УДК 536.46

ДВУМЕРНАЯ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО СВЕРХЗВУКОВОМУ ГОРЕНИЮ ВОДОРОДА

О. М. Колесников

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, 140160 Жуковский

Представлен анализ экспериментов по сжиганию водорода, инжектируемого в канал со сверхзвуковым высокотемпературным потоком на входе. Анализ проведен с помощью специально разработанной двумерной полуэмпирической модели, основанной на численном интегрировании параболизованных уравнений Навье — Стокса с учетом конечных скоростей химических реакций. Показано, что появление в рассматриваемых экспериментах двух режимов горения с «короткой» и «длинной» областями повышенного давления вызвано тем, что тепловыделение может происходить как в непосредственной окрестности инжекторов, так и по всей длине канала с образованием глобальной отрывной (застойной) зоны. Поток в канале в обоих режимах горения, за исключением ограниченных по размерам областей, остается сверхзвуковым.

Проблема организации эффективного сжигания топлива в сверхзвуковом потоке является ключевой при разработке камер сгорания ГПВРД. В ЦАГИ в 1993–1995 гг. по контракту с ФРГ экспериментально изучалось влияние формы канала, вида инжекторов и их расположения по тракту на процесс горения водорода в высокотемпературном сверхзвуковом потоке. Был получен большой объем данных по самовоспламенению водорода в условиях, когда статическая температура воздушного потока ниже температуры самовоспламенения. Хотя основные результаты к настоящему времени опубликованы [1, 2], работа по их обобщению, направленная на поиск путей организации наиболее эффективного рабочего процесса, далека от завершения. И основная причина — неполнота экспериментальных данных, связанная с исключительными трудностями в проведении измерений параметров потока, полная температура торможения которого достигает 2400 К. В достаточном объеме получены данные только о распределении статического давления вдоль стенок. В итоге во многих случаях остается невыясненным ряд важных вопросов, касающихся газодинамики. Например, в экспериментах с одинаковым расходом водорода, но разным типом инжекторов или их расположением по длине канала обнаружено качественное различие в распределении давления. Необходимо выявить причины этого явления и узнать, где и как в этих случаях происходит горение.

В такой ситуации крайне желательно располагать адекватной физико-математической моделью, с помощью которой можно было бы восстановить отсутствующие данные о параметрах потока. Использование здесь мощного арсенала методов прямого численного моделирования, основанных на решении полных уравнений Навье — Стокса, вряд ли приведет к успеху. Возможности современных, даже самых высокопроизводительных компьютеров пока недостаточны для успешного решения задач, в которых необходимо учитывать трехмерность, химическую неравновесность, многомасштабную турбулентность и сильные скачки уплотнения. Более реальным представляется разработка полуэмпирических методик, в которых использовался бы уже имеющийся экспериментальный материал.

В настоящее время для анализа экспериментальных данных по сверхзвуковому горению обычно используются (как и в [1]) одномерные модели. Возможности этих моделей для понимания процессов горения в трехмерных течениях очень ограничены, но такие модели позволяют по полученному в эксперименте распределению давления оценить важную для практических приложений величину — полноту сгорания топлива. К сожалению, всегда остаются сомнения в достоверности вычислений из-за допущения об одномерности потока, из-за необходимости располагать данными о

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97–01–00594).

сопротивлении канала и инжекторов, о тепловых потоках в стенки в условиях, когда воспламенение топлива приводит к перестройке всего течения. Эти данные также должны быть получены в экспериментах, но не всегда есть возможность провести соответствующие измерения, и тогда приходится привлекать какие-либо априорные оценки. Однако основные проблемы сосредоточены в самом одномерном подходе.

Известно, что при возникновении в канале постоянного сечения псевдоскачка одномерные уравнения сохранения в адиабатическом случае выполняются только для сечений в начале и конце псевдоскачка. В промежуточных сечениях, если принять в качестве основного предположения постоянство статического давления поперек канала, невозможно найти параметры потока (при заданном давлении), удовлетворяющие одновременно всем уравнениям сохранения. В случае с горением, когда теплоподвод вызывает изменение давления, близкое к распределению давления в псевдоскачке, использование уравнений сохранения для нахождения теплоподвода приведет, как показано в [3], к завышению его значения. Оригинальный подход, позволяющий преодолеть эти трудности и рассмотреть псевдоскачковый режим горения, предложен в [4, 5].

В данной работе предпринята попытка разработать более реалистичную двумерную полуэмпирическую модель и с ее помощью проанализировать экспериментальные данные [1]. Для построения двумерного аналога реального очень сложного трехмерного течения также используется распределение давления, взятое из экспериментов. Ядром модели является численная методика интегрирования двумерных параболизованных уравнений Навье — Стокса. В [6, 7] она была разработана для анализа горения тангенциальных струй водорода в свободном потоке и каналах с учетом конечных скоростей химических реакций.

Возможности представленной методики при вычислении полноты сгорания и потерь скоростного напора при обтекании инжекторов проиллюстрированы рядом примеров. Результаты расчетов сравниваются с аналогичными данными, полученными по одномерным методикам.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ [1]

Эксперименты по сверхзвуковому горению водорода проводились на присоединенном воздухопроводе с использованием огневого подогрева воздуха. Выхлоп производился в атмосферу. Камера сгорания представляла собой канал прямоугольного поперечного сечения (на входе 30×100 мм), состоящий из четырех секций.

Первая секция — канал длиной 300 мм с углом расширения по верхней и нижней стенкам $30'$. Вторая и третья секции — каналы длиной 500 мм с разными углами расширения. Четвертая секция выполнена без расширения. В используемом далее названии конкретной камеры сгорания всегда присутствует угол расширения второй, третьей и четвертой секций. Например, CV-1-0-0 обозначает камеру сгорания, у которой соответствующие углы равны 1°, 0, 0.

В экспериментах варьировались место, способ, количество водорода, подаваемого в камеру сгорания, а также параметры набегающего потока, в первую очередь температура торможения ($T_t = 1500 \div 1800$ K), а также давление ($p_t = 3{,}6 \div 3{,}8$ МПа). Число Маха на входе в канал принималось равным трем, хотя установка и не обеспечивала необходимую равномерность потока.

Подвод топлива к сверхзвуковому потоку осуществлялся во втором отсеке на расстоянии 388 или 712 мм от входа в канал. Будем называть его подводом из первого или второго пояса. В экспериментах использовались три вида инжекторов — трубчатые, ромбовидные и клиновидные (пилоны NASA). При использовании ромбовидных пилонов водород подавался перпендикулярно основному потоку из отверстий, расположенных на боковых сторонах пилонов. Трубки обеспечивали подачу водорода под углом к основному потоку. Подача водорода через четыре пилона NASA (два сверху и два снизу) приводила к формированию в потоке четырех спутных струй, распространяющихся в завихренном потоке.

Все экспериментальные данные по распределению давления вдоль стенок при вдуве водорода из одного пояса инжекторов (а были эксперименты и с одновременной подачей водорода из двух поясов) можно разделить на три группы.

Для первой группы (рис. 1,*а*) характерно существование одного пика в распределении давления, для второй — двух (рис. 1,*б*). К третьей группе (рис. 1,*в*) относятся эксперимен-

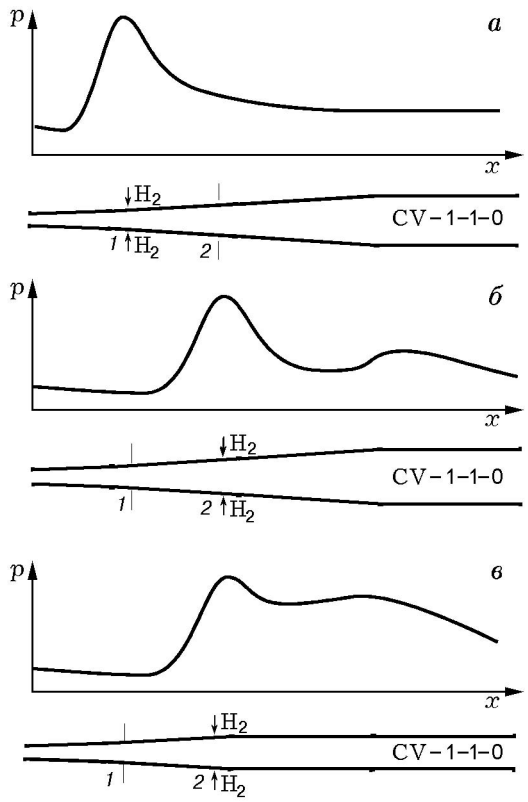

Рис. 1. Типичные распределения давления в экспериментах [1]:

1, 2 — подвод топлива

ты, в которых повышение давления наблюдается не в виде пика, как в первом случае, а на существенно большей длине. При этом образуется своеобразное «плато», за которым и происходит основное падение давления. Величина пика давления здесь ниже, чем в предыдущих случаях.

Анализ экспериментальных данных показывает, что распределение давления при одинаковом расходе водорода с коэффициентом избытка топлива Φ, близком к единице, зависит, в первую очередь, от геометрии канала и местоположения инжекторов. Варьирование расхода водорода в диапазоне $\Phi = 0{,}7 \div 1{,}0$ приводит к изменению высоты пиков, но не общего характера кривой.

В первую группу попадают эксперименты с подачей водорода из первого пояса инжекторов в расширяющемся канале во второй и третьей секциях (CV-1-1-0). Пик давления располагается в месте подвода водорода, и его величина зависит от расхода водорода и вида инжекторов. Наиболее высокие значения наблюдаются при использовании инжекторов, которые обеспечивают поперечную подачу водорода: ромбовидные пилоны, трубки с отверстиями в стенках. Отверстия располагаются в одном ряду с трубками, по одному между ними. При продольной подаче (пилоны NASA) пик давления располагается ниже по потоку.

Ко второй группе относятся эксперименты с вдувом водорода из второго пояса в канале CV-1-1-0 и из первого пояса в канале CV-1-0-0, т. е. при меньших расстояниях между местом вдува и изломом контура трубы по сравнению с предыдущим случаем. Второй пик располагается в окрестности излома, и его величина, как правило, меньше первого.

Анализ показывает, что появление второго пика довольно сложно объяснить чем-либо, кроме как дожиганием водорода в окрестности излома контура трубы. Так, повышение полной температуры набегающего потока до 2200 К приводит к исчезновению второго пика и уменьшению первого. В этом случае горение происходит по всей длине канала и изменение параметров потока в изломе уже не является критическим для процессов химических превращений. Второй пик исчезает и в случае увеличения расширения канала до 2°. Здесь из-за более сильного охлаждения потока дожигание в точке излома не происходит. Но оно появляется вновь при увеличении температуры набегающего потока.

В третью группу (рис. 1,*в*) входят эксперименты с вдувом водорода из второго пояса, главным образом, в каналах CV-1-0-0 и CV-2-0-0, т. е. при вдуве непосредственно перед секцией с постоянным сечением. Следует отметить, что на характер распределения давления помимо геометрии канала влияет вид инжекторов, температура торможения воздушного потока и, конечно, расход водорода. В качестве примера укажем только на результаты экспериментов с пилонами NASA, расположенными во втором поясе в канале CV-1-1-0. При небольших, но достаточных для самовоспламенения расходах водорода ($\Phi \approx 0{,}5$) давление ведет себя согласно представленной выше классификации, т. е. имеется второй пик. По мере увеличения расхода водорода второй пик увеличивается и, в конечном счете, сливается с первым (при $\Phi \geq 0{,}7$). Кривая распределения давления становится типичной для третьей группы.

Можно предположить, что в экспериментах третьей группы тепловыделение происхо-

дит по всей длине канала, в экспериментах первой группы — только в непосредственной окрестности пилонов. Одной из целей работы и является попытка подкрепить это предположение расчетами.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Воспламенение водорода приводит к многократному повышению давления в окрестности пилонов, причем рост давления начинается значительно выше по потоку от места вдува. В случае, когда статическая температура сверхзвукового потока на входе в канал ниже температуры самовоспламенения топлива, его воспламенение возможно только после предварительного торможения набегающего потока. В свою очередь, торможение (вплоть до образования псевдоскачка) должно поддерживаться соответствующим тепловыделением. При низких температурах горение происходит в «жестком» режиме, сопровождающемся значительным повышением давления, появлением отрывных зон, эффектами гистерезиса.

Детальная картина течения в окрестности воспламенения может быть очень сложной. В настоящее время имеются попытки создать адекватные модели расчета только для простейших случаев. Например, в [8, 9] представлены результаты расчета горения плоских поперечных водородных струй в сверхзвуковом потоке.

В предлагаемой расчетной модели главный объект внимания — область, лежащая за пилонами. Поэтому здесь достаточно предположить, что продукты горения водорода, как и его несгоревшая часть, покидают окрестность воспламенения в виде нескольких турбулентных струй, существенно отличающихся по составу и температуре от окружающего воздушного потока. Их вязко-невязким взаимодействием с основным потоком и определяется распределение давления ниже по течению.

На рис. 2 показана двумерная схематизация течения в области за пилонами, которая сводится к представлению неоднородного потока в виде двух слоев — одной пристенной струи и воздушного сверхзвукового ядра потока. Если удастся сформулировать начальные условия, то рассчитать взаимодействие между ними в настоящее время уже не составляет труда.

В предлагаемой расчетной модели основные допущения (помимо двумерности) сводятся к однородности в начальном сечении параметров струи и воздушного потока и к равенству статических давлений в обоих потоках (см. рис. 2,*б*). Параметры воздушного ядра и его высоту достаточно просто рассчитать, например, по изоэнтропическим соотношениям, если воспользоваться взятым из эксперимента максимальным повышением давления. Однако следует учесть, что часть воздуха из набегающего потока участвует в формировании пристенной струи через продукты горения и азот. Поэтому высоту ядра следует уменьшить на некую заранее неизвестную величину Δh, которая будет выбрана из условия наилучшего согласования с экспериментальными данными по распределению давления в области, лежащей за пилонами.

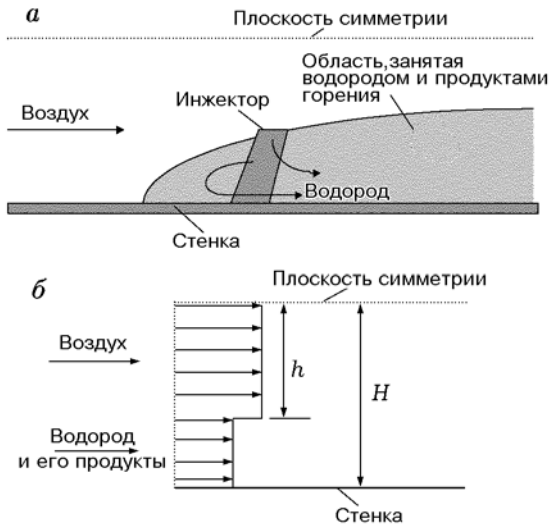

Рис. 2. Двумерная схематизация течения:
а — схема течения в окрестности пилонов,
б — расчетная область

Еще одно допущение, необходимое для определения начальных параметров пристенной струи, сводится к тому, что горение в окрестности пилонов происходит с бесконечными скоростями химических реакций. Здесь наиболее благоприятные условия для горения: высокое давление и температура, возможно образование отрывных зон. Допущение о бесконечности скоростей химических реакций позволяет установить взаимно-однозначное соответствие между величиной Δh и полнотой сгорания топлива в начальном сечении (φ_1).

Расход струи равен сумме расхода водорода и расхода воздуха, определяемого высотой Δh. Известна высота струи: это $H - h$, где H — полувысота канала, h — высота воздуш-

ного ядра (см. рис. 2,*б*). По известному давлению в начальном сечении можно определить и остальные параметры струи — температуру и скорость. Таким образом, для расчета взаимодействия струи со сверхзвуковым ядром известны все начальные параметры.

Расчет вязко-невязкого взаимодействия проводится на основе численного интегрирования параболизованных уравнений Навье — Стокса, которые получаются из полных уравнений после отбрасывания несущественных вязких членов с производными в продольном направлении. Основное преимущество этих уравнений по сравнению с полными заключается в том, что при сверхзвуковых скоростях потока они относятся к смешанному гиперболо-параболическому типу и, следовательно, появляется возможность решать их высокоэффективными маршевыми методами. При дозвуковых скоростях система эллиптична, как и полные уравнения Навье — Стокса. В задачах вязко-невязкого взаимодействия благодаря наличию в уравнении продольной компоненты количества движения члена $\partial p/\partial x$ (продольный градиент давления) также возникает механизм передачи возмущений вверх по потоку.

Возникающие проблемы с получением решения обычно разрешаются с помощью проведения так называемых «глобальных» итераций [10, 11]. В данной работе решение находится, как и в [10], путем многократного просчитывания всей области интегрирования от начального сечения до конечного с использованием при конечно-разностной аппроксимации производной распределения давления $\partial p/\partial x$, полученного на предыдущем шаге. Итерационный процесс обрывается, когда разница в распределении давления на нескольких последовательных итерациях становится малой.

В рассмотренных ниже примерах проблемы некорректности постановки задачи Коши проявляются прежде всего в виде возмущений давления вблизи начального сечения, большую часть которого занимает дозвуковая струя. Эти паразитные возмущения порождаются перестроением начальных ступенчатых профилей, не удовлетворяющих параболизованным уравнениям Навье — Стокса. Их величина определяется не только формой исходных профилей и размерами расчетной сетки, но и тепловыделением и тем обстоятельством, что давление в этой части потока не может передаваться вверх по потоку. В начальном сечении оно зафиксировано.

Таблица 1

Φ	p_t, МПа	T_t, К	M_i	T_i, К	p_i, МПа
0,86	3,69	1715	1,84	1022	0,443
0,99	3,76	1750	1,74	1090	0,526
0,56	3,73	1765	1,96	998	0,373

Примечание. Индексом i помечены статические параметры воздушного ядра потока в начальном сечении, индексом t — полная температура и полное давление воздушного потока.

Как упоминалось выше, значения Δh (или φ_1) находятся методом проб и ошибок исходя из наилучшего совпадения расчетных и экспериментальных данных по распределению давления в области за инжекторами. Полнота сгорания в конце канала (φ) вычисляется как сумма двух слагаемых: φ_1 — доля расхода водорода, сгорающего с бесконечными скоростями в непосредственной окрестности инжекторов, и φ_2 — доля расхода водорода, догорающего ниже по потоку, которая находится в результате решения параболизованных уравнений Навье — Стокса.

Вычисление коэффициента турбулентной вязкости основывается на алгебраической модели. Для расчета горения используются детальные схемы водородовоздушной химической кинетики.

Большая часть расчетов проводилась при постановке на стенке условий скольжения, отдельные расчеты — при постановке условий прилипания. Разница в результатах (по распределению давления) оказалась несущественной. Теплоотвод в стенки на данном этапе работы не учитывался.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Вначале рассмотрим эксперименты первой группы, в которых пилоны (трубки + отверстия) располагаются в первом поясе в канале CV-1-1-0. Параметры сверхзвукового потока в экспериментах при трех разных расходах водорода представлены в табл. 1.

На рис. 3 для опыта с $\Phi = 0{,}86$ показаны экспериментальное распределение давления и расчетные кривые, полученные при разной полноте сгорания перед инжекторами φ_1. Соответствующие начальные профили представлены на рис. 4. Полувысота канала в месте распо-

ложения инжекторов (начальном сечении) равна 19 мм.

Расчеты проводились как при горении в области за инжекторами, так и при замороженных скоростях химических реакций. Хорошее совпадение, полученное для $\varphi_1 = 0{,}85$ при замороженных реакциях (см. также рис. 5), подтверждает сделанное выше предположение о том, что в экспериментах первой группы горение и основное тепловыделение происходят только непосредственно в окрестности пилонов.

Этот вывод подтверждают и расчеты с «включенной» кинетикой. Как видно из рис. 3, расчеты при распределенном по длине канала тепловыделении ($\varphi_1 = 0{,}3$, $\varphi = 0{,}75$) дают завышенные значения давления. В то же время результаты расчетов, в которых предполагается, что водород сгорает в основном в окрестности инжекторов ($\varphi_1 = 0{,}79$, $\varphi = 0{,}86$), совпадают с результатами, полученными при замороженных скоростях химических реакций ($\varphi = \varphi_1 = 0{,}85$).

Предлагаемая расчетная методика не позволяет априори определять режимы с затуханием горения за пилонами. В рамках используемой схематизации течения большую часть начального сечения занимает дозвуковая струя, температура которой значительно выше температуры самовоспламенения. Расширение канала приводит к падению давления и разгону струи до сверхзвуковых скоростей. Но этого расширения недостаточно, чтобы горение при «включенной» кинетике приостановилось. Температура остается достаточно высокой.

Как видно из рис. 3 и 5, прекращение расширения канала (сечение $x = 1300$ мм) приводит к немедленной приостановке падения давления. Хорошо различимые в двумерных расчетах колебания давления в этой секции ($x > 1300$ мм) являются следствием возникновения косого скачка уплотнения в точке излома стенки и его последовательного отражения от стенок. В экспериментах эти слабые колебания не обнаруживаются из-за сильной пространственной неравномерности параметров потока.

Расчеты полноты сгорания по двумерной и одномерным [1, 12] методикам представлены в табл. 2. Как видно из таблицы, какого-либо согласования результатов не наблюдается, что лишний раз свидетельствует о том, что определение полноты сгорания по измерениям статического давления — задача непростая. Расчеты [12] и до некоторой степени настоящие расчеты демонстрируют слабую зависимость полноты сгорания в конце канала от расхода водорода. Труднообъяснимыми выглядят результаты [1], где эта зависимость сильная. Получается, что при $\Phi = 0{,}56$ и 0,86 тепловыделение, определяемое комплексом $\Phi \cdot \varphi$, одинаково. Однако во втором случае повышение давления вследствие горения значительно больше.

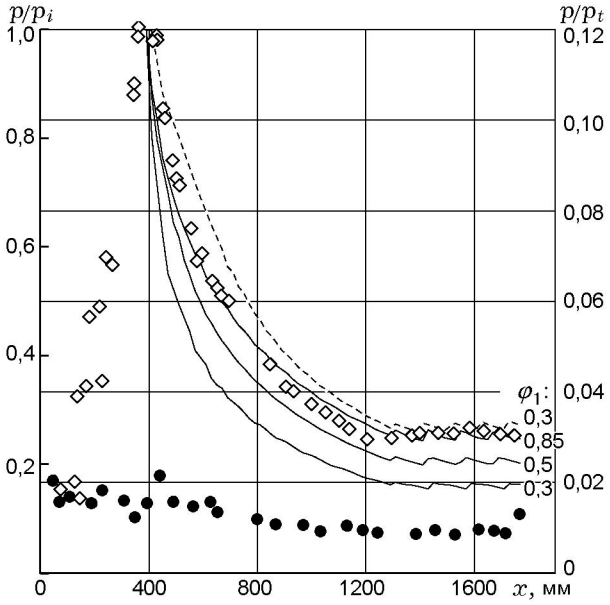

Рис. 3. Расчетное и экспериментальное распределения давления при коэффициенте избытка топлива $\Phi = 0{,}86$:

расчет: штриховая линия — при горении, сплошные линии — без горения; эксперимент [1]: ◊ — при горении, • — без горения

Таблица 2

Ф	Полнота сгорания (φ)		
	Настоящая работа	[1]	[12]
0,56	0,93	0,93	0,77
0,86	0,85	0,62	0,75
0,99	0,84	0,43	0,73

Как упоминалось выше, падение давления наблюдается не только в расширяющихся частях канала. Так, в экспериментах третьей группы (см. рис. 1,*в*) падение начинается не сразу за инжекторами, а после значительного по длине участка с высоким и примерно постоянным давлением. Причем основное падение приходится на последнюю нерасширяющуюся секцию.

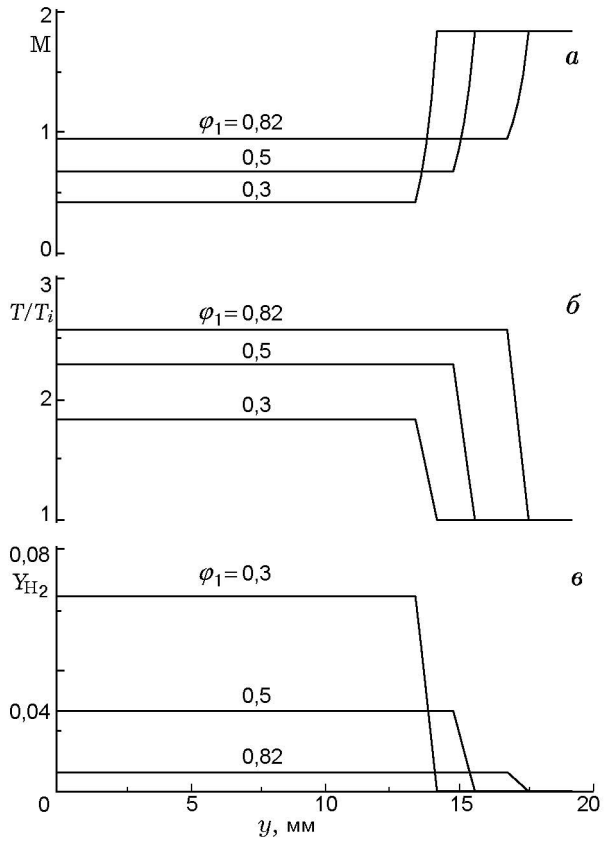

Рис. 4. Начальные профили числа Маха, температуры, концентрации водорода

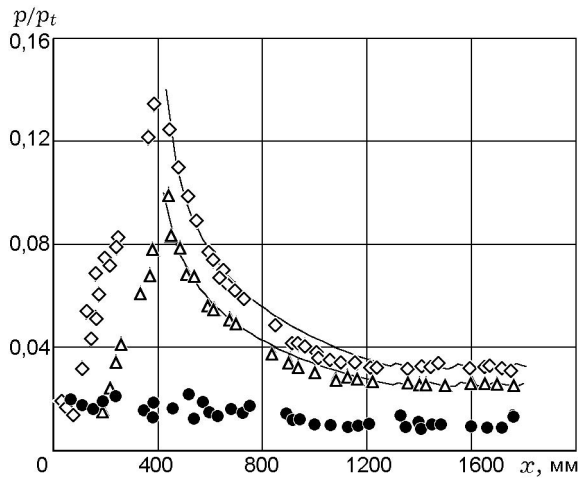

Рис. 5. Распределение давления вдоль стенок канала:

линии — расчет; точки — эксперимент [1]: ◊ ($\Phi = 0{,}99$), Δ ($\Phi = 0{,}56$) — при горении, • — без горения

В работе [1] такой режим горения классифицируется как дозвуковой и аномальное поведение давления объясняется возникновением псевдоскачка. Предполагается, что вследствие горения в окрестности инжекторов происходит торможение сверхзвукового потока до дозвуковых скоростей. А дальнейший подвод тепла уже к дозвуковому потоку, как следует из одномерных уравнений сохранения, в нерасширяющихся каналах сопровождается ускорением потока и падением давления.

Сомнения в правдоподобности такой одномерной интерпретации возникают при сравнении распределений давления, представленных в [1] при разном расположении пилонов, но при одних и тех же параметрах потока и расходах водорода. Смещение клиновидных пилонов вверх по потоку в более узкую часть канала (установку их в первом поясе) приводит к смене режима горения, несмотря на увеличение загромождения канала и повышение пика давления в полтора раза. Распределение давления становится типичным для первой группы экспериментов.

Гипотеза, выдвигаемая в данной работе для объяснения причин падения давления в последней (нерасширяющейся) части канала, основана на предположении об образовании вторичных отрывных (или застойных) зон, меняющих проходное сечение канала. Если в экспериментах второй группы такая локальная зона образуется в окрестности излома контура трубы, то в экспериментах третьей группы эта зона увеличивается и можно говорить об образовании глобальной отрывной зоны, простирающейся от инжекторов практически до кормового среза камеры сгорания. В реальном трехмерном течении таких зон может быть несколько, например, в углах прямоугольного в сечении канала, где пограничный слой наиболее толстый.

В рамках двумерной модели определить форму трехмерных отрывных зон невозможно, но можно попытаться смоделировать их интегральное влияние на контур трубы и посмотреть, как это скажется на распределении давления. В рассматриваемом ниже примере, относящемся по характеру распределения давления к третьей группе экспериментов, к удовлетворительным результатам привели самые простейшие изменения.

Рассматривается канал CV-1-1-0, в котором подвод водорода осуществляется с коэффициентом избытка топлива $\Phi = 0{,}94$ из клино-

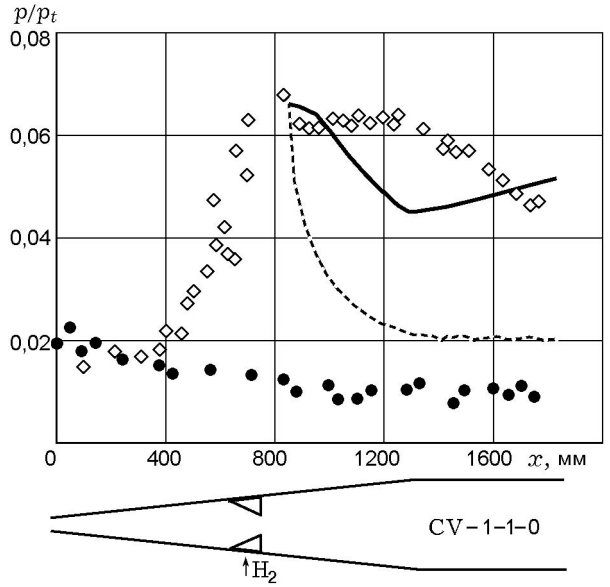

Рис. 6. Распределение давления в канале исходной геометрии:

расчет: сплошная линия — при горении, штриховая — без горения; эксперимент [1]: ◊ — при горении, • — без горения

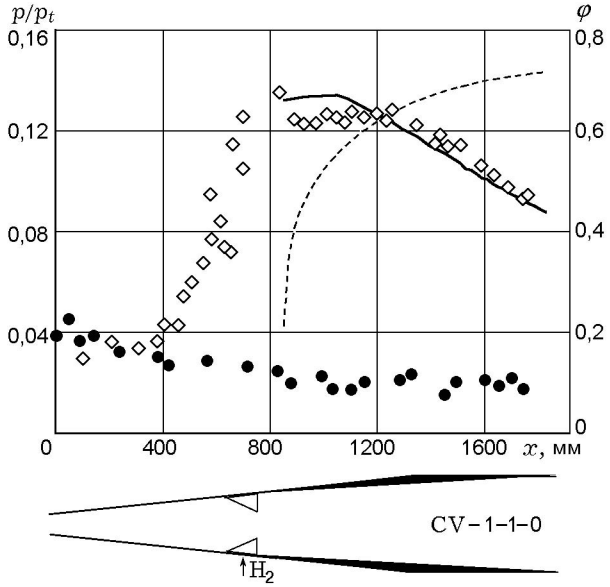

Рис. 7. Распределение давления и полноты сгорания в канале модифицированной геометрии:

расчет: сплошная линия — давление, штриховая — полнота сгорания; эксперимент [1]: ◊ — давление при горении, • — без горения

видных пилонов, расположенных во втором поясе. Полное давление воздушного потока и его температура торможения равны соответственно 3,72 МПа и 1720 К.

Контур, расположенный за пилонами, был модифицирован: контур с изломом заменили равномерно расширяющимся. Площади выходных сечений совпадали.

Результаты расчетов распределения давления при $\varphi_1 = 0{,}21$ в исходном и модифицированном каналах приведены на рис. 6 и 7. На рис. 6 для выявления влияния дожигания на распределение давления в области за инжекторами показаны также результаты расчетов при замороженных скоростях химических реакций. Видно, что дожигание за местом вдува не может остановить падение давления, оно прекращается только в последней секции с постоянным сечением. Более того, вследствие продолжающегося тепловыделения там оно начинает расти. Такое поведение давления полностью противоречит экспериментальным данным.

Только в модифицированном канале в последней его секции наблюдается не только качественное, но и количественное совпадение результатов (см. рис. 7). Более высокий уровень «плато» свидетельствует о завышении тепловыделения в ближайшей к инжекторам области. Возможные причины завышения — пренебрежение в расчетах потерями тепла в стенки и неадекватность используемой модели турбулентности. Можно было бы попытаться учесть все эти факторы и лучше подогнать расчетную кривую под экспериментальные данные. Но при полном игнорировании реальных эффектов трехмерности и произволе в выборе формы эффективного контура трубы такая подгонка вряд ли добавит убедительности выдвигаемому здесь предположению об образовании глобальной отрывной зоны, поддерживающей горение по всей длине канала.

Согласно рис. 7 полнота сгорания увеличивается к концу канала до 0,72 (в [12] $\varphi = 0{,}63$), т. е. выгорание водорода происходит по всей его длине. Тем не менее полнота сгорания здесь ниже, чем в предыдущих примерах. Как следует из рис. 8, где представлены профили числа Маха, поток в последней секции является сверхзвуковым.

Использование других инжекторов в аналогичных условиях (расположение во втором поясе в канале CV-1-1-0) не приводит к образованию глобальной отрывной зоны. В точке излома контура трубы появляется только местная зона с повышенным давлением. По-

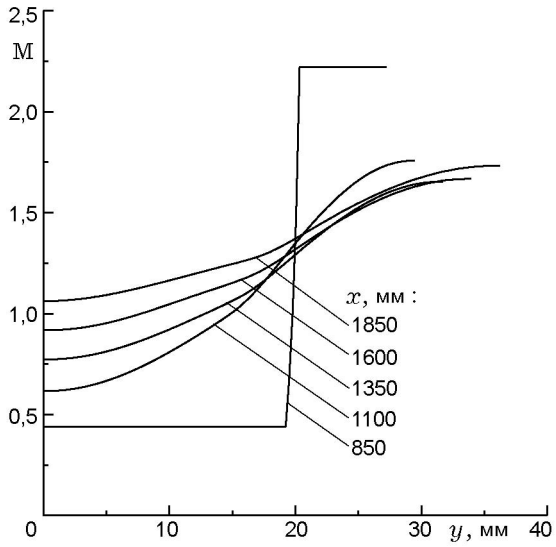

Рис. 8. Профили числа Маха

видимому, имеющийся у клиновидных инжекторов донный срез и генерируемые ими продольные вихри формируют дозвуковой след, хорошо передающий возмущения вверх по потоку, что, в конечном счете, приводит к объединению этих зон и перестройке всего течения.

Как следует из двумерной схематизации течения, скорость струи в начальном сечении меньше, чем в воздушном ядре. Соответственно меньше и скорость той части воздушного потока, которая участвует в формировании струи. Потери количества движения этой части потока обусловлены сопротивлением пилонов и могут быть рассчитаны. С практической точки зрения при использовании разных видов инжекторов эти потери полезно сопоставить. В первом примере (трубки+отверстия, $\Phi = 0{,}99$) они составляют 9 %, во втором (клиновидные пилоны, $\Phi = 0{,}94$) — 13 % от импульса набегающего потока. Но эти значения, как и данные, о полноте сгорания все еще не позволяют сделать окончательный вывод о преимуществах того или иного вида пилонов. При одинаковых расходах водорода использование трубок, как и ромбовидных пилонов, приводит к более высокому первому пику давления, чем при использовании клиновидных инжекторов, т. е. потери в головных скачках уплотнения и тепловые потоки в стенку будут больше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана двумерная полуэмпирическая методика расчета сверхзвукового горения на базе численного интегрирования параболизованных уравнений Навье — Стокса, позволяющая увеличить информативность имеющегося и, как правило, всегда недостаточного объема экспериментальных данных.

При анализе экспериментов показано, что горение и тепловыделение могут происходить как непосредственно в окрестности инжекторов, так и по всей длине канала с образованием глобальной отрывной (или застойной) зоны. Сделанные с помощью разработанной методики расчета выводы о влиянии горения на газодинамику течения не всегда совпадают с некоторыми важными выводами, вытекающими из одномерных моделей.

С количественной точки зрения двумерная методика представляет новый способ вычисления полноты сгорания. В отличие от одномерных методик она позволяет вычислять и потери скоростного напора при обтекании пилонов. Сейчас пока трудно определить границы ее применимости, но, учитывая исходные допущения и присущие ей внутренние ограничения, можно заметить, что в первую очередь она пригодна для рассмотрения чисто сверхзвуковых режимов горения, когда поток, за исключением ограниченных по размерам областей, остается в целом сверхзвуковым.

Автор выражает глубокую признательность В. В. Сабельникову, Ю. Ф. Коронцвиту за привлечение внимания к проблемам анализа экспериментальных данных по сверхзвуковому горению и обсуждению представленных здесь результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Walter R., Sabelnikov V., Korontsvit Y. et al.** Progress in joint German-Russian scramjet technology programme // ISABE 95-7121. 1995.
2. **Walter R., Koschel W., Sabelnikov V. et al.** Investigations into the aerothermodynamic charakteristics of scramjet components // ISABE 97-7085. 1997.
3. **Щетинков Е. С.** О кусочно-одномерных моделях сверхзвукового горения и псевдоскачка в канале // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 4. С. 473–483.
4. **Третьяков П. К.** Определение теплоподвода к потоку в канале с псевдоскачком // Физика горения и взрыва. 1993. Т.19, № 3. С. 71–77.
5. **Третьяков П. К.** Псевдоскачковый режим горения // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 19, № 6. С. 33–38.
6. **Колесников О. М.** Влияние пульсаций концентраций на воспламенение пристенной струи

водорода в сверхзвуковом потоке // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 1. С. 53–58.
7. **Колесников О. М.** Численное моделирование псевдоскачка в плоском канале, вызванного сгоранием пристенных водородных струй // Изв. Академии наук. Механика жидкости и газа. 1997. № 2. С. 196–200.
8. **Juergens B., Koschel W.** Thermal analysis of fluid-structural interaction in high-speed engine flow fields // ISABE 99-7139. 1999.
9. **Колесников О. М.** Расчет двумерного взаимодействия поперечной горящей струи водорода со сверхзвуковым потоком // Учен. записки ЦАГИ. 1992. Т. 23, № 2. С. 38–46.
10. **Barnett M., Power G. D.** An efficient algorithm for strong viscous/inviscid interaction in hypersonic flows // AIAA Paper N 88-712. 1988.
11. **Power G. D.** A novel approach for analyzing supersonic high Reynolds number flow with separation// AIAA Paper N 90-0764. 1990.
12. **Зосимов С. А., Малета О. М.** Экспериментальное исследование горения водорода в канале переменного сечения со сверхзвуковой скоростью на входе // Научно-техническая конф. молодых ученых ЦАГИ «Современные проблемы аэрокосмической науки». Жуковский, 1996. С. 22–25.

Поступила в редакцию 17/III 2000 г.,
в окончательном варианте — 20/VI 2001 г.