

5. Б. С. Ермаков, В. Т. Монахов.— В сб.: Пожаровзрывоопасность веществ и материалов. Вып. 2. М.: ВНИИПО, 1979.
6. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
7. А. И. Розловский, Б. Б. Брандт. Докл. АН СССР 1962, 145, 6.
8. А. С. Мальцева, А. И. Розловский, Ю. Е. Фролов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1974, 19, 5.

## О ВЛИЯНИИ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ НА АЭРОДИНАМИКУ ТУРБУЛЕНТНОГО ВОДОРОДНОГО ФАКЕЛА

Ю. М. Аннушкин, Е. Д. Свердлов  
(Москва)

При расчетах аэродинамики диффузионного факела широко используется метод интегральных соотношений теории турбулентных струй [1—3]. При этом предполагается, что процесс горения не оказывает влияния на аэродинамику струи. Так, при анализе затопленных факелов принимается предположение В. С. Авдеевского [2] о том, что границы турбулентной струи с горением прямолинейны и не отличаются от границ струи несжимаемой жидкости. Расчеты с использованием этого предположения показывают, что смешение и, в частности, относительная длина пламени не должна зависеть от скорости истечения газообразного топлива ( $w_a$ ) и размера сопла ( $d_a$ ). При горении углеводородных топлив типа метана, пропана в случае малых скоростей истечения из сопла (из-за ограничений по срыву пламени) или при горении низкокалорийных топлив за соплами относительно больших размеров (например, ракетные двигатели) это предположение хорошо подтверждается опытом [4].

Однако для широкого круга задач, связанных с горением газообразного водорода, истекающего из сопел малого размера ( $d_a = 0,5 \div 3$  мм), указанное выше предположение оказывается несправедливым. Так, изменение режима горения ( $w_a$ ,  $d_a$ ) приводит к существенному изменению закономерностей смешения [5—9]. Вопрос о влиянии теплового режима горения, истечения топлива и размеров сопел на аэродинамику водородного факела потребовал специальных исследований, излагаемых ниже.

Соотношения, получаемые из интегральных уравнений сохранения массы и количества движения струи, распространяющейся в неподвижном окислителе, при задании приближенных профилей  $c/c_m$  и  $w/w_m$  можно записать в виде

$$c_m \approx \frac{k_0}{\sqrt{\rho_a}} \cdot \frac{\sqrt{\bar{T}_{\max}}}{R_x^0}, \quad (1)$$

$$\bar{w}_m \approx 1,1c_m, \quad (2)$$

$$R_x^0 = 1 + \varphi x^0 \quad (\varphi = f(Q_{Vx})), \quad (3)$$

$$c \approx c_m [1 - (r^0/R_x^0)^{3/2}]^{3/2}, \quad (4)$$

$$w \approx w_m [1 - (r^0/R_x^0)^{3/2}]^2. \quad (5)$$

Здесь  $k_0 \approx 7$  — коэффициент, определяемый из эксперимента (один и тот же для негорящей и горящей струй);  $\rho_a = \rho_n/\rho_a = R_a T_a/R_n T_n$  — от-

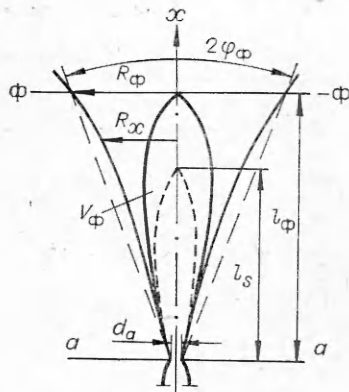


Рис. 1. Схема факела.

носительная плотность наружного окислителя;  $\bar{T}_{\max}^* = T_{s\max}^*/T_{s\text{равн}}^*$  — отношение действительной максимальной температуры к теоретической равновесной при стехиометрической концентрации;  $c_s = 1/(1 + L_0)$ ;  $L_0$  — стехиометрический коэффициент истекающего из сопла горячего газа;  $c_m$  и  $w_m$  — концентрация и скорость на оси струи;  $\bar{w}_m$  — скорость на оси, отнесенная к скорости истечения из сопла;  $r^0 = r/r_a$  — текущее значение относительного радиуса;  $R_x^0 = R_x/r_a$  — относительный радиус границы струи;  $\varphi$  — среднее значение углового коэффициента границ струи на участке  $a-x$  (рис. 1);  $x^0 = x/r_a$  — относительная продольная координата;

$Q_{v\phi}$  — коэффициент, характеризующий удельную (на единицу объема тепловую нагрузку в факеле (в сечении  $x$ )). Параметр  $Q_{v\phi}$ , предложенный авторами для анализа, пропорционален отношению теплопроизводительности факела  $Q_{\phi} = H_u \rho_a w_a F_a \eta_{\phi}$  к объему факела  $V_{\phi} \sim \bar{a}_a^3 \bar{l}_{\phi}$  и определяется соотношением

$$Q_{\phi}/V_{\phi} \sim Q_{v\phi} = H_u \rho_a \bar{l}_{\phi} \cdot w_a/d_a \cdot \eta_{\phi}. \quad (6)$$

Здесь  $\rho_a = p_n/R_a T_a$  — плотность газа в начальном сечении смешения;  $H_u$  — теплотворная способность топлива;  $\eta_{\phi}$  — полнота сгорания в конце факела.

При диффузионном горении газов  $\eta_{\phi} = 1$ , в отсутствие горения  $\eta_{\phi} = 0$ , а для произвольного сечения факела  $\bar{x} < \bar{l}_{\phi}$  условно можно положить (для расчета  $R_x^0$ ), что  $Q_{v\phi} \sim Q_{v\phi} \eta_{\phi}$ .

Полнота сгорания водорода в произвольном сечении факела может быть определена, например, по обобщенной зависимости работы [8]

$$\eta_x \approx \sqrt{\bar{x}/\bar{l}_{\phi}}. \quad (7)$$

Относительная длина факела пламени ( $\bar{l}_{\phi} = l_{\phi}/d_a$ , определяемая визуально или фотографированием и совпадающая с точностью  $\pm 5\%$  с длиной выгорания топлива на оси струи  $\bar{l}_{\eta_m=1}$ ), находится из соотношения

$$\bar{l}_{\phi} \approx \frac{1}{2\varphi} \left[ \frac{k_a}{1 - k_{\infty}} \cdot \frac{1 + L_0}{\sqrt{\bar{\rho}_a}} \sqrt{\bar{T}_{\max}^* - 1} \right], \quad (8)$$

где  $k_m$  — коэффициент, характеризующий степень незавершенности процесса горения в сечении  $l_s$ , где на оси реализуется стехиометрический состав. Для водорода экспериментальная величина  $k_m \approx 1 - l_s/l_{\phi} \approx 0,3$ . При этом  $l_s/l_{\phi} \approx 0,7$  соответствовало такой же величине для углеводородных факелов [6]. Экспериментальные исследования, в основном, были направлены на выяснение влияния величины  $Q_v$  на границы струи с горением и на длину факела. Предварительные исследования показали, что при нормальных условиях ( $p_n = 100$  кПа,  $T_a = T_n = 300$  К) максимальные значения  $Q_v$ , ограниченные срывом пламени, для углеводородных топлив на порядок и более уступают соответствующей величине для водородных факелов. По этой причине все основные закономерности получены с применением водорода.

В экспериментах границы струи определялись двумя способами: фотографированием с помощью прибора ИАБ-451 и по химическому анализу проб газов (за границы струи принималась поверхность, на которой  $c/c_m \approx 0,01$ ). Внутри границ струи находился химический состав газов

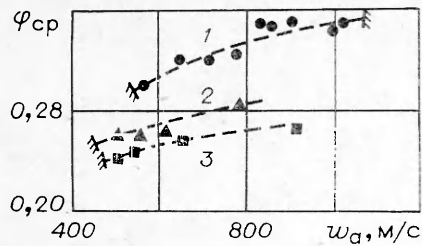


Рис. 2. Влияние скорости истечения струи водорода на величину  $\bar{\varphi}$  (ограничения слева по величине чисел  $Re$  и  $Ar$ , справа — по срыву пламени).

$d_a$ , мм: 1 — 0,55, 2 — 1, 3 — 2.

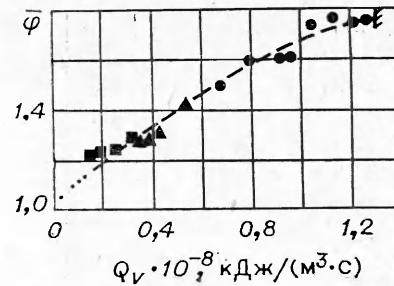


Рис. 3. Обобщение опытных данных (обозначения точек см. на рис. 2, кривая — аппроксимация по (9)).

на оси и в нескольких сечениях факела (с анализом проб на хроматографе ХЛ-69). Проводились измерения полей температур (термопара платина — платинородий, запись на потенциометре ЭПП-09).

С целью исключения влияния подъемных сил и ламинарного основания факела на аэродинамику турбулентного факела режимы и диаметры сопел выбирались в соответствии с рекомендациями работы [3]: числа Архимеда и Рейнольдса составляли  $>4000$ .

Экспериментальные исследования показали, что с увеличением  $w_a$  и с уменьшением  $d_a$  наблюдается увеличение среднего на длине факела углового коэффициента ( $\bar{\varphi} = (R_x^0 - 1)/l_\phi^0$ ) (рис. 2), причем границы струи на длине факела не прямолинейны, а прогрессивно расширяются к его концу. Зависимость  $\bar{\varphi} = f(w_a, d_a)$  обобщается с помощью параметра  $Q_v$  (рис. 3) соотношением

$$\bar{\varphi} = \varphi/\varphi_0 = 1 + (k_2 \cdot Q_v)^{2/3}, \quad (9)$$

где  $k_2 = 0,54 \cdot 10^{-8} \text{ м}^3 \cdot \text{с}/\text{кДж}$ , а  $\varphi_0 = 0,2$ .

Для расчета длины факела по (8) коэффициент  $\varphi$  определяется из (9) с  $\eta_\phi = 1$ , а для определения закономерностей смешения по соотношениям (1)–(5) при  $x < l_\phi$  (на основном участке) текущая граница струи (3) может быть определена из (9) при текущем  $\varphi_x$  (с учетом (7)) по зависимостям:

$$Q_{vx} = \frac{H_u \rho_a w_a}{l_\phi} \sqrt{\frac{x}{l_\phi}},$$

$$\varphi_x = \varphi_0 [1 + (k_2 Q_{vx})^{2/3}], \quad (10)$$

$$R_x^0 = 1 + \varphi_x x^0.$$

Вследствие увеличения  $R_x^0$  и  $\varphi_x$  по длине факела (при  $\partial\varphi/\partial x > 0$ ) у струи водорода с горением в отличие от негорящей струи водорода к концу факела наблюдается более быстрое смешение, но по сравнению с негорящей струей затянута из-за теплоотвода (рис. 4).

С увеличением теплонапряженности факела  $Q_{v\phi}$  происходит увеличение максимальной температуры  $T_{s\max}^*$  в зоне горения примерно по экспоненциальной зависимости (рис. 5). Рост  $T_{s\max}^*$  связан, по-видимому, с уменьшением относительной доли радиационных потерь из факела при повышении его теплонапряженности. В соответствии с (8) для водорода при  $\bar{\rho}_a = 14,5$  ( $T_a = T_n$ ) с увеличением  $Q_v$  происходит уменьшение  $l_\phi$  и  $\bar{l}_s$ , главным образом, за счет роста  $\varphi$  (см. рис. 3) и  $R_\phi^0$ .

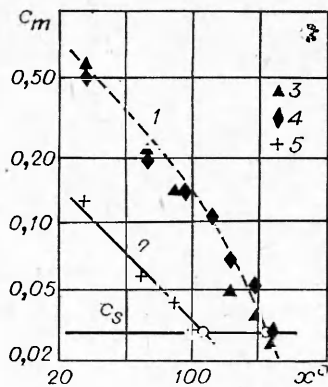


Рис. 4. Концентрация водорода на оси.

1, 2 — расчет (2 — без горения при  $\varphi = \varphi_0 = 0,2$ ,  $\rho_a = 14,5$ ); 3 — 5 — эксперимент (3 —  $d_a = 1$  мм, 4 —  $d_a = 3$  мм,  $Q_V = (0,2 \div 0,35) \cdot 10^8$  кДж/(м<sup>3</sup>·с)).

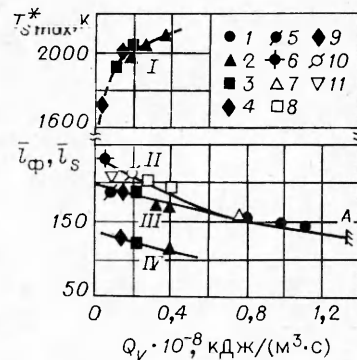


Рис. 5. Влияние теплонапряженности факела на величины  $T_{s \max}^*$ ,  $l_{\phi}$ ,  $l_s$ .

$d_a$ , мм: 1 — 0,55, 2, 7 — 1, 3, 8 — 2, 4, 9 — 3, 5, 10 — 4, 6 — 8, 11 — 10; 7 — 10 — обработка опытов [10].

Расчет: I —  $T_{s \max}^*$ , II —  $l_{\phi}$  при  $\bar{T}_{\max}^* = 1$ , III —  $l_{\phi}$  при  $\bar{T}_{\max}^* = f(Q_V)$ , IV —  $l_s$ , A — срыв пламени.

Итак, исследования показали, что в случае большой теплонапряженности ( $Q_V > 10^7$  кДж/(м<sup>3</sup>·с)) наблюдается существенное влияние теплового режима на закономерности развития факела. Оно присуще, главным образом, водороду, для которого величина  $Q_V$  может быть большой. При геометрическом моделировании конструкции горелочных устройств, работающих на водороде, следует иметь в виду возможное существенное различие в аэродинамике и термодинамике факелов природы и модели из-за различия в величине  $Q_V$ .

Поступила в редакцию  
4/VII 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
2. Г. Н. Абрамович и др. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтомоделности. М.: Машиностроение, 1975.
3. Ю. М. Аннушкин. Тр. ЦИАМ, № 857, 1979.
4. Ю. М. Аннушкин, В. А. Сосунов. ФГВ, 1970, 6, 4.
5. П. Крешег. VDI Berichte, 1966, 95.
6. В. Л. Зимонт и др. Тр. четвертых чтений, посвященных Ф. А. Цендеру. М.: Изд-во АН СССР, 1978.
7. G. A. Lavoie, A. F. Schlader. Comb. Sci. Techn., 1974, 8, 215.
8. В. К. Баев и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
9. R. W., Bilger, R. E. Beck. Charles Kolling Research Laboratory Techn. Note F-67. University of Sydney, 1974.
10. М. Г. Кталхерман и др. ФГВ, 1974, 10, 5.