

ГОРЕНИЕ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

В. К. Баев, В. И. Головичев, П. К. Третьяков

(Новосибирск)

Интерес к проблеме горения в сверхзвуковом потоке возник более четверти века назад в связи с идеей создания прямого воздушного реактивного двигателя для полета с гиперзвуковыми скоростями, в котором происходит торможение воздуха перед входом в камеру сгорания до умеренных сверхзвуковых скоростей.

Наиболее существенным эффектом при горении в сверхзвуковом потоке является повышение давления в зоне тепловыделения, что послужило основанием для исследования различных схем организации так называемого внешнего горения, когда горение организуется у поверхности летательного аппарата с целью создания подъемной или боковой силы, снижения сопротивления, создания тяги, т. е. в общем случае для управления вектором тяги.

Несколько позже процессы сверхзвукового горения стали предметом интереса в связи с развитием работ по химическим и химико-газодинамическим лазерам непрерывного действия. Можно предположить, что сфера применения реагирующих сверхзвуковых потоков будет и дальше расширяться. Можно указать ряд монографий, в которых эти вопросы нашли отражение в большей или меньшей степени [1—5]. Кроме того, имеется значительное количество зарубежных и отечественных журнальных публикаций по материалам исследований различных аспектов сверхзвукового горения [6—9]. В работе [10], целиком посвященной горению в сверхзвуковом потоке, обобщены результаты теоретических и экспериментальных исследований, выполненных в ИТПМ СО АН СССР в 1970—1980 гг.

Суть проблемы в приложении к созданию или управлению вектором тяги летательных аппаратов может быть проиллюстрирована на основе анализа простейших соотношений, следующих из уравнения сохранения для одномерных течений в канале (трубке тока) переменного сечения с тепловыделением.

Для изменения полного и статического давлений имеем

$$\frac{dp_0}{p_0} = - \frac{\kappa M^2}{2 \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right)} \frac{dQ}{i}, \quad (1)$$

$$\frac{dp}{p} = - \frac{\kappa M^2}{1 - M^2} \left(\frac{dQ}{i} - \frac{dF}{F} \right), \quad (2)$$

где p_0 — полное давление; κ — показатель адиабаты; M — число Маха; Q — тепловыделение; i — энтальпия; p — статическое давление; F — площадь поперечного сечения. Потери полного давления вследствие теплоподвода, как следует из (1), независимо от режима течения растут с увеличением M в зоне тепловыделения. Поскольку они характеризуют потерю работоспособности газа, то очевидно, что чем выше скорость в камере сгорания, тем ниже термодинамическая эффективность тепловой машины, двигателя в целом.

Из уравнения (1) нетрудно убедиться, что при существенно дозвуковых скоростях потери полного давления при повышении температуры в камере сгорания в несколько раз составят проценты или доли процентов, тогда как при сверхзвуковых скоростях давление должно упасть в несколько раз. Но, тем не менее, это оказывается допустимым, так как степень сжатия во входном устройстве прямого двигателя на гиперзвуковых скоростях может составить несколько сотен единиц, а не-

полное торможение потока позволяет иметь низкое статическое давление (и температуру) в камере сгорания, что свидетельствует в пользу применения сверхзвукового горения в двигателях.

Интересно отметить, что в (1) не входит прямо относительное изменение площади, что дает основания предположить слабое влияние формы камеры сгорания на характеристики двигателя, особенно при больших M . Это подтверждается и более детальным анализом [11]. В то же время величина p может значительно возрасти или падать в зависимости от изменения F , что следует с очевидностью из (2) и тем самым превращая камеру сгорания в таком двигателе в силовой элемент. В этом смысле ее форма может иметь существенное значение. Форма камеры сгорания важна и с точки зрения организации процесса горения.

Разумеется, оценки на основании одномерных уравнений сугубо приближены, так как реальная структура потока в сверхзвуковых камерах сгорания далека от одномерной, а горение протекает в диффузионном режиме. Возможно возникновение слоистых течений, волновых структур, значительных градиентов параметров, приводящих к замораживанию химических реакций, к тепловому запираанию или к неустойчивости течения.

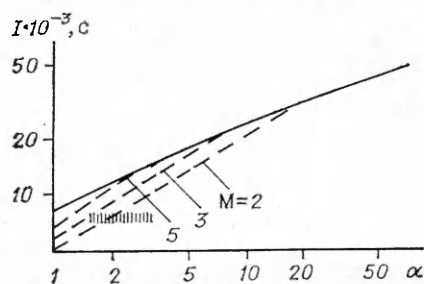
Схемы организации внешнего горения основаны на создании за счет выделения тепла в сверхзвуковом потоке ограниченных областей с существенным повышением давления. (В дозвуковом потоке такой процесс не рассматривается из-за заведомо низкой эффективности [5].) Чтобы оценить потенциальные возможности схем с внешним горением, можно воспользоваться также анализом системы одномерных уравнений сохранения, однако для их замыкания в этом случае необходимо привлечь дополнительную гипотезу (уравнение процесса или закон изменения поперечного сечения возмущенной области и т. д.).

В [10] показано, что связь между относительными приращениями температуры и давления может быть оценена степенной зависимостью вида $\bar{p} = \Theta^k$, где $k = 0,5 \div 1$ в зависимости от характера процесса горения. В частности, при большой скорости реакции можно допустить, что горение происходит при постоянном объеме и $k = 1$. Предположив далее, что продукты сгорания расширяются до давления невозмущенного потока изэнтропически, можно получить простую аналитическую зависимость для удельного импульса топлива, которая в предельном случае $v = \text{const}$ имеет вид

$$I = (\alpha L_0 + 1) \sqrt{\frac{2}{gA} c_p T_0 \left(\frac{H_u \varphi}{1 + (\alpha L_0 + 1) c_v T_0} \right) \left(1 - \frac{1}{\Theta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right)}, \quad (3)$$

где α — коэффициент избытка воздуха, принимающего участие в процессе; L_0 — стехиометрический коэффициент; g — ускорение силы тяжести; A — механический эквивалент тепла; H_u — теплотворная способность топлива; φ — полнота сгорания; c_v — теплоемкость; T_0 — температура торможения; Θ — относительное повышение температуры.

На рис. 1 сплошной линией приведены результаты расчета удельного импульса водорода по формуле (3). Штриховыми линиями показаны пределы, соответствующие повышению давления в прямом скачке.



При стационарном процессе значения импульсов выше этих линий не могут быть получены, так как это означало бы большее повышение давления, чем в прямом скачке при соответствующем числе M набегающего потока, что возможно лишь при движении скачка навстречу потоку.

Рис. 1. Расчетные значения удельного импульса при горении водорода.

Если при этом скачок удаляется от места ввода топлива, то расширяется возмущенная область, растет α . Область экспериментальных значений импульсов при горении водорода, полученных в [12], показана на рис. 1 штриховкой. Из этого сопоставления видно, что аналитические оценки, основанные на простых гипотезах, дают разумные результаты и, по-видимому, могут быть использованы для приближенного рассмотрения эффективности использования схем внешнего сверхзвукового горения. Для более точного анализа требуется детальное исследование структуры реагирующих течений в различных схемах организации процесса, использование современных методов физического и математического моделирования.

В отличие от дозвукового горения проблемы изучения газодинамики сверхзвуковых реагирующих потоков существенно более сложны как с точки зрения методики и техники эксперимента, так и возможности обобщения результатов. Если для турбулентных дозвуковых пламен удалось применить теорию подобия для описания их основных геометрических характеристик и пределов стабилизации пламен [13—16] с использованием небольшого числа критериев, то в случае сверхзвукового горения количество критериев увеличивается и, как правило, полное подобие не достигается [14]. Хотя, конечно, в частных случаях с достаточной точностью удается применить простые критериальные зависимости для расчета положения пламени в сверхзвуковом потоке гомогенной смеси [15] или осуществить приближенное моделирование [11].

Основная специфика сверхзвукового горения заключается в существенной неравновесности течения по многим параметрам, так как характерные диапазоны их изменения определяются условиями самовоспламенения топлива при смешении с окислителем. Это предопределяет совмещение процессов смешения и горения (диффузионное горение) и, кроме того, из-за высокого уровня скоростей течения имеет место сближение характерных времен химического реагирования, конвекции и смешения. При этом скорость горения не может быть охарактеризована одним характерным временем. Существенна зависимость скорости горения от состава и других параметров. Даже в случае высоких температур, когда обеспечиваются условия самовоспламенения и состав смеси оказывает слабое влияние на характерное время горения, для характеристики интегральной скорости реакции приходится использовать времена индукции и выделения энергии. Зависимость этих времен от температуры и давления различна, различно и влияние примесей. В качестве примера можно привести сопоставление результатов определения расстояния от инжектора водорода до пламени в спутном сверхзвуковом потоке в опытах А. Ферри в случае, когда использовался электрический подогрев, и в опытах ИТПМ СО АН СССР, где применен огневой подогрев, т. е. воздух содержал продукты сгорания и неполного горения H_2O_2 , NO_2 , H , OH [16]. Совпадение безразмерных расстояний, выраженных в калибрах струи, в данном случае позволяет получить близкую газодинамическую картину в установках различной размерности, что есть простое следствие одинакового отношения линейного масштаба к времени индукции.

Данные, приведенные в [16, 17], дали основание предположить, что введение в поток промежуточных продуктов реакции, например за счет диффузии из рециркуляционных зон или истечения из специальных газогенераторов, даже при параметрах потоков, обеспечивающих самовоспламенение, позволяют сократить период индукции, сделать процесс в меньшей степени зависящим от химической кинетики и в относительно большей — от процессов смешения. Это было реализовано в плоском канале с внезапным расширением при сверхзвуковой скорости на входе [18], когда топливо (водород) подавалось в зону рециркуляции. В связи с этим необходимо отметить еще одно важное обстоятельство, связанное с проблемами моделирования горения в сверхзвуковых потоках.

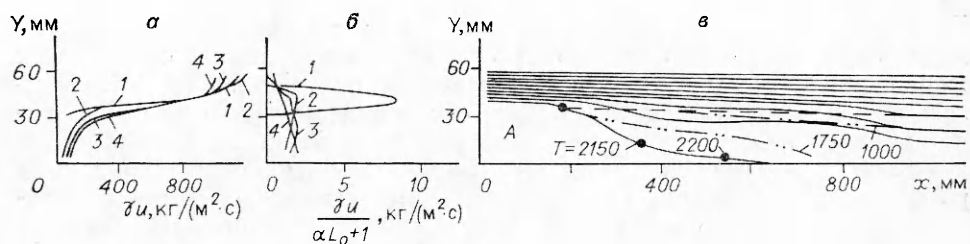


Рис. 2. Распределение расхода смеси (а) и водорода (б) поперек канала, а также положение линий тока ($\Delta\varphi = 0,1$) (в).

x , мм: 1 — 182, 2 — 362, 3 — 542, 4 — 722. Штриховая линия соответствует $M = 1$, штрихпунктирные линии — изотермы. Область А: $T = 1800$ К, $\alpha = 0,4$.

Если процесс организован так, что химическая неравновесность не существенна, то основные параметры подобия есть число M и относительный подогрев $\Theta = RT_0/RT_i$. Последний определяется составом (коэффициент избытка воздуха) смеси, стехиометрическим коэффициентом реакции, теплотворной способностью топлива и начальной температурой. Поэтому, если бы ставилась задача смоделировать течение в камере сгорания аппарата, летящего со скоростью, соответствующей определенному числу M , то для выполнения условия моделирования по относительному подогреву необходимо в лабораторных условиях иметь ту же температуру торможения или, если ее нельзя воспроизвести, топливо с теми же свойствами, но с отличающейся теплотворной способностью. В этом случае принцип обращения течения, часто используемый в аэродинамических исследованиях (в аэродинамических трубах), наталкивается на серьезные ограничения, тем более серьезные, что абсолютное значение температуры определяет скорость химической реакции и границы самовоспламенения.

Организация двухстадийного горения (введение топлива в (дозвуковую) зону рециркуляции, где происходит первая стадия его термического разложения и химического реагирования) помогает в значительной степени смягчить условия моделирования, так как процесс теперь в большей степени характеризуется смешением двух потоков (воздуха и богатых продуктов сгорания), которые слабо отличаются по молекулярной массе, а тепловыделение определяется небольшой концентрацией топлива.

В [18] представлены детальные исследования структуры такого течения на одном из режимов, позволившие выявить ряд интересных особенностей и обосновать применение оптической диагностики для измерения интенсивности локального тепловыделения и нахождения кривой выгорания. К особенностям течения, выявленным экспериментально, следует отнести достаточно ярко выраженную двухслойность течения (горячий дозвуковой слой и холодный сверхзвуковой). Причем абсолютные значения скоростей в дозвуковом слое могли быть выше, чем в сверхзвуковой части потока. Интересно также отметить, что доля топлива, сгорающего в сверхзвуковой части, не превышала 30% общего количества. На рис. 2 приведена структура потока при горении в канале с внезапным расширением (высота канала 60 мм, высота уступа 40 мм).

В последующих работах экспериментально исследовано влияние конфигурации канала и способа подачи топлива в основной поток на характер выгорания водорода в осесимметричных каналах различной формы в условиях самовоспламенения [6, 19]. Выполнены экспериментальные исследования влияния зависимости характера выгорания от волновой структуры потока (скачки уплотнения и волны разрежения) [20, 21]. В целом накопленный экспериментальный материал позволяет качественно оценить влияние тех или иных факторов на протекание процессов горения в каналах различной конфигурации, в спутных струях со свободной границей, в отрывных зонах за телами. Он может быть использован для осторожных обобщений на основании теории подобия или

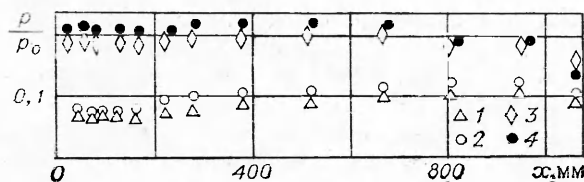


Рис. 3. Распределение статического давления по длине канала без подогрева (1), с огневым подогревом (2) или электрическим подогревателем (3); $\Theta = 1,35$ (1, 2) и 3,15 (3, 4). α равно: 1 — 33, 2 — 13,8, 3 — 3,8, 4 — 3,7; T_0 , К: 1 — 290, 2 — 528, 3 — 473, 4 — 430.

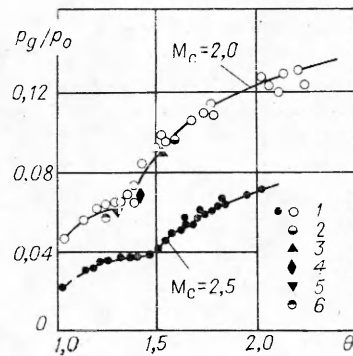


Рис. 4. Изменение донного давления на уступе в канале. T_0 , С: 1 — 27, 2 — 100, 3 — 130, 4 — 240, 5 — 400, 6 — 500.

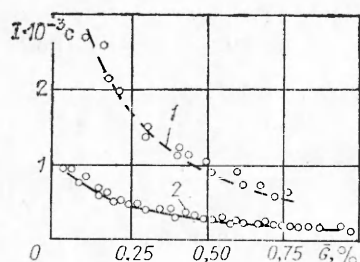
в качестве тестового материала для проверки неизбежно сложных математических моделей, которые можно применять для расчета реагирующих течений.

Пример некоторых частных обобщений — приближенное подобие распределения статических давлений в канале с внезапным расширением при различных способах подогрева (электрический или огневой) воздуха (рис. 3). Другой пример — обобщение данных по донному давлению p_g на уступе в канале (рис. 4). Характерный излом кривых, когда p_g начинает превышать p_0 , соответствует так называемому вторичному росту p_g .

Аналогичные зависимости наблюдаются при горении за донным срезом тела, расположенного в аэродинамической трубе. Анализ результатов показал вторичный рост p_g в случае, когда возмущения от стенок трубы или специально расположенных тел достигают дозвукового следа [22]. Если скачок уплотнения падает на зону рециркуляции, повышение давления может быть настолько сильным, что зона отрыва распространяется на боковую поверхность [23]. Организация горения в донной области, как один из случаев внешнего горения, представляет практический интерес в связи с чем целесообразно указать на снижение удельной эффективности при увеличении вдува реагирующего газа и соответствующего интегрального эффекта. Это иллюстрируется примером зависимости импульса водорода от величины относительного вдува (рис. 5).

В литературе (см., например, [24]) отмечалось, что улучшение удельных характеристик при внешнем горении в донной области может достигаться при дополнительном подводе тепла в невязкой части потока. Но экспериментальная проверка таких схем затруднена из-за существенного влияния стенок, ограничивающих поток, и невозможности создания областей горения очень малых размеров вследствие конечности скоростей химических реакций при умеренно высоких температурах.

Определенные перспективы в развитии методов экспериментального исследования процессов сверхзвукового горения связаны с применением высокоэнтальпийных установок кратковременного действия типа импульсных аэродинамических труб [25]. При этом достаточно просто решаются вопросы термической стойкости объектов и обеспечивается возможность применения оптической диагностики. Но в то же время



методы и техника измерений становятся существенно более сложными, чем в случае стационарных пламен.

Постоянная тенденция в усложнении технологии эксперимента и методов диагностики определяется характером явлений, в которых взаимовлияние и переплетение

Рис. 5. Изменение импульса при вдуве (2) и горении водорода (1) в донной области осесимметричного тела ($M = 2$).

физических и химических процессов является определяющим. При этом повышение информативности эксперимента, позволяющее углубить понимание этих процессов, не дает, как правило, возможности упростить описание интегральных характеристик, что было бы важно для инженерной практики. Поэтому такой обобщающей основой для сложных процессов должна стать, очевидно, достаточно совершенная математическая модель, включающая не только собственно полное математическое описание, но и разработанную технологию производства вычислений — вычислительную программу, доступную для реализации на современных ЭВМ.

Эта ситуация в отношении сверхзвукового горения была достаточно очевидна с начала возникновения проблемы, и математические модели развивались одновременно с проведением экспериментов практически во всех странах. Первая попытка представить в законченном виде математическую модель с соответствующим программным обеспечением для рассматриваемых задач в нашей стране была сделана в работе [26]. Дальнейшее развитие модели отражено в [10].

Проиллюстрировать возможности и перспективы методов математического моделирования для анализа газодинамических структур, реализующихся при различных способах подвода тепла и массы к сверхзвуковому потоку, можно на примере двумерной математической модели полных нестационарных уравнений Навье — Стокса для ламинарного или турбулентного реагирующего течения в плоском, цилиндрическом или радиальном канале с однородным сверхзвуковым потоком воздуха на входе при различных способах вдува газообразного топлива (водорода). Система основных законов сохранения этой модели приведена во многих работах, а методы ее численного решения обсуждаются в обзоре [27]. Метод, примененный в настоящей работе, изложен в [10, 28]. Для описания кинетики химических превращений использовалась достаточно полная химическая модель окисления водорода в воздухе [10].

Не все из учитываемых реакций равнозначны: для отбора наиболее важных стадий на этапе решения прямой кинетической задачи могут быть использованы формальные подходы. В данном случае, следуя [29], предполагалось, что часть реакций протекает равновесно, остальные — в кинетическом режиме. Для повышения эффективности вычислений при расчете правых частей уравнений баланса массы путем устранения арифметических операций с нулевыми элементами матриц стехиометрических коэффициентов прямых и обратных стадий использовалась специальная техника работы с разреженными матрицами. Подобная техника нередко используется при решении систем линейных алгебраических уравнений или систем ОДУ, матрица Якоби которых имеет разреженную структуру [30]. Такой подход — более универсальное средство повышения эффективности решения прямой кинетической задачи и экономии памяти ЭВМ при анализе многостадийных механизмов химических превращений, чем, например, классификация реакций по типам, предложенная в [29].

При расчете процессов горения в турбулентном сверхзвуковом потоке использовалась полуэмпирическая модель [31], объединяющая основные идеи двухпараметрической $k - \varepsilon$ -модели турбулентности и предположение, основанное на отождествлении процессов сеточной и вязкой диссипаций в потоке с однородной турбулентностью. При этом размер конечно-разностной сетки принимается равным колмогоровому микромасштабу.

Конечно-разностные аналоги основных законов сохранения решены с помощью модифицированного полунявного метода RICE, построенного на использовании принципа «расщепления» моделируемого явления по составляющим физическим процессам. При решении исходных уравнений по периметру расчетной области задавались граничные условия: «скольжения», специальные условия для моделирования выхода дозвукового потока, «мягкие» условия для выхода сверхзвукового потока

за пределы границы расчетной области, «прилипания» или «скольжения» вдоль боковой и торцевой поверхностей обтекаемого пилона. Энергетические граничные условия соответствовали случаю изотермической или теплоизолированной стенки. Основные особенности метода заключаются в следующем.

а) Различные составляющие полного физического процесса горения последовательно суммируются в источниковых членах законов сохранения масс. Таким образом сохраняется модульный принцип организации программы RICE, но «жесткость» суммарного процесса может оказаться ниже «жесткости» отдельных его составляющих, что повышает эффективность вычислений.

б) Вклад химического процесса также не «расщепляется» на вклады элементарных стадий. Для автоматического сохранения полного баланса массы применяется дифференциально преобразованная разностная схема, и методом из семейства [30] в каждой точке расчетной области решается система ОДУ химической кинетики с дополнительными членами, отражающими влияние конвекции и диффузии, замороженными» на этапе расчета изменения химического состава за счет протекания реакций. Такой подход в принципе совпадает с известным методом прямых с той разницей, что дифференциальная аппроксимация пространственных операторов совпадает с принятой в методе RICE.

При таком подходе при решении исходной задачи практически не возникла необходимость в специальной процедуре начала вычислений, которая требовалась ранее при численном интегрировании уравнений баланса массы в расщепленном варианте [32]. После определения состава выбранный в программе шаг интегрирования использовался на гидродинамическом этапе и тем самым определял его временную продолжительность.

в) В модель включены реалистичные переносные термодинамические и термохимические свойства смеси. Последние выбирались из баз данных в автоматизированном режиме на стадии формирования задания в предпроцессорном режиме, что облегчает использование программы при практических расчетах. Обобщение формулировки закона Фика для многокомпонентной смеси [33] позволило устранить из вычислительного процесса этап коррекции диффузионных потоков.

г) Расчетная схема допускает возможность естественной параболлизации законов сохранения на основе реализации идеи скользящей расчетной области [34].

За почти десятилетний период применения данной математической модели для изучения фундаментальной проблемы взаимодействия составных процессов при горении в сверхзвуковом потоке получены разнообразные результаты. Особенно интересно численное моделирование ситуаций, когда кинетика экзотермических реакций подчинена ограничениям, налагаемым гидродинамическими условиями, а само развитие движения сплошной среды есть часть процесса горения. Отметим лишь те особенности структуры течений, которые, на наш взгляд, еще детально не изучены. На рис. 6, 7 представлены результаты численного анализа подвода массы и энергии к сверхзвуковому ($M = 4,2$) осесимметричному потоку воздуха ($T = 650$ К) путем осевой инжекции холодной струи ($T = 300$ К) водорода с верхней стенки канала с внезапным расширением. Структура инертного течения без инжекции вторичного потока хорошо изучена и ее элементы хорошо видны. На рис. 6 показано поле вектора скорости, в котором точки дозвуковой области специально помечаются квадратиками. Интерес представляет факт наличия малых сверхзвуковых скоростей в обратной струе зоны рециркуляции. Об этом свидетельствуют и распределения статического давления, представленные на рис. 7. Этот результат опубликован в [35].

Рис. 8, 9 иллюстрируют расчетные поля параметров течения при нормальном вдуве недорасширенной ($n = 2$) звуковой струи водорода в поток окислителя, соответствующий $M = 3$ на входе в канал. На рис. 9

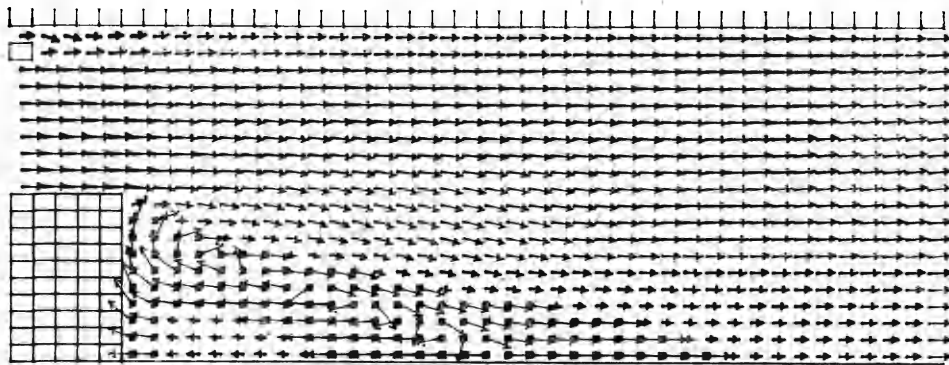


Рис. 6. Векторное поле скорости при организации горения в канале с внезапным расширением; t (безразмерное время) = 0,9; $Re = 1000$.

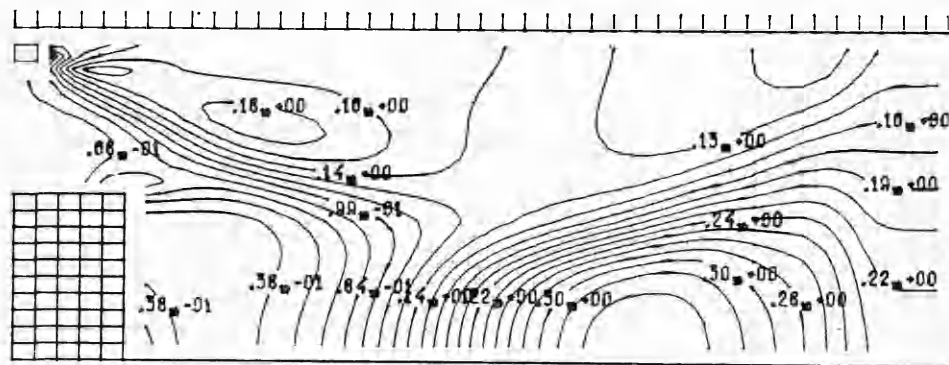


Рис. 7. Изолинии статического давления в канале с внезапным расширением.

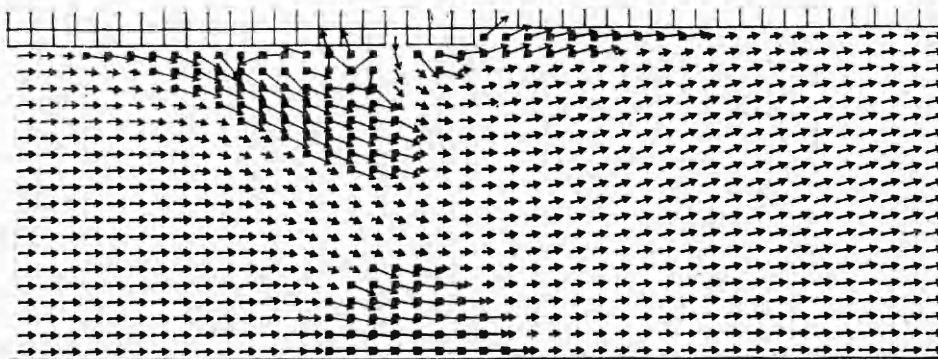


Рис. 8. Векторное поле скорости при нормальном вдуве водорода в сверхзвуковой поток; $t = 0,5$.

заметно возникновение косога скачка уплотнения, отражающегося от нижней стенки камеры с образованием дозвуковой (при большой интенсивности скачка — отрывной) области течения. Отметим, что подобный способ организации подвода массы приводит при $\bar{M} \leq 2$ к запираанию потока [36] за счет теплового и механического воздействия.

На рис. 10, 11 анализируется способ осевой подачи топлива с поверхности осесимметричного инжектора, располагаемого в сверхзвуковом потоке с $M = 3$. Этот способ организации подвода массы и тепла характеризуется несколько меньшими газодинамическими возмущениями, в частности дозвуковые зоны течения имеют меньшие размеры. Течение с меньшей величиной M оказывается более чувствительным к газодинамическим возмущениям. Режимы полного теплового запираания потока при данных параметрах течения в численном эксперименте не реали-

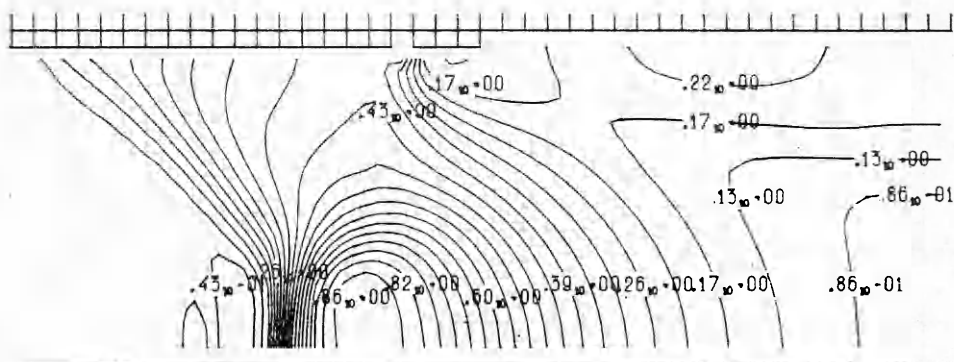


Рис. 9. Изолинии статического давления при нормальном вдуве.

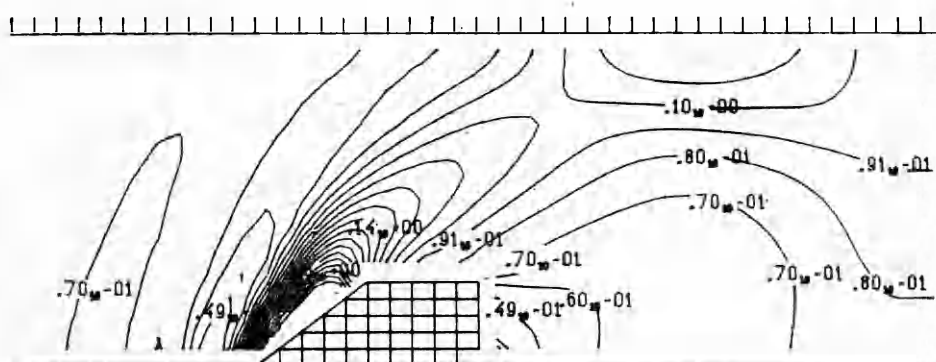


Рис. 10. Изолинии статического давления при осевой инъекции водорода с осесимметричного пилона; $t = 0,7$.

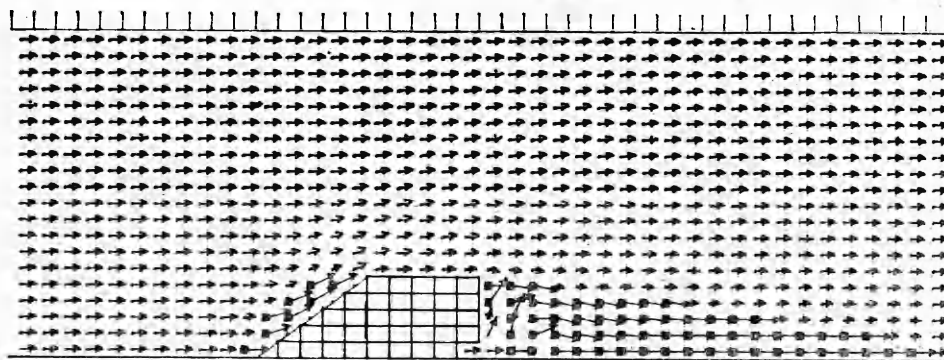


Рис. 11. Векторное поле скорости при осевой инъекции топлива.

зованы. Интересно отметить, что донное давление при горении в донной области оказывается существенно выше давления в случае инъекции инертного газа в основание ближнего следа.

Протекание процесса сверхзвукового горения в нестационарном режиме иллюстрируют рис. 12—14. В плоскую камеру с двумя клиновидными пилонами, прилегающими к нижней и верхней стенкам камеры, подается сверхзвуковой поток воздуха ($M = 2,5$) и одна или две звуковые нагретые до 600 К струи водорода. Последние истекали через щели, расположенные вблизи стенок канала. Результаты, представленные на рис. 12, 13, показывают изменение структуры поля статического давления в процессе развития горения во времени. При натекании сверхзвукового потока на клин (см. рис. 12) образуется косой скачок уплотнения, взаимодействующий со струей нагретого водорода, скорость

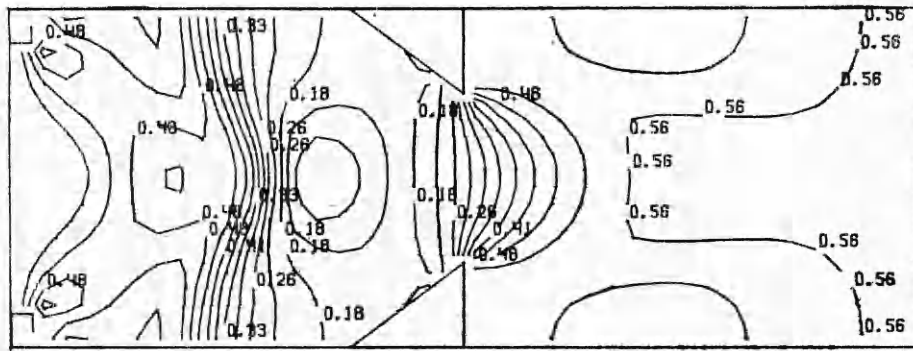


Рис. 12. Изолинии статического давления при натекании звуковой струи водорода на волновую структуру; $t = 0,3$.

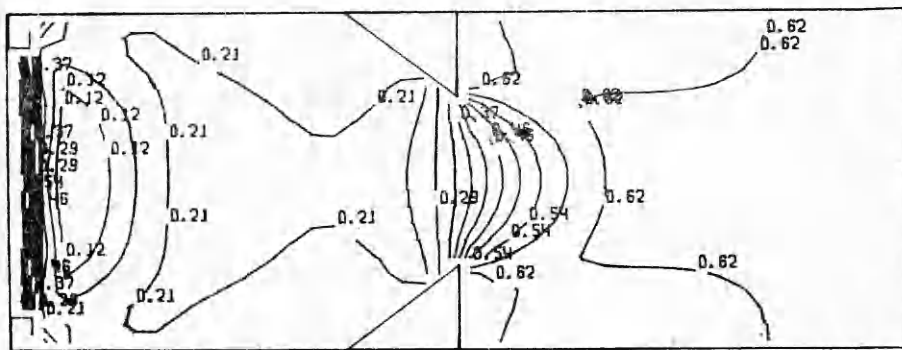


Рис. 13. Изолинии статического давления; $t = 0,7$.

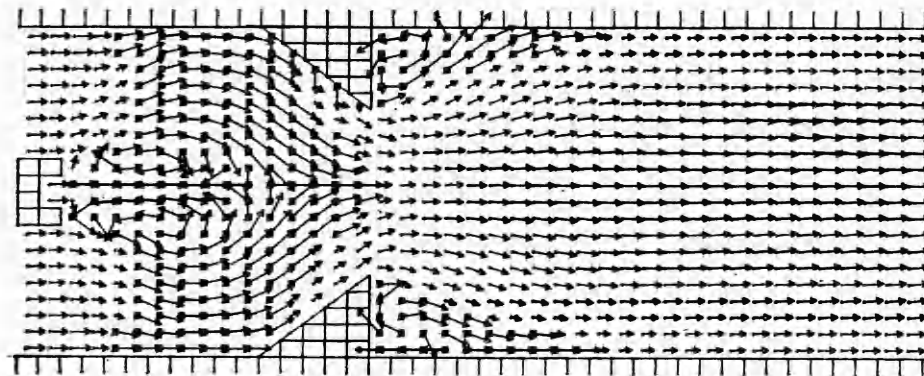


Рис. 14. Образование «висячей» зоны рециркуляции; $t = 0,5$.

звука a_0 в котором существенно превышает a_0 в воздухе. Подвод тепла приводит к уменьшению числа M и повышению статического давления в области течения перед клиньями. При этом рост давления оказывается достаточным для образования висячей зоны рециркуляции по механизму, описанному в [6]. Скачок уплотнения при этом становится нормальным (см. рис. 13) и приходит в движение вверх по потоку, достигая входного сечения камеры. Имеет место горение в относительно хорошо перемешанном дозвуковом течении в области течения, предшествующей клиньям, с последующим догоранием в сверхзвуковом потоке, подверженном расширению вследствие наличия донных областей за клиньями. Таким образом, реализуется нестационарный режим теплового записания потока с «выбитой» ударной волной и последующим расширением продуктов горения до сверхзвуковых скоростей.

Постановка граничных условий на выходе потока за пределы расчетной области во всех случаях соответствовала «мягким» граничным условиям, что эквивалентно расчетному режиму истечения смеси из камеры. На рис. 14 приведен пример образования висящей зоны рециркуляции при подаче топлива с пилона, расположенного в центральной части камеры. Отмеченные выше качественные закономерности сверхзвукового горения при таком способе подачи в основном сохраняются.

Приведенные примеры численного моделирования сложного процесса горения в сверхзвуковом потоке иллюстрируют возможность получения полезной информации для выявления его основных закономерностей, определяемых параметрами входного потока, способом инъекции и видом топлива, а также взаимодействием различных факторов при горении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
2. А. Г. Прудников, М. С. Вольтинский, В. Н. Сагалович. Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях. М.: Машиностроение, 1971.
3. В. С. Зуев, В. С. Макарон. Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1971.
4. Р. И. Курзинер. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1971.
5. Ф. Бартльме. Газодинамика горения. М.: Энергоиздат, 1981.
6. A. Ferrri. *Ap. Rev. Fluid Mech.*, 1973, 5, 301.
7. В. Л. Зимонт, В. И. Иванов и др.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
8. В. П. Строкин, Л. А. Клячко. ИФЖ, 1969, 17, 3.
9. Е. А. Мещеряков, В. М. Левин, В. А. Сабельников. Тр. ЦАГИ, вып. 2193, 1983.
10. В. К. Баев, В. И. Головичев, П. К. Третьяков и др. Горение в сверхзвуковом потоке. Новосибирск: Наука, 1984.
11. В. К. Баев, В. А. Константиновский, П. К. Третьяков.— В кн.: Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск, 1979.
12. E. Krause, F. Mhaurer, H. Pfeifer. *ICAS Paper*, 1972, No 72—21.
13. В. К. Баев. ПМТФ, 1966, 4.
14. Исследование горения газообразных топлив. Новосибирск, 1979.
15. В. К. Баев, П. К. Третьяков. Изв. СО АН СССР. Сер. техн., 1969, 1, 3.
16. В. К. Баев, П. К. Третьяков, В. А. Ясаков.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
17. E. Suttrop. *Katalytische Induktion der Verbrennung von Wasserstoff in Hyper-schall — Straustrahlantrieben. Jahrburg, Braunschweig*, 1973.
18. В. К. Баев, П. К. Третьяков, В. А. Константиновский и др. ФГВ, 1975, 11, 3.
19. В. А. Забайкин, А. М. Лазарев, Е. А. Соловова и др. Весп. Акадѐм Навук БССР. Сер. физ.-энерг. наук, 1986, 3.
20. В. А. Забайкин, А. М. Лазарев. Изв. СО АН СССР. Сер. техн., 1986, 4.
21. А. Ф. Гаранин, В. Л. Крайнев, П. К. Третьяков. ФГВ, 1984, 20, 2.
22. В. К. Баев, С. А. Вуйтицкий, А. Ф. Гаранин и др. ФГВ, 1977, 13, 1.
23. В. К. Баев, А. В. Локотко, П. К. Третьяков. ФГВ, 1973, 9, 5.
24. W. C. Strahle. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh. The Combustion Inst., 1969.
25. В. К. Баев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев. Изв. СО АН СССР. Сер. техн., 1984, 1, 4.
26. В. К. Баев, В. И. Головичев, В. А. Ясаков. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов. Новосибирск: Наука, 1976.
27. Ю. В. Лапин, О. А. Нехамкина, М. Х. Стрелец и др.— В кн.: Итоги науки и техники. Т. 19. М.: ВИНТИ, 1985.
28. В. И. Головичев.— В кн.: Процессы турбулентного переноса в реагирующих системах. Минск, 1985.
29. D. T. Pratt, J. Wormeck. CREK: A Computer Program for Calculation of Chemical Reaction Equilibrium and Kinetics in Laminar and Turbulent Flows. Report No. WSU-ME-TEL(76)1, 1976.
30. A. H. Sherman, A. C. Hindmarsh. GEARS: Solution of ODE Having a Sparse Jacobian Matrix. LLNL Report UCID-30116, 1975.
31. В. К. Баев, В. И. Головичев. Тез. докл. Школы-семинара социалистических стран «Вычислительная аэрогидромеханика», Москва — Бухара, 1985.
32. S. Kojima. *Comb. Flame*, 1986, 63, 151.
33. В. И. Головичев. ФГВ, 1986, 22, 3.
34. O. A. Farmer, J. D. Ramshaw. *J. Comp. Phys.*, 1977, 24, 23.
35. В. И. Головичев, Н. Н. Яненко. Докл. АН СССР, 1983, 272, 3.
36. В. И. Головичев. ФГВ, 1983, 19, 1.