

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ УСТОЙЧИВОГО ГОРЕНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ПОТОКА В КАНАЛЕ

В статье выполнен анализ применимости существующих методов критериального описания условий самовоспламенения и срыва горения для обобщения экспериментальных результатов, полученных при исследовании горения водорода в камере сгорания с высокими сверхзвуковыми скоростями воздушного потока. Для этих условий обосновывается выбор отдельных критериев, которые достаточно хорошо согласуются с новыми экспериментальными данными. Вместе с тем сложность определения в эксперименте входящих в критерии физических величин не позволяет уверенно применить их для предсказания пределов устойчивого горения. Поэтому для получения надежных критериев необходимо дальнейшее накопление экспериментальной информации и развитие методов измерений.

Ключевые слова: сверхзвуковая камера сгорания, самовоспламенение и срыв горения, критерии устойчивого горения.

К настоящему времени вопросы организации горения при умеренной сверхзвуковой скорости потока на входе ($M_{вх} \leq 2,5$) в камеру сгорания достаточно хорошо изучены [1; 2]. Существенно меньше экспериментальных и расчетных работ для чисел Маха $M_{вх} \geq 3$. Сложная трехмерная структура течения, неравновесность состава воздуха, наличие химических процессов, отрыва и присоединения пограничного слоя на внутренних поверхностях воздухозаборника и камеры сгорания и т. п. не позволяют рассчитать газодинамические процессы и достаточно надежно предсказать характеристики двигателя на основе существующих математических методов, несмотря на прогресс в области информационных технологий. До сих пор нет единой и всеобъемлющей теории, объясняющей механизм стабилизации пламени стабилизаторами различной формы, которые формируют течения с рециркуляционными зонами. Поэтому в подавляющем большинстве случаев для расчета камеры сгорания используются приближенные методы, основанные на применении полученных экспериментальных результатов [3; 4].

Особый интерес представляет изучение возможности обобщения и применения кри-

териального описания для предсказания условий самовоспламенения и срыва горения, а также для выбора геометрии камеры сгорания и стабилизаторов при конструировании камеры сгорания при заданных параметрах потока на входе. Следует выделить основные проблемы, связанные с разработкой сверхзвуковой камеры сгорания: инжекция топлива и интенсивность смешения при сверхзвуковых скоростях потоков; воспламенение и стабилизация при большой скорости потока в канале камеры сгорания и низких статических температурах и давлениях; химическая кинетика применяемых топлив, времена индукции и реакции.

В большинстве случаев эти эффекты тесно связаны между собой и часто наблюдается их сильное взаимовлияние. Так, например, смешение водорода с воздухом при горении происходит более интенсивно, в отличие от случая смешения без горения [5]. Наблюдается существенное влияние теплового режима на закономерности развития водородного факела [6]. Вместе с тем решение этих проблем должно быть обеспечено на приемлемой длине. Длина факела пламени зависит от многих параметров [7]. Можно выделить следующие: температуры смешиваемых потоков; отношение скоро-

стей и плотностей смешиваемых потоков воздуха и топлива в начальном сечении; конфигурация инжектирующих устройств и камеры сгорания (объем зон рециркуляции, степень расширения); стехиометрический коэффициент топлива; степень турбулентности внешнего окислителя и струи топлива в начальном сечении; масштабы турбулентности; интегральные величины пограничных слоев, накопленных к начальному сечению смешения на соответствующих поверхностях камеры сгорания; числа Рейнольдса.

Эта задачи актуальны также в теории дозвукового турбулентного горения, но в сверхзвуковой камере сгорания ее решение усложняется вследствие высокого уровня неравномерности потока, существенного ухудшения смешения и влияния процесса горения на интенсивность турбулентности [8].

Обычно для стабилизации пламени используется структура течения с рециркуляционными зонами. Размеры этих зон зависят от различных факторов: размера и формы стабилизатора пламени; параметров (P , T , U) потока на входе в камеру сгорания; относительной скорости инжектируемого топлива и его термодинамических свойств; степени загромождения камеры сгорания; степени относительного подогрева при горении; степени и масштаба турбулентности потока; состояния пограничного слоя на входе в камеру сгорания. Один из наиболее распространенных способов – это стабилизация уступом [9; 10]. Рециркуляционная зона, образующаяся за уступом, обеспечивает воспламенение и стабилизацию горения за счет продуктов сгорания, вытекающих в слой смешения и в основной поток в область топливных струй. Помимо стабилизации пламени обратный уступ препятствует перемещению возмущения через пограничный слой из камеры сгорания в воздухозаборник [11].

Оптимизация формы камеры сгорания (площадь поперечного сечения КС по длине) играет определяющую роль с термодинамической точки зрения: при заданном массе и теплоподводе обеспечить минимальные потери полного давления [12]. Способ подачи топлива играет решающую роль в процессе воспламенения. При варьировании способа подачи топлива в сверхзвуковой поток можно изменять характер выгорания топлива [13]. С ростом скорости полета возрастает

вклад кинетической энергии топлива в суммарный импульс двигателя. Тепло аэродинамического нагрева должно быть передано топливу, что существенно влияет на импульс в широком диапазоне полетных чисел Маха M_n [14]. Поэтому очевидны преимущества параллельной (спутной) потоку подачи, поскольку можно одновременно использовать импульс топлива и его хладоресурс [15]. По этим причинам, начиная с $M_n = 10$, спутная подача становится безальтернативной, несмотря на явный проигрыш в сравнении с поперечной и встречной инжекцией с точки зрения воспламенения топлива и стабилизации горения. Для интенсификации смешения и улучшения выгорания топлива разрабатываются специальные пилоны («гипермиксеры») [16], обеспечивающие появление продольной завихренности. Одна из возможных схем такого пилон с несимметричными вырезами на боковых стенках была предложена В. Н. Строкиным [17]. Рассматривается также клиновидная форма топливного инжектора [18], которая значительно улучшает смешение при минимальном сопротивлении. Сложная трехмерная структура ударных волн и волн разрежения, возникающая при обтекании клиновидных инжекторов, способствует процессу смешения [19], включая прохождение инжектируемой струи через эту систему волн [20]. Различия в ускорении газов различной плотности из-за системы волн будут создавать крутящие моменты, которые в свою очередь являются вихреобразующими и усиливают смешение [21].

В работе [22] обсуждаются результаты экспериментального исследования сверхзвуковой многоинжекторной камеры сгорания со следующими параметрами потока на входе: $M_{вх} = 3, 4, 5$, статическое давление изменялось в диапазоне 0,08–0,23 МПа и полная температура – от 2 000 до 3 000 К. С учетом высоких параметров потока была выбрана следующая конфигурация камеры сгорания: обратный уступ на входе (внезапное расширение), затем участок с постоянной площадью поперечного сечения и расширяющийся участок (рис. 1). Топливо в ядро потока подавалось спутно потоку (под небольшими углами 8 или 11°) через клиновидные инжекторы. Дополнительно часть топлива вдувалась в донную область уступа. Представляется интересным рассмотреть пределы устойчивого горения в такой камере

ре сгорания в малоизученном диапазоне высоких параметров потока на входе.

Схема течения на входе в камеру сгорания показана на рис. 2. В рециркуляционной зоне можно видеть три характерные области: 1) область потока воздуха на входе в камеру сгорания; 2) двухслойная область, состоящая из зоны обратных потоков и зоны смешения над ней, которая включает зону присоединения; 3) турбулентный пограничный слой, образующийся на стенке камеры сгорания после присоединения. Этот слой имеет большую толщину и высокий уровень турбулентности вследствие воздействия скачка уплотнения.

В первой области горение невозможно ввиду отсутствия топлива или низкой температуры и незначительной скорости химической реакции (даже в случае предварительной инъекции топлива).

Во второй области воспламенение и горение также маловероятны ввиду отсутствия (или слишком малого) количества топлива в рециркуляционной зоне и большого количества топлива на внешней границе слоя смешения, т. е. величина коэффициента избытка топлива β лежит вне пределов устойчивого горения. По существу, эта область соответствует области испарения и смешения топлива с

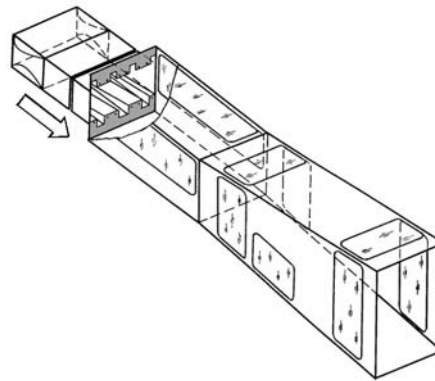


Рис. 1. Схема модельной камеры сгорания

воздухом. Однако нельзя исключить, что в этой области при определенных условиях возможно самовоспламенение.

Поэтому можно предположить, что физико-химические процессы, определяющие воспламенение и устойчивое горение, возможны главным образом в третьей зоне в турбулентном пограничном слое. Это подтверждают результаты испытаний в рамках работы [22] и данные других исследований.

Процесс стабилизации пламени в потоке часто рассматривается на основе тепловой теории воспламенения, в которой определяющим фактором является период задержки воспламенения, т. е. время, необходимое

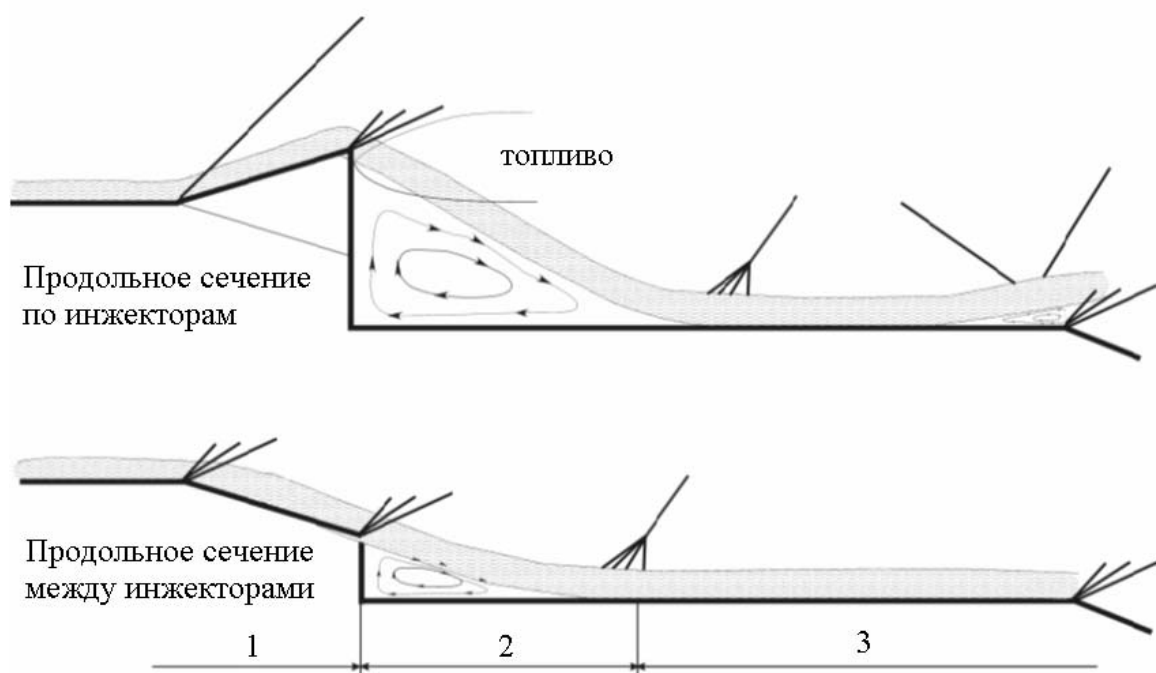


Рис. 2. Схема течения на начальном участке камеры сгорания

для развития начальной стадии химической реакции [23; 24]. По-видимому, одна из первых попыток определить условия воспламенения и стабилизации гомогенной смеси по периоду задержки воспламенения была сделана в работе [25]. Основываясь на определении скорости химической реакции из теории теплового воспламенения [26] и теории турбулентных струй [27], было получено выражение для условия критического режима воспламенения (минимальная длина воспламенения):

$$\frac{L_{p.з.}}{U_{см} + U_{г}} = K \frac{c_p T^{2.5} R \left(\frac{L_0}{\beta} + 1\right)^2 e^{\frac{E}{RT}}}{0,232 \frac{E}{R} H_u P \frac{L_0}{\beta} (1-\varepsilon)(1-\beta\varepsilon)},$$

где $L_{p.з.}$ – длина рециркуляционной зоны; $U_{см}$, $U_{г}$ – скорости смеси и продуктов сгорания соответственно; K – коэффициент, характеризующий период задержки воспламенения; c_p – теплоемкость газа; R – газовая постоянная; T , P – температура и давление; L_0 – стехиометрический коэффициент; H_u – низшая теплотворная способность топлива; E – энергия активации; β – коэффициент избытка топлива; ε – степень разбавленности смеси продуктами химической реакции.

Это выражение в явном виде включает большинство физических параметров и физико-химических констант топлива и воздуха, которые определяют срывные характеристики стабилизаторов пламени. В неявном виде сюда входит геометрия стабилизатора пламени через размер рециркуляционной области.

По существу, приведенное выражение позволяет определить характерное время пребывания топлива в рециркуляционной зоне до момента его воспламенения в составе смеси с необходимым коэффициентом избытка топлива. Из этого выражения следует, что влияние всех параметров потока на срывные характеристики обусловлено, прежде всего, изменением минимальной задержки воспламенения в турбулентном пограничном слое за стабилизатором пламени.

Чаще всего используются различные критерии, которые с той или иной степенью полноты описывают процессы в камере сгорания. Один из самых простых подходов состоит в том, что процесс горения можно описать одним критерием стабилизации $B = \tau_{горен.}/\tau_{\Sigma}$, который представляет отношение характерного времени горения ко вре-

мени пребывания смеси в камере сгорания [4]. Для этого необходимо знать время горения $\tau_{горен.}$, которое в общем случае включает время распыления, испарения, смешения и индукции (для газообразных топлив остаются только два последних времени). Строго говоря, этот критерий был получен для дозвуковых гомогенных смесей. Однако в работах [28; 29] было показано, что этот критерий может быть применен для сверхзвукового потока при диффузионном механизме горения, т. е. если состав смеси значительно изменяется. Этот критерий позволяет приблизительно оценить необходимый размер рециркуляционной зоны для воспламенения и стабилизации горения:

$$L_{p.з.} > L_{cr} U_0 \frac{\tau_{горен.}}{K},$$

где U_0 – скорость на внешней границе слоя смешения; K – эмпирический коэффициент, который должен учитывать погрешность определения времени горения (индукции) топлива в негомогенной смеси.

При расчете возникают трудности при определении времени горения, связанные с необходимостью точного вычисления скорости распространения пламени, определяющей температуры и коэффициентов тепло- и массообмена. Эта задача становится непреодолимой для сложных газодинамических течений с системой волн сжатия и разрежения, когда необходимо учитывать время / длину испарения и смешения топлив.

Поэтому для определения времени горения или, точнее, функциональной зависимости задержки воспламенения, используются известные экспериментальные данные. Например, для расчета задержки воспламенения водородно-воздушной смеси использовалось соотношение [30]

$$\tau_i = \frac{8 \times 10^{-6}}{P} e^{\frac{9600}{T}},$$

где P и T – соответственно статическое давление и температура на входе в камеру сгорания.

Приведенное соотношение справедливо в определенном диапазоне условий течения и состава смеси и не содержит важного параметра, определяющего его зависимость от концентрации топлива и воздуха. Поэтому в эти выражения вводится дополнительный корректирующий множитель, зависящий от местного коэффициента избытка топлива,

т. е. $\tau_i = \tau_i f(\beta)$ [31]. Эта функция должна обеспечить необходимое возрастание времени горения при приближении к границам струи, где концентрация топлива или воздуха стремится к нулю. Определение этой функции также не является простой задачей и базируется на экспериментальных данных для широкого диапазона условий. Для водородно-воздушных смесей $f(\beta)$ может быть получена прямой аппроксимацией экспериментальных данных. Опыт показывает, что в этом случае время горения слабо зависит от состава смеси при $0,5 \leq \beta \leq 2,5$ и функция $f(\beta)$ может быть записана в виде $f(\beta) = \beta^{0,1}$ для бедных смесей и $f(\beta) = \beta^{0,2}$ для богатых смесей.

Проверка применимости приведенных соотношений для анализа и расчета характеристик камеры сгорания показала, что эти соотношения являются очень приближенными и упускают из рассмотрения важные параметры, которые во многих случаях могут быть существенными. В частности, не учитывается геометрия (конфигурация) камеры сгорания и инжектирующих устройств (подача со стенки или с пилонов), тип подачи (спутная, встречная), форма и размеры зон отрыва, возможность воспламенения в пограничном слое, наличие отрывных зон степень турбулентности потока и т. д. Следует подчеркнуть, что эмпирические соотношения, определяющие пределы воспламенения и стабилизацию, были привлечены из анализа экспериментальных данных для дозвуковых потоков и с той или иной степенью модификации (или без нее) использованы для сверхзвуковых течений [32]. Здесь, однако, при сверхзвуковой скорости потока в камере сгорания течение существенно усложняется геометрией камеры сгорания, присутствием ударных волн и волн разрежения, псевдоскачка, отрыва пограничного слоя, уровнем турбулентности и т. п. Поэтому каждый раз при использовании известных соотношений необходима проверка их применимости.

По-видимому, наиболее полный список условий воспламенения и стабилизации обсуждался в работе [33]. В частности, обсуждается возможность использования параметра стабилизации R. Ozawa с учетом анализа и модификации, которые обсуждаются в работах [34; 35].

$$SP = \frac{d}{d_e} \frac{U}{2h_s} \frac{14,7}{P} \left(\frac{1000}{T_0} \right)^{1,5},$$

где h_s – высота уступа стабилизатора; d/d_e – параметр, характеризующий геометрию стабилизатора; P – статическое давление; T_0 – полная температура перед стабилизатором; U – скорость потока.

По этому соотношению можно определить границы бедного и богатого срыва. Однако при сверхзвуковых скоростях крайне затруднено определение геометрических параметров зоны отрыва, уровня турбулентности и особенно локальных значений коэффициента избытка топлива в рециркуляционной зоне и в слое смешения. Задача существенно усложняется, если воспламенение происходит в слое смешения или в пограничном слое за рециркуляционной зоной, как это происходило при исследовании трехмерной камеры сгорания в рамках настоящей работы.

Задача может быть несколько упрощена, если топливо подается непосредственно в рециркуляционную зону [36; 37]. В этом случае пределы воспламенения могут быть определены только как функция местного коэффициента избытка топлива.

$$SC = \frac{U}{P_{p.z.}^{1,45} T_0^2 L},$$

где L – длина каверны или рециркуляционной зоны; $P_{p.z.}$ – статическое давление в рециркуляционной зоне; T_0 – полная температура перед стабилизатором; U – скорость основного потока.

Как и ранее, сохраняется необходимость определения длины области рециркуляции и времени пребывания топлива в ней. Эта формулировка не учитывает влияние горения и ударных волн и волн разрежения на изменение структуры течения и турбулентность потока в камере сгорания.

В работе [36] было предложено использовать экспоненциальный закон для температуры в критерии стабилизации в виде:

$$SCE = \frac{UdA/dx}{Pe^{(-1,12T_0/1000)}}, \text{ который включает}$$

также изменение поперечного сечения камеры сгорания (dA/dx), но не включает параметры для учета размеров рециркуляционной зоны.

Другой подход был выбран в работе [33], в которой для вычисления параметра стаби-

лизации использовались местная температура при горении и давление подачи топлива

$$SCELT = \frac{U}{P_{инжек.} e^{(-1000/T_{местн.})}}$$

Здесь давление подачи топлива используется для того, чтобы учесть эффективность процесса смешения в сдвиговом слое. Такой подход выглядит более обоснованным с физической точки зрения, поскольку позволяет учесть влияние температуры и давления на эффективность горения и смешения в рециркуляционной зоне, где происходит воспламенение.

Приведенные выражения для параметра стабилизации в большей или меньшей степени были апробированы при исследовании сверхзвуковой камеры сгорания [33, 35]. Выяснилось, что эти критерии не всегда с приемлемой точностью позволяют предсказать пределы воспламенения и срыв горения [33]. Можно предположить, что такой результат является следствием того, что в расчете не учтены некоторые определяющие параметры или затруднено точное определение параметров потока в зоне смешения и горения. При этом следует иметь в виду, что такая проверка была выполнена на двумерных моделях и с инжекцией топлива в рециркуляционную зону.

Исследованная в работе [22] камера сгорания имела сложную трехмерную геометрическую форму со сложной структурой течения, возникающей при обтекании внутренних элементов, в частности клиновидных инжекторов, расположенных несимметрично на верхней и нижней стенках, с учетом взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем на стенках и со струями топлива в ядре потока. Наличие холодной стенки при испытаниях в импульсной аэродинамической трубе с длительностью рабочего режима около 120–150 мс.

Очевидно, что для этих условий проверка возможности описания условий стабилизации и срыва горения является крайне актуальной. Поэтому для анализа экспериментальных результатов следует выбирать такие соотношения, включающие наибольшее число детерминатных параметров, которые могут быть определены в эксперименте. По-видимому, из известных подходов наиболее подходящим является соотношение, предло-

женное R. Ozawa. Применение этого соотношения для сверхзвуковых камер сгорания было апробировано и обосновано в [34; 35]. Достоинство такого подхода состоит в том, что авторы связывают характеристики пламени с геометрическими параметрами стабилизатора и с газодинамической структурой потока. Недостатком такого подхода является отсутствие параметров, которые учитывают в явном виде характеристики топлива, т.е. особенности химической кинетики и энергии активации. Тип топлива и особенности кинетики можно учесть с помощью эмпирических коэффициентов, которые необходимо определить из экспериментальных данных.

Для оценки параметров потока в рециркуляционной области и учета характеристик слоя смешения рассчитывался параметр стабилизации SP^* [35]:

$$SP^* = \frac{\rho_{п.з. \text{ ref}}}{\rho_{0 \text{ ref}}} \frac{k_{b \text{ ref}}}{\tau_{п.з.}} \frac{14,7}{P} \left(\frac{1000}{T_0} \right)^{1,5},$$

где P – статическое давление в рециркуляционной области, T_0 – температура торможения, $\tau_{п.з.}$ – время пребывания топлива в рециркуляционной области. Комплекс $(\rho_{п.з. \text{ ref}} k_{b \text{ ref}} / \rho_{0 \text{ ref}})$ представляет собой поправку, необходимую для соотнесения данных, полученных при разных параметрах потока и геометрии камеры сгорания. С использованием данных работы [35] было принято, что комплекс $(\rho_{п.з. \text{ ref}} k_{b \text{ ref}} / \rho_{0 \text{ ref}})$ равен 1,1.

Расчет времени пребывания топлива в рециркуляционной области выполнялся по формуле

$$\tau_{п.з.} = \frac{\rho_{п.з.}}{\rho_0} \frac{k_b}{k_{эфф.}} \frac{2h_s}{U_0},$$

где $\rho_{п.з.}$ – плотность воздуха в рециркуляционной области, ρ_0 – плотность воздуха в набегающем потоке, k_b – коэффициент, учитывающий геометрию камеры сгорания и характеристики отрывной области, $k_{эфф.}$ – эмпирический коэффициент для учета эффективности смешения в зависимости от способа инжекции топлива, h_s – высота уступа, U_0 – скорость потока на входе в камеру сгорания. При обработке данных настоящих экспериментов было принято, что $k_{эфф.} = 1$. Коэффициент k_b рассчитывался по формуле

$$k_b = \frac{1}{4c_1(1-0,5BLK) \sqrt{1 + \frac{1}{K_L^2}}},$$

где $BLK = A_{\text{дон}} / A_{\text{кам. сг.}}$ – относительная площадь уступа, определенная как отношение площади донного среза камеры сгорания к общей площади поперечного сечения камеры сгорания; $K_L = L_{\text{р.з.}} / h_s$ – относительная длина рециркуляционной области, определяемая как отношение длины рециркуляционной области к высоте уступа, $c_1 = 0,025$ – коэффициент, определяющий интенсивность турбулентного смешения.

Проведенная оценка показала, что сложная конфигурация инжекторной секции может быть заменена на двумерный уступ с высотой $h_s = 0,025$ м, тогда относительная площадь уступа $BLK = 0,5$. Скорость U_0 принималась равной скорости потока в сечении перед инжекторной секцией. Специальные расчеты были выполнены для оценки погрешности, вносимой таким предположением. При расчете возможного диапазона изменения параметра k_b параметр относительной длины рециркуляционной области K_L менялся от 1 до 5. Относительная высота уступа для сечения в плоскости впадины между инжекторами равняется $BLK = 0,34$, а для сечения по инжектору $BLK = 0,74$. Результаты расчета параметра k_b для указанного диапазона изменения аргументов показаны на рис. 3. Можно видеть, что изменение относительной длины рециркуляционной области от 2 до 5 приводит к изменению параметра k_b (а следовательно, и SP^*) на 8–9 %. Относительная длина рециркуляционной области K_L может быть разной по ширине камеры сгорания из-за наличия клиньев и впадин между ними. Изменение величины BLK от 0,34 до 0,74 может приводить к изменению рассчитываемой величины k_b до 60 %. Кроме того, скорость потока во впадинах между инжекторами может отличаться от скорости на верхней поверхности клиньев на 20 %.

Значения длины рециркуляционной области были получены из анализа экспериментальных данных как расстояние между донным срезом и первым максимумом статического давления в продольном распределении статического давления. Относительная длина рециркуляционной области составляет 3,6 для $M_{\text{вх}} = 3$ и 5,2 для $M_{\text{вх}} = 4$. Результаты визуализации подтверждают правомерность такого расчета. Длина ре-

циркуляционной области обезразмеривалась высотой уступа 25 мм.

Для расчета локального коэффициента избытка топлива в экспериментах с шести-инжекторной секцией использовалась следующая формула:

$$\beta_{\text{р.з.}} = \frac{G_H L_H c_2}{G_{\text{воз., р.з.}}},$$

где G_H – общий расход водорода, c_2 – коэффициент, определяющий долю водорода, подающегося в рециркуляционную область ($c_2 = 0,25$), L_H – стехиометрический коэффициент водорода, $G_{\text{воз., р.з.}}$ – расход воздуха в рециркуляционной области. Таким образом, предполагается, что в рециркуляционную область не попадает топливо, подаваемое через инжекторы. Для расчета количества воздуха в рециркуляционной области использовалось соотношение [34]

$$\frac{G_{\text{воз., р.з.}}}{G_{\text{воз., 0}}} = c_1 K_L \frac{BLK}{1-BLK} (1-0,5BLK) \sqrt{1 + \frac{1}{K_L^2}},$$

где $G_{\text{воз., 0}}$ – общий расход воздуха в камере сгорания.

Для выяснения возможной погрешности при расчете отношения $G_{\text{воз., р.з.}} / G_{\text{воз., 0}}$ были выполнены параметрические расчеты. Результаты расчета соотношения $G_{\text{воз., р.з.}} / G_{\text{воз., 0}}$ для диапазона изменения аргументов BLK , K_L и h_s показаны на рис. 4. Можно видеть, что изменение относительной длины рециркуляционной области с 2 до 5 приводит к изменению параметра $G_{\text{воз., р.з.}} / G_{\text{воз., 0}}$ (а следовательно, и $\beta_{\text{р.з.}}$) в 2–3 раза. Изменение величины BLK от 0,34 до 0,74 может приводить к изменению соотношения $G_{\text{воз., р.з.}} / G_{\text{воз., 0}}$ (и следовательно, локального коэффициента избытка топлива) более чем на порядок. Таким образом, очевидно, что сделанные упрощающие предположения, состоящие в замене трехмерного течения двумерным, могут значительно влиять на результаты расчета локальных коэффициентов избытка топлива в рециркуляционной области и, как следствие условий богатого и бедного срыва горения.

Для определения локального коэффициента избытка топлива в рециркуляционной области в опытах с вдувом водорода через инжекторы и в слой смешения (опыты с четырехинжекторной секцией) были использованы экспериментальные данные. Конструкция топливной системы не позволяла поддерживать постоянный избыток топлива (β растет) после завершения мультиплика-

торной стабилизации давления воздуха (70–80 мс). В этих экспериментах происходил срыв горения, обусловленный переобогащением смеси. Вывод сделан на том основании, что в экспериментах без мультипликатора давления с постоянным по времени избытком топлива срыв горения происходит после 150-й мс и при более низких параметрах потока, чем в экспериментах с мультипликатором давления. В табл. 1 приведены значения коэффициентов избытка топлива для моментов срыва горения.

Из данных [34] следует, что богатый срыв горения водорода при достаточно высоких статическом давлении и температуре торможения происходит при локальном избытке топлива $\beta_{р.з.} \approx 7,8$. Для определения локального коэффициента избытка топлива

в рециркуляционной области были использованы данные табл. 1. Сделано предположение что, коэффициент избытка топлива есть линейная функция от количества топлива, подающегося в слой смешения и через основные инжекторы:

$$\beta_{р.з.} = a\beta_{доп.} + b\beta_{осн.}$$

Для определения неизвестных коэффициентов a и b была использована переопределенная система линейных уравнений, составленных с использованием экспериментальных данных для момента времени, который соответствует богатому срыву горения.

Проведенные расчеты с использованием метода наименьших квадратов показали, что локальный коэффициент избытка топлива в рециркуляционной области может быть аппроксимирован (с погрешностью до 12 %) следующим соотношением:

$$\beta_{р.з.} = 12,5\beta_{доп.} + 0,14\beta_{осн.}$$

Видно, что локальный коэффициент избытка топлива в рециркуляционной области в основном определяется количеством топлива, подающегося в слой смешения.

На рис. 5, 6 показаны результаты расчета параметров SP^* и $\beta_{р.з.}$ и кривая, которая определяет пределы устойчивого горения (срыва горения) в камере сгорания для водорода. Можно видеть, что значения критерия SP^* ($\beta_{р.з.}$) в экспериментах, в которых происходило интенсивное горение, находятся в области устойчивого горения для водородных пламен (рис. 5). Причем это справедливо как для момента начала интенсивного горения, так и для горения на 100-й мс. Срыв горения происходил при величине параметра SP^* от 34 до 50 (рис. 6). Несовпадение границы срыва горения, полученной в настоящих экспериментах с кривой устойчивого горения R. Ozawa, может быть объяснено особенностями процессов инжекции и смешения. Как было указано выше, при обработке экспериментальных данных было использовано значение $k_{эфф.} = 1$. Для прямой инжекции и других вариантов подачи топлива, как показано в работе [35], кривая устойчивого горения вследствие увеличения значения $k_{эфф.}$ может смещаться в сторону меньших значений параметра SP^* . Иллюстрацию этого факта можно видеть на рис. 6, где построена кривая устойчивого горения, вычисленная (по R. Ozawa) при $k_{эфф.} = 2$.

Таблица 1
Коэффициенты избытка топлива для моментов срыва горения

| опыт № | $\beta_{доп.}$ | $\beta_{осн.}$ | β_{Σ} | $\beta_{доп.}/\beta_{осн.}$ | $\tau_{конец горен.}, мс$ |
|--------|----------------|----------------|------------------|-----------------------------|---------------------------|
| 26 | 0,5 | 3,67 | 4,17 | 0,13 | 98 |
| 27 | 0,72 | 2,75 | 3,47 | 0,26 | 88 |
| 28 | 0,59 | 2,17 | 2,76 | 0,27 | 84 |

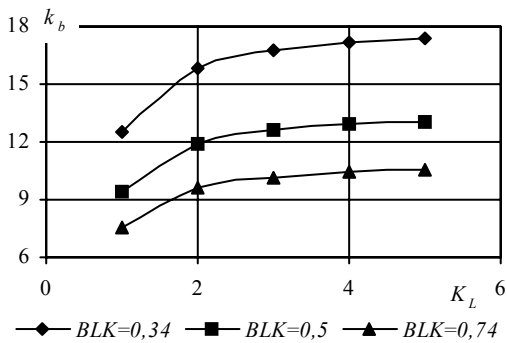


Рис. 3. Изменение параметра k_b

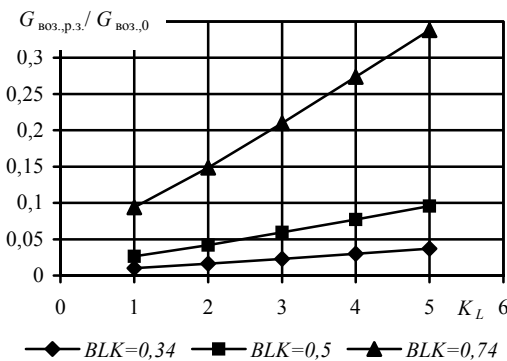


Рис. 4. Изменение параметра $G_{воз,р.з.}/G_{воз,0}$

При изменении условий подачи топлива в рециркуляционную область (при подаче топлива в слой смешения (четырёхинжекторная секция)), локальные коэффициенты избытка топлива в рециркуляционной области изменяются в пределах, близких к значениям для шестиинжекторной секции (см. рис. 5, 6). При подаче топлива только через инжекторы коэффициент избытка топлива в рециркуляционной области при интенсивном горении находится вблизи границы бедного срыва (см. рис. 5, квадратные значки). Это объясняется тем, что только 14 % топлива, подающегося через основные инжекторы, попадает в рециркуляционную область. Поэтому в этом случае срыв, по всей видимости, объясняется недостатком топлива в рециркуляционной области.

Срыв горения в камере сгорания с шестиинжекторной секцией происходит при

больших значениях SP^* , чем в экспериментах с четырёхинжекторной секцией (см. рис. 6). Такое различие связано с разными способами подачи топлива в рециркуляционную область (в донную область или в слой смешения). В то же время следует заметить, что данное различие находится в пределах возможной погрешности при расчете параметра SP^* .

Значения критерия SP^* ($\beta_{p.z.}$) находятся также в области устойчивого горения при реализации локального горения (см. рис. 6). Величина SP^* в этих экспериментах в 2–3 раза выше, чем значения параметра SP^* в экспериментах с интенсивным горением. Такое изменение параметра SP^* связано с изменением параметров набегающего потока при увеличении числа Маха на входе в камеру сгорания с $M_{вх} = 3$ до $M_{вх} = 4$.

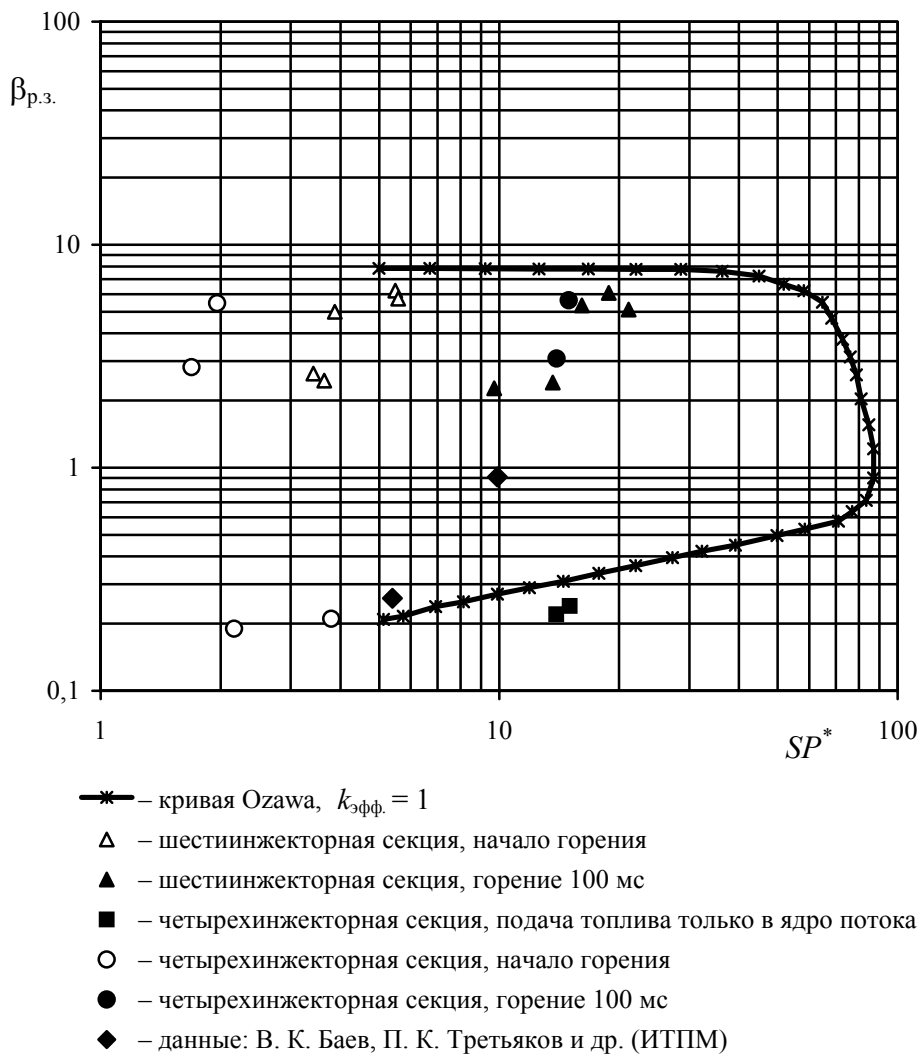


Рис. 5. Режимы интенсивного горения при $M_{вх} = 3$ и граница устойчивого горения (по R. Ozawa)

Однако если полная температура превышала значение $T_0 = 2700$ К при $M_{вх} = 4$ реализовалось горение по всему объему камеры сгорания, но с меньшим уровнем тепловыделения, чем при $M_{вх} = 3$, и рассчитанный параметр SP^* находится в области устойчивого горения.

Было проведено сравнение с результатами расчета параметра SP^* по данным В. К. Баева и П. К. Третьякова с соавторами [3]. В этих экспериментах горение водорода исследовалось в камере сгорания постоянного сечения (присоединенный воздухопровод) на установке с огневым подогревом. Стабилизация горения осуществлялась в зоне рециркуляции, образованной обратным уступом на входе (трехкратное внезапное расширение). Сравнение с этими данными показывает, что для случая двумерного течения при достаточно легко определяемых

геометрических параметрах рециркуляционной зоны наблюдается хорошее соответствие результатов экспериментов с пределами устойчивого горения (по R. Ozawa) как при стабильном горении (см. рис. 5, ромбы), так и для опытов при бедном и богатом срыве (см. рис. 6, ромбы). Это сравнение подтверждает применимость критерия R. Ozawa для различных камер сгорания и возможность сопоставления их характеристик.

Одной из причин отсутствия интенсивного горения в камере сгорания может быть короткое время пребывания топлива в областях с высокой температурой, которое меньше времени задержки воспламенения. Поэтому были выполнены оценки характерных времен задержки воспламенения и времен пребывания топлива в рециркуляционной области. В табл. 2 приведены па-

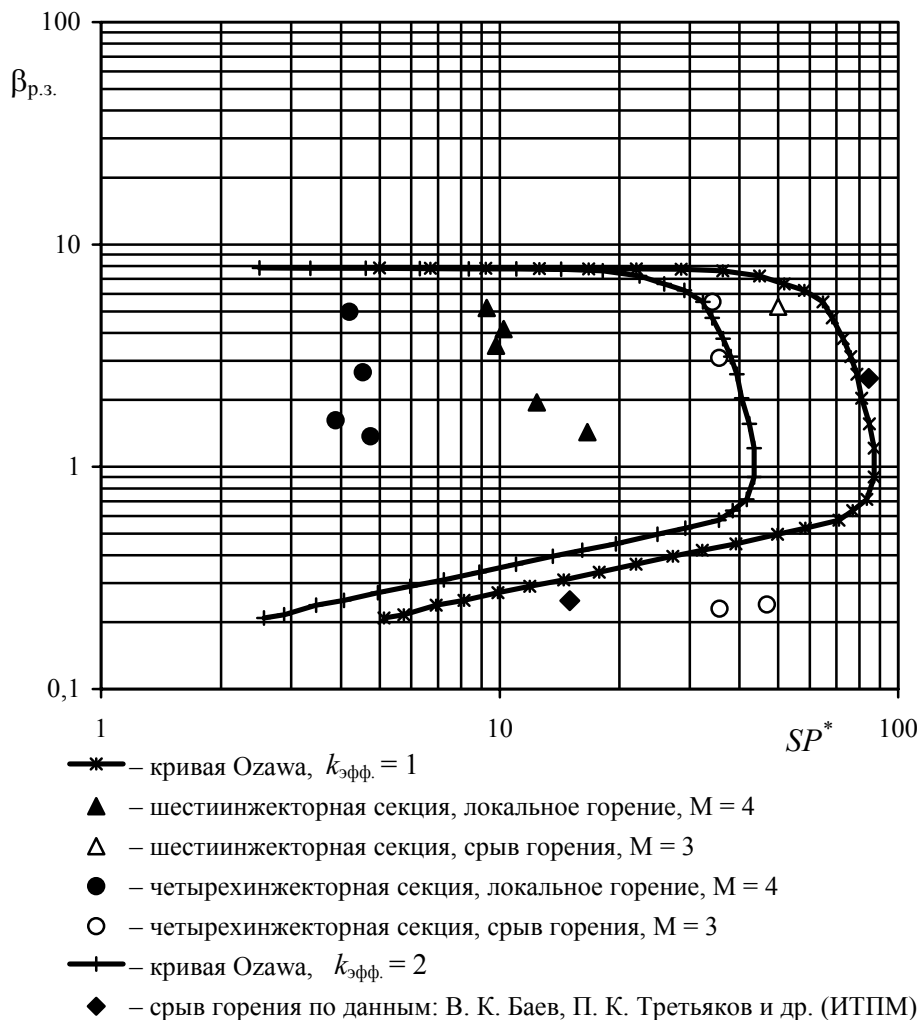


Рис. 6. Режимы локального горения и граница устойчивого горения (по R. Ozawa). Параметр $k_{эфф.} = 1$ и 2

раметры потока на входе в камеру сгорания и характерные времена для типичных экспериментов из всех серий испытаний.

Максимальное время задержки воспламенения топлива $\tau_{\text{задер.восп.}}$ рассчитывалось с использованием данных работы [30] с учетом результатов измерения статического давления в рециркуляционной области. Максимальное время задержки воспламенения водорода рассчитывалось для эффективной температуры $T_{\text{эфф.}}$, которая принималась равной средней статической температуре в сверхзвуковом пограничном слое при условии горячей стенки. Использование такого подхода обусловлено тем, что в экспериментах воспламенение топлива происходило в пристенных областях течения. Поэтому распределение температуры в пограничном слое непосредственно влияет на воспламенение топлива.

Из табл. 2 видно, что если эффективная температура составляет около 1300 К, то время задержки воспламенения примерно равно времени пребывания топлива в рециркуляционной зоне. Поэтому можно утверждать, что если температура в рециркуляционной области близка к температуре торможения, время задержки воспламенения будет меньше времени пребывания, т. е. существуют условия для самовоспламенения топлива. Увеличение числа Маха приводит к уменьшению времени пребывания топлива в рециркуляционной области и увеличению времени задержки воспламенения.

Время задержки воспламенения существенно зависит от эффективной температуры. Вместе с тем при попадании топлива в пограничный слой или локальную отрывную зону время пребывания в условиях достаточно высокой температуры может значительно превысить τ_{Σ} и время задержки

воспламенения. Таким образом, можно утверждать, что в пристенной области течения могут существовать условия для воспламенения топлива.

Приведенные выше оценки относятся к случаю горячей стенки, температура которой равна температуре восстановления для условий турбулентного пограничного слоя. Известно, что распределение температуры в пограничном слое сильно зависит от температуры стенки. Это особенно важно принимать во внимание при анализе экспериментальных результатов, полученных в импульсной аэродинамической установке. Проведенные эксперименты показали, что за 100 мс в пусках без подачи топлива медный тонкий теплоизолированный диск калориметрического датчика теплового потока нагревается примерно на 200°. Проведенные оценки показывают, что температура поверхности толстых стальных стенок модели в таких условиях за время режима изменяется незначительно. Следовательно, реальная эффективная температура в пограничном слое может только на 10–20 % превышать статическую температуру на внешней границе пограничного слоя. Поэтому можно предположить, что воспламенение топлива с наибольшей вероятностью может происходить в областях, где статическая температура определяется в основном газодинамикой невязкого течения, т. е. в областях, где влияние температуры стенки должно быть незначительно.

Сделанный вывод подтверждается полученными данными о локализации областей начального воспламенения. Как показал анализ относительного повышения давления, передний край начальной области воспламенения находится в окрестности области переотражения ударных волн в канале.

Таблица 2

Параметры потока, времена пребывания топлива и время задержки

| Секция | $M_{\text{вх}}$ | $V_{\text{вх}}, \text{ м/с}$ | $T_0, \text{ К}$ | $T_{\text{эфф.}}, \text{ К}$ | $\tau_{\text{р.з.}}, \text{ мс}$ | $\tau_{\Sigma}, \text{ мс}$ | $\tau_{\text{задер.восп.}}, \text{ мс}$ |
|---------------------|-----------------|------------------------------|------------------|------------------------------|----------------------------------|-----------------------------|---|
| шести-инжекторная | 3 | 1575 | 1950 | 974 | 0,046 | 0,152 | 0,34 |
| | 4 | 1851 | 2244 | 756 | 0,013 | 0,130 | 11,2 |
| | 4 | 1945 | 2473 | 834 | 0,011 | 0,123 | 6,42 |
| четырёх-инжекторная | 3 | 1871 | 2713 | 1374 | 0,049 | 0,128 | 0,04 |
| | 4 | 2014 | 2624 | 911 | 0,023 | 0,119 | 2,01 |

Оценки показывают, что статическая температура за такими ударными волнами может повышаться более чем в 2 раза по сравнению со статической температурой в набегающем потоке. По всей видимости, существенный рост статической температуры в окрестности области отражения косых скачков уплотнения является причиной самовоспламенения топлива за рециркуляционной областью.

Количественная оценка уровня изменения средней температуры в рециркуляционной области показана на рис. 7. Видно, что снижение относительной температуры стенки приводит к быстрому снижению температуры в рециркуляционной области, и при определенных условиях эта температура может стать ниже температуры самовоспламенения топлива. Также видно, увеличение числа Маха снижает температуру в рециркуляционной зоне, особенно существенно при уменьшении температурного фактора.

Таким образом, полученные результаты показывают, что использование критерия SP^* ($\beta_{p.z.}$) для описания пределов устойчивого горения является необходимым, но недостаточным условием реализации интенсивного горения в исследованной камере сгорания. По-видимому, такой результат является следствием распространения соотношений для двумерных течений на трехмерные течения, для которых точное определение параметров горения часто является невозможным. Этот вывод совпадает с выводами работы [33]. Для более точного определения границы срыва горения (и, следовательно, для получения статистически

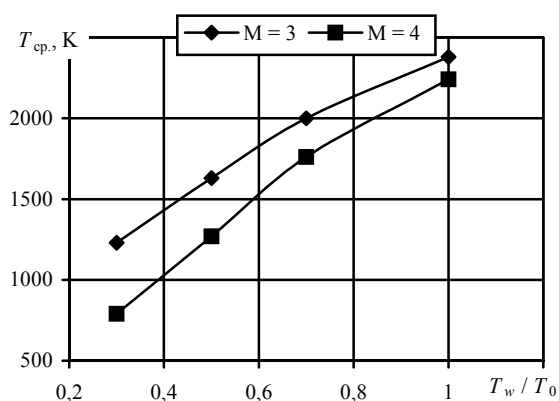


Рис. 7. Температура в рециркуляционной зоне при различном температурном факторе (температуре стенки)

обоснованных выводов и рекомендаций) необходимо проведение серии специальных экспериментов, особое внимание в которых уделялось бы методам определения локального избытка топлива, определению геометрии рециркуляционной области и параметров газа в ней. Также целесообразно проведение дополнительных экспериментальных исследований с моделированием условий горячей стенки. Результаты таких исследований в части воспламенения, распространения горения и пределов устойчивости могут отличаться от результатов, полученных для условий холодной стенки.

Список литературы

1. ЦИАМ 1980–2000. Научный вклад в создание авиационных двигателей. В 2 кн. / Под ред. В. А. Скибина, В. И. Солонина. М.: Машиностроение, 2000. 725 с.
2. Curran E. T., Murthy S. N. B. Scramjet Propulsion // Progress in Astronautics and Aeronautics. 2001. Vol. 189.
3. Баев В. К., Головичев В. И., Третьяков П. К. и др. Горение в сверхзвуковом потоке. Новосибирск: Наука, 1984.
4. Баев В. К., Третьяков П. К. Критериальное описание устойчивости горения в турбулентном потоке гомогенной смеси // Физика горения и взрыва. 1972. Т. 8, № 1. С. 46–50.
5. Рожницкий С. И., Строкин В. Н. Об особенностях смешения и горения в сверхзвуковом потоке. Химическая физика процессов горения и взрыва // Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977. С. 68–71.
6. Аннушкин Ю. М., Свердлов Е. Д. О влиянии теплового режима горения на аэродинамику турбулентного водородного факела // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 6. С. 133–136.
7. Аннушкин Ю. М., Маслов Г. Ф. Исследование диффузионного горения высокоэнергетических газовых топлив в турбулентном спутном и встречном воздушном потоке // Физика горения и взрыва. 1980. № 1. С. 26–36.
8. Прудников А. Г., Волынский М. С., Сагалович В. Н. Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях. М.: Машиностроение, 1971. 356 с.
9. Аврашков В. Н., Григорьев С. В., Давиденко Д. М., Левин В. М. Особенности методологии экспериментальных исследований

рабочего процесса в камерах сгорания ПВРД в МАИ // Теория воздушно-реактивных двигателей и их элементов. М.: МАИ, 1995. С. 195–206.

10. Takahashi S., Yamaoka G., Wakai K. et al. Mechanism of Flame-Holding in a Model Scramjet Combustor with a Backward Step // Proc. of XIV Int. Sympos. on Air Breathing Engines ISABE-99-7050. 1999.

11. Anderson J. R., Berman H. A., Drummond J. P. A Numerical Solution of the Supersonic Flow over a Rearward Facing Step with Transverse Hydrogen Injection // AIAA-82-1002. 1982.

12. Зуев В. С., Макарон В. С. Теория прямооточных и ракетно-прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1971.

13. Забайкин В. А. Эффективность горения водорода в высокотемпературном сверхзвуковом потоке воздуха при различных способах инжекции // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 2. С. 3–8.

14. Swithenbank J., Eames I., Chin S. et al. Turbulent Mixing in Supersonic Combustion Systems // AIAA-89-0260. 1989.

15. Drummond J. P. Mixing Enhancement of Reacting Parallel Jets in a Supersonic Combustor // AIAA-91-1914. 1991.

16. Scherrer D., Montmayeur N., Ferrandon O. et al. Scramjet Injectors Calculation and Design // AIAA-93-5171. 1993.

17. Строкин В. Н. Результаты экспериментального исследования стабилизации горения и выгорания водорода в модельных камерах сгорания ГПВРД // Фундаментальные и прикладные проблемы космонавтики. 2000. № 2. С. 33–40.

18. Goldfeld M. A., Starov A. V., Vinogradov V. A., et al. Experimental and Numerical Investigation of Hydrogen and Ethylene Combustion in a Mach 3–5 Channel with a Single Injector // AIAA-96-3245. 1996.

19. Menon S. Shock-Wave-Induced Enhancement in Scramjet Combustors // AIAA-89-0104. 1989.

20. Eklund D. R., Fletcher D. G., Hartfield R. J. et al. Computational / Experimental Investigation of Staged Injection into a Mach 2 Flow // AIAA Journal. 1994. Vol. 32. No. 5. P. 907–916.

21. Li C., Kailasanath K., Book D. L. Mixing Enhancement Due to Pressure and Density Gradients Generated by Expansion Waves in Supersonic Flows // AIAA-91-0374. 1991.

22. Goldfeld M. A., Starov A. V., Vinogradov V. A. et al. Some Problems of Hydrogen Fueled Scramjet Combustor Operation at High Mach Numbers // Proc. of Int. Workshop on Hypersonic Air Breathing Propulsion. Kakuda, 1999. P. 258–284.

23. Тюльпанов Р. С., Прицкер О. В. Влияние температуры на выгорание диффузионного пламени водорода в сверхзвуковом потоке в закрытом канале // Физика горения и взрыва. 1972. Т. 8, № 4. С. 77–82.

24. Sung C. J., Li J. G., Yu G. et al. Chemical Kinetics and Self-Ignition in a Model Supersonic Hydrogen-Air Combustor // AIAA Journal. 1999. Vol. 37. № 2. February. P. 208–214.

25. Мироненко В. А. Использование выводов тепловой теории воспламенения для определения общего условия стабилизации пламени плохообтекаемым телом // Изв. вузов, Сер.: Авиационная техника, 1966. № 1. С. 140–145.

26. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М.: Наука, 1965. 740 с.

27. Вулис Л. А., Еришин Ш. А., Ярин Л. П. Основы теории газового факела. Л.: Энергия, 1968. 368 с.

28. Винтерфельд Г. Пределы устойчивого горения при его стабилизации в сверхзвуковом потоке с помощью плохообтекаемых тел: Техн. перевод ЦАГИ, 1970. № 11483.

29. Zakkay V., Sinha R., Meddecki H. Residence Time within a Wake Recirculation Region in an Axisymmetric Supersonic Flow // AIAA Paper № 70-111, 1970.

30. Димитров В. И. Простая кинетика. Новосибирск: Наука, 1982. 383 с.

31. Строкин В. Н. К анализу самовоспламенения турбулентной струи в потоке окислителя // Инж.-физ. журн. 1972. Т. 22, № 3. С. 480–487.

32. Аннушкин Ю. М. Основные закономерности выгорания турбулентных струй водорода в воздушных каналах // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 4. С. 59–71.

33. Ortwerth P. J., Mathur A. B., Segal C. et al. Combustion Stability Limits of Hydrogen in a Non-Premixed, Supersonic Flow // Proc. of XIV Int. Sympos. on Air Breathing Engines ISABE-99-7136. 1999.

34. Morrison C. Q., Campbell R. L., Edelman R. B. Hydrocarbon Fueled Dual-Mode Ramjet/Scramjet Concept Evaluation // Proc. of XIII Int. Sympos. on Air Breathing Engines ISABE-97-7053. 1997. P. 348–356.

35. Morrison C. Q., Lyu H.-Y., Edelman R. B. Fuel Sensitivity Studies Based on a Design System for High Speed Airbreathing Combustors // Proc. of XIV Int. Sympos. on Air Breathing Engines ISABE-99-7235. 1999.

36. Ogorodnikov D. A., Vinogradov V. A., Shikhman Ju. M. et al. Design and Research Russian Program of Experimental Hydrogen Fueled Dual Mode Scramjet: Choice of Con-

cept and Results of Pre-Flight Tests // AIAA Paper № 98-1586, 1998.

37. Strokin V., Crachov V. The Peculiarities of Hydrogen Combustion in Model Scramjet Combustors // Proc. of XIII Int. Sympos. on Air Breathing Engines ISABE-97-7056. 1997. P. 374–384.

Материал поступил в редколлегию 10.12.2007

In this paper, analysis of existing methods application of criterial description of ignition conditions and combustion break-out for summarizing of experimental results is carried out. Experimental results are obtained at investigations of hydrogen combustion in combustor with high supersonic speed of airflow. For these conditions selection of several criterions was substantiated and they have a good agreement with new experimental results. At the same time complexity of determination of experimental physical parameters, which are included in criterions, do not allow confidently to apply them for prediction of steady-state combustion limits. Therefore further accumulation of experimental data and development of measurement methods are necessary for accurate criterions obtaining.

Keywords: Supersonic combustor, self-ignition, criteria of steady-state combustion.