

булентными пульсациями, и площадь условной «средней» поверхности полупревращения исходного горючего вещества. При расчете в одномерном приближении можно сделать лишь оценку:  $F_n \sim l_n^2$ , где  $l_n$  — длина линии, образуемой точками  $T_{cp}$  в координатной плоскости  $x-Ut$  ( $U$  — средняя скорость движения, рис. 7). Здесь через  $l$  обозначена длина «сечения» поверхности  $F$ , получаемая движением точки  $T_{cp}$  по координате  $Ut$ .

Оценка  $F_n/F \approx (l_n/l)^2$  в случае  $p=50$  кПа,  $U=30,6$  м/с и  $n_0=8,5\%$  дает величину  $<1,1$  и  $u_r \approx u_{nr}$ . В опыте, согласно [12], для этих условий  $u_r \leq 300$  см/с.

Поступила в редакцию  
15/VI 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Кондратьев. Кинетика химических газовых реакций. М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Кинетика и катализ, 1965, 6, 23.
3. G. Damkohler. Zs. Elektrochem, 1940, 46, 601.
4. К. И. Шелкин. ЖТФ, 1943, 13, 520.
5. M. Sammerfield, S. H. Reiter a. o. Jet Propulsion, 1955, 25, 377.
6. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
7. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Докл. АН СССР, 1972, 203, 144.
8. В. Я. Басевич, С. М. Когарко, Е. И. Динабург. Теор. основы хим. технол., 1976, 10, 155.
9. В. А. Басевич, С. М. Когарко. Archiwun termodynamiki i spalania, 1976, 7, 421.
10. J. M. Burgers. Advances in Appl. Mech., 1948, 1, 35.
11. Библиотека программ на ФОРТРАНЕ. Под ред. Р. Н. Федорова. Т. 2. Дубна, ОИЯИ, 1970.
12. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Archiwun termodynamiki i spalania, 1975, 6, 95.
13. В. А. Храмцов.— В сб.: Горение при пониженных давлениях. М., Изд-во АН УССР, 1960.
14. С. Н. Козлов, В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Теор. основы хим. технол., 1973, 7, 614.

### ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ДИФФУЗИОННЫХ ЗАТОПЛЕННЫХ ПЛАМЕН ПРИ ДОЗВУКОВОМ И НЕРАСЧЕТНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ИСТЕЧЕНИЯХ ГАЗООБРАЗНОГО ТОПЛИВА

Ю. М. Аннушкин, Е. Д. Свердлов

(Москва)

Устойчивость горения топливной струи за соплом (после отключения системы зажигания) — важная характеристика горения диффузионного факела. Обычно анализ устойчивости пламени предшествует анализу аэродинамики газового факела. При неустойчивости пламени расчет его аэродинамики становится беспредметным. Расчет аэродинамики устойчивого пламени может быть проведен с использованием известных приближенных методов, предполагающих бесконечно большие скорости горения (или малые времена горения по сравнению с временами пребывания топливно-воздушной смеси в высокотемпературных слоях смешения) [1—4].

Из теоретического анализа [5, 6], базирующегося на идеях Я. Б. Зельдовича об устойчивости пламени в пограничном слое безгра-

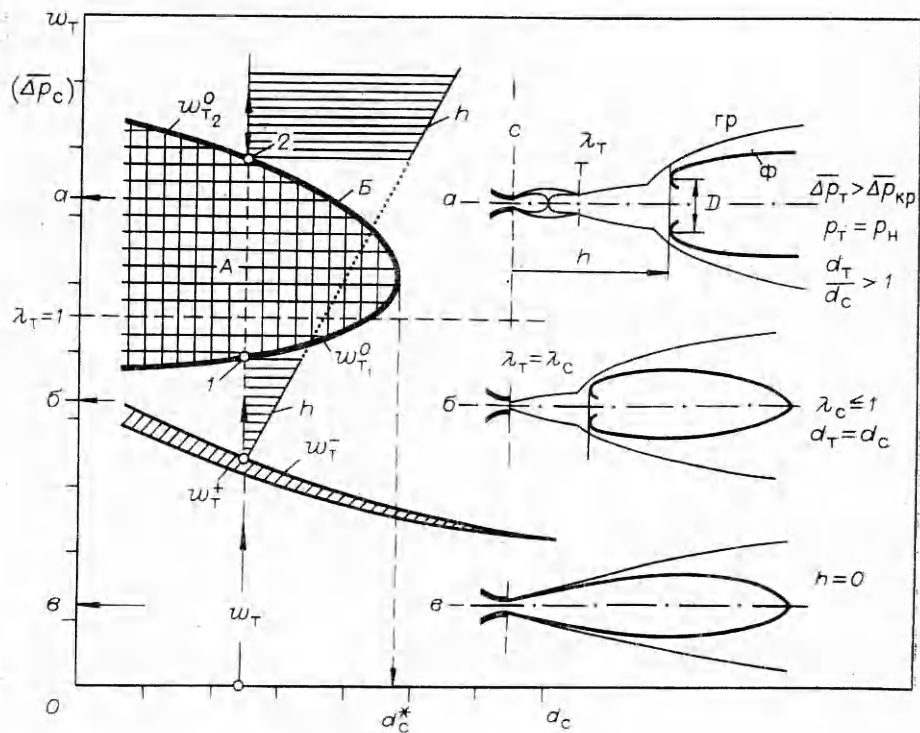


Рис. 1. Качественные виды области неустойчивости пламени (срыв в области А) и оснований факелов при  $\lambda_T > 1$  и  $\lambda_T < 1$ ;  $T_H, p_H, T_1^*$  и  $L_0$  — постоянные. 1 — скорость при срыве пламени с увеличением  $w_T$ ; 2 — скорость при восстановлении устойчивости пламени в сверхзвуковой области  $\bar{\Delta p}_c$  ( $\lambda_T > 1$ );  $d_c > d_c^*$  — область абсолютной устойчивости пламени при любых  $\lambda_T$  ( $\lambda_T \leq 1$ ); Б — кривая, огибающая область неустойчивости.

нических потоков [7], следует вывод о том, что пламя должно быть устойчивым при любых скоростях истечения топлива. Экспериментальные исследования [8—10] показывают, что имеется предельная скорость истечения  $w_T^0$ , при которой наступает срыв пламени. С увеличением диаметра сопла  $d_c$  она нелинейно растет, причем степень влияния диаметра сопла также увеличивается [10].

Из работ [11, 12], использующих термохимическую модель устойчивости, следует, что расстояние отхода  $h$  от сопла до основания приподнятого факела горения определяется критерием гомохронности  $Но = w_T \tau_r / d_c$ , где  $d_c / w_T$  — величина, пропорциональная времени пребывания смеси в высокотемпературном пограничном слое;  $\tau_r$  — характерное время горения смеси. В [11, 12] полагается, что при постоянном  $\tau_r$ , определяемом составом топлива и его температурой  $T_T$ , а также температурой  $T_H$  и давлением  $p_H$  среды, окружающей факел горения, имеется некоторое предельное значение критерия гомохронности  $Но^0$ , соответствующее срыву факела. В этом случае скорость истечения при срыве пламени должна быть прямо пропорциональной размеру сопла ( $w_T^0 \sim d_c$ ).

При  $w_T > w_T^0$  в [11, 12] априори полагается, что существование факела невозможно. Как показали анализируемые ниже эксперименты, эти выводы действительно справедливы, однако являются частными, зависящими от анализируемого авторами указанных работ диапазона размеров сопла и рода топлива.

В настоящей работе обнаружены новые свойства устойчивости и некоторая общая закономерность (рис. 1), заключающаяся в том,

что при работе с постоянным диаметром сопла, увеличивая скорость истечения топлива при  $\omega_T > \omega_{T_1}^0$  путем увеличения относительного перепада давления  $\overline{\Delta p_c} = \frac{p_c^* - p_H}{p_H} = \pi_c^* - 1$ , оказывается возможным достижение некоторого перепада (или  $\omega_T$ ), выше которого устойчивость пламени восстанавливается. С ростом  $\overline{\Delta p_c}$  (в области  $\omega_T > \omega_{T_2}^0$ ) устойчивость пламени увеличивается. Восстановление устойчивости пламени происходит в области сверхзвуковых перепадов ( $\overline{\Delta p_{c_2}} > \overline{\Delta p_{кр}} \approx 0,89$ ), а в некотором диапазоне  $\overline{\Delta p_c} = \overline{\Delta p_{c_1}} \div \overline{\Delta p_{c_2}}$  пламя неустойчиво (гаснет). В зависимости от диаметра сопла интервал между  $\overline{\Delta p_{c_1}}$  и  $\overline{\Delta p_{c_2}}$  может достигать нескольких порядков. При диаметрах сопел, больших некоторого предельного значения  $d_c^*$  (для данного топлива  $T_T, T_H$  и  $p_H = \text{const}$ ), реализуется абсолютная устойчивость пламени при любых скоростях, где и становятся справедливыми выводы работ [5, 6]. Все имеющиеся экспериментальные исследования, выводы и обобщения указанных выше работ получены в области нижней части кривой устойчивости (см. рис. 1, Б) (при  $\omega_T^0 = \omega_{T_1}^0, d_c < d_c^*$ ). Полный вид области неустойчивости и кривой, огибающей эту область, получен впервые.

Существенное внимание в опытах обращено на восстановление устойчивости пламени в сверхзвуковой области перепадов давления при истечении нерасчетных топливных струй. Для определения начальных условий смешения (размеров изобарического сечения  $d_T$  и скорости  $\lambda_T$ ) при сверхзвуковом нерасчетном истечении использован метод А. Я. Черкеза, изложенный в работе [13]. Анализ экспериментальных закономерностей устойчивости пламени, предложенные физическая модель и метод расчета неустойчивой области базируются на общих закономерностях теории смешения турбулентных струй [13, 14] и теории горения газов [15, 16].

### Методика эксперимента и обработки опытных данных

В экспериментах применялись наиболее распространенные в технических устройствах сужающиеся сопла с размерами  $d_c = 0,55 \div 16$  мм. Эксперименты проводились с различными топливами (водород, метан, пропан и городской газ) при постоянной температуре торможения топлива  $T_T^* \approx 300$  К. Истечение топлива происходило в окружающую среду (воздух) с температурой  $T_H \approx 300$  К при давлении, равном  $100 \div 25$  кПа. Для этого струя помещалась в барокамере объемом  $21$  м<sup>3</sup> с вентиляцией в процессе опытов (с отсосом продуктов сгорания и компенсацией «выгоревшего» воздуха). При  $p_H = 100$  кПа опыты проводились в барокамере и вне ее с целью методического сравнения возможного влияния «загрязнения» среды. Опыт показал идентичность полученных характеристик (длин пламен, скоростей срыва), что свидетельствовало об идентичности состава среды, в которой развивается пламя.

В процессе опытов варьировался перепад давления в сопле  $\overline{\Delta p_c} = \Delta p_c / p_H$ , однозначно (при  $k = c_p / c_v = \text{const}$ ) определяющий приведенную скорость  $\lambda_T$ , по которой находились абсолютная скорость топлива (на срезе сопла при  $\lambda_T < 1$  и в изобарическом сечении при  $\lambda_T > 1$ ), относительная температура в сечении  $\tau(\lambda_T) = T_T / T_T^*$  и относительный диаметр изобарического сечения  $\bar{d}_T = d_T / d_c$ . Расчет  $\lambda_T, \bar{d}_T$  и  $\tau(\lambda_T)$  в зависимости от  $\overline{\Delta p_c}$  проводился при показателях адиабаты  $k$ , соответствующих исследуемому топливу (см. таблицу), с использованием газодинамических функций [17]. Для  $k = 1,4$  (водород) зависимости указанных величин от  $\overline{\Delta p_c}$  показаны на рис. 2. Там же приведены зависимости

Газ	$T_T^* = T_H$			
	$u_{п\ max},$ м/с	$\omega_T^{**},$ м/с	$\frac{l_{\Phi}}{d_T} \sqrt{\tau(\lambda_T)}$ (опыт)	$\frac{l_s}{d_T} \sqrt{\tau(\lambda_T)}$ (расчет)
Водород	1,75 [15]	~600	150 ÷ 170	51,2
Метан	0,34 [9]	~6	180 ÷ 210	74
Пропан	0,39 [15, 9]	~5	250 ÷ 320	113
Городской газ	0,64 [9, 20]	~10	150 ÷ 160	63

Примечание. 1. Объемный состав городского газа, %: 88,6  $CН_4$ , 8,8  $H_2$ , 1  $CO$ , 0,3  $CO_2$ , 0,2  $O_2$ , 0,8  $N_2$ , 0,2 — прочее. 2. Длина факела горения  $l_{\Phi} = l_s \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_{\Phi}}} \approx \sqrt{\frac{T_{\Phi}}{T_s}}$  и длина стехиометрической поверхности без горения  $l_s$  приведены к  $\tau(\lambda_T) = 1$  ( $T_T = T^*$ ).

$\lambda$ ,  $d$  и  $\tau(\lambda)$  при расчетном истечении топлива (при разгоне топлива в расширяющемся до  $d_a = d_c$  сопле Лавалья и давлениях на срезе сопла, равных давлению в окружающей среде  $p_H$ ). Величины с индексом  $t$  соответствуют изобарическому, а с индексом  $a$  — расчетному сечениям.

Следует обратить внимание, что при нерасчетном истечении (вследствие потерь в скачках) диаметр изобарического сечения больше, а скорость меньше, чем при расчетном истечении при равных  $\Delta p_c$ , что (как показано ниже) повышает устойчивость пламени нерасчетной струи.

В опытах варьировалась относительная толщина кромки сопла (за счет диаметра наружной кромки  $\bar{D}_H$ ) в диапазоне  $\bar{\delta} = \delta/d_c = (D_H - d_c)/2d_c = 0 \div 4,5$  ( $D_H = D_H/d_c = 1 \div 10$ ). Величина  $\delta$  влияет на скорость истечения при отсоединении основания факела от сопла ( $\omega_T^-$ ) и на скорость при присоединении факела к соплу  $\omega_T^+$ . Поскольку влияние формы проточной части сопла на закономерность удаления основания отсоединенного при  $\omega_T > \omega_T^-$  факела и на  $\omega_T^+$  не обнаружено, конструкций сопел в работе не приводится.

В процессе опытов проводилась прямая фотосъемка факела и теневая картина течения горячей и негорящей струй. Использовались прибор ИАБ-451 и фотоаппарат АНФ-21М с чувствительностью пленки 1000 ед. ГОСТа с временем экспозиции от 0,1 до 1 с.

Топливная струя зажигалась с помощью электрического разряда. После воспламенения зажигающее устройство автоматически убиралось и проводились необходимые изменения  $\Delta p_c$  в сторону увеличения и в сторону уменьшения до срыва пламени. При различных  $d_c$  подобным образом определялись скорости срыва ( $\omega_{T_1}^0$  и  $\omega_{T_2}^0$ ) и расстояния до основания факела  $h$ , формы основания факела и границ струи.

### Результаты опытов и их анализ

Эксперименты показали, что с увеличением  $\omega_T$  при  $\omega_T = \omega_T^-$  происходит отход основания факела от сопла, с уменьшением  $\omega_T$  при  $\omega_T^- = \omega_T^+$  основание факела присоединяется, причем  $\omega_T^- > \omega_T^+$ , а разница между  $\omega_T^-$  и  $\omega_T^+$  зависит от относительной толщины кромки и диаметра сопла. При  $\omega_T > \omega_T^-$  реализуется горение в приподнятом пламени. Параметрический анализ, проведенный с городским газом с вариацией

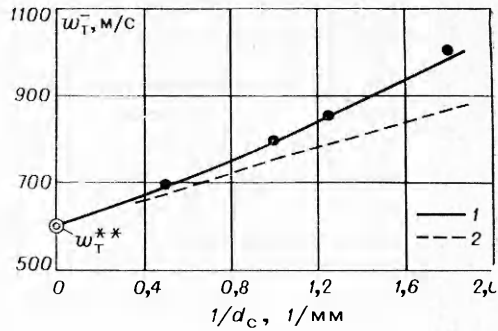
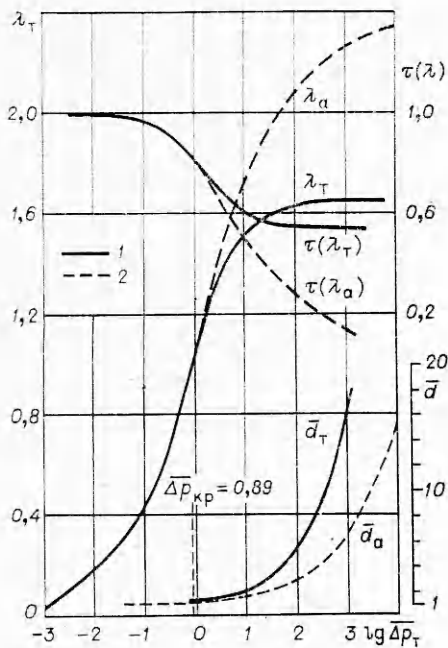


Рис. 3. Влияние размеров сопла на  $w_T^-$  при истечении водорода при  $D_H = 3,5$  мм,  $T_T^* = T_H = 300$  К,  $p_H = 100$  кПа.  
1 —  $D_H = \text{const}$ ; 2 —  $\bar{D}_H = 1$ .

Рис. 2. Относительные размеры диаметров и приведенные скорости в изобарическом и расчетном ( $p_a = p_H$ ) сечениях сопла в зависимости от располагаемых относительных перепадов давления.  
1 — сужающееся сопло; 2 — расчетное истечение ( $p_c = p_H$ ).

поочередно диаметра сопла и относительной величины кромок в диапазоне  $d_c = 1 \div 4$  мм,  $\bar{D}_H = 1 \div 10$ , позволил определить экспериментальную зависимость соотношением

$$w_T^- \approx w_T^{**} + 0,6 \frac{v_T \text{Re}^*}{d_c} (1 + 0,5 \lg \bar{D}_H), \quad (1)$$

где  $w_T^{**}$  — характерная скорость, которая соответствует отходу основания факела от сопла при больших диаметрах ( $d_c \rightarrow \infty$ ), зависит от стехиометрического коэффициента  $L_0$  и максимальной скорости турбулентного горения  $u_{T \max}$  (при  $T_T = \text{const}$ ,  $T_H = \text{const}$ ) и определяется соотношением

$$w_T^{**} \approx (1 + L_0) u_{T \max}. \quad (2)$$

Здесь  $\frac{v_T \text{Re}^*}{d_c} = w_T^*$  — скорость истечения, соответствующая началу турбулентного режима горения факела;  $\text{Re}^* = 2300$  — экспериментально полученное для водорода, метана, пропана и городского газа критическое число Рейнольдса;  $v_T = \eta_T \cdot p_H / R_T T_T$  — кинематическая вязкость ( $p_T = p_H$ );  $\eta_T$  — динамическая вязкость [19]. Опыт показал, что соотношение (1), полученное для городского газа, удовлетворительно согласуется с опытами для других топлив (водород, метан, пропан). На рис. 3 показана зависимость  $w_T^- = f(d_c)$  для водорода при постоянном наружном диаметре кромок сопла.

При  $w_T > w_T^-$  реализуется горение в приподнятом пламени. Расстояние до основания пламени  $h$  (при  $T_T = \text{const}$ ,  $T_H = \text{const}$ ) зависит от  $w_T$ , химической активности топлива, характеризуемой скоростью нормального распространения пламени  $u_n$ , и турбулентной скоростью горения  $u_{T \max}$  при смешении в турбулентном пограничном слое. Величина  $h$  не зависит от  $d_c$ , на что уже обращалось внимание в работах [11, 18]. На рис. 4 показаны зависимости  $h = h(w_T)$  при  $w_T > w_T^-$  для водорода,

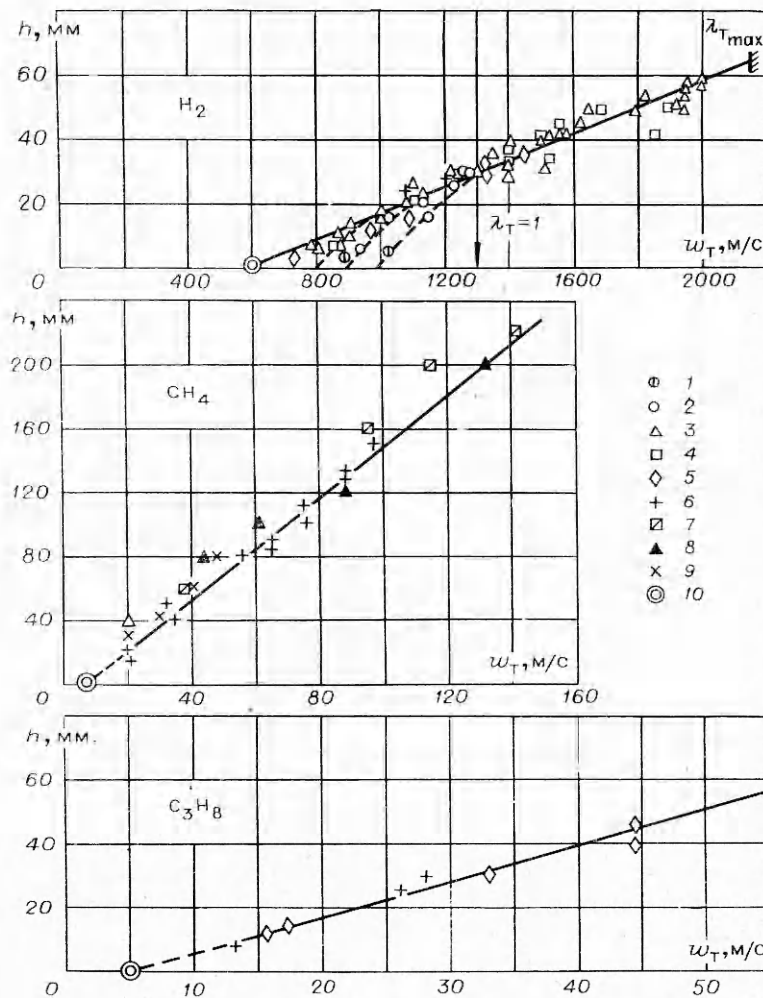


Рис. 4. Зависимость расстояний от сопла до основания приподнятого факела от скорости истечения при  $d_c$  (мм):  
 1—0,55, 2—0,8, 3—1, 4—1,5, 5—2, 6—4, 7—8, 8—16, 9—1,3+24 [18]; 10—расчет по (10).

метана и пропана ( $p_n = 100$  кПа,  $T_n^* = T_n = 300$  К). Там же проведено сравнение для метана с опытами работы [18], показавшее идентичность результатов.

Зависимость  $h = h(w_T)$  — одна из основных, определяющих устойчивость (срыв) пламени, поэтому целесообразно рассмотреть эту зависимость более подробно и дать ей теоретическое обоснование. Если исходить из известного [11] положения о том, что в сечении, находящемся на расстоянии  $x = h$ , в пограничном слое на некотором относительном расстоянии от оси  $\bar{y} = y/R_{rp}$ , происходит полная компенсация поступательной скорости перед кольцом стабилизации ( $D$ ) скоростью турбулентного распространения пламени, т. е. положить

$$w_D = w(x, y) = u_{T \max} \\ (x = h, y = y_D)$$

и учесть закономерности смещения [13, 14] и турбулентного горения [15], то можно определить искомую зависимость.



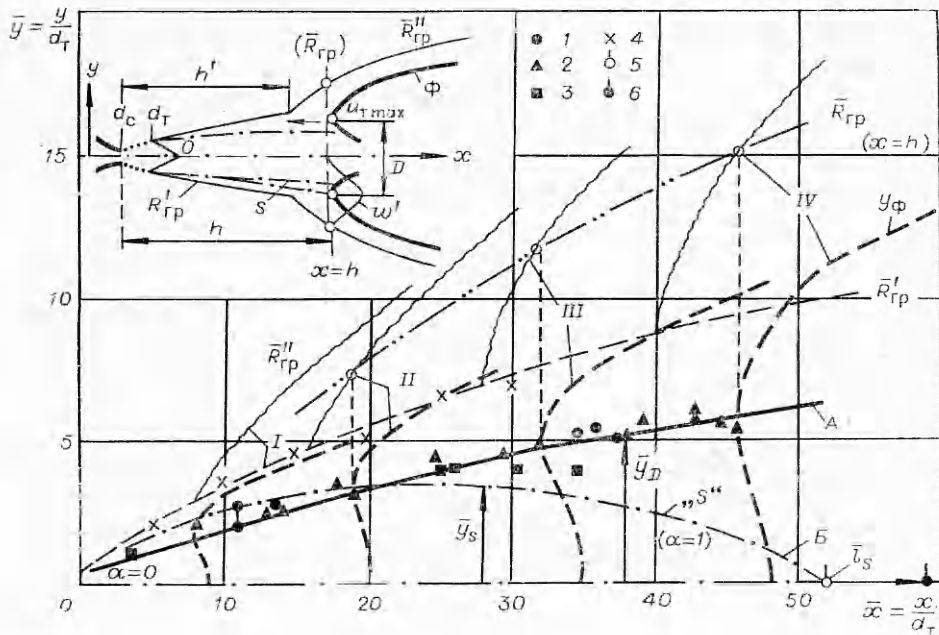


Рис. 5. Траектория перемещения кольца стабилизации приподнятого пламени в пограничном слое и границы струи при изменении  $\omega_T$ . Топливо — водород,  $p_n = 100$  кПа,  $T_T^* = T_n = 300$  К.

Опыт.  $\bar{y}_D$ : 1 —  $d_c = 0,55$  мм, 2 — 1 мм, 3 — 1,5 мм;  $\bar{y}_s, \bar{R}'_{гр}, \bar{R}''_{гр}, \bar{R}_{гр}$ : I —  $\omega_T = 800$  м/с, II — 1080 м/с, III — 1400 м/с, IV — 1650 м/с; 4 — границы без горения,  $R'_{гр} = f(x)$ ; A — расчет величины  $\bar{y}_D$  по теории Г. Н. Абрамовича ( $\omega = \omega'_{max}, \bar{y}_D = 0,4$ ); Б — расчет поверхности  $\alpha=1$  (без горения,  $x < h$ ); 5, 6 — изменение длины  $\bar{l}_s$  в диапазоне  $\omega_T = 800 \div 1500$  м/с.

Действительно, для осесимметричной струи скорость перед кольцом стабилизации диаметром  $D$  определяется соотношением

$$\omega(x, y) \sim \omega_T d_T / h \cdot F(\bar{y}_D), \quad (4)$$

где  $F(\bar{y}_D)$  определяется при  $\bar{y} = \bar{y}_D$  по относительному распределению скорости поперек струи [13, 14]

$$F(\bar{y}) = \omega / \omega_m = (1 - y^{-3/2})^2. \quad (5)$$

Здесь  $\bar{y} = y/R_{гр}$ ;  $R_{гр}$  — граница струи при  $x=h$ ;  $\omega_m$  — скорость на оси струи ( $\omega_m \sim \omega_T \cdot d_T/h$ ).

В работах [11, 18] на основании анализа перемещения кольца стабилизации  $y_\phi = f(h)$  при умеренных длинах ( $h = h/d_c < 1/2 \cdot l_s/d_c$ ) утверждается, что координата кольца стабилизации  $\bar{y}_D$  следует за координатой стехиометрической поверхности, т. е. перед кольцом стабилизации

$$\bar{y}_D = \bar{y}_{\alpha=1} \text{ при } x=h.$$

Более тщательный анализ, проведенный в расширенном диапазоне величин  $h/l_s$  (до срыва), показал, что это утверждение частное, справедливость его примерно выполняется только на первой половине длины стехиометрической поверхности ( $h < 1/2 l_s$ ), а в общем случае координата кольца стабилизации следует не за поверхностью  $\alpha=1$ , а за поверхностью, близкой к поверхности максимальных пульсаций  $\bar{y}_{\omega'_{max}} = f(x)$  (рис. 5), с переменным составом смеси перед кольцом стабилизации ( $\alpha_D = \text{var}$ ). Координата кольца стабилизации  $\bar{y}_D \approx \bar{y}_{\omega'_{max}}$  при  $x=h$ , причем  $\bar{y}_D \sim 0,4 = \text{const}$  ( $y_D = 0,4 R_{гр}$  при  $x=h$ ), которой соответствует

максимальная пульсационная скорость в пограничном слое смешения

$$\omega'_{\max} \sim \omega_T \frac{d_c}{h} \left( \frac{\partial F(\bar{y})}{\partial \bar{y}} \right)_{\max} \quad (6)$$

Границы струи с горением при  $\omega_T > \omega_T^-$  претерпевают излом несколько олиже сечения кольца стабилизации (при  $x \approx 0,8h$ ), причем границы струи с горением с отошедшим основанием факела существенно шире границ негорящей струи, что, по-видимому, связано с существенным увеличением степени турбулентности, связанной с воспламенением струи.

В соответствии с теорией горения [15], при сильной турбулизации струи в области  $Re > Re^*$  турбулентная скорость горения пропорциональна числу Рейнольдса:  $u_T \sim Re$ . Тогда из соотношения

$$u_T/u_{\Pi} \sim Re/Re^* \quad \text{при } Re/Re^* \geq 1 \quad (7)$$

можно вычислить  $u_{T \max}$ , соответствующую числу  $Re^{**}$  при скорости отхода  $\omega_T^{**}$

$$u_T^{**} \approx u_{T \max} \sim u_{\Pi} \frac{Re^{**}}{Re^*} = \frac{u_{\Pi} \omega_T^{**} d_c}{v_T} \quad (8)$$

и из соотношений (3), (8) найти функцию, определяющую расстояние отхода при  $\omega_D = u_T$ . В результате получим

$$h \sim \frac{v_T Re^* \omega_T}{u_{\Pi} \omega_T^{**}} \quad (9)$$

Принимая во внимание, что  $h=0$  при  $\omega_T = \omega_T^{**}$ , а не при  $\omega_T=0$ , корректируем (9) на смещение  $\omega_T$ . Тогда закономерность отхода газодинамического кольца стабилизации  $D$  с учетом эксперимента определится уравнением

$$h = 0,185 \frac{v_T Re^*}{u_{\Pi}} \left( \frac{\omega_T}{\omega_T^{**}} - 1 \right), \quad (10)$$

справедливым для всех рассматриваемых топлив (см. рис. 4). Характеристики исследованных топлив приведены в таблице.

Обратим внимание на следующие обстоятельства: 1) в уравнение (10) не входит размер сопла, что соответствует опыту; 2) известно, что нормальная скорость распространения ламинарного пламени весьма слабо (при  $u_{\Pi} = 0,4 \div 2$  м/с) зависит от давления:  $u_{\Pi} \sim p^m$ , где  $m \approx -0,1 \div 0,1$  [15]. Поэтому возможно сильное влияние давления среды, окружающей факел, на расстояние отхода  $h$ , так как  $h \sim v_T \approx \eta_T \cdot R_T T_T / p_{\Pi}$ . Экспериментальная проверка подтвердила соотношение (10) и показала, что  $h \sim 1/p_{\Pi}$  (рис. 6).

Отход основания факела от сопла не означает, что факел находится близко к срыву. В приподнятом устойчивом состоянии затопленный факел может существовать (в зависимости от диаметра сопла) даже при значительных сверхзвуковых перепадах давления  $\Delta p_c$ . По мере удаления основания факела от сопла наблюдается постепенное сближение, а затем удаление (см. рис. 5) координаты кольца стабилизации  $y_D$  от координаты стехиометрической поверхности  $y_s = y_{\alpha=1}$  (без горения)<sup>1</sup>. После пересечения координат в сечении, где  $\bar{y}_D = \bar{y}_s$ , наблюдается их расхождение, и вблизи  $\alpha = \alpha_{\max} \approx 1,5 \div 2$ , чему соответствует  $h/l_s \approx 2/3$ , пламя срывается. За предельное относительное удаление (соответ-

<sup>1</sup> Стехиометрическая поверхность  $\bar{y}_s = f(\bar{x})$  и концентрация на оси струи  $c_m \approx 5,5 d_T / x \sqrt{\rho_T}$  определены экспериментально и совпадают с расчетом по теории турбулентных струй [14] при скорректированном профиле концентрации [13]:  $c = c/c_m = (1 - \bar{y}^{3/2})^{3/2}$ . Границы струи приняты по эксперименту.



ствующее критическому рассогласованию) можно приближенно принять

$$h/l_s \approx \tilde{h}^* = 2/3, \quad (11)$$

причем (11) справедливо как при дозвуковом, так и при сверхзвуковом истечении топлива.

Наиболее заметно, что кольцо стабилизации не следует за поверхностью  $\alpha = 1$  при  $h/l_s > 0,5$ ; его радиальная координата постоянно увеличивается при росте  $\omega_T$  и  $h$ , а координата стехиометрической поверхности во второй половине  $l_s$  убывает. Следуя за поверхностью максимума пульсации ( $\omega' = \omega'_{\max}$ ), кольцо стабилизации сходит с оптимальных концентрационных соотношений ( $\alpha_{\min} \div \alpha_{\max}$ ), а этот отход приводит к уменьшению  $u_{T \max}$  в области бедных смесей ( $\alpha = 1,5 \div 2$ ) и в конечном итоге — к погасанию пламени (срыву).

Длина стехиометрической поверхности изобарической части струи  $l_s$  определяется из интегральных соотношений теории турбулентных струй. В соответствии с уменьшением концентрации на оси струи при  $(C_m)_{\alpha=1} = 1/(1+L_0) = c_s$

$$l_s \approx \frac{5,5(1+L_0)}{\sqrt{\bar{\rho}_T}} \cdot d_T = 5,5 \frac{1+L_0}{\sqrt{\bar{\rho}_T^*}} \cdot d_c \frac{\bar{d}_T}{\sqrt{\tau(\lambda_T)}} \quad (12)$$

и увеличивается при росте сверхкритического перепада  $\bar{\Delta p}_c$  в соответствии с увеличением размера  $\bar{d}_T$  и уменьшением относительной плотности  $\bar{\rho}_T$  при  $\bar{\rho}_T^* = \text{const}$ .

$$\bar{\rho}_T = \frac{\rho_H}{\rho_T} = \frac{R_T T_T^*}{R_H T_H} \cdot \tau(\lambda_T) = \bar{\rho}_T^* \cdot \tau(\lambda_T).$$

Отношение  $h/l_s$  имеет экстремум (максимум) при увеличении  $\bar{\Delta p}_c$ , связанный с ростом  $h$  (10) при  $l_s = \text{const}$  в области дозвуковых скоростей и сильным увеличением  $l_s$  (12) при замедленном росте  $h$  (в связи с пределом  $\lambda_T = f(\bar{\Delta p}_c)$  (см. рис. 2)) в области сверхзвуковых скоростей. С учетом ограничения  $\tilde{h}^* = 2/3$  (11)  $h/l_s$  позволяет определить всю область неустойчивости (срыва) пламени. Действительно, из соотношений (10), (12) при ограничении (11) следует, что эта область находится внутри некоторой кривой, описываемой соотношением

$$d_c \leq d_c^{\tilde{v}} = 0,051 \cdot \frac{v_T \text{Re}^*}{u_H} \cdot \frac{\sqrt{\bar{\rho}_T^*}}{1+L_0} \cdot \frac{\sqrt{\tau(\lambda_T)}}{\bar{d}_T} \cdot \left( \frac{\omega_T}{\omega_T^*} - 1 \right), \quad (13)$$

вычисление которой проводится при вариации  $\bar{\Delta p}_c$  или  $\omega_T = f(\bar{\Delta p}_c)$  при  $L_0 = \text{const}$ ,  $T_T^* = \text{const}$ ,  $T_H = \text{const}$ ,  $\bar{\rho}_T^* = \text{const}$  в диапазоне  $\bar{\Delta p}_c = \bar{\Delta p}_c^- \div \infty$ .

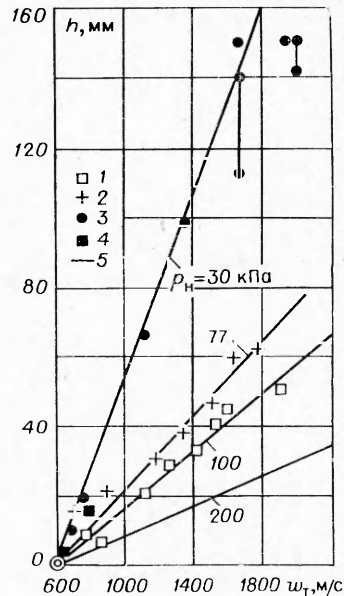


Рис. 6. Зависимость расстояний от сопла до основания приподнятого факела водорода от скорости истечения;  $T_H = T_T^* = 300 \text{ K}$ .

Опыт: 1 —  $\rho_H = 100 \text{ кПа}$ ,  $d_c = 1,5 \text{ мм}$ , 2 —  $\rho_H = 77 \text{ кПа}$ ,  $d_c = 1,5 \text{ мм}$ , 3 —  $\rho_H = 30 \text{ кПа}$ ,  $d_c = 3 \text{ мм}$ , 4 —  $\rho_H = 30 \text{ кПа}$ ,  $d_c = 1,5 \text{ мм}$  5 — расчет по уравнению (10) при  $\omega_T^* = \text{const}$ ,  $u_H = \text{const}$ ,  $T_T^* = T_H = 300 \text{ K}$ .

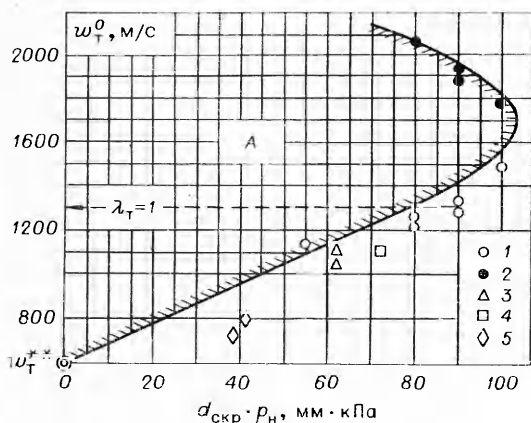


Рис. 7. Область неустойчивости водородного пламени (срыва) при  $p_H = \text{var}$ ,  $Re^* > 2300$ . 1, 2 —  $p_H = 100$  кПа; 3 — 77 кПа; 4 — 45 кПа; 5 — 25 + 27 кПа; черные точки —  $\lambda_T > 1$ ; кривая — расчет по (13) при  $\omega_T^{**} = 600$  м/с ( $T_T^* = T_H = 300$  К).

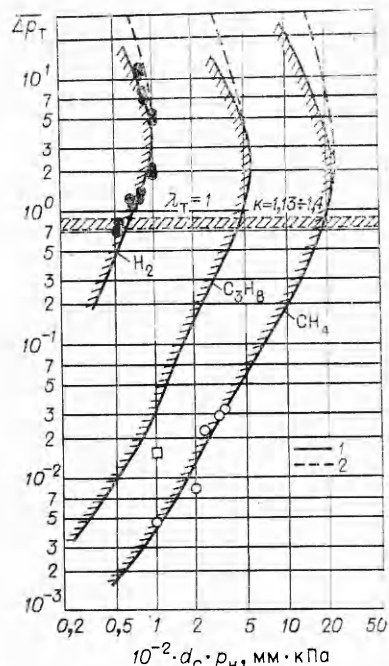


Рис. 8. Границы областей неустойчивости пламен различных топлив при  $T_T^* = T_H = 300$  К,  $p_H = \text{var}$ . 1 — расчет по (13), сужающееся сопло; 2 — расчет при  $\lambda_c = \text{var}$ ,  $p_c = p_H$  (расчетное истечение).

Поскольку  $v_T \sim 1/p_H$ , то  $\omega_T^0 = f(p_H \cdot d_c)$ , следовательно, целесообразно проводить анализ области неустойчивости в координатах

$$d_c \cdot p_H = f(L_0, T_T^*, T_H, \bar{\rho}_T^*, \omega_T)$$

или непосредственно в координатах, измеряемых в экспериментах,—

$$\bar{\Delta p}_c^0 = f(p_H \cdot d_c), \quad \text{при } \bar{\rho}_T^* = \text{const}, T_T^* = \text{const},$$

$T_H = \text{const}$  для исследуемого топлива.

На рис. 7 показана область неустойчивости для водорода при  $T_T^* = T_H = 300$  К, на рис. 8 — области неустойчивости пламени различных газов ( $H_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_3H_8$ ). Видно, что соотношение (13) удовлетворительно согласуется с опытом, и это позволяет использовать его для оценок областей неустойчивости пламен различных газов, истекающих при дозвуковых и сверхзвуковых перепадах давления в неподвижное пространство окружающего воздуха.

### Выводы

1. Удаление кольца стабилизации основания приподнятого факела происходит по поверхности максимальных пульсаций скорости, что приводит к его отходу от поверхности стехиометрического состава в сторону бедных топливом смесей и погасанию.

2. Имеется предельное значение диаметра топливного сопла (определяемое составом топлива, давлением окружающей среды и температурами топлива и среды), при превышении которого обеспечивается

