

К РАСЧЕТУ ДЛИНЫ ДИФФУЗИОННЫХ ГАЗОВЫХ ПЛАМЕН

Л. П. Ярин

(Ленинград)

Закономерности горения неперемешанных газов рассматривались в ряде работ [1—3]. В настоящее время накоплен значительный экспериментальный материал по аэродинамике диффузионных пламен и разработаны методы расчета простейших случаев горения неперемешанных газов [3—6]. Наряду с этим дальнейшее изучение закономерностей диффузионного горения в целом и его аэродинамики в частности представляет значительный интерес. Ниже для ряда характерных типов струйных течений рассматривается зависимость длины газового факела от основных параметров процесса.

Система уравнений, описывающая развитие газового факела (в рамках теории пограничного слоя), имеет вид:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k \tau), \\ \rho u \frac{\partial i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial i}{\partial y} &= \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k q) + \vartheta w(c, T), \\ \rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} &= \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k g) - w(c, T), \\ \frac{\partial (\rho u y^k)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v y^k)}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где τ , q и g — напряжение трения, поток тепла и вещества соответственно; $w(c, T)$ — скорость реакции; ϑ — тепловой эффект реакции; $k=0$ — плоское и $k=1$ — осесимметричное течение.

При допущении о локализации горения на фронте пламени аэродинамический расчет сводится к определению профилей температуры и концентрации реагирующих компонентов в двух условно выделяемых областях факела — «горючего» и «окислителя». Границей раздела этих областей является поверхность горения, местоположение которой определяется из условия смешения реагентов в стехиометрическом соотношении. Особенностью такой постановки задачи является наличие дополнительных граничных условий (для температуры и концентрации) на фронте пламени. В результате этого в общем случае не представляется возможным отыскание автомодельных решений тепловой и диффузионной задач.

Не обсуждая решение задачи в целом, рассмотрим некоторые следствия, непосредственно вытекающие из системы (1). Имея ввиду в первую очередь качественное сопоставление результатов для плоских и осесимметричных пламен (ламинарных и турбулентных, свободных и полуограниченных), проведем анализ, пренебрегая изменением плотности в поле течения факела.

Объединим уравнение энергии и неразрывности и проинтегрируем полученное равенство по y от 0 до ∞ и по x от 0 до x

$$\rho \int_0^{\infty} u \Delta i y^k dy = \vartheta \int_0^x \left[\int_0^{\infty} w(c, T) y^k dy \right] dx + Q_0.$$

Здесь

$$Q_0 = \rho \int_0^{\infty} u \Delta i y^k dy \text{ при } x = 0; \Delta i = i - i_{\infty}.$$

Так как уравнение движения не содержит источников, то можно отыскать единое для всей области течения автомодельное решение динамической задачи:

$$\frac{u}{u_m} = F'(\varphi); u_m = A x^{\alpha}; \varphi = B y x^{\beta},$$

где α и β — константы автомодельности; A и B — постоянные, определяемые интегральными характеристиками струи.

Распределение энтальпии и концентрации реагирующих компонент в поперечных сечениях факела может быть записано в виде

$$\frac{i - i_{\Phi}}{i_m - i_{\Phi}} = \theta_1(\varphi, \varphi_{\Phi}); \frac{c - c_{\Phi}}{c_m - c_{\Phi}} = \kappa(\varphi, \varphi_{\Phi}); \varphi_{\Phi} = \varphi_{\Phi}(x)$$

для внутренней области факела и

$$\frac{i - i_{\infty}}{i_{\Phi} - i_{\infty}} = \theta_2(\varphi, \varphi_{\Phi}); \frac{c - c_{\infty}}{c_{\Phi} - c_{\infty}} = \kappa(\varphi, \varphi_{\Phi})$$

для внешней области факела¹.

Используя эти соотношения, запишем уравнение (2) в виде

$$\begin{aligned} & \frac{A}{B^{k+1}} x^{\alpha - (k+1)\beta} \rho \left\{ \int_0^{\varphi_{\Phi}} F'(\varphi) [(i_m - i_{\Phi}) \theta_1(\varphi, \varphi_{\Phi}) + (i_{\Phi} - i_{\infty}) \varphi^k] d\varphi + \right. \\ & \left. + (i_{\Phi} - i_{\infty}) \int_{\varphi_{\Phi}}^{\infty} F'(\varphi) \theta_2(\varphi, \varphi_{\Phi}) \varphi^k d\varphi \right\} = \vartheta \int_0^x \left[\int_0^{\infty} \omega(c, T) y^k dy \right] d\xi + Q_0. \end{aligned} \quad (3)$$

Полагая в соотношении (3) $x = l_{\Phi}$ ($\varphi_{\Phi} = 0$) и учитывая, что

$$\int_0^{l_{\Phi}} \left[\vartheta \int_0^{\infty} \omega(c, T) y^k dy \right] d\xi = \vartheta G_0, G_0 = \rho \int_0^{\infty} u \Delta c y^k dy \text{ при } x = 0,$$

получим следующее выражение для определения длины диффузионного факела:

$$l_{\Phi} = \left[\frac{\vartheta G_0 + Q_0}{\frac{A}{B^{k+1}} \rho (i_{\Phi} - i_{\infty}) \int_0^{\infty} F'(\varphi) \theta_2(\varphi, 0) \varphi^k d\varphi} \right]^{\frac{1}{\alpha - (k+1)\beta}} \quad (4)$$

При горении высококалорийных топлив, как правило, $\vartheta G_0 \gg Q_0$, поэтому соотношение (4) можно переписать в виде

$$l_{\Phi} \simeq \left[\frac{\vartheta G_0}{\frac{A}{B^{k+1}} \rho (i_{\Phi} - i_{\infty}) \int_0^{\infty} F'(\varphi) \theta_2(\varphi, 0) \varphi^k d\varphi} \right]^{\frac{1}{\alpha - (k+1)\beta}} \quad (5)$$

¹ Индекс «ф» указывает, что значение данной величины берется на фронте пламени.

Для вычисления интеграла, стоящего в знаменателе выражения (5), необходимо решить систему уравнений (1) с учетом конкретных граничных условий, т. е. определить в явном виде выражения функций $F'(\varphi)$ и $\theta_2(\varphi, 0)$. Очевидно, что первое из них может быть заимствовано из соответствующих решений теории струй [7]. Определение $\theta_2(\varphi, 0)$ при $P_r=1$ также не представляет затруднений. В общем случае решение тепловой задачи может быть проведено на ЭВМ или получено с помощью приближенных (интегральных) методов [8].

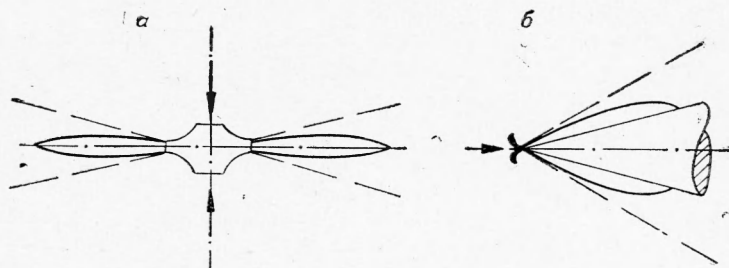
Тип течения	A	B	α	β	\bar{l}_Φ
Плоский ламинарный факел	$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3 I_0^2}{4 \rho^2 \nu}}$	$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3 I_0}{6 \rho \nu^2}}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{9} \Phi_1 \text{Re}_0 \omega^3$
Плоский ламинарный факел, распространяющийся вдоль нетеплопроводной пластины	$\sqrt{\frac{k_0}{4 \rho^2 \nu L}}$	$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{k_0}{4 \rho^2 \nu^3 L}}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{4}$	$\frac{1}{4} \Phi_2 \sqrt[4]{L \text{Re}_0 \omega^4}$
Осесимметричный ламинарный факел	$\frac{3 I_0}{8 \pi \rho \nu}$	$\sqrt{\frac{3 I_0}{8 \pi \rho \nu^2}}$	-1	-1	$\frac{1}{8} \Phi_3 \text{Re}_0 \omega$
Плоский турбулентный факел	$\sqrt{\frac{3 I_0}{8 \rho a}}$	$\frac{1}{2 a}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$\frac{2}{3} \Phi_4 \frac{1}{a} \omega^2$
Осесимметричный турбулентный факел	$\sqrt{\frac{3 I_0}{8 \pi \rho a_1}}$	$\frac{1}{a_1}$	-1	-1	$\sqrt{\frac{8}{3}} \Phi_5 \sqrt[3]{\frac{1}{a_1}} \omega$

Примечание, $I_0 = (2\pi)^k \int_0^\infty \rho u^k y^k dy$, $k_0 = \int_0^\infty \rho a^2 (\int_0^\infty \rho u dz) dy$; $a = \int_0^\infty F(\varphi) F'(\varphi) d\varphi$; $\Phi_i = \frac{1}{\int_0^\infty F'_i(\varphi) \theta_{2i}(\varphi, 0) \varphi^k d\varphi} (k+i) \beta^{-\alpha}$; a и a_1 — коэффициенты в выражениях $v_r = a^2 A x^{\alpha-\beta}$, $v_r = a_1^2 A$; $\omega = \Omega \frac{c_0 \text{гор}}{c_{\infty \text{ок}}}$; Ω — стехиометрический коэффициент; \bar{l}_Φ — длина факела.

Поскольку для выяснения зависимости длины факела от основных параметров процесса абсолютная величина численного множителя $\int_0^\infty F'(\varphi) \theta_2(\varphi, 0) \varphi^k d\varphi$ не существенна, обратимся непосредственно к рассмотрению особенностей развития газовых факелов. В таблице приведены значения постоянных A и B и констант автомодельности α и β для ряда характерных типов струйных течений [7].

Используя эти данные, преобразуем уравнение (5) к такой форме, в которую войдут в явном виде концентрации реагирующих компонентов, стехиометрическое число и другие параметры. С этой целью совершим переход от струи источника к струе конечного размера с такими же интегральными характеристиками. Начальные значения концентрации горючего и скорости истечения газа примем равными c_0 и u_0 , а размер сопла l_0 . Естественно, что при этом длина факела может быть определена с точностью до полюсного расстояния S ($\bar{l}_\Phi = \frac{l_\Phi}{l_0} + \frac{S}{l_0}$). Учитывая, что $I_0 = \pi^k \rho l_0^{k+1} u_0^2$ и $G_0 = \pi^k \rho l_0^{k+1} u_0 c_0$, получим соотношения, определяющие длину факела для различных схем течения

(см. таблицу). Из этих выражений видно, что длина ламинарного диффузионного факела зависит от скорости истечения газа, в то время как длина турбулентного факела определяется только соотношением концентраций реагентов, стехиометрическим числом и коэффициентом турбулентной структуры струи. В связи с последним заметим, что выполненные в последнее время исследования по изучению воздействия механических турбулизаторов на структуру турбулентных струй открывают определенные возможности для эффективного регулирования аэродинамики газового факела [9]. Из других результатов отметим только весьма существенное различие зависимости длины факела от приведенного стехиометрического комплекса ω . Оно отражает особенности процесса смешения в различных видах струйных течений. Наиболее резко эта зависимость для полуограниченного факела, в котором суммарная интенсивность процессов переноса минимальна. В свободном осесимметричном факеле смешение происходит наиболее интенсивно ($\bar{l}_\phi - \omega$).



Схемы газовых факелов.
 а — верхний факел; б — факел, распространяющийся вдоль конуса.

Аналогичным образом могут быть проанализированы особенности развития других типов диффузионных пламен. В качестве примера рассмотрим еще два специфических вида газового факела — веерный, вытекающий из кольцевого источника, и осесимметричный, развивающийся вдоль поверхности конуса¹ (см. рисунок). Первый из них интересен тем, что может рассматриваться как своеобразное промежуточное звено между плоским и осесимметричным факелом, второй — как пример течения с осевой симметрией вдоль твердой поверхности.

Объединив уравнение энергии и неразрывности $\left(\frac{\partial \rho u x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v x}{\partial y} = 0 \right)$ и полагая, как и ранее, $u = A x^\alpha F'(\varphi)$ и т. д., после некоторых преобразований получим

$$l_\phi = \left[\frac{\vartheta G_0}{\frac{A}{B} \rho (i_\phi - i_\infty) \int_0^\infty F'(\varphi) \vartheta_2(\varphi, 0) d\varphi} \right]^{\frac{1}{\alpha - \beta + 1}}$$

Выражения для постоянных A и B и численные значения констант автомодельности могут быть заимствованы из решения аналогичных задач теории струй [7].

В заключение остановимся на учете поля плотности при определении длины факела. При расчете плоских ламинарных пламен может

* $\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$.

быть использовано преобразование А. А. Дородницына, позволяющее свести систему уравнений пограничного слоя сжимаемого газа к виду уравнений для несжимаемой жидкости. В этом случае расчет длины факела полностью совпадает с изложенным (в переменных ξ, η). Что касается турбулентного факела, то здесь, так же как и в теории газовых струй, необходимо привлекать те или иные полуэмпирические методы расчета. Наиболее простые результаты могут быть получены на основе схемы ρu^2 , позволяющей в переменных $U = \sqrt{\rho} \cdot u, V = \sqrt{\rho} \cdot v$ и т. д. свести задачу к аналогичной для несжимаемой жидкости и метода эквивалентной задаче теории теплопроводности [7].

Поступила в редакцию
13/XI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, XIX, 10.
2. В. Гауссори, Д. Унддел, Г. Хоттел. Сб. «Вопросы горения». Т. I, ИЛ, 1953.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. «Энергия», 1968.
4. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.
5. Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Сб. «Прикладная теплофизика». Т. I, Изд. АН КазССР, 1964.
6. Браун, Пауэлл. Сб. «Вопросы горения». Металлургиздат, 1963.
7. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
8. А. С. Гиневский. Сб. «Промышленная аэродинамика». Оборонгиз, 1959.
9. Л. А. Вулис, Ю. И. Михасенко, В. А. Хитриков. МЖГ, 1966, 6.

УДК 536.46+541.126

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПИРОЛИЗА ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ В УСЛОВИЯХ ЛАМИНАРНОГО ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ

А. Д. Кокурин, Л. Г. Родыгина
(Ленинград)

Многочисленные исследования процесса горения позволили вскрыть и понять многие стороны этого сложного многостадийного физико-химического процесса. Однако дальнейшее более глубокое проникновение в сущность процессов горения особенно различных углеводородных топлив немислимо без детального знания механизма этих высокотемпературных химических превращений в условиях пламени.

В данной работе впервые представлены исследования и некоторые обобщения химических превращений органических соединений различного агрегатного состояния в условиях ламинарного диффузионного пламени.