученные значения энергии, запасенной в детонационных трубках различного размера, согласуются по порядку величины с критической энергией инициирования детонации в водородно-воздушных смесях [25].

Толщина слоя изменяется по закону, близкому к линейному, и может быть приближенно описана уравнением

$$\delta = 2,7463 \cdot Q - 1,0972.$$

Таким образом, степень смешения водорода с воздухом в канале зависит от энергии, высвобождающейся в процессе сгорания водорода. Эта энергия, в свою очередь, определяется размерами детонационной трубки.

Выводы

Разработана математическая модель взаимодействия детонационной волны со сверхзвуковым потоком и создана математическая технология для ее реализации. Проведено сравнение полей течения для детальной и приведенной кинетики, которое обосновывает применимость упрощенной кинетической схемы для описания газодинамических характеристик.

Показана возможность использования явления детонации для интенсификации воспламенения в камере сгорания ГПВРД. Выявлено, что для идеализированной постановки задачи с подачей на входе в канал с каверной предварительно перемешанной смеси достаточно одного импульса детонационной волны для воспламенения и дальнейшего стационарного горения смеси по всей ширине канала.

Выполнен расчет взаимодействия ДВ с предварительно не перемешанной смесью воздуха и водорода. Выявлена возможность влиять на процесс смешения водородно-воздушной смеси при помощи детонационной трубки. Оценено влияние размеров трубки на интенсификацию смешения водорода с воздухом в потоке канала с каверной.

Недостатком моделирования течения с выдувом водорода в двумерном приближении является то, что фактически в данной постановке моделируется подача топлива через щель, а не через отверстие, как в реальной задаче. Это приводит к не правильному предсказанию как высоты пробития струи, так и степени смешения топлива и окислителя. В связи с этим в дальнейшем предполагается исследование воздействия детонационных волн на процессы смешения и воспламенения топливно-воздушной смеси в камере сгорания ГПВРД в трехмерной постановке и с применением детальных кинетических схем.

Список литературы

1. Pandey K. M., Sivasakthivel T. Recent Advances in Scramjet Fuel Injection – A Review // International Journal of Chemical Engineering and Applications. 2010. Vol. 1. No. 4.
2. Kyung Moo Kim, Seung Wook Baek, Cho Young Han. Numerical study on supersonic combustion with cavity-based fuel injection // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. No. 2. P. 271–286.
3. Гольдфельд М. А. Особенности воспламенения и горения углеводородных топлив в сверхзвуковом потоке // Материалы IX

- Всерос. конф. с международным участием «Горение топлива: теория, эксперимент, приложения». Новосибирск, 2015. С. 1–8.
4. Котов Д. В., Суржиков С. Т. Расчет гиперзвукового течения химически реагирующего газа в ГПВРД методом конечного объема с использованием схемы AUSM // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11. URL: <http://chemphys.edu.ru/issues/2011-11/articles/174/>.
5. Adela Ben-Yakar, Ronald K. Hanson. Cavity Flame-Holders for Ignition and Flame Stabilization in Scramjets: An Overview // J. of Propulsion and Power. 2001. Vol. 17. No. 4. P. 869–877.
6. Gruber M. R., Baurle R. A., Mathur T., Hsu K. Y. Fundamental Studies of Cavity-Based Flameholder Concepts for Supersonic Combustors // J. of Propulsion and Power. 2001. Vol. 17, No. 1. P. 146–153.
7. Дж. Й. Чой, Ф. Ма, В. Янг. Некоторые численные аспекты моделирования структуры детонационных ячеек // Физика горения и взрыва, 2008, т. 44, №5. С. 72–92.
8. Kailasanath K., Oran E. S., Boris J. P., Young T. R. Determination of detonation cell-size and the role of transverse-waves in two-dimensional detonations // Combust. Flame. 1985. V. 61, N 3. P. 199–209.
9. Taki S., Fujiwara T. Numerical Simulation of Triple Shock Behavior of Gaseous Detonation // Eighteenth Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1981. P. 1671–1681.
10. Gamezo V. N., Desbordes D. Formation and evolution of two-dimensional cellular detonations // Combust. Flame. 1999. Vol. 116. No. 1–2. P. 154–165.
11. Sharpe G. J. Transverse waves in numerical simulations of cellular detonations // J. Fluid Mech. 2005. Vol. 447. P. 31–51.
12. Liang Z., Bauwens L. Cell structure and stability of detonations with a pressure-dependent chain-branching reaction rate model // Combust. Theory and Modeling. 2005. Vol. 9. No. 1. P. 93–112.
13. Федоров А. В., Фомин П. А., Тропин Д. А. Простая кинетика и структура детонационной волны в метановоздушной смеси // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50, № 1. С. 97–106.
14. Fomin P. A., Trotsyuk A. V., Vasil'ev A. A. Approximate model of chemical reaction kinetics for detonation processes in mixture of CH₄ with air // Combustion Science and Technology. 2014. Vol. 186. No. 10–11. P. 1716–1735.
15. Trotsyuk A. V., Fomin P. A., Vasil'ev A. A. Numerical study of cellular detonation structures of methane mixtures // J. of Loss Prevention in the Process Industries. 2015. Vol. 36. P. 394–403.
16. Бедарев И. А., Федоров А. В., Рылова К. В. Применение детальных и приведенных кинетических схем для описания детонации водородовоздушных смесей с разбавителем // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, № 5. С. 22–33.
17. Бедарев И. А., Пармон В. Н., Федоров А. В., Федорова Н. Н., Фомин В. М. Численное исследование процесса пиролиза метана в ударных волнах // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 5. С. 91–101.
18. Fedorov A. V., Bedarev I. A., Tropin D. A., Zhao H., Wu Yi., Yang S. Numerical investigation of supersonic combustion in a channel with cavity and hydrogen injection // 15th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR'2010): Abstracts. Novosibirsk, 2010. Pt. 2. P. 59–60.
19. Бедарев И. А., Федоров А. В. Сравнительный анализ трех математических моделей воспламенения водорода // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42, № 1. С. 26–33.
20. Бедарев И. А., Федоров А. В. Тестирование метода адаптивных сеток на расчетах одномерных детонационных волн // Вычислительные технологии. 2009. Т. 14, № 3. С. 14–24.
21. Федорова Н. Н., Федорченко И. А., Федоров А. В. Математическое моделирование взаимодействия струй со сверхзвуковым высокоэнтальпийным потоком в расширяющемся канале // ПМТФ. 2013. № 2. С. 32–45.
22. Федорова Н. Н., Гольдфельд М. А., Захарова Ю. В. Численные и экспериментальные исследования обтекания каверны высокоэнтальпийным высокоскоростным потоком // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 6. С. 673–687.
23. Fedorova N. N., Bedarev I. A., Zhakharova Y. V., Goldfeld M. A. Step configuration influence on combustion in premixed hydrogen-air supersonic flow // ECCOMAS 2012 – European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering. e-Book Full Papers. 2012. P. 6074–6088.
24. Fedorova N. N., Fedorchenko I. A., Valger S. A., Goldfeld M. A. Effect of jet injection

tion on flow structure and mixing in channel with sudden expansion // ECCOMAS 2012 – European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering. e-Book Full Papers. 2012. С. 6279–6295.

25. Васильев А. А. Ячеистые структуры многофронтной детонационной волны и инициирование // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, № 1. С. 9–30.

Материал поступил в редколлегию 06.09.2016

I. A. Bedarev¹, V. M. Temerbekov^{1,3}, A. V. Fedorov¹⁻³, K. V. Rylova¹

¹*Institute of Theoretical and Applied Mechanics, SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

²*Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

³*Novosibirsk State Technical University
20 K. Marx Ave., Novosibirsk, 630073, Russian Federation*

bedarev@itam.nsc.ru

NUMERICAL MODELING OF THE IGNITION INITIATION IN THE SCRAMJET COMBUSTION CHAMBER VIA DETONATION

The paper studies of the cellular detonation wave interaction with supersonic reacting flow in the scramjet combustion chamber. Comparing the flow fields for the details and the reduced chemical kinetics models is allowed verifying the acceptability of the proposed simplified kinetic scheme. The possibility of using pulsating detonation for the ignition intensification in the scramjet combustion chamber is shown. Calculation of the detonation wave interaction with nonpremixed hydrogen-air mixture is made. The ability to influence on the hydrogen-air mixing process by means of detonation tube is detected. The effect of tube sizes to intensification of hydrogen air mixing in the flow at channel with a cavity is calculated.

Keywords: numerical modeling, detonation, scramjet.