

## О ДЛИНЕ СВОБОДНЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ПЛАМЕН

А. Л. Сурис, Е. В. Фланкин, С. Н. Шорин

В связи с широким использованием диффузионных пламен в различных технических устройствах исследованию длины ламинарных и турбулентных факелов различных горючих газов посвящено значительное количество работ [1—21].

Рассмотрим вертикально горящие турбулентные факелы. Запишем для этого случая уравнение сохранения потока импульса с учетом подъемных сил

$$\int_0^F \rho \omega^2 d\tilde{F} = \rho_1 \omega_1^2 dF - \int_0^l \int_0^F (\rho - \rho_\infty) g dF dx \quad (1)$$

и уравнение сохранения какого-либо химического элемента, который может присутствовать в различных компонентах смеси исходных реагентов и продуктов реакции

$$\int_0^F (\kappa - \kappa_\infty) \rho \omega dF = \rho_1 \omega_1 F_1 (\kappa_1 - \kappa_\infty), \quad (2)$$

где  $\rho_1$ ,  $\rho_\infty$ ,  $\rho$  — плотность газа в устье сопла, окислителя и текущая плотность в произвольной точке струи;  $\omega$ ,  $\omega_1$  — текущая и средняя скорости истечения;  $F$  — площадь поперечного сечения струи (индекс 1 относится к начальному сечению струи);  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\kappa_1$ ,  $\kappa_\infty$ ,  $\kappa$  — массовая концентрация какого-либо химического элемента, присутствующего в исходном газе, в устье сопла, в окислителе и в произвольной точке факела.

Вводя в (1) и (2) значения параметров потока на оси струи (индекс  $m$ ) и применяя теорему о среднем значении к интегралу в правой части (1), преобразуем уравнения к виду

$$F \rho_m \omega_m^2 I_1 = F_1 \rho_1 \omega_1^2 - (\bar{\rho} - \rho_\infty) g \bar{V}_\Phi, \quad (3)$$

$$(\kappa_m - \kappa_\infty) F \rho_m \omega_m I_2 = \rho_1 \omega_1 F_1 (\kappa_1 - \kappa_\infty), \quad (4)$$

где  $\bar{\rho}$ ,  $\bar{V}_\Phi$  — некоторые средние значения плотности и объема факела;

$$I_1 = \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_m} \frac{\omega^2}{\omega_m^2} \frac{dF}{F}, \quad I_2 = \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_m} \frac{\omega}{\omega_m} \frac{\Delta \kappa}{\Delta \kappa_m} \frac{dF}{F}, \quad (5)$$

$$\Delta \kappa = \kappa - \kappa_\infty, \quad \Delta \kappa_m = \kappa_m - \kappa_\infty.$$

Из (3) и (4) получим

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \kappa_m}{\Delta \kappa_1} = \frac{\kappa_m - \kappa_\infty}{\kappa_1 - \kappa_\infty} = \frac{\sqrt{I_1}}{I_2} \sqrt{\frac{\rho_1 F_1}{\rho_m F} - \frac{\Delta \bar{\rho} g \bar{V}_\Phi}{F \rho_m \omega_1^2}} + \\ + \sqrt{I_1} \Delta \bar{\rho} g \bar{V}_\Phi \left( I_2 F \rho_m \omega_1^2 \sqrt{\frac{\rho_1 F_1}{\rho_m F} - \frac{\Delta \bar{\rho} g \bar{V}_\Phi}{F \rho_m \omega_1^2}} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Вводя в (6) число Фруда ( $Fr_1 = \omega_1^2 / g d_1$ ), а также учитывая, что  $F/F_1 = b^2/d_1^2$  ( $b$ ,  $d_1$  — диаметр струи в произвольном сечении и в устье

сопла), преобразуем (6) к виду

$$\left(\frac{\Delta \kappa_m}{\Delta \kappa_1}\right)^2 \frac{\rho_1}{\rho_m} + \left(\frac{\Delta \kappa_m}{\Delta \kappa_1}\right)^2 \frac{\Delta \bar{V}_\Phi}{\rho_m F_1 d_1} \frac{1}{Fr} = \frac{I_1}{I_2} \frac{\rho_1^2}{\rho_m^2} \frac{d_1^2}{b^2}. \quad (7)$$

Для турбулентных факелов при больших числах Фруда второй член в левой части уравнения (7) становится пренебрежимо малым (наступает автомодельность по числу  $Fr$  [17—19, 21]). В этом случае выражение (7) значительно упростится. Учитывая, что на больших удалениях от источника характерная ширина струи нарастает пропорционально расстоянию от источника [22, 23]

$$b = \bar{c}x, \quad (8)$$

а также принимая во внимание, что величины  $I_1$  и  $I_2$  при больших  $x$  можно считать постоянными, из (7) для области независимости от числа  $Fr$  получим

$$\Delta \kappa_m / \Delta \kappa_1 = c / (x/d_1 \cdot \sqrt{\rho_m/\rho_1}), \quad (9)$$

где эмпирический коэффициент  $c = \sqrt{I_1/I_2} \bar{c}$ .

На рис. 1 представлены экспериментальные данные различных авторов, полученные для турбулентных диффузионных факелов городского газа, его смеси с первичным воздухом, водорода, а также различных смесей водорода с азотом и гелием (от 0 до 0,6 по объему разбавителя), полученных в широком диапазоне изменения диаметров сопла (от 1,5 до 11 мм). Изучение диффузионных пламен углеводородных топлив в области независимости от числа  $Fr$  возможно лишь при стабилизации факела на кромке сопла дежурным пламенем. Подобным методом получены данные работы [6], представленные на рис. 1.

Как видно из рисунка, все имеющиеся в настоящее время данные по турбулентным диффузионным факелам в области независимости от числа Фруда можно описать следующим выражением:

$$\Delta \kappa_m / \Delta \kappa_1 = 7,65 / (l_\Phi/d_1 \sqrt{\rho_m/\rho_1}), \quad (10)$$

где массовая концентрация элемента  $\kappa_m$  определяется по стехиометрическому уравнению реакции горения, исходя из того, что концентрация реагентов во фронте пламени стехиометрическая [24], а плотность продуктов реакции  $\rho_m$  берется при калориметрической температуре горения. Так, для пламени чистого водорода

$$\Delta \kappa_m / \Delta \kappa_1 = \kappa_m = 0,0279, \quad \rho_m = 0,128 \text{ кг/м}^3.$$

Если в зависимости (10) вместо плотности продуктов реакции использовать плотность окружающей среды  $\rho_\infty$ , то для обработки результатов экспериментов по диффузионным пламенам необходимо включить в число обобщенных переменных также комплекс, учитывающий тепловой эффект химической реакции. В качестве такого обобщенного переменного может быть выбран энергетический критерий  $K_{\text{эн}}$  [25], представляющий собой в данном случае отношение энтальпии исходного горючего газа к тепловому эффекту реакции при стандартной температуре  $Q_n^\circ$ . Для горения чистого водорода  $K_{\text{эн}} = 1,984 / (2,576 \cdot 22,4) = 3,44 \cdot 10^2$ , а для смеси водорода с азотом (объемная доля  $N_2$  равна 0,6)  $K_{\text{эн}} = 8,77 \cdot 10^{-2}$ .

На рис. 2 приведены рассмотренные выше экспериментальные данные, представленные в виде зависимости от энергетического критерия.

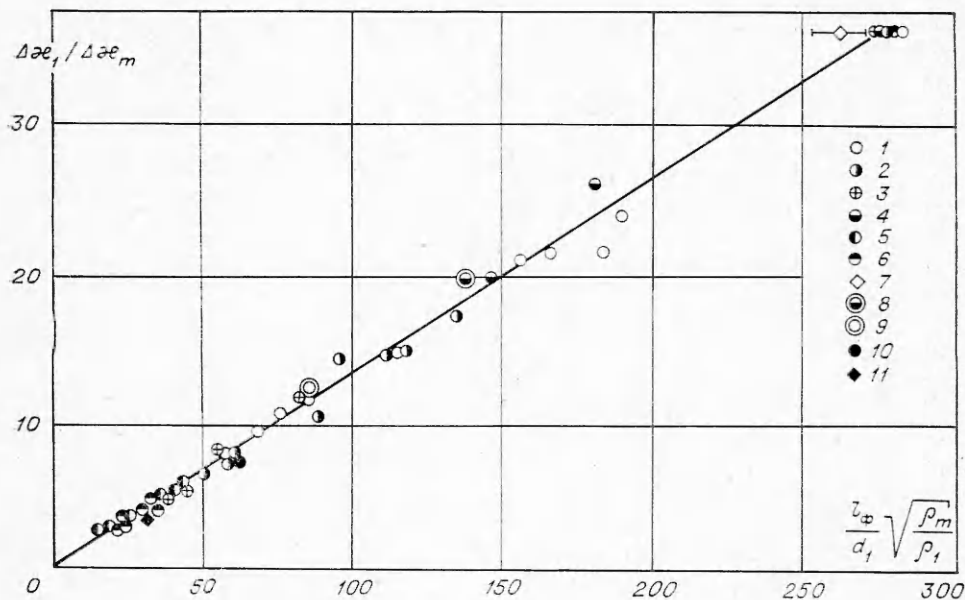


Рис. 1. Обобщение экспериментальных данных в области независимости от  $Fg$ .  
 $d_0$ , мм (смесь  $H_2+N_2$  [20]): 1—1,45; 2—1,9; 3—2,9; 4—4,0; 5—6,0; 6—10,75; 7—100%  $H_2$  [17];  
 8—70%  $H_2+30%$  He [20]; 9—49%  $H_2+51%$  He [20]; 10—городской газ [6]; 11—городской газ+  
 +50% воздух [5].

Эту зависимость можно с достаточной для практических целей точностью описать следующим выражением:

$$\Delta x_m/\Delta x_1 = [4,75(1+1/K_{эH})^{0,5}] / (z_\phi/d_1 \cdot \sqrt{\rho_\infty/\rho_1}). \quad (11)$$

Максимальное отклонение экспериментальных данных от зависимости (11) составляет 25%.

Формулы (10) и (11) получены при использовании в качестве концентрации массовой концентрации атомов водорода. Однако, как экспериментально показано [26], в диффузионном пламени существует подобие отношений массовых концентраций  $\Delta x_m/\Delta x_1$  для всех атомов, входящих в состав исходной горючей смеси. Это также проверялось при

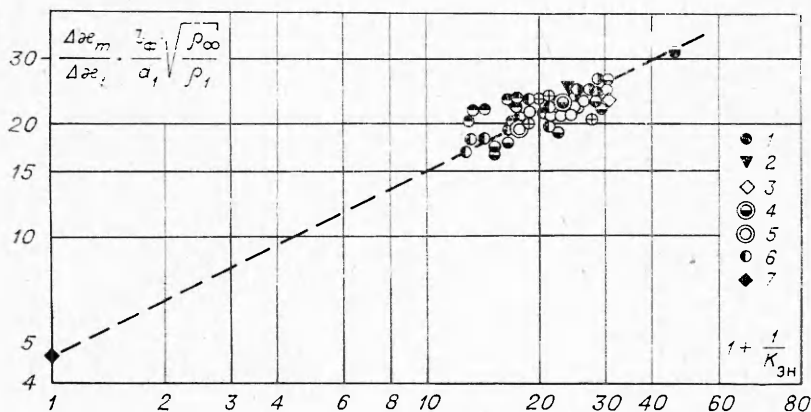


Рис. 2. Обобщение экспериментальных данных по длине диффузионных факелов в области независимости от  $Fg$  с учетом энергетического критерия.  
 1—городской газ [6]; 2—городской газ+50% воздух [5]; 3—100%  $H_2$  [17]; 4—  
 70%  $H_2+30%$  He [20]; 5—49%  $H_2+51%$  He [20]; 6—61%  $N_2+39%$   $H_2$  [20]; 7—фреон,  
 воздух, гелий [23].

обработке экспериментальных данных по диффузионным факелам, содержащим углеводороды.

При отсутствии химической реакции ( $1/K_{\text{ан}}=0$ ) формула (11) совпадает с зависимостью, предложенной в [23] для свободных турбулентных затопленных струй различных не реагирующих газов (фреон, воздух, гелий, плазменная струя воздуха). Это дает основание предполагать, что использование безразмерной концентрации химического элемента  $\Delta x_m/\Delta x_1$  позволит обобщить экспериментальные данные по рассеиванию различных химически реагирующих струй.

В области малых значений чисел Фруда необходимо рассматривать уравнение (7) с учетом всех членов. В связи со сложностью определения величин  $\Delta \rho$ ,  $V_\Phi$  воспользуемся экспериментальными данными авторов [11, 15, 16], полученными для турбулентных диффузионных факелов пропана, водорода и метана в диапазоне чисел Фруда до  $\sim 3 \cdot 10^4$

$$l_\Phi/d_1 = A \text{Fr}^m. \quad (12)$$

Коэффициенты  $A$  и  $m$  по данным разных авторов имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} \text{Метан} \quad A=29, m=0,2 \quad [11, 16]; \\ \quad \quad \quad A=27, m=0,2 \quad [21]; \\ \text{Пропан} \quad A=40, m=0,2 \quad [11, 16]; \\ \text{Водород} \quad A=14, m=0,2 \quad [21]; \\ \quad \quad \quad A=16, m=0,2 \quad [11]. \end{aligned} \quad (13)$$

В работе [11]  $m=0,23$ . Однако теоретические исследования [12—14, 17—27] дают величину  $m=0,2$ . Учитывая это, в работе [16] данные [11] для пропана и метана пересчитаны применительно к  $m=0,2$ . Нами дополнительно пересчитаны данные [11] для водорода. Эти значения  $A$  и  $m$  и указаны выше.

Используя предложенные обобщенные переменные, все приведенные экспериментальные данные (13) и [4] для различных смесей пропана с водородом и первичным воздухом с максимальным отклонением 25% можно описать одной зависимостью

$$\Delta x_m/\Delta x_1 = (0,61 \text{Fr}^{0,2}) / (l_\Phi/d_1 \cdot \sqrt{\rho_m/\rho_1}). \quad (14)$$

Необходимо отметить, что зависимость (14) справедлива лишь для турбулентных диффузионных факелов в области значений чисел Фруда до  $\sim 3 \cdot 10^4$ . Критические значения числа Рейнольдса, соответствующие переходу от ламинарного пламени к турбулентному, зависят от рода горючего газа и приведены в работе [3]. Существенное отличие от всех диффузионных турбулентных пламен составляют факелы окиси углерода, которые имеют значительный ламинарный участок. Поэтому при расчете этих пламен по зависимости (14) необходимо брать лишь турбулентную часть общей длины факела.

Для области чисел Фруда выше  $\sim 3 \cdot 10^4$  наступает область перехода к автомодельности. При этом показатель степени в зависимости (12) меняется от 0,2 до 0 [7, 10, 11, 20]. В этом случае для узкого диапазона изменений чисел  $\text{Fr}$  могут быть получены обобщенные зависимости вида (14).

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. P. Burke, T. E. W. Schumann. *Ind. Eng. Chem.*, 1928, 20, 998.
2. E. W. Rembert, R. T. Haslam. *Ind. Eng. Chem.*, 1925, 20, 1936.
3. В. Гаусорн, Г. Хоттел.—В сб.: Вопросы горения. Т. I. М., ИЛ, 1953.
4. В. Гаусорн, Д. Уиддел, Г. Хоттел.—В сб.: Вопросы горения. Т. I. М., ИЛ, 1953.
5. K. Wohl, C. Gazley, N. Kapp. *Third Symposium on Combustion*. N. Y., 1949.
6. H. C. Hottel. *Fourth Symposium (International) on Combustion*. N. Y., 1949.
7. П. Г. Левченко, Б. И. Китаев. *Сталь*, 1952, 3.
8. А. С. Телегин, Б. И. Китаев. *Тр. УПИ*, 53, 1955.
9. О. Н. Ермолаев.—В сб.: Исследование и расчеты теплоэнергетических и энергетических процессов. М., 1961.
10. О. Н. Ермолаев, С. Н. Шорин. *Теплоэнергетика*, 1959, 2.
11. K. Hess. *Dissertation*, Karlsruhe, 1964.
12. F. R. Steward. *Combustion and Flame*, 1964, 8, 171.
13. F. R. Steward. *Combustion Sci. and Techn.*, 1970, 2, 203.
14. P. D. Sunavala. *J. Inst of Fuel*, 1967, 40, 492.
15. A. A. Patnam, C. F. Speich. *Ninth Symposium on Combustion*. N. Y., 1963.
16. P. G. Seeger, H. G. Werthenbach. *Chem. Ind. Techn.*, 1970, 42, 5.
17. В. К. Баев, П. П. Кузнецов и др. *ФГВ*, 1974, 10, 4.
18. В. К. Баев, В. А. Ясаков. *ФГВ*, 1974, 10, 6.
19. В. И. Головичев, В. А. Ясаков. *ФГВ*, 1972, 8, 1.
20. В. Ф. Комов, Г. Г. Шевяков.—В сб.: Ингибирование ценных газовых реакций. Алма-Ата, 1971.
21. В. Ф. Комов и др.—В сб.: Процессы горения и проблемы тушения пожаров. Ч. 1. ВНИИПО, 1973.
22. Г. Н. Абрамович. *Теория турбулентных струй*. М., Физматгиз, 1960.
23. Г. Н. Абрамович, С. Ю. Крашенинников и др. *Турбулентное смешение газовых струй*. М., «Наука», 1974.
24. Я. Б. Зельдович. *ЖТФ*, 1949, 19, 10.
25. А. Л. Сурис, С. Н. Шорин. *Химия высоких энергий*, 1971, 5, 3.
26. В. Браун, Г. Пауэлл. *Вопросы горения*. М., «Металлургия», 1968.
27. А. Г. Прудников, М. С. Волынский, В. И. Сагалович. *Смесеобразование и горение в воздушно-реактивных двигателях*. М., «Машиностроение», 1971.

## К МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА

*Б. Н. Федоров, М. Л. Филимонов*

Исследование модели горения конденсированного вещества представляет значительный интерес, поскольку позволяет получить более детализированную картину явлений, происходящих в конденсированной и газовой фазах в процессе горения, которую в настоящее время нельзя (или очень сложно) получить и исследовать экспериментально.

В предлагаемой трехстадийной модели горения, которая развивает ранее предложенные модели [1—3], предполагается, что вследствие нагревания конденсированного вещества (например, путем подведения к его поверхности горячего газа) реакция в ж-фазе приводит к образованию газообразных продуктов. При этом газ выделяется в объеме конденсированной фазы, которая разрыхляется, средняя плотность вещества уменьшается, и происходит отток газообразных продуктов с твердыми частицами от начального конденсированного вещества. Газообразные продукты, образовавшиеся в результате первой реакции в конденсированном веществе, участвуют затем последовательно в двух реакциях, приводящих к образованию конечных продуктов реакции, которые уже больше не реагируют. Все реакции протекают одновременно, т. е. в момент образования каких-либо промежуточных продуктов они сразу же начинают реагировать с образованием последую-