

**УСТОЙЧИВОСТЬ ДИФFUЗИОННЫХ ПЛАМЕН  
В ЗАТОПЛЕННЫХ И СПУТНЫХ СТРУЯХ**

*В. К. Баев, В. А. Ясаков*

*(Новосибирск)*

В предположении о бесконечной скорости химических реакций в диффузионном пламени реакция протекает на стехиометрической поверхности, начинающейся от кромки сопла. Такое представление зачастую оправдано, и пламена, стабилизированные на кромке («сидящие»), наблюдаются в эксперименте. Известно, однако, что при некоторых значениях скорости истечения горючего в покоящийся воздух и при некоторых соотношениях скоростей горючего и окислителя при горении в спутном потоке воздуха пламя стабилизируется на некотором расстоянии от среза сопла [1—3]. Это так называемые «висящие» или «оторванные» пламена.

Настоящая работа посвящена исследованию характеристик устойчивости диффузионных пламен в коаксиальных струях. Под характеристиками устойчивости понимаются условия отрыва, срыва, а также длина отрыва и амплитуды и частоты колебаний пламени в области точек стабилизации.

**Анализ условий стабилизации  
оторванных диффузионных пламен**

Оторванные диффузионные пламена характеризуются тем, что точки их стабилизации находятся в струйном пограничном слое, где скорость, концентрация и температура изменяются в поперечном и продольном направлениях. Очевидным условием стабилизации пламени вообще является равенство скорости распространения пламени  $u_n$  скорости потока хотя бы в одной точке пространства.

$$u = u_n. \quad (1)$$

Рассмотрим условия стабилизации поднятых пламен для случая неограниченного спутного потока.

**Длина отрыва диффузионных пламен.** На участке  $H$  (рис. 1) наблюдается только смешение топлива и окислителя, поэтому в конечном сечении этого участка поток можно приближенно рассматривать как поток гомогенной смеси переменного состава, скорости и температуры. В этом случае можно воспользоваться подходом, сформулированным в [4, 5] при расчете положения пламени гомогенной смеси.

Если ввести в рассмотрение турбулентную скорость пламени в гомогенной смеси, то очевидно, что в силу указанных выше причин скорость пламени изменяется как поперек, так и вдоль струйного пограничного слоя.

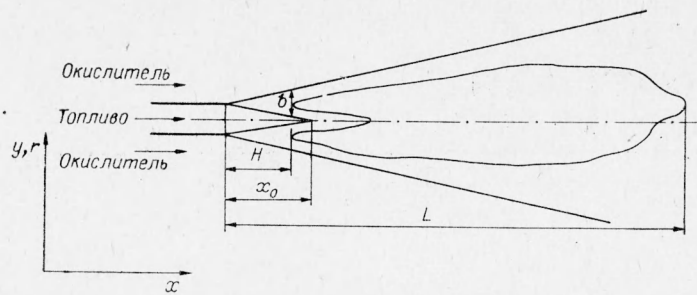


Рис. 1. Схема поднятого диффузионного пламени;  $x_0$  — длина ядра струи;  $b$  — ширина слоя смешения;  $H$  — длина отрыва;  $L$  — полная длина.

Для определения длины отрыва пламени  $H$  необходимо найти зависимость  $u_n$  от продольной координаты параметров потока. Здесь могут быть использованы следующие соображения. Поскольку пламя не может быть шире струйного пограничного слоя, предельная его толщина, соответствующая скорости  $u_n$ , есть ширина пограничного слоя  $b$ .

Для начального участка струи, когда существуют условия теплоотвода (диффузии) от турбулентного пламени в двух направлениях, толщина пограничного слоя должна быть, по крайней мере, в два раза больше характерной толщины турбулентного пламени  $\Delta_n$ . При смыкании пограничных слоев на основном участке струи  $\frac{b}{\Delta_n} \leq 2$  и при некотором значении  $x$  это отношение становится равным единице. В общем случае, условие стабилизации пламени можно записать следующим образом:

$$u_n = \frac{\Delta_n}{\tau_r},$$

где  $\tau_r$  — некоторое характерное время горения; причем  $\Delta_n = \frac{b}{n}$  и, следовательно,

$$u_n = \frac{b}{n\tau_r}, \quad (2)$$

где  $n \approx 1 \div 2$ .

При турбулентном числе Шмидта  $Sc_\tau = 1$  имеет место подобие полей концентраций и избыточных скоростей

$$\frac{u - u_1}{u_0 - u_1} = \frac{1}{1 + \alpha L_0}. \quad (3)$$

Учитывая условия (1), из (2) и (3) получаем

$$\frac{u_0 \cdot \tau_r}{d} \left( \frac{1 - m}{1 + \alpha L_0} + m \right) = \frac{\bar{b}}{n}. \quad (4)$$

Здесь  $u$  — скорость,  $d$  — диаметр сопла,  $m = \frac{u_1}{u_0}$  — отношение скоростей,  $\alpha$  — коэффициент избытка воздуха,  $L_0$  — стехиометрический коэффициент, индекс 0 — относится к горючему, 1 — к окислителю. Параметр  $\frac{u_0 \tau_r}{d}$ , стоящий в левой части соотношения (4), представляет собой отношение характерного времени горения  $\tau_r$  к характерному времени течения  $\tau_{\text{теч}} = \frac{d}{u_0}$  и носит название критерия гомотронности.

Следует заметить, что использование (2) при выводе (4) недостаточно правомерно, поскольку при выводе (2) было сделано предположение о соизмеримости толщины турбулентного пламени с полушириной пограничного слоя струи, а совместное использование (1) и (3) предполагает равенство локальных скоростей в струйном пограничном слое. Однако если считать, что (2) носит характер соотношения размерностей, то использование условия локального равенства скоростей можно считать допустимым, а решить вопрос об определяющем  $\tau_r$  в выражении (4) можно путем отыскания минимума левой части.

Дифференцируя левую часть в (4) и приравнявая нулю, получаем

$$\frac{\partial (\ln \tau_r)}{\partial [\ln (1 + \alpha L_0)]} = \frac{1}{1 + \frac{m}{1-m} (1 + \alpha L_0)}. \quad (5)$$

Следовательно, при  $m=0$

$$\frac{\partial (\ln \tau_r)}{\partial [\ln (1 + \alpha L_0)]} = 1, \quad (5')$$

при  $m \rightarrow 1$

$$\frac{\partial (\ln \tau_r)}{\partial [\ln (1 + \alpha L_0)]} \rightarrow 0, \quad (6)$$

а при  $m > 1$

$$\frac{\partial (\ln \tau_r)}{\partial [\ln (1 + \alpha L_0)]} < 0.$$

На рис. 2 приведена зависимость  $\ln \tau_r$  от  $\ln (1 + \alpha L_0)$  для частного случая водородно-воздушной смеси ( $\alpha=1$ ,  $p=1$  ата,  $t=20^\circ\text{C}$ ) и проиллюстрированы случаи (5) и (6).

Ввиду того, что при умеренных температурах зависимость  $\tau_r$  от  $\alpha$  довольно сильная [6], для топлив с большим  $L_0$  в диапазоне  $m=0 \div 1$  приближенно можно принять  $\tau_r = \tau_{r,\text{min}}$  или  $\tau_r$  при  $\alpha=1$ .

Обратимся к уравнению (4). Приближенно можно считать, что

$$\bar{b} = c_2 \bar{x},$$

тогда

$$\bar{H} = \frac{n\text{Ho}}{c_2} \cdot \frac{1 + m\alpha L_0}{1 + \alpha L_0}. \quad (7)$$

При  $m=0$

$$\bar{H} = \frac{n\text{Ho}}{c_2 (1 + \alpha L_0)}; \quad (7')$$

при  $m \neq 0$  или неодинаковых плотностях границы струи не прямолинейны [6], поэтому должна наблюдаться более сложная зависимость, чем (7). Если в некотором диапазоне изменения параметров можно считать  $c_2$  постоянной по длине, не зависящей от  $m$ , то влияние спутной скорости на длину отрыва при  $\text{Ho} = \text{const}^1$  выразится соотношением:

$$\frac{\bar{H}_m}{\bar{H}} = [1 - m + m(1 + \alpha L_0)] \frac{c_2}{c_2(m)} = (1 + m\alpha L_0) \Phi(m). \quad (8)$$

<sup>1</sup> С учетом изменения определяющего  $\tau_r$  от  $m$ .

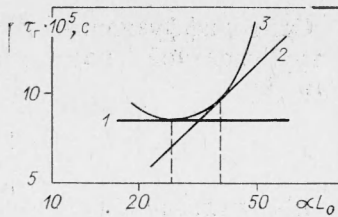


Рис. 2. Связь характерного времени горения  $\tau_r$  и стехиометрического комплекса  $\alpha L_0$ .

1 — соотношение (6); 2 — соотношение (5'); 3 — соотношение (5).

**Срыв диффузионных пламен.** Из условий равенства скорости потока турбулентной скорости пламени и (3), принимая для  $u_\tau$  зависимость [5]

$$u_\tau = \sqrt{\frac{u'\lambda}{\tau_r}},$$

где  $u'$  — пульсационная составляющая скорости;  $\lambda$  — масштаб турбулентности, получаем

$$\sqrt{\frac{D_\tau}{\tau_r}} = \frac{u_0 - u_1}{1 + \alpha L_0} + u_1.$$

В безразмерном виде

$$\frac{1}{\text{Но}} = 4\bar{x}_{0m}^2 \left( \frac{1-m}{1+\alpha L_0} + m \right)$$

или

$$\text{Но}_{\text{ср}} = \left( \frac{1 + \alpha L_0}{1 + m\alpha L_0} \right)^2 \frac{1}{4\bar{x}_{0m}^2}. \quad (9)$$

Здесь  $\bar{x}_{0m}$  — длина ядра струи в спутном потоке.

Чтобы найти  $\alpha$ , при котором надо принимать  $\tau_r$  для определения срыва, надо найти максимум выражения

$$\frac{1}{\tau_r} \left( \frac{1 + \alpha L_0}{1 + m\alpha L_0} \right)^2.$$

При достаточно больших  $m$  для топлив с большим  $L_0$  очевидно, что  $\tau_r = \tau_{r\text{min}}$ . При  $m=0$  значения максимальных величин  $\left( \frac{1 + \alpha L_0}{\tau_r} \right)^2$  приведены в табл. 1. Там же приведены и коэффициенты в (9) для трех топлив при  $t=20^\circ\text{C}$ .

Изложенный выше анализ по определению положения оторванного диффузионного пламени и его срыва, базирующийся, в частности, на предположении о локальной гомогенности смеси в пограничном слое, справедлив для потоков горючего и окислителя, имеющих умеренные температуры, т. е. такие, что в результате смешения этих потоков температура смеси остается ниже температуры самовоспламенения и первоначальное воспламенение производится посторонним источником. Если же потоки имеют высокую температуру, то в этом случае может быть сохранен подход, изложенный выше, но необходимо решить вопрос, какое характерное время горения подставлять в критерий Но.

**Длина отрыва диффузионного пламени в потоках с высокими начальными температурами.** Как показано в [6], характерное время горения с увеличением температуры смеси сильно уменьшается, а зависи-

Таблица 1

Газ	$\alpha$	$\left[ \frac{(1 + \alpha L_0)^2}{\tau} \right]_{\text{max}}$	$\frac{[(1 + \alpha L_0)^2 / \tau]_{\text{max}} \times \tau_{\alpha=1}}{4\bar{x}_0^2}$
H <sub>2</sub>	1,2	166 × 10 <sup>5</sup>	378 / $\bar{x}_0^2$
CH <sub>4</sub>	1,05	1,5 × 10 <sup>5</sup>	83 / $\bar{x}_0^2$
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	1,0	1,45 × 10 <sup>5</sup>	63 / $\bar{x}_0^2$

мость его от состава в довольно широком диапазоне  $\alpha$  по обе стороны от  $\alpha=1$  слабая. С другой стороны, рубеж по температуре, который можно назвать температурой воспламенения, делает невозможным осуществление горения гомогенной смеси при высоких температурах, за исключением случаев горения в скачках. Температура воспламенения соответствует таким условиям, когда не требуется дополнительного подвода тепла для инициирования реакции от какого-либо источника зажигания. Очевидно также, что использование условия (1), отражающего равенство скоростей конвективного и диффузионного переноса, не имеет смысла, если длина определяется процессом самовоспламенения. Произведем простейшую оценку расстояний, на которых возможно самовоспламенение в спутных потоках.

Пусть имеем два спутных потока (см. рис. 1). Тогда на срезе сопла (сечение  $x=0$ ) и ниже по потоку в зоне смешения одновременно присутствуют и топливо, и окислитель. Расстояние, на котором произойдет воспламенение,

$$x_i = u \cdot \tau_i. \quad (10)$$

Расстояние, на котором завершится реакция в той массе газа, которая воспламенилась первой,

$$x_R = u \cdot \tau_R.$$

Суммарная длина

$$x_{\Sigma} = u^* (\tau_i + \tau_R),$$

где  $u^*$  — некоторая характерная скорость,  $\tau_i$  — время индукции,  $\tau_R$  — время выделения энергии.

Для водородно-воздушной смеси, например, при  $T=1000$  К и  $p=1,0$  ата  $\tau_i \cong \tau_R \cong 10^{-4}$  с [8]. Тогда при скоростях потоков 1000 м/с  $x_i \cong x_R \cong 0,1$  м или  $x_{\Sigma} \cong 0,2$  м. Когда речь идет об анализе процессов горения на длинах такого порядка или меньше, то самовоспламенение здесь может не играть существенной роли и процессы горения должны описываться так же, как и при низких температурах, т. е. роль диффузии вверх по потоку в стабилизации и распространении пламени может быть более существенной, чем самовоспламенение.

Если предположить, что и при высоких температурах справедлива зависимость (7), т. е.

$$\bar{H}_m = \frac{2 \cdot H_0 (1 + m\alpha L_0)}{(1 + \alpha L_0) \cdot c_{2m}},$$

то при больших  $L_0$  и  $m$  (что характерно для экспериментов, описываемых ниже)

$$\bar{H}_m \sim \frac{H_0 \cdot m}{c_{2m}}.$$

При этом влияние способа подогрева воздуха (огневой или электрический) не должно проявляться кроме как через изменение характерного времени горения. Коэффициент  $c_{2m}$ , характеризующий процесс смешения, должен зависеть от отношения скоростей и плотностей спутных потоков. Если в первом приближении положить  $c_{2m} = \text{const}$ , то

$$\bar{H}_m \sim H_0 \cdot m$$

или

$$H_m \sim u \cdot \tau_r, \quad (11)$$

т. е. получаем выражение, аналогичное (10), которое, как указывалось выше, необходимо иметь в виду при оценке роли самовоспламенения.

Коэффициент пропорциональности в (11) имеет величину порядка  $\frac{1}{c_{2m}} \approx 10$ . В то же время  $\tau_i$  примерно в 10 раз больше  $\tau_r$  при  $T \approx 1000$  К. Поэтому значения  $H$  при оценке по формулам (10) и (11) будут примерно одинаковыми в этой области температур. При увеличении температуры  $\tau_i$  сильно уменьшается и основную роль должен играть процесс самовоспламенения.

Влияние параметров спутности по (7) должно проявляться через изменение значения  $c_{2m}$ , а в (10) — через изменение значения скорости, которая должна быть промежуточной между скоростью потока и скоростью струи, а в случае влияния пограничного слоя может быть меньше обеих.

Учитывая изложенное, результаты экспериментов целесообразно представить в критериальной форме

$$\frac{\bar{H}_m}{H} = f\left(\frac{\rho_0}{\rho_1}; \frac{u_0}{u_1}\right),$$

где  $\bar{H} = \frac{H}{d}$  — относительная длина отрыва при  $m=0$ . Учитывая же, что отношение плотностей в имеющихся экспериментальных данных по горению водорода, в основном, определяется отношением молекулярных весов, а расширение струи зависит от отношения  $\frac{\rho_0 u_0^2}{\rho_1 u_1^2}$ , целесообразно обработку провести в форме

$$\frac{\bar{H}_m}{\bar{H}} = f\left(\frac{\rho_0 u_0^2}{\rho_1 u_1^2}\right)$$

или с учетом, что  $\bar{H} \sim \text{Но}$  [2],

$$\frac{H_m}{u_0 \tau} = f\left(\frac{\rho_0 u_0^2}{\rho_1 u_1^2}\right). \quad (12)$$

### Описание экспериментальной установки

Экспериментальное исследование горения газообразной струи горючего в покоящемся воздухе и в спутном потоке проводилось на установке, состоящей из трех основных частей: подогревателя, сопла для организации спутного потока и инжектора для подачи газообразного горючего соосно спутному потоку. Воздух из газгольдеров поступает через систему задвижек и расходомерное устройство в подогреватель: труба из нержавеющей стали диаметром 60 и длиной 800 мм. Водород на огневой подогрев подается через редуктор и расходомерное устройство от баллонов высокого давления и вводится соосно воздушному потоку навстречу ему через сопло. Струя водорода воспламенялась высоковольтным разрядом между вольфрамовым электродом и инжектором. Выход огневого подогревателя оканчивался соплом для организации спутного потока. Конструкция сопла обеспечивала возможность его смены. Использовались сопла, рассчитанные на  $M_1 \leq 1; 1,2; 1,4; 1,6$ . Дозвуковая часть сопел выполнена по профилю Витошинского [9], сверхзвуковая часть — конус с полууглом раствора  $5^\circ$ . Диаметр выходного сечения всех сопел составлял 36 мм.

Между фланцами подогревателя и сопла зажимался газовый инжектор, заканчивающийся резьбой, на которую накручивались сопла диаметром от 1 до 5 мм. Срез малых сопел совпадал со срезом сопла, формирующего спутный поток.

В процессе эксперимента измерялись расходы сред, их начальные температуры и производилось прямое фотографирование пламен, а также фотографирование при помощи прибора Теплера в области, близкой к соплу.

В специальном исследовании, посвященном определению характеристик пульсаций точек стабилизации диффузионных пламен производилась развертка на фоторегистраторе через щель 1 мм прямого свечения пламени пропана и развертка через щель теплеровского изображения области точек поджога в случае горения струи водорода.

На описанной установке при отсутствии подогрева исследовались диффузионные пламена в холодном (300 К) спутном потоке воздуха.

В этом случае, особенно при малых скоростях воздуха, значение этой скорости дополнительно контролировалось измерением динамического напора трубкой полного давления на срезе воздушного сопла. При отсутствии спутной скорости исследовались затопленные пламена разных газов.

Важной характеристикой условий проведения экспериментов служат профили температур и скоростей на выходе из сопла. Как показали измерения в сечении  $x=7,5$  мм, динамический напор сохраняется постоянным на участке  $2 \text{ мм} < r < 16 \text{ мм}$  (при установленном газовом сопле  $d=1,2$  мм, режим  $m=\infty$ ). В том же сечении температура имела максимум на оси потока, плавно уменьшаясь к периферии ( $T=0,8 T_{\max}$  при  $r=15$  мм).

### Результаты экспериментального исследования

Первая серия экспериментов была посвящена определению длины отрыва затопленных пламен и пламен в спутном холодном потоке.

**Длина отрыва затопленных пламен.** Экспериментальные данные по отрыву можно представить в виде критериальной зависимости

$$(Ho)_{\text{отр}} \sim \frac{(1 + \alpha L_0)^2}{Re^n},$$

которая следует из предположения о качественной аналогии срыва пламени с отрывом при замене коэффициента турбулентного обмена в струе на коэффициент турбулентного обмена в трубах

$$D_{\tau} \sim \frac{ud}{Re^n}.$$

Для гладких труб, как известно,  $n=0,25$ . На рис. 3 приведены в критериальной обработке экспериментальные данные по водороду, полученные авторами, и данные для метана и бутана, заимствованные из [10]. Изменение наклона кривой для водорода связано, очевидно, с тем, что длина цилиндрического участка в размере сопла (в калибрах) была различна для сопел разных диаметров.

По данным, приведенным на рис. 3, аналитическая зависимость для отрыва может быть представлена следующим образом

$$(Ho)_{\text{отр}} = 0,78 \frac{(1 + \alpha L_0)^2}{Re^{0,25}}, \quad (13)$$

причем значения  $\alpha$  и  $\tau_r$  принимаются в соответствии с изложенными выше рекомендациями на условия срыва. Следует заметить, что оторванные пламена могут иметь место и при скоростях, меньших скорости отрыва [11].

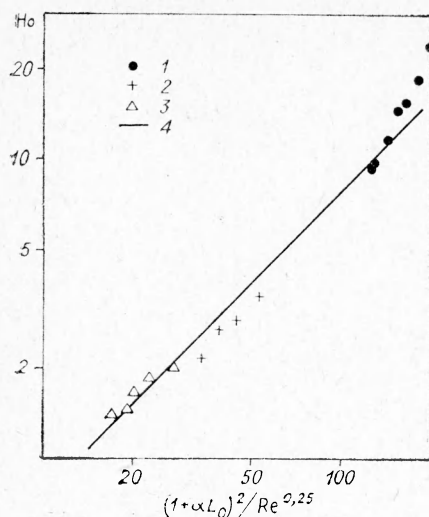


Рис. 3. Отрыв диффузионных пламен.  
1 — водород — настоящее исследование,  $d_c = 1,1 \div 4,32$  мм,  $u_{отр} = 310 \div 476$  м/с; 2 — метан [10],  $d_c = 4 \div 12$  мм,  $u_{отр} = 6,5 \div 12,2$  м/с; 3 — бутан [10],  $d_c = 4 \div 12$  мм,  $u_{отр} = 5,3 \div 11,2$  м/с; 4 — расчет по (13).

данного топлива при  $t = 20^\circ \text{C}$ . По результатам измерения границ струи и длин отрыва водорода был определен коэффициент  $n$  (см. уравнение (4)) при  $m = 0$ . Оказалось, что он изменяется от 2,7 при  $\bar{H} = 7$  до 1,8 при  $\bar{H} = 25$ , что находится в качественном соответствии с предсказаниями и дает основание положить в среднем  $n = 2$ . Сплошные линии на рис. 4 — расчет по (7') при  $n = 2$ :

$$\bar{H} = \left[ \frac{2}{c_2 (1 + \alpha L_0)} \cdot \frac{\tau_r}{\tau_{r\min}} \right] \cdot \text{Но}_{\min}. \quad (14)$$

При этом  $c_2 = 0,23$  для водорода взято из эксперимента, а для остальных газов скоррелировано по зависимости ширины струи от отношения плотностей  $\rho_0/\rho_1$ , заимствованной из [7] как среднее для расстояний от  $\bar{x} = 10 \div 50$ . Численное значение коэффициента  $k = \frac{2}{c_2 (1 + \alpha L_0)} \frac{\tau_r}{\tau_{r\min}}$  с учетом зависимости ширины струи от отношения плотностей составило: для водорода 0,265; метана 1,0; пропана 1,23.

Таким образом, результаты эксперимента, полученные на различных газах при диаметре сопел  $1 \div 5$  мм практически во всем диапазоне скоростей (от отрыва до срыва) описываются формулой (7') при условии учета влияния отношения плотностей на расширение струи.

Для исследованных топлив стехиометрический коэффициент увеличивается с уменьшением плотности топлива, что позволяет списать результаты этих экспериментов с точностью  $\pm 15\%$  более простой зависимостью, полученной в [2]

$$\bar{H} \cong 1,1 \sqrt{\rho_0/\rho_1} \text{Но}_{\min}. \quad (15)$$

**Длина отрыва в спутных струях.** При горении холодной струи горючего в холодном спутном потоке воздуха уже небольшая скорость спутного потока приводит к отрыву пламени от среза сопла, причем высота отрыва выражается через характерные величины, как это следует из соотношения (8).

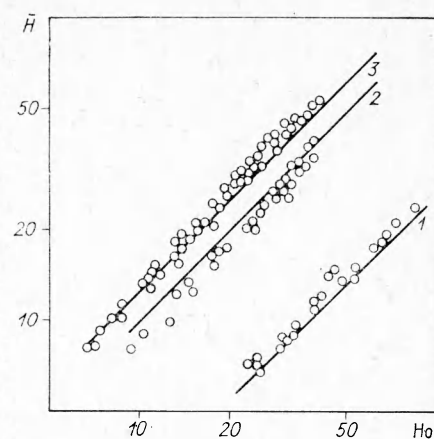


Рис. 4. Длина отрыва диффузионных пламен разных газов.

1 — водород; 2 — метан; 3 — пропан.

На рис. 4 приведены результаты критериальной обработки данных по длинам отрыва в координатах  $\bar{H}$ , Но. Причем Но вычислялось по минимальному значению  $\tau_r$  для

данного топлива при  $t = 20^\circ \text{C}$ . По результатам измерения границ струи и длин отрыва водорода был определен коэффициент  $n$  (см. уравнение (4)) при  $m = 0$ . Оказалось, что он изменяется от 2,7 при  $\bar{H} = 7$  до 1,8 при  $\bar{H} = 25$ , что находится в качественном соответствии с предсказаниями и дает основание положить в среднем  $n = 2$ . Сплошные линии на рис. 4 — расчет по (7') при  $n = 2$ :

$$\bar{H} = \left[ \frac{2}{c_2 (1 + \alpha L_0)} \cdot \frac{\tau_r}{\tau_{r\min}} \right] \cdot \text{Но}_{\min}. \quad (14)$$

При этом  $c_2 = 0,23$  для водорода взято из эксперимента, а для остальных газов скоррелировано по зависимости ширины струи от отношения плотностей  $\rho_0/\rho_1$ , заимствованной из [7] как среднее для расстояний от  $\bar{x} = 10 \div 50$ . Численное значение коэффициента  $k = \frac{2}{c_2 (1 + \alpha L_0)} \frac{\tau_r}{\tau_{r\min}}$  с учетом зависимости ширины струи от отношения плотностей составило: для водорода 0,265; метана 1,0; пропана 1,23.

Таким образом, результаты эксперимента, полученные на различных газах при диаметре сопел  $1 \div 5$  мм практически во всем диапазоне скоростей (от отрыва до срыва) описываются формулой (7') при условии учета влияния отношения плотностей на расширение струи.

Для исследованных топлив стехиометрический коэффициент увеличивается с уменьшением плотности топлива, что позволяет списать результаты этих экспериментов с точностью  $\pm 15\%$  более простой зависимостью, полученной в [2]

$$\bar{H} \cong 1,1 \sqrt{\rho_0/\rho_1} \text{Но}_{\min}. \quad (15)$$

**Длина отрыва в спутных струях.** При горении холодной струи горючего в холодном спутном потоке воздуха уже небольшая скорость спутного потока приводит к отрыву пламени от среза сопла, причем высота отрыва выражается через характерные величины, как это следует из соотношения (8).



Из результатов исследования смещения негорящих струй, проведенного авторами<sup>1</sup>, следует, что для больших  $\bar{H}$  можно принять

$$\frac{c_2}{c_{2m}} \approx \sqrt{1 + \frac{m}{0,015}}. \quad (16)$$

Исходя из (8) и (16), была произведена обработка данных по длинам отрыва в спутных струях (рис. 5). Зависимость в выбранных координатах является линейной (сплошная линия). Экспериментальные данные с разбросом, не превышающим  $\sim 10\%$ , описываются зависимостью

$$\frac{\bar{H}_m}{\bar{H}_{m=0}} = 3[(1 + m\alpha L_0) \sqrt{1 + \frac{m}{0,015}} - 0,8]. \quad (17)$$

Однако (17) не удовлетворяет очевидному условию  $\frac{\bar{H}_m}{\bar{H}_{m=0}} = 1$  при  $m=0$ .

Этому условию удовлетворяет зависимость, изображенная штриховой линией на рис. 5, хотя и дающая большую погрешность, чем (17) при малых  $m$ :

$$\frac{\bar{H}_m}{\bar{H}_{m=0}} = 2,5 \left[ (1 + m\alpha L_0) \sqrt{1 + \frac{m}{0,015}} - 0,6 \right]. \quad (18)$$

Отклонение экспериментальной зависимости от прямой, проходящей через точку с координатами (1; 1), объясняется, очевидно, недостаточно точным представлением ширины зоны смещения соотношением (16), возможным изменением отношения толщины пламени к ширине зоны смещения при изменении  $m$ , изменением значения коэффициента избытка воздуха  $\alpha$ , который при обработке данных полагали равным единице, приближенностью связи распределения скоростей и концентраций, принятой при выводе (8), а также влиянием начальной турбулентности воздушного потока.

Вторая серия экспериментов была поставлена с целью определения срывных характеристик диффузионных пламен.

**Срыв затопленного диффузионного пламени водорода** практически невозможно получить при диаметре сопла  $\approx 1$  мм при нормальной температуре и давлении и скоростях истечения до скорости звука. Для газов с меньшими значениями  $L_0$  срыв происходит при меньших скоростях.

Скорости срыва для метана на соплах различных диаметров были измерены в [10]. В табл. 2 приведены значения длин ядра струи  $\bar{x}_0$ , соответствующие полному совпадению этих данных с формулой (9). Как видно из таблицы,  $\bar{x}_0$  слабо реагируют на изменение диаметра.

В литературе имеются данные по срыву диффузионных пламен при горении струи топлива, содержащей различные концентрации окислителя.

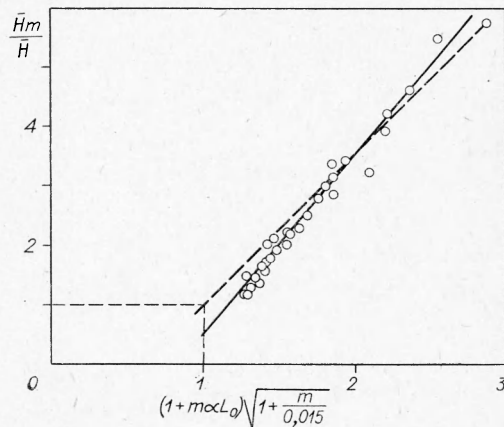


Рис. 5. Влияние спутного потока на длину отрыва диффузионного пламени водорода.

<sup>1</sup> Это исследование здесь не описывается.

Таблица 2

$d_0$ , мм	$u_0$ , м/с	$\bar{x}_0 = \sqrt{\frac{(Ho)_{\alpha=1}}{83}}$
4	46	1,8
6	65	1,86
8	78	1,96
10	88	2,06

Для сопоставления их с формулой (9) в этих условиях она должна быть модифицирована следующим образом. Концентрация топлива в смеси будет не  $\frac{1}{1 + \alpha L_0}$ ,

а  $\frac{1 + \alpha' L_0}{1 + \alpha L_0}$ , где  $\alpha'$  — коэффициент избытка воздуха в топливной струе. При подмешивании воздуха к топливу его плотность из-

меняется, в результате изменяется и длина ядра струи  $\bar{x}_0$ . Полагая, что  $\bar{x}_0 \sim \sqrt{\rho_0/\rho_1}$ , условие срыва в данном случае

$$No_{ср} = \frac{(1 + \alpha L_0)^2}{(1 + \alpha' L_0) \left(1 + \alpha' L_0 \frac{\rho_0}{\rho_1}\right) 4\bar{x}_0^2} \quad (19)$$

На рис. 6 приведено сопоставление расчета критического градиента скорости при срыве по (19) (кривая 1) с экспериментальными данными для метана [11] (кривая 2). При сопоставлении было принято, что на выходе из сопла  $(grad u)_{ср} = 8 \left(\frac{u}{d}\right)_{ср}$  (ламинарный режим истечения), а  $\bar{x}_0 \cong 2$  в соответствии с табл. 2. Некоторое количественное расхождение может быть связано с коэффициентом пропорциональности между критическим градиентом и  $\left(\frac{u}{d}\right)_{ср}$ , взятом для ламинарного истечения,

в то время как длина ядра взята из экспериментов, где было турбулентное истечение метана. Тем не менее проведенные исследования дают основания полагать, что формула (19) описывает срыв диффузионных пламен.

**При анализе условий срыва в спутном неограниченном потоке** было получено, что соотношение (9) описывает это явление.

Ввиду того, что срыв происходит при довольно больших значениях длин отрыва, наличие спутного потока оказывает влияние на условие срыва. Влияние ограниченности спутного потока можно получить из простых соображений.

Если расход спутного потока воздуха меньше, чем необходимо для достижения  $\alpha=1$ , то остальное количество воздуха присоединяется к газовой струе из окружающей атмосферы. Поэтому влияние ограниченности спутного потока должно проявляться при

$$\frac{1}{L_0} \frac{\rho_1 u_1}{\rho_0 u_0} \left[ \left(\frac{d_1}{d_0}\right)^2 - 1 \right] < 1. \quad (20)$$

Равенство единице выражения, стоящего в левой части, дает границу влияния ограниченности спутного потока. При этом формула (9) переходит в следующую:

$$No_{ср} = \frac{(1 + \alpha L_0)^2}{4\bar{x}_0^2} \frac{1}{\left\{ 1 + \frac{\rho_1}{\rho_0} \left[ \left(\frac{d_1}{d_0}\right)^2 - 1 \right] \right\}} \quad (21)$$

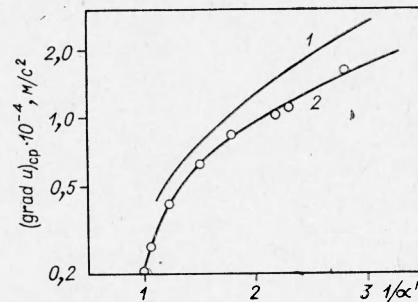


Рис. 6. Срыв диффузионного пламени метана, содержащего воздух.

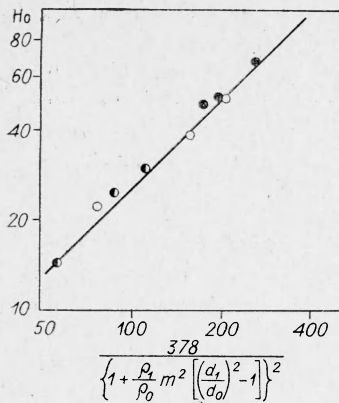


Рис. 7. Срыв диффузионного пламени водорода в спутном потоке.

Таблица 3

$d_0$ , мм	$u_0$ , м/с	$u_1$ , м/с	$\frac{\bar{x}_{0m}}{d_0} = \frac{x_{0m}}{d_0}$	Обозначение на рис. 7
1,2	677	3,62	1,97	●
	885	3,38	1,99	
	639	3,82	1,91	
2,0	490	7,87	1,85	○
	1120	10,1	1,98	
	847	9,09	2,04	
3,0	473	13,0	1,99	●
	825	18,7	1,89	
	963	19,35	1,96	

или в соответствии с табл. 1 для водорода

$$No_{cp} = \frac{378}{\bar{x}_{0m}^2 \left\{ 1 + \frac{\rho_1}{\rho_0} m^2 \left[ \left(\frac{d_1}{d_0}\right)^2 - 1 \right] \right\}}; \quad (22)$$

для метана

$$No_{cp} = \frac{83}{\bar{x}_{0m}^2 \left\{ 1 + \frac{\rho_1}{\rho_0} m^2 \left[ \left(\frac{d_1}{d_0}\right)^2 - 1 \right] \right\}}. \quad (23)$$

Формулы (22) и (23) справедливы при сравнительно малых  $m$ . При увеличении  $m$  коэффициенты в (22) и (23) должны несколько уменьшиться, но это изменение незначительно. Данные для водорода приведены на рис. 7 и табл. 3. Сплошная линия — зависимость (22) при  $\bar{x}_{0m} = 2$ , что соответствует экспериментальным данным по смешению струи водорода в спутном потоке воздуха при соотношении скоростей  $m \leq 0,03$ .

Данные по срыву метана получены в [12]. Результаты вычислений  $\bar{x}_{0m}$  на основании данных, при которых наблюдается полное совпадение зависимости (23) с экспериментом, представлены на рис. 8. Там же для сравнения приведены данные по водороду.

Обращает на себя внимание неединообразное отклонение  $\bar{x}_{0m}$  от  $\bar{x}_{0m} = 2$ . Такое поведение кривых трудно интерпретировать, поскольку

1) числа Re газового и воздушного потоков в ряде режимов были  $< 2 \cdot 10^3$ , т. е. поток на выходе был ламинарным; тогда Re должен влиять на  $\bar{x}_{0m}$ ;

2) данные [12], очевидно, не очень точны, так как в работе [13] приведены длины пламен при скоростях спутного потока, заметно больших, чем срывные значения спутной скорости при прочих равных условиях.

Таким образом, в первом приближении можно считать, что формула (21) может быть использована для расчета срыва диффузионных пламен при  $\bar{x}_{0m} \approx 2$ . При

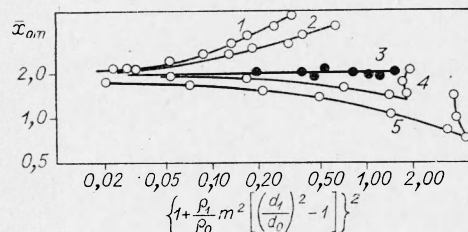


Рис. 8. Значения длины ядра струи в спутном потоке;  $\left(\frac{d_1}{d_0}\right)$  равно 9,85 (1), 8,0 (2), 2,75 (4) и 2,58 (5). 1, 2, 4, 5 — метан, расчет по данным [12]; 3 — водород, настоящее исследование.

расчете следует иметь в виду возможные отклонения значений  $\bar{x}_{0m}$  от этого значения.

Специальная серия экспериментов была выполнена по исследованию нестационарных явлений, имеющих место при горении холодной струи газообразного горючего в холодном воздухе.

### Колебания точек стабилизации

При исследовании оторванных затопленных диффузионных пламен и пламен в спутном потоке экспериментально было установлено, что точки стабилизации не занимают стационарного положения, а колеблются с некоторой частотой и амплитудой относительно среднего положения. Сам факт наличия колебаний не вызывает удивления, поскольку пламя стабилизируется в турбулентном потоке. Представляет интерес установить связь амплитуд и частот колебаний с параметрами потока в зоне смешения.

Предположим, что пламя колеблется с некоторой частотой  $\omega$ , амплитудой  $\lambda$  и максимальной пульсационной составляющей скорости  $u'_0$ . Тогда между названными величинами существует связь:

для синусоидальных колебаний

$$\lambda = u'_0 \int_0^{1/4\omega} \sin 2\pi\omega t dt,$$

для линейного изменения  $u'_0$  во времени

$$\lambda = u'_0 \int_0^T 4\omega t dt,$$

откуда для первого случая получаем

$$\frac{u'_0}{\lambda} = 2\pi\omega,$$

а для второго

$$\frac{u'_0}{\lambda} = 8\omega. \quad (24)$$

Из соображений размерностей коэффициент турбулентного обмена в случае синусоидальных колебаний

$$D_T = 2\pi\omega\lambda^2,$$

а для линейного изменения  $u'_0$  во времени

$$D_T = 8\omega\lambda^2.$$

Соответственно безразмерные коэффициенты

$$\bar{D}_T = \frac{2\pi\omega\lambda^2}{u_0 d} \quad \text{и} \quad \bar{D}_T = \frac{8\omega\lambda^2}{u_0 a}. \quad (25)$$

Заметим, что  $u'_0/d$  представляет собой максимальное значение градиента скорости. Поэтому, если предположение, сделанное в модели распространения гомогенного пламени [5] о том, что передняя граница турбулентного пламени определяется пульсациями, для которых выполняются критические условия, справедливо, то следует ожидать, что

$$\frac{u'_0}{d} \approx \frac{1}{\tau_1}. \quad (26)$$

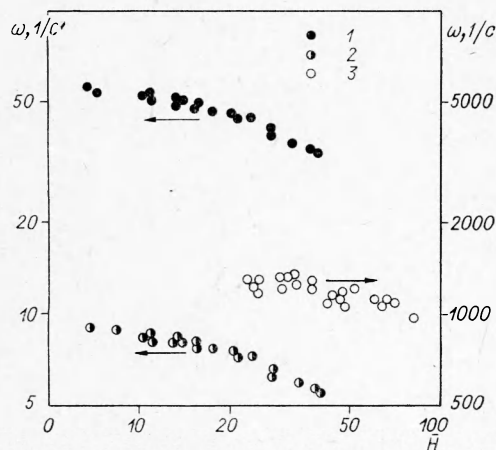


Рис. 9. Частота колебаний положения точек стабилизации поднятых затопленных пламен пропана и водорода. 1 — пропан, высокая частота; 2 — пропан, низкая частота; 3 — водород, высокая частота.

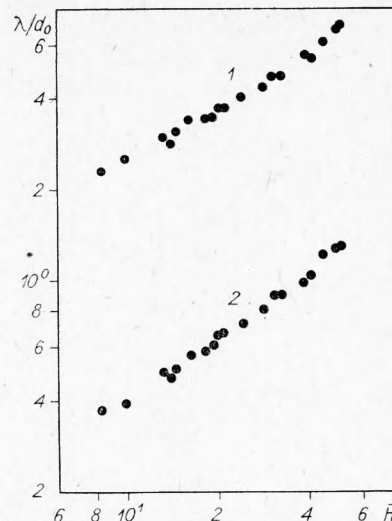


Рис. 10. Амплитуды колебаний поднятого затопленного пламени пропана. 1 — низкая частота; 2 — высокая частота.

Ниже приведены частотно-амплитудные характеристики колебаний положения точки стабилизации оторванного диффузионного пламени. Как показали проведенные исследования, в спектре пульсации положения точки поджога можно выделить две более или менее ярко выраженные частоты:  $\omega_{\max}$  и  $\omega_{\min}$  и соответствующие им амплитуды колебаний  $\lambda_{\max}$  и  $\lambda_{\min}$ . Низкая частота связана, очевидно, с наличием крупных вихрей на краю струи. Типичная фоторегистрограмма колебаний в случае горения пропана приведена в [2].

На рис. 9 приведены частоты в зависимости от длины отрыва затопленного пламени пропана и водорода, а на рис. 10 — значения амплитуд колебаний. Частота сравнительно слабо изменяется с увеличением  $\bar{H}$ , а амплитуда растет пропорционально  $\bar{H}^{0,8}$ . Высокая частота приблизительно в шесть раз выше низкой. Примерно в таком же отношении находятся и амплитуды.

С учетом (24) и (26) для второго случая можно записать

$$\frac{1}{\tau_r} = 8\omega, \quad (27)$$

откуда  $\tau_r = \frac{1}{8\omega}$ . На рис. 11 приведена полученная зависимость длины отрыва  $\bar{H}$  от  $\sqrt{\rho_0/\rho_1} \text{No}_\omega$ , где характерное время горения определено по (27) при использовании в качестве определяющей высокой частоты. Там же нанесены точки для метана из работы [1], причем в этом случае  $\tau_r$  определя-

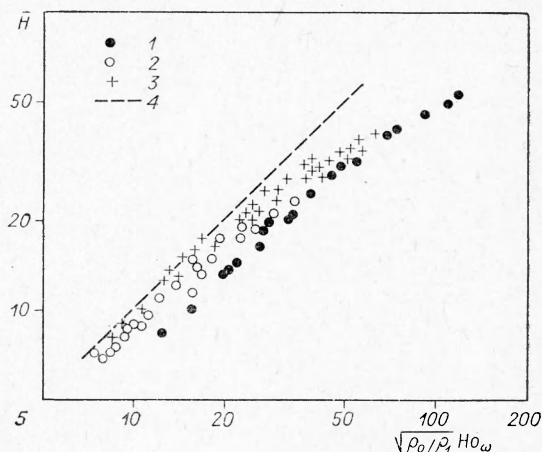


Рис. 11. Критериальная обработка длин отрыва пламен различных газов при определении  $\tau_r$  по частоте пульсаций.

1 — пропан; 2 — водород; 3 — метан [1]; 4 — расчет по (15).

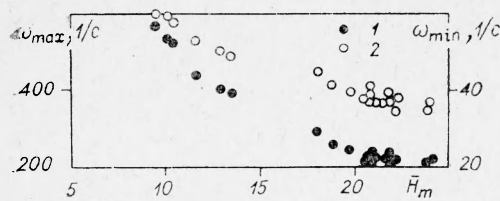


Рис. 12. Изменение частоты пульсаций положения точек стабилизации пламени водорода в спутном потоке при увеличении длины отрыва.

1 —  $\omega_{\max}$ ; 2 —  $\omega_{\min}$ .

Интересно также отметить, что значение коэффициента турбулентного обмена (определенного по высокой частоте) по (25) составляет  $\bar{D}_\tau = 0,016$ , что при определении  $\bar{D}_\tau = \frac{1}{4x_0^2}$  соответствует  $\bar{x}_0 = 3,95$ . Из-

менное  $\bar{x}_0$  по распределению осевой концентрации составляет 2,6, а по осевому распределению  $\rho u^2 \bar{x}_0 = 4$ .

Выше приведены результаты опытов при  $m=0$ . При  $m \neq 0$  рост спутной скорости воздуха, увеличивающий  $\bar{H}_m$ , приводит к уменьшению частоты пульсаций (рис. 12). Изменения амплитуды пульсаций в зависимости от длины отрыва  $\bar{H}_m$  приведены на рис. 13.

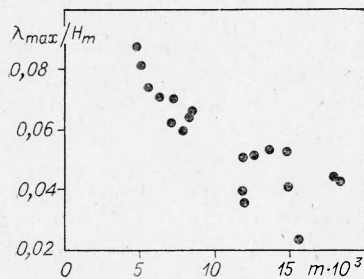


Рис. 13. Влияние спутного потока на амплитуду пульсаций положения точек стабилизации.

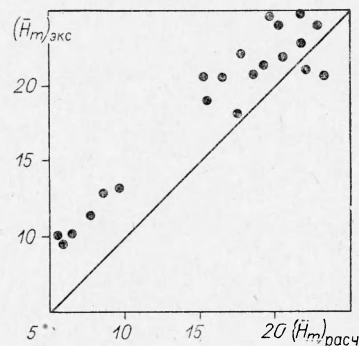


Рис. 14. Сравнение расчетных и экспериментальных значений длин отрыва.

Если вычислить  $\tau$  по (27), а затем найти соответствующие значения коэффициента избытка воздуха  $\alpha$  в точках стабилизации и рассчитать  $\bar{H}_m$  по (17), то оказывается, что расчетные значения  $\bar{H}_m$  в среднем на 4 калибра больше экспериментальных (рис. 14), составляющих  $9 \div 25$  калибров, при этом  $\alpha$  изменяется от 1,56 до 1,62.

### Экспериментальное исследование горения струи водорода в условиях самовоспламенения

Основная цель экспериментального исследования — определение длины отрыва в условиях самовоспламенения в потоке, установление влияния параметров струи и спутного потока на изменение длины отрыва. Длина отрыва определялась фотометрированием негативов. При этом считалось, что пламя начинается в том сечении, где при фотометрировании в направлении, перпендикулярном оси струи, отмечалось почернение. Статическая температура воздушного потока во всех опытах

составляла величину  $870 \div 890$  К. Диаметр газового сопла составлял 3 мм в экспериментах при дозвуковых скоростях и 2,4 мм — при сверхзвуковых скоростях спутного воздушного потока.

Критериальная обработка длин отрыва диффузионных пламен водорода в спутном дозвуковом и сверхзвуковом потоках, проведенная в [3], показала, что определяющим параметром для длины отрыва является соотношение динамических напоров струи и воздушного потока и существует связь вида (12). При этом в качестве характерного времени горения  $\tau$ , входящего в (12), бралось время  $\tau_r$ , определенное в [6] в области умеренных температур при  $\alpha=0,75$  и экстраполированное в область температур торможения смеси, имеющих место в данных опытах. Зависимость  $\tau_r$  от давления принималась по аналогии с зависимостью времени реакции для водорода, приведенной в работе [8], т. е.  $\tau_r \sim 1/p^{1,7}$ .

Сравнение положения длин отрыва при огневом и электрическом подогреве, проведенное в [3], показало, что величина, стоявшая в левой части (12) и определенная по данным [8], отнесенная к одному и тому же значению  $\frac{\rho_0 u_0^2}{\rho_1 u_1^2}$ , превышает примерно в 8 раз значение этой величины при огневом подогреве. Указывалось, что одной из возможных причин такого расхождения является наличие в спутном потоке активных центров, образующихся в огневом подогревателе.

Если в качестве характерного времени  $\tau$ , стоящего в левой части (12), брать время индукции  $\tau_i$ , то численное значение безразмерного комплекса в левой части этого соотношения изменится, но отличие данных при огневом электрическом подогреве составит ту же величину ( $\sim 8$  раз). Это говорит о том, что столь существенные различия в характеристиках спутных потоков (равновесный состав воздуха при заданных  $P$  и  $T$  в случае электрического подогрева и наличие паров воды и повышенной концентрации радикалов в спутном потоке при огневом подогреве) требуют в каждом конкретном случае выбора своего характерного времени  $\tau$ .

Проведенное исследование по выяснению количественной стороны влияния активных центров и воды на время индукции  $\tau_i$  [14, 15], а также расчетные и экспериментальные данные других авторов [16—18] качественно подтвердили возможность сокращения времени индукции в водородно-воздушной смеси при повышенных начальных концентрациях радикалов и воды в воздухе. Оценки показывают, что в диапазоне параметров, характерных для проведенных опытов с огневом подогревом, время индукции в смеси водород — воздух, подогретый огневом способом, сокращается и имеет значения, близкие к экстраполированным на высокие температуры характерным временем горения, определенным в [6] для умеренных температур.

Из сказанного есть основания полагать при анализе процесса воспламенения струи водорода в до- и сверхзвуковом

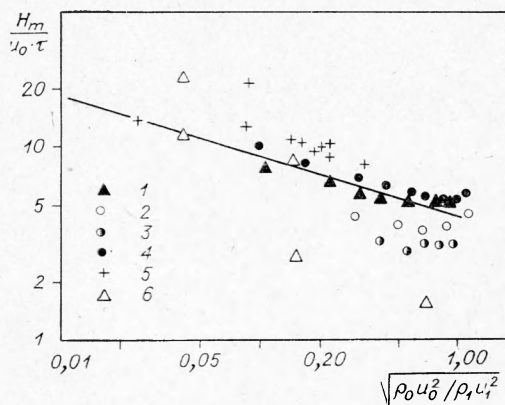


Рис. 15. Длина отрыва диффузионных пламен водорода в высокоскоростном спутном потоке воздуха.

1 —  $M_1=0,61$ ,  $T_1^*=933$  К; 2 —  $M_1=0,80$ ,  $T_1^*=933$  К; 3 —  $M_1=0,98$ ,  $T_1^*=1063$  К; 4 —  $M_1=1,58$ ,  $T_1^*=1273$  К; 5 —  $M_1=1,54$ ,  $T_1^*=1170-1460$  К [8]; 6 —  $M_1=1,3$ ,  $T_1^*=1460 \div 1800$  К [21].

спутном потоке, подогретом горением, в качестве времени  $\tau$ , входящего в (12), характерное время горения  $\tau_g$ , а в случае электрического подогрева — время индукции  $\tau_i$ .

На рис. 15 приведены данные, где  $\tau$  выбрано согласно этим соображениям. Наличие практически единой зависимости подтверждает обоснованность такого выбора.

Обращает на себя еще один факт, который требует объяснения для понимания физики горения в сверхзвуковом потоке: при обобщении экспериментальных данных по длинам отрыва лучшая корреляция наблюдается при использовании в качестве характерной температуры не статической, а температуры торможения. Это обстоятельство отмечено и в других исследованиях [19, 20].

*Поступила в редакцию  
7/VIII 1974*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Vanguickenborne, A. van Tiggelen. Combustion and Flame, 1966, 10, 1.
2. В. К. Баев, В. А. Ясаков. Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1969, 3, 1.
3. В. К. Баев, П. К. Третьяков, В. А. Ясаков. В сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
4. В. К. Баев. ПМТФ, 1966, 4.
5. В. К. Баев, П. К. Третьяков. Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1969, 3, 1.
6. В. К. Баев, П. К. Третьяков. ФГВ, 1968, 4, 3.
7. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
8. A. Feggi, P. A. Libby, V. Zakkay. Proc. of the Intern. Council of the Aeronautical Sciences, Third Congress, Stockholm, 1962, Washington — London, 1964.
9. М. Е. Дейч. Техническая газодинамика. М.—Л., ГЭИ, 1961.
10. Д. Греков, И. Иордаке, Е. Гуцу. Rev. Roum. Sci. Techn.—Electrotechn. et Energ. 1965, 10, 2.
11. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
12. Д. Греков, И. Иордаке. Rev. Roum. Sci. Techn.—Electrotechn. et Energ., 1965, 10, 4.
13. Д. Греков, И. Иордаке. Rev. Roum. Sci. Techn.—Electrotechn. et Energ., 1966, 11, 1.
14. В. К. Баев, В. И. Головичев и др. ФГВ, 1973, 9, 6.
15. В. К. Баев, В. И. Головичев и др. ФГВ, 1974, 10, 1.
16. P. M. Rubins, R. F. Rhodes. AIAA J., 1963, 1, 13.
17. R. V. Edelman, L. Y. Spadacini. J. Spacecraft and Rockets, 1969, 6, 12.
18. В. И. Головичев, В. И. Димитров, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1973, 9, 1.
19. R. V. Edelman, S. Schmotolocha. Combustion of Liquid Hydrocarbons in a High Speed Air Stream. AIAA Paper, 1970, № 88.
20. Р. С. Тюльпанов, О. В. Прицкер. ФГВ, 1972, 8, 1.
21. F. Suttrop. Ztschr. für Flugwissenschaften, 1971, 19, 4.