

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ВЫГОРАНИЕ ДИФфуЗИОННОГО ПЛАМЕНИ ВОДОРОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ В ЗАКРЫТОМ КАНАЛЕ

Р. С. Тюльпанов, О. В. Прицкер

(Новосибирск)

В настоящем исследовании рассматриваются вопросы, связанные с диффузионным горением струи водорода в закрытом канале со сверхзвуковым потоком. Этому вопросу посвящен ряд экспериментальных и теоретических работ; обзор работ, выполненных в этом направлении, содержится в [1—3]. В последних экспериментальных работах по сверхзвуковому горению водорода в закрытых каналах основное внимание уделялось изучению процесса, где определяющим являлось смешение [4—7]. Однако ряд характеристик диффузионного факела водорода в этих работах был изучен недостаточно: в частности, длина факела и закон выгорания при различных относительно низких начальных температурах потока, условия и механизм воспламенения. Исследованию одного из этих вопросов, а именно, влиянию начальной температуры на выгорание диффузионной струи водорода, посвящена настоящая статья.

При определении закона выгорания топлива по тракту сверхзвукового канала возникают большие экспериментальные трудности, связанные с невозможностью использовать контактные методы измерения температуры, скорости и т. д. без сильного нарушения аэродинамики потока. Оптические же методы измерения этих величин пока не обладают достаточной точностью. Поэтому в качестве метода измерения параметров потока при наличии в нем горения струи водорода был использован метод расчета выгорания по эпюре давлений вдоль канала. Этот метод применялся рядом исследователей при различных упрощениях и допущениях в зависимости от конкретных особенностей экспериментальной установки.

На экспериментальной установке (рис. 1) для создания потока окислителя с заданной температурой воздух из магистрали поступал в камеру сгорания, где сжигалась воздушнo-керосиновая смесь. Нагре-

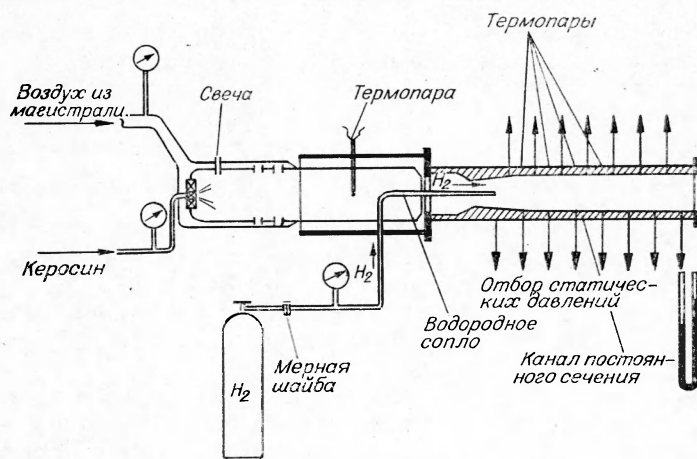


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

тый воздух вместе с продуктами сгорания проходил в основную часть установки — плоское сопло, где ускорялся до сверхзвуковой скорости в профилированной части канала и поступал в прямоугольный канал  $30 \times 30 \text{ мм}^2$ . В результате проведенного ранее исследования показано, что необходимо выбрать достаточную длину подводящего канала, чтобы продукты окисления керосина заметно не сказывались на процессе горения в последующих участках. Водород подавался из баллонов в сверхзвуковой поток через плоское сопло. Срез «водородного сопла» имел размеры  $1,7 \times 22 \text{ мм}^2$ . По тракту канала производился замер статических давлений U-образными манометрами и регистрировалось распределение температуры поверхности металла платино-платинородиевыми термопарами.

Режим работы установки задавался подачей определенного количества воздуха, керосина и водорода. Вначале устанавливался стационарный режим работы установки без подачи водорода ( $\sim 2 \div 3 \text{ мин}$ ), записывались показания приборов, регистрирующих расходы компонентов и распределение давлений и температур по тракту канала. После этого подавался водород и после установления стационарного режима ( $\sim 1 \text{ мин}$ ) снова регистрировались показания приборов. Число М-2 (отношение скорости потока к скорости звука) поддерживалось постоянным на выходе потока из профилированной части канала. Изменением расходов указанных компонентов независимо меняли температуру потока воздуха и соотношение между воздухом и водородом (условный коэффициент избытка воздуха  $\alpha$ ).

В соответствии с изложенной ниже методикой определялся коэффициент выгорания водорода  $\phi$ . Расчет проводился в одномерном приближении с допущением, что давление в каждой точке поперечного сечения сверхзвукового канала имеет одно и то же значение. Определение параметров потока на выходе из профилированной части сопла (до подачи водорода) производилось по уравнениям газовой динамики. Можно записать, что

$$p_a F_a + \frac{G}{g} v_a = \sqrt{2 \frac{k+1}{kg}} RT_0 G + 2b \int_{x_1}^{x_a} p_x dl, \quad (1)$$

где  $p$  — давление;  $p_x$  — проекция на ось  $x$  реакции стенки;  $F$  — площадь сечения канала;  $G$  — расход газа;  $v$  — скорость потока;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $k$  — показатель адиабаты;  $R$  — газовая постоянная;  $b$  — ширина сопла;  $dl = \sqrt{dx^2 + dy^2}$  — элемент дуги профиля сопла;  $x$  и  $y$  — прямоугольные координаты, где ось  $x$  направлена по оси потока. Индекс  $a$  относится к сечению на выходе из профилированной части, 1 — к критическому сечению.

Уравнение (1) справедливо для определения полного импульса  $U_a = p_a F_a + \frac{G}{g} v_a$  в сечении  $a$ , в общем случае, по известным параметрам в критическом сечении. В предположении изоэнтропического течения газа в расширяющейся части сверхзвукового сопла соотношение (1) может быть существенно упрощено и параметры газа в сечении  $a$  легко определяются по известным уравнениям с использованием газодинамических функций. Это допущение использовалось авторами при расчетах.

Через центральное сопло в сечении  $a$  сверхзвукового канала подавалась струя водорода, которая воспламенялась в различных местах по тракту. Зная параметры потока в сечении  $a$ , используя уравнение количества движения и экспериментально найденное распределение ста-

тических давлений, определяли значения температур  $T_x$  и местных значений чисел  $M_x$  по всему тракту:

$$T_x = \frac{\left(\frac{U_x}{F_a} - p_x\right) g p_x F_a^2}{R G^2},$$

$$M_x = \frac{\sqrt{\frac{U_x}{F_a} - p_x}}{\sqrt{k p_x}},$$

где

$$U_x = p_a F_a + \frac{G}{g} v_a - p_{\text{тр}\cdot x}.$$

При известных  $T_x$  и  $M_x$  расчетным путем находили  $T_{0x}$  в каждом сечении канала. Значения  $p_{\text{тр}\cdot x}$  определяли по известным формулам сопротивления труб данного профиля, считая коэффициент сопротивления мало зависящим от числа  $M$  [8], причем  $Re = 1,5 \cdot 10^5 \div 2 \cdot 10^5$ , а коэффициент сопротивления  $\lambda = 0,017 \div 0,02$ . Поскольку имеют место потери тепла в окружающую среду, то определяемые  $T_x$  и  $M_x$  не соответствуют адиабатическому течению и полный расчет коэффициента полноты выгорания в данном сечении производился по уравнению теплового баланса с введением в уравнение члена, учитывающего тепловые потери:

$$\varphi_x = \frac{G_r I_{0r} - G_b I_{0b} - G_t I_{0t} + Q_{\text{п}}}{G_t H_u},$$

где  $G_r, G_b, G_t$  — расходы газа, воздуха и топлива (водорода);  $I_{0r}, I_{0b}, I_{0t}$  — полные энтальпии газа, воздуха и топлива;  $Q_{\text{п}}$  — тепло, отведенное в стенки канала;  $H_u$  — низшая теплотворная способность топлива. Расчет тепловых потерь производился по эпюре замеренных температур на стенке по методу, изложенному в работе В. Е. Алемасова [9].

Ввиду довольно большой погрешности расчета температур при малых расходах водорода получалось расхождение в балансе при определении коэффициента выгорания. Поэтому для этих случаев коэффициент полноты выгорания целесообразнее определять с помощью разностного метода, который заключается в следующем. Значения температур торможения по тракту рассчитывались по эпюре давлений как для «холодного» режима (без подачи водорода), так и после пуска водорода. Для каждой точки находилась разность температур торможения и производился расчет изменения полной энтальпии и коэффициента выгорания:

$$\Delta T_x = T_{0\text{гор}} - T_{0\text{хол}},$$

$$\varphi_x = \frac{G_r (T_0 + \Delta T_x) C_p - G_b I_{0b} - G_t I_{0t}}{G_t H_u}.$$

В результате проведенной серии экспериментов в диапазоне  $t_0 = 710\text{—}1040^\circ\text{C}$  (соответствующие термодинамические температуры при  $M=2$ ,  $270\text{—}460^\circ\text{C}$ ) было обнаружено, что воспламенение струи водорода зависит от начальной температуры потока. При температуре, соответствующей некоторой минимальной  $T_{0\text{мин}} = 710^\circ\text{C}$ , воспламенение струи водорода отсутствовало при любых соотношениях водорода с воздухом. Кроме того, начало воспламенения струи водорода зависело в сильной мере от степени обработки поверхностей водородного сопла, т. е., по видимому, от наличия возмущающих сверхзвуковой поток скачков уплотнения той или иной интенсивности.

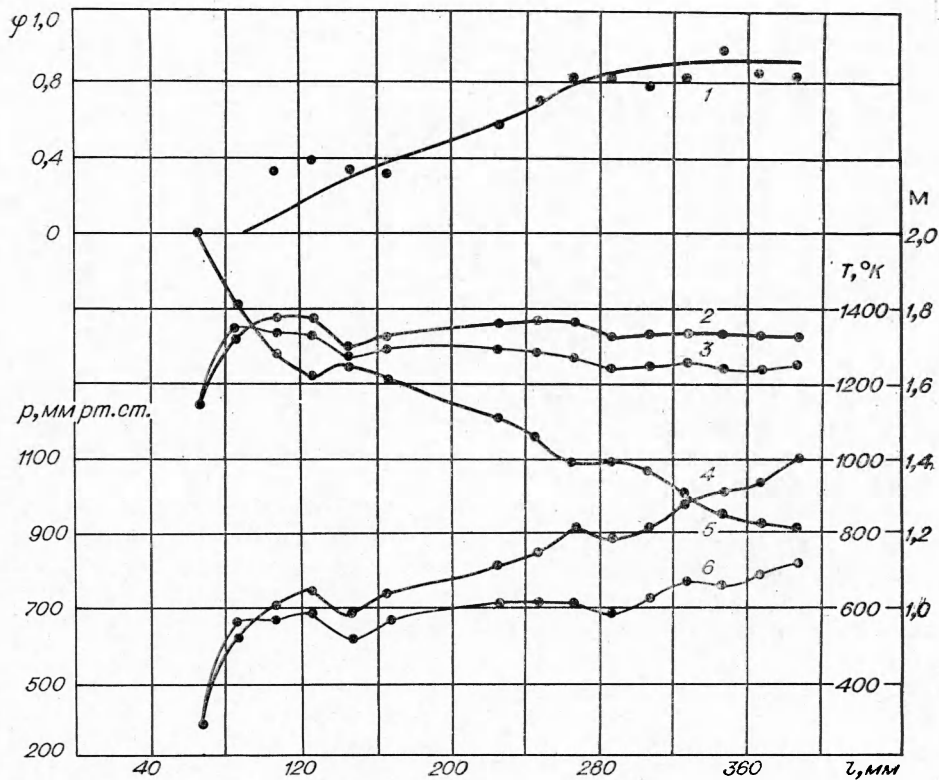


Рис. 2. График изменения параметров потока  $t_0=830^\circ\text{C}$ ,  $M=2$ ,  $\alpha=18$ .  
 1— $\varphi$ ; 2— $T_{0\text{гор}}$ ; 3— $T_{0\text{хол}}$ ; 4— $P_{\text{гор}}$ ; 5— $M_{\text{гор}}$ ; 6— $P_{\text{хол}}$ .

Начало воспламенения струи соответствовало резкому повышению и дальнейшему возрастанию давления по сравнению с изменением давления без горения.

На рис. 2 представлен типичный график изменения давления, температуры торможения и коэффициента выгорания вдоль по тракту, когда воспламенение начиналось в области, близкой к выходу водородной струи. В этом случае факел имел достаточную протяженность и общая длина его мало зависела от соотношений водорода и воздуха (условного коэффициента избытка воздуха  $\alpha$ ), что является характерным для диффузионного пламени.

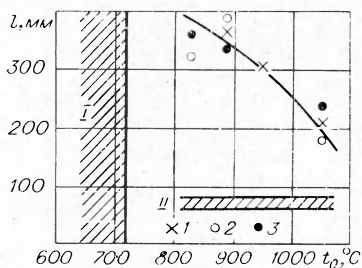


Рис. 3. Зависимость длины факела от начальной температуры  $t_0$ . В этом диапазоне изменения температур  $\alpha$  равно: 1—16; 2—18; 3—34÷36.  
 I — область отсутствия воспламенения;  
 II — область начала воспламенения.

Тем не менее с достаточной для расчетов точностью получалась сильная зависимость длины факела от температуры. На рис. 3 представлена зависимость длины факела (условно до границы  $\varphi_x=0,95$ ) от начальной температуры торможения потока. Это указывает на зависимость общего процесса выгорания от кинетики окисления водорода, так как изменение турбулентных характеристик (коэффициента турбулентной вязкости) практически не наблюдается. Как показали эксперименты, воспламенение струи водорода не всегда происхо-

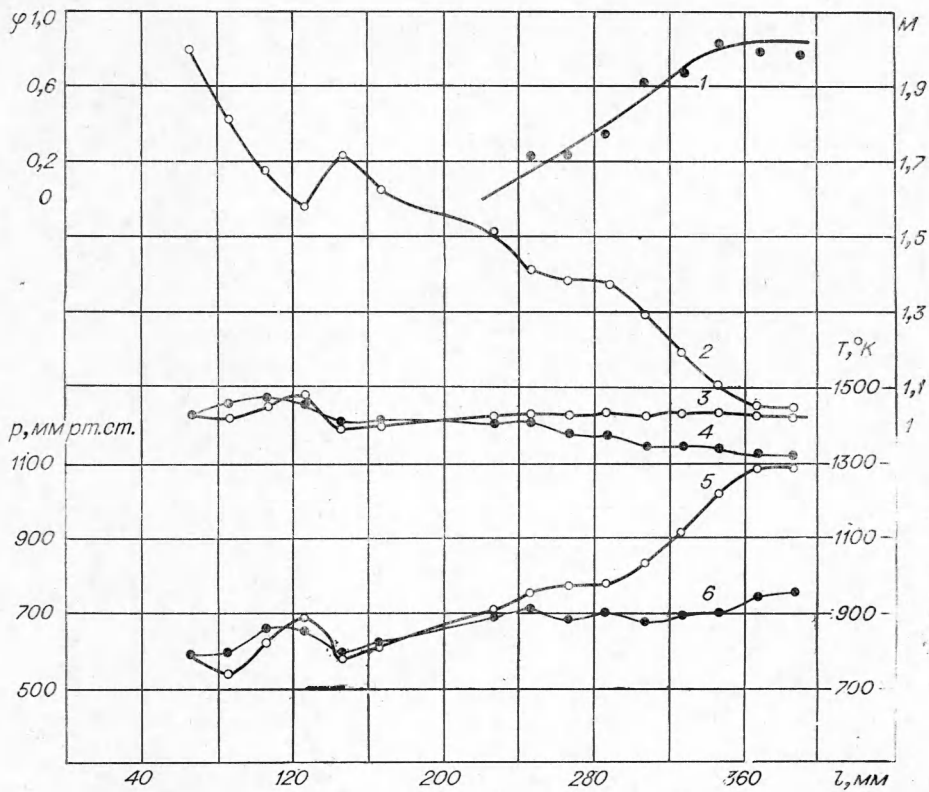


Рис. 4. График изменения параметров потока  $t_0=1050^\circ \text{C}$ ,  $M=2$ ,  $\alpha=8$   
 1— $\varphi$ ; 2— $M_{\text{гор}}$ ; 3— $T_{0\text{гор}}$ ; 4— $T_{0\text{хол}}$ ; 5— $P_{\text{гор}}$ ; 6— $P_{\text{хол}}$ .

дит в месте начала диффузионного смешения, т. е. не всегда реализуется схема воспламенения на присоединенном скачке, разобранный в ряде работ [1, 3].

При тщательно выполненной полированной поверхности водородного сопла интенсивности образующегося скачка уплотнения оказывается недостаточно для воспламенения, и воспламенение происходит дальше по потоку, а температурный предел воспламенения оказывается много выше. На рис. 4 показано изменение параметров по каналу для одного из опытов. Начало воспламенения соответствует точке расхождения эпюр давления для «холодного» и «горячего» режимов. Это указывает, что вопрос

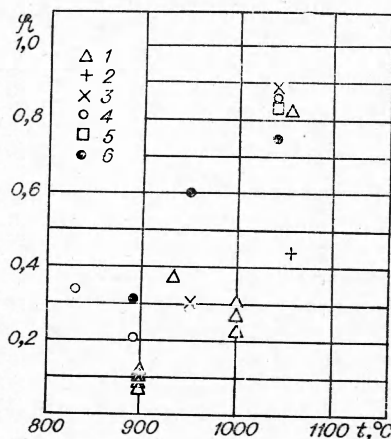


Рис. 5. Зависимость коэффициента выгорания  $\varphi$  на длине факела, равной 60 мм от начальной температуры.

$\alpha$  равно: 1—6,5; 2—8; 3—16; 4—18; 5—22; 6—34—36.



стабилизации горения диффузионного факела водорода имеет существенное значение и не определяется однозначно образованием присоединенного скачка уплотнения в месте подачи водородной струи.

Разброс экспериментальных точек эпюры давлений вдоль канала при многократном выходе на один и тот же режим составлял  $\pm 6\%$ , а соответствующий разброс в расчете степени выгорания  $\pm 13\%$ .

Обработка всех указанных опытов в координатах степень выгорания  $\varphi$ , на определенной длине — начальная температура  $t_0$  показывает зависимость  $\varphi$ , от температуры (рис. 5). При этом имеется довольно значительный разброс точек, определяемый изменением других параметров (соотношением водорода и окислителя, различными скоростями ввода водорода и т. д.), однако точность используемого метода расчета выгорания не позволяет в настоящее время определить эти функциональные связи.

Авторы выражают благодарность В. Ф. Соколенко, С. А. Осипову, В. И. Тарарину и П. Ф. Екимову, принимавшим участие в экспериментах.

Поступила в редакцию  
7/X 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Ferri. AIAA Paper, № 66—826, 1966.
2. В. К. Баев, Р. С. Тюльпанов. ФГВ, 1969, 5, 3.
3. Е. С. Щетинков. Третий Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Черно-головка, 1971.
4. R. A. Cookson, P. Flangan, G. S. Penney. XII Symposium (International) on combustion, 1969.
5. I. C. Bellet, J. Soustre. a. o. Entropie, 1970, 32.
6. В. Н. Строкин. Третий Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Черно-головка, 1971.
7. В. К. Баев, П. К. Третьяков, В. А. Ясаков. Третий Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Черноголовка, 1971.
8. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя, 1956.
9. В. Е. Алемасов. Теория ракетных двигателей, 1962.

УДК 536.46

### ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ПРЕДЕЛОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В. А. Бунев  
(Новосибирск)

Влияние температуры на концентрационный предел распространения пламени представляет значительный интерес с точки зрения техники взрывобезопасности, поскольку многие технологические процессы проводятся при повышенных температурах. Этим объясняется наличие в литературе большого количества экспериментальных данных, на основании которых можно говорить о расширении области распространения пламени при увеличении температуры смеси [1, 2]. В ряде работ наблюдается линейная зависимость как нижнего, так и верхнего концентрационных пределов от  $T$  [2]. Согласно другим исследованиям, эта зависимость может быть более сложной, например, гиперболического типа [3]. Однако теоретическое обоснование нелинейности и ее экспери-