

СТРУКТУРА И РАСЧЕТ ДИФFUЗИОННОГО ФАКЕЛА

Л. А. Вулис, Л. П. Ярин

(Ленинград)

1. В настоящее время большое распространение получают численные расчеты процесса горения с помощью ЭВМ. Становятся доступными подробные решения, отражающие разнообразные условия организации процесса. Однако по мере развития вычислительной техники все острее ощущается недостаток в опорных данных для расчета. В числе их надежные соотношения, описывающие турбулентный обмен массой, энергией и импульсом, а также достаточно общие макрокинетические характеристики горения.

Возрастает, а не снижается, как могло бы показаться на первый взгляд, роль приближенных расчетов, опирающихся на наглядные физические модели сложного явления. Это связано прежде всего с возможностью определения на основе приближенных расчетных схем и сопоставления с опытом данных, необходимых для решения инженерных задач, и оценки влияния режимных параметров. Существенна также связанная с этим простота истолкования не всегда легко обозримых результатов систематических вычислений, выполненных на ЭВМ.

Сказанное в полной мере относится к расчету развитого турбулентного диффузионного факела, важному приложению аэродинамической теории горения газов. Как правило, такой расчет основан на допущении о бесконечно большой скорости реакции (локализации горения на фронте пламени), отвечающей устойчивому напряженному горению. В этом приближении в работах [1—3] построена замкнутая система расчета диффузионного факела, опирающаяся на результаты теории струй вязкой жидкости.

Для конкретных условий подробный расчет турбулентного факела сводится к интегрированию уравнений переноса и выбору значений эмпирических постоянных и функций, отвечающих заданной обстановке. В общем случае выбор должен отразить влияние большого числа трудноучитываемых факторов: формы сопла, начального распределения скорости, температуры и концентраций, уровня турбулентности и др. Для качественной картины факела и приближенного расчета его структуры в этом, однако, нет необходимости. Газовые пламена основных типичных конфигураций могут быть рассчитаны с помощью весьма простых соотношений, отражающих результаты решения соответствующих газодинамических задач и средние статистические значения эмпирических коэффициентов.

2. Проиллюстрируем это расчетом простейшего прямоструйного пламени — затопленного диффузионного факела, стабилизированного на кромке сопла. Такой факел (плоский или осесимметричный) является составным элементом сложных прямоструйных пламен и может в извест-

ной мере служить прообразом практически любой схемы диффузионного горения газа. Факелы, распространяющиеся в спутном потоке, и более сложные, учитывая специфику движения, целесообразно рассмотреть отдельно.

Ограничиваясь в дальнейшем рассмотрением дозвуковых течений, примем, что скорость истечения велика так, что влиянием архимедовых сил можно пренебречь. При наличии устойчивых точек поджигания у кромки сопла в поле течения газовой струи установится замкнутый фронт пламени $y_\phi = y(x_\phi)$, который разграничивает расчетное пространство на внутреннюю и внешнюю области, заполненные соответственно топливом и окислителем. В каждой из них присутствуют также продукты сгорания, поступающие от фронта пламени.

При бесконечно большой скорости реакции концентрация реагентов на фронте пламени равна нулю, а температура (в пренебрежении потерей тепла излучением) — адиабатической температуре горения. Последняя определяется начальными значениями температуры, концентрацией компонентов и стехиометрическим коэффициентом реакции

$$T_\phi = \frac{T_{1,0}}{\beta} [(1 + \vartheta) + \theta(\beta - 1)], \quad (1)$$

где

$$\beta = 1 + \frac{c_{1,0}}{c_{2,\infty}} \Omega, \quad \theta = \frac{T_{2,\infty}}{T_{1,0}}, \quad \vartheta = \frac{qc_{1,0}}{c_p T_{1,0}},$$

$T_{1,0}$, $c_{1,0}$; $T_{2,\infty}$, $c_{2,\infty}$ — соответственно начальная температура и концентрация топлива и окислителя в окружающем пространстве; Ω — стехиометрический коэффициент реакции, рассчитанный по кислороду; q — теплотворная способность топлива.

Наличие сосредоточенного источника тепла — фронта пламени — приводит к заметному изменению распределения температуры и концентрации в факеле по сравнению со смешением струй инертных газов. Профили ρu^2 в затопленном факеле можно принять идентичными профилям ρu^2 в свободных струях [1, 4]. Это объясняется тем, что при достаточно больших значениях стехиометрического комплекса β , отвечающих горению газоздушных смесей, фронт пламени располагается на периферии факела, где абсолютные значения скорости и плотности потока импульса малы. Поэтому вызванное горением возмущение течения в окрестности фронта (нарушение изобарности и сопутствующее ему ускорение газа) практически не сказывается на профилях ρu^2 и в расчете может не учитываться. Следуя [2, 5], введем линейную комбинацию концентраций реагирующих компонентов:

$$\widetilde{\Delta c} = \bar{c}_1 - \bar{c}_2 + 1,$$

где $\bar{c}_1 = \frac{c_1}{c_{2,\infty}} \Omega$, $\bar{c}_2 = \frac{c_2}{c_{2,\infty}}$. Распределение величины $\rho u \widetilde{\Delta c}$ аналогично распределению $\rho u \Delta c$ в струях инертного газа. Это, а также отмеченное выше слабое влияние фронта пламени на распределение ρu^2 позволяет применить расчетные формулы теории турбулентных струй к расчету диффузионного факела. Действительно, при известных из решения соответствующих задач теории струй профилях ρu^2 и $\rho u \widetilde{\Delta c}$ нетрудно определить конфигурацию фронта пламени и распределение характерных величин во всем поле течения. Схема решения и примеры расчета диффузионных пламен приведены в работах [1—3].

3. Для расчета структуры диффузионных пламен могут быть использованы различные полуэмпирические методы теории струй [4, 6, 7]. Эффективность применения к расчету факела той или иной расчетной модели определяется ее физической наглядностью и математической простотой, а также возможностью единообразного описания различных типов струйных течений. Наряду с этим большое значение имеет, воз-

можно, более полный учет роли отдельных параметров, влияющих на развитие факела. Этим требованиям применительно к расчету турбулентных струй и факела в значительной степени отвечает метод эквивалентной задачи теории теплопроводности, получивший в последнее время широкое распространение (непосредственно или в модифицированном виде [1, 4, 8, 9 и др.]). Этот метод сводится к описанию процессов переноса импульса, тепла и вещества с помощью линейных уравнений вида

$$\frac{\partial L_i}{\partial \xi_i} = \frac{\partial}{\partial \eta^k} \left(\eta^k \frac{\partial L_i}{\partial \eta} \right), \quad (2)$$

записанных для плотности потока импульса, избыточного теплосодержания и вещества; $\xi_i = \xi_i(x)$; $\eta = \eta(x, y)$; $\xi_i = \xi_u, \xi_r, \xi_c$ — соответственно для динамической тепловой и диффузионной задачи; $k=0$ — отвечает плоскому и $k=1$ — осесимметричному движению.

Для данного типа течения вид зависимости $\xi(x)$ и $\eta(x, y)$ определяется путем сопоставления одного из соотношений, вытекающих из аналитического решения уравнения (2), с экспериментом. Результаты измерений, проведенных при широкой вариации режимных параметров, свидетельствуют о пригодности для затопленных струй и факела приближенной связи между переменными ξ, η и x, y , а именно, $\eta = y, \xi = \xi(x)$ (в автомодельной области $\xi = c^2 x^2$; $c = \text{const}$), обеспечивающей удовлетворительную сходимость опытных и расчетных данных [1, 4].

Для практического приложения метода, как и любой другой полуэмпирической расчетной схемы, необходим правильный выбор численных значений опытных постоянных для различных условий. Приведем в связи с этим сводные данные по влиянию параметра сжимаемости $\omega = \frac{\rho_{\text{ср}}}{\rho_{\text{стр}}}$ на аэродинамику газовых струй (рис. 1). Из графика видно, что увеличение параметра ω приводит к заметному расширению струйного пограничного слоя и соответственно к более быстрому затуханию струи. Характерно, что условные толщины струи, рассчитанные по профилям скорости ($\bar{\delta}_u = \frac{\delta_u}{\delta_u(\omega=1)}$) и плотности потока импульса ($\bar{\delta}_{\rho u^2} = \frac{\delta_{\rho u^2}}{\delta_{\rho u^2}(\omega=1)}$), являются соответственно линейными и логарифмическими функциями ω . Слабая зависимость распределения ρu^2 от отношения плотностей

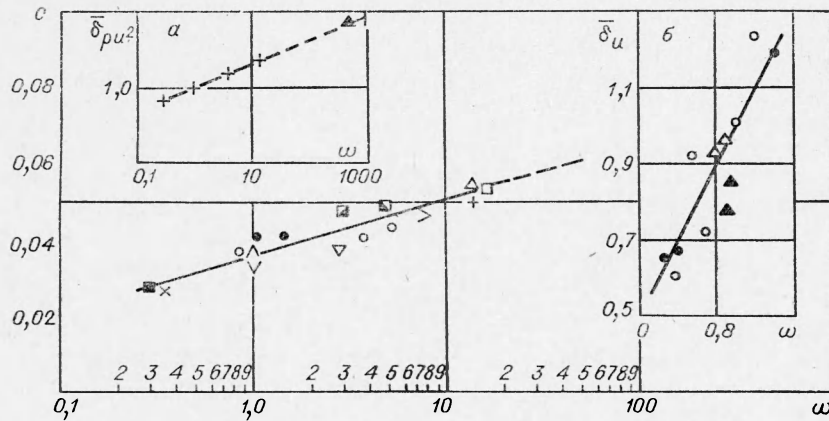


Рис. 1. Зависимость условной ширины струи от параметра ω .

а) $\bar{\delta}_{\rho u^2} = f(\omega)$, б) $\bar{\delta}_u = f(\omega)$.
 1 — $\omega=15$ [10]; 2 — $\omega=3$ [11]; 3 — $\omega=1$ [11]; 4 — $\omega=3,9$ [16]; 5 — $\omega=7$; 6 — $\omega=1$ [12];
 7 — $\omega=1$ [13]; 8 — $\omega=1$ [14]; 9 — $\omega=14$ [16]; 10 — $\omega=0,34$; 11 — $\omega=5$ [4]; 12 — $\omega=3$ [4];
 13 — $\omega=0,27$ [15]; 14 — $\omega=14$ [4]; 15 — $\omega=800$ [6].

в струе и окружающем пространстве делает предпочтительным выбор плотности потока импульса в качестве опорной характеристики. В этом случае эмпирическая постоянная c , замыкающая систему расчета по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности, слабо зависит от ω . Зависимость $c(\omega)$ можно выразить эмпирическим соотношением:

$$\frac{c}{c_{\omega=1}} \approx 1 + 0,33 \lg \omega. \quad (3)$$

При относительно малом различии плотностей газа в струе и окружающей среде в приближенных расчетах газовых струй следует принять значение $c_{\omega=1} = \text{const} = 0,04$ (т. е. равным среднему в интервале $0,6 < \omega < < 6$). В факеле процесс турбулентного смещения определяется двумя параметрами сжимаемости $\omega = \frac{\rho_{\infty}}{\rho_0}$ и $\omega_{\phi} = \frac{\rho_{\phi}}{\rho_0}$, отражающими наличие трех характерных уровней температуры (топлива, окислителя и фронта пламени).

В первом приближении внутреннюю область факела можно рассматривать как зону смещения струи тяжелого газа (топлива) с более легким (продуктами сгорания), а внешнюю область как зону, в которой струя легкого газа вытекает в атмосферу более плотного (окислителя). Подробные экспериментальные данные о влиянии параметров ω и ω_{ϕ} на аэродинамику факела отсутствуют. Однако из обработки известных опытных данных (темные точки на рис. 1) следует, что при расчете газоздушных диффузионных пламен можно пренебречь температурной зависимостью опытной постоянной и принять $c \approx 0,04$.

4. При сделанных допущениях расчет плоского и осесимметричного факелов сводится к интегрированию уравнений (2) при следующих граничных условиях:

$$\left. \begin{aligned} L_i &= 1 \text{ при } 0 \leq \bar{y} < 1 \\ L_i &= 0 \text{ при } \bar{y} > 1 \end{aligned} \right\} \text{ при } \bar{\xi}_i = 0,$$

$$\left. \begin{aligned} L_i &\rightarrow 0 \text{ при } \bar{y} \rightarrow \infty \\ (L_i)'_y &= 0 \text{ при } \bar{y} = 0 \end{aligned} \right\} \text{ при } \bar{\xi}_i > 0,$$

где L_i соответственно равно $\overline{\rho u^2} = \frac{\rho u^2}{\rho_0 u_0^2}$ и $\overline{\rho u \Delta c} = \frac{\rho u \Delta c}{\rho_0 u_0 \Delta c_0}$; $\bar{\xi}_i = \xi_i / l^2$;

$\bar{y} = y/l$; l — радиус сопла при осесимметричном и полуширина сопла при плоском течении¹.

По распределению $\overline{\rho u^2}$ и $\overline{\rho u \Delta c}$ можно определить $\Delta c = f(\bar{\xi}, \bar{y}, \bar{\rho})$, и с учетом подобия профилей c и T найти распределение скорости, температуры и концентрации реагентов во всем поле течения. Предварительно из условия равенства нулю c_1 и c_2 следует определить местоположение фронта пламени и разделить пространство на две области, заполненные соответственно смесью топлива и продуктов сгорания или окислителя и продуктов сгорания. Конечные решения уравнений (2) приведены в табл. 1, где $L(\xi, y) = p(\xi, y)$ — функции Мастера [1, 17] для осесимметричного и $L(\xi, y) = 0,5 \left[\text{erf} \left(\frac{1+y}{2\sqrt{\xi}} \right) + \text{erf} \left(\frac{1-y}{2\sqrt{\xi}} \right) \right]$ — для плоского течения; $\sigma = \xi_u / \xi_r \approx 0,75$ — для струй и факела.

Координаты фронта пламени находятся из уравнения

$$\frac{L^{0,5}(\xi_{u\phi}, y_{\phi})}{L(\xi_{u\phi}/\sigma, y_{\phi})} = \beta \sqrt{\omega}. \quad (4)$$

¹ Черточки над безразмерными величинами в дальнейшем опущены.

Таблица 1

Внутренняя область факела	Внешняя область факела
$u/u_0 = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} L^{0,5}(\xi_u, y)$	
$\frac{c_1}{c_{1,0}} = \frac{T - T_\phi}{T_0 - T_\phi} =$	$\frac{c_2}{c_{2,\infty}} = \frac{T_\phi - T}{T_\phi - T_\infty} = 1 - \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L(\frac{\xi_u}{\sigma}, y)}{L^{0,5}(\xi_u, y)}$
$= \frac{1}{\beta - 1} \left[\beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L(\frac{\xi_u}{\sigma}, y)}{L^{0,5}(\xi_u, y)} - 1 \right]$	$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 \left[\frac{\theta + (\beta - 1)(\theta - 1)}{\beta - 1} \right] \times$
$\times \left\{ \frac{L(\frac{\xi_u}{\sigma}, y)}{L^{0,5}(\xi_u, y)} + \right.$	$\left. \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 [\theta - (\theta - 1)] \left\{ \frac{L(\frac{\xi_u}{\sigma}, y)}{L^{0,5}(\xi_u, y)} + \right.$
$\left. + \sqrt{\frac{L^2(\frac{\xi_u}{\sigma}, y)}{L(\xi_u, y)} + 4 \frac{[\theta + \theta(\beta - 1)](\beta - 1)}{[\theta + (\beta - 1)(\theta - 1)]^2}} \right\}$	$\left. + \sqrt{\frac{L^2(\frac{\xi_u}{\sigma}, y)}{L(\xi_u, y)} + 4 \frac{\theta}{[\theta + (\theta - 1)]^2}} \right\}$

При $y_\phi = 0$ из уравнения (4) получим выражения расчета длины факела

$$\left[\operatorname{erf} \left(\frac{1}{2\sqrt{\xi_l}} \right) \right]^{0,5} \times \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{\sigma}}{2\sqrt{\xi_l}} \right) \right]^{-1} = \beta \sqrt{\omega} \quad (5)$$

— для плоского и

$$\left[1 - \exp \left(-\frac{1}{4\xi_l} \right) \right]^{0,5} \times \left[1 - \exp \left(-\frac{\sigma}{4\xi_l} \right) \right]^{-1} = \beta \sqrt{\omega} \quad (6)$$

— для осесимметричного; ξ_l — значение координаты ξ_u , отвечающее концу факела.

Система уравнений (табл. 1; (4) — (6)) позволяет определить длину и конфигурацию факела и найти распределение характерных величин во всем поле течения. Соответствие приближенного расчета и эксперимента иллюстрирует рис. 2. Из графика видно, что для исследованных режимов согласие расчета и опыта вполне удовлетворительное. Существенно, что проведенный расчет содержит лишь одну эмпирическую постоянную, численное значение которой ($c = 0,04$) принято на основе осреднения данных по аэродинамике турбулентных струй и пламен, а не заимствовано из того же конкретного эксперимента.

При достаточно больших значениях комплекса $\beta \sqrt{\omega}$ (горение углеводородных топлив) $\xi_l \gg 1$. В этом случае выражениям (5), (6) можно придать более простой вид

$$\sqrt{\xi_l} = 0,57\beta^2\omega\sigma \quad (7)$$

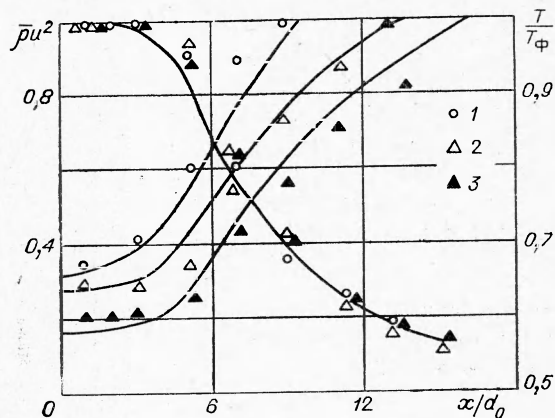


Рис. 2. Изменение плотности потока импульса и температуры вдоль оси турбулентного диффузионного факела, $u_0 \sim 60$ м/с; $T_0 = 1300^\circ \text{K}$.
1 — $c_{1,0} = 0,053$ кг/кг; 2 — $c_{1,0} = 0,085$ кг/кг; 3 — $c_{1,0} = 0,12$ кг/кг.

— для плоского и

$$\sqrt{\xi_l} = 0,5 \beta \sqrt{\omega} \cdot \sigma \quad (8)$$

— для осесимметричного факела.

Учитывая, что $\frac{\sqrt{\xi_l}}{r_0} = c \frac{l_\phi}{r_0}$, получим из (8) (при $c=0,04$ и $\sigma=0,75$) следующее выражение для длины осесимметричного факела

$$\frac{l_\phi}{d_0} = 4,7 \beta \sqrt{\omega}. \quad (9)$$

При выводе формул (5)—(9) предполагалось, что плотность газа определяется только его температурой. Если молекулярный вес топлива значительно отличается от молекулярного веса окислителя и продуктов сгорания, следует учитывать зависимость $\rho = \rho(\mu, T)$. Такой расчет, хотя и не сопряжен с принципиальными трудностями, сравнительно громоздок. Ограничимся поэтому частным случаем горения системы водород—воздух. При этом из-за сильного балластирования продуктов сгорания азотом (большая величина Ω) можно принять $\mu_3 \approx \mu_{2,\infty}$; $\rho_{1,0}/\rho_\phi \approx \frac{T_\phi}{T_{1,0}} \cdot \frac{\mu_{1,0}}{\mu_{2,\infty}}$, где $\mu_{1,0}$, $\mu_{2,\infty}$ и μ_3 соответственно молекулярные веса топлива, окислителя и продуктов сгорания. В результате получим следующее выражение для l_ϕ

$$l_\phi/d_0 = 4,7 \beta \sqrt{\omega \bar{\mu}} = 4,7 [\beta(1+\phi)]^{0,5} \sqrt{1 + \frac{\theta(\beta-1)}{1+\phi}}. \quad (10)$$

Здесь $\bar{\mu} = \frac{\mu_{1,0}}{\mu_{2,\infty}}$.

На рис. 3 приведены опытные данные по зависимости длины турбулентных диффузионных пламен от комплекса $\beta \sqrt{\omega \bar{\mu}}$. Эксперименты охватывают сравнительно широкий диапазон изменения начальной концентрации топлива, температуры и т. д. ($0,055 < c_{1,0} < 1$; $300^\circ < T_{1,0} < 1300^\circ$; $0,57 < \Omega < 8$) и достаточно полно характеризуют влияние различных параметров на длину факела. На этом же рисунке нанесена расчетная зависимость l_ϕ ($\beta \sqrt{\omega \bar{\mu}}$). Из графика видно, что при принятых значениях опытных постоянных ($c=0,04$ и $\sigma=0,75$) результаты расчета согласуются с данными эксперимента.

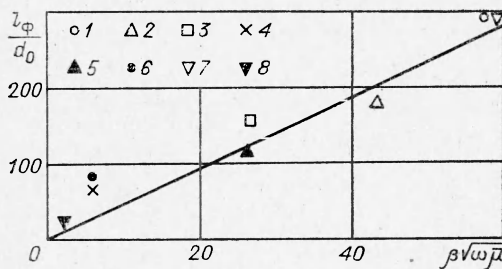


Рис. 3. Зависимость $l_\phi = f(\beta \sqrt{\omega \bar{\mu}})$.
1 — C_3H_8 [18]; 2 — C_2H_2 [18]; 3 — H_2 [18]; 4 — CO [18].
5 — H_2 [19]; 6 — CO [19]; 7 — C_3H_8 [1]; 8 — C_3H_8 [1].

Заметное отклонение данных, относящихся к пламенам CO , по-видимому, связано с низкими значениями числа Re ($Re \sim 5 \cdot 10^3$) в опытах [19]. В переходной области течения, к которой относятся эти данные [20, 21], длина факела заметно возрастает по сравнению с развитым турбулентным течением.¹

Приведем приближенное соотношение для расчета формы факела. При достаточно больших значениях приведенной координаты ξ , отвечающих автомодельной области течения, уравнению (4) можно придать вид

$$\bar{y}_\phi^2 = \gamma \sqrt{\xi_\phi} (1 - \sqrt{\xi_\phi}), \quad (11)$$

¹ О переходном режиме течения свидетельствуют также содержащиеся в [18] данные по длине участка ламинарного факела — до турбулизации. Эта длина составляет 45% общей длины факела.

где $\xi_\phi = \xi_\phi / \xi_i$; $\bar{y}_\phi = y_\phi / \sqrt{\xi_i}$; $\gamma = \frac{2}{\sigma - 0,5}$ — для плоского и $\gamma = \frac{4}{\sigma - 0,5}$ — для осесимметричного факела. В уравнение (11) не входят в явном виде режимные параметры, влияние которых сказывается на величине $\sqrt{\xi_i}$ — расчетной длине факела, играющей роль характерного масштаба длин. Поэтому универсальная формула (11) обобщает данные, относящиеся к различным значениям $c_{1,0}$, $T_{1,0}$, Ω и др. Сопоставление результатов расчета по формулам (4) и (11) показывает, что в области значений $\sqrt{\xi_i} > 0,5$ данные точного и приближенного расчетов близки друг к другу.

Остановимся кратко на влиянии режимных параметров на основные характеристики факела. В табл. 2 приведены результаты численного решения уравнения (4) в виде зависимости $y_\phi = f(\sqrt{\xi_\phi}; \beta \sqrt{\omega})$. Из таблицы видно, что увеличение комплекса $\beta \sqrt{\omega}$ ведет к росту длины и ширины факела. Влияние отдельных режимных параметров показано на рис. 4, где приведены результаты расчета для различных значений температур и концентраций реагентов.

Увеличение концентрации топлива вызывает заметное расширение и удлинение факела (рис. 4, I), а повышение концентрации окислителя в окружающем пространстве ведет к сокращению факела (рис. 4, II). Повышение начальной температуры топлива приводит к резкому сокращению (рис. 4, III), тогда как повышение начальной температуры окислителя дает заметное расширение факела (рис. 4, IV).

Приведенные примеры рассчитаны для конкретных значений режимных параметров, при которых комплекс $\frac{\theta(\beta-1)}{\phi+1} < 1$, что отвечает горению высококалорийных топлив. При других значениях $c_{1,0}$, $T_{1,0}$ и т. д. качественная картина сохраняется той же.

В общем случае зависимость длины факела от концентрации реагентов носит сложный характер и в значительной степени определяется калорийностью топлива, а также начальной температурой компонентов. При достаточно больших значениях $\frac{\theta(\beta-1)}{\phi+1}$, отвечающих горению низкокалорийных топлив с большим стехиометрическим соотношением и низкой концентрацией окислителя в окружающем пространстве ($\beta \gg 1$), длина факела пропорциональна β ; при малых величинах (горение

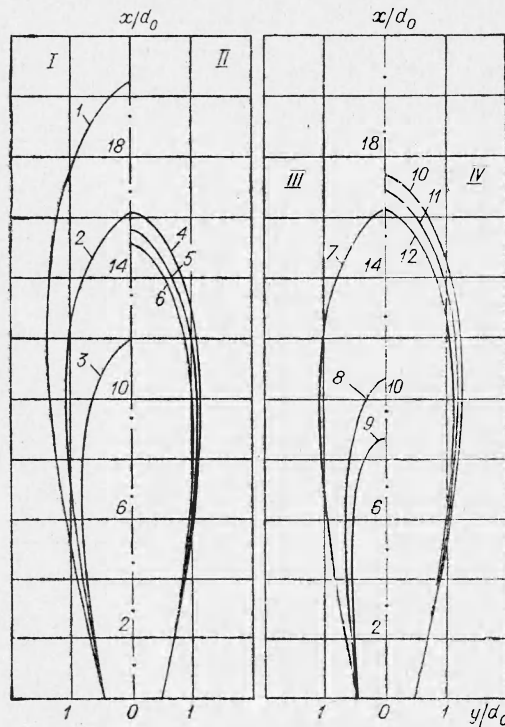


Рис. 4. Влияние начальной температуры и концентрации реагентов на конфигурацию факела.

- | | | | |
|-----------------------|--------------------------------|-----------------------|-----------------------------------|
| 1 — $c_{1,0}=0,15$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,23$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 2 — $c_{1,0}=0,25$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,23$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 3 — $c_{1,0}=0,35$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,23$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 4 — $c_{1,0}=0,25$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,28$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 5 — $c_{1,0}=0,25$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,25$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 6 — $c_{1,0}=0,25$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,33$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 7 — $c_{1,0}=0,25$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,23$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 8 — $c_{3,0}=0,25$, | $T_{1,0}=600^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,23$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 9 — $c_{1,0}=0,25$, | $T_{1,0}=900^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,23$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 10 — $c_{1,0}=0,25$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,23$, | $T_{\infty}=300^\circ \text{K}$; |
| 11 — $c_{1,0}=0,25$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,23$, | $T_{\infty}=600^\circ \text{K}$; |
| 12 — $c_{1,0}=0,25$, | $T_{1,0}=300^\circ \text{K}$, | $c_{2,\infty}=0,23$, | $T_{\infty}=900^\circ \text{K}$; |

Таблица 2

$\beta\sqrt{\omega}$	$\sqrt{\xi_{\Phi}}$ *															$\sqrt{\xi_{\Gamma}}$ (25)				
	0,1 (1,25)**	0,2 (2,5)	0,3 (3,75)	0,4 (5,0)	0,5 (6,25)	0,6 (7,5)	0,7 (8,75)	0,8 (10)	0,9 (11,25)	1,0 (12,5)	1,1 (13,75)	1,2 (15,0)	1,3 (16,25)	1,4 (17,5)	1,5 (18,75)		1,6 (20)	1,7 (21,25)	1,8 (22,5)	1,9 (23,75)
5,0	1,32	1,63	1,91	2,16	2,36	2,56	2,75	2,89	3,05	3,15	3,14	3,12	3,02	2,91	2,70	2,42	2,00	1,20	0	1,875
4,9	1,32	1,62	1,91	2,14	2,36	2,54	2,72	2,85	3,00	3,10	3,09	3,05	2,95	2,80	2,55	2,25	1,80	0,85	0	1,84
4,8	1,32	1,61	1,92	2,13	2,36	2,51	2,68	2,82	2,95	3,05	3,04	2,98	2,82	2,70	2,40	2,05	1,35	0,20	0	1,805
4,7	1,32	1,61	1,88	2,11	2,31	2,49	2,66	2,78	2,93	3,0	2,99	2,90	2,70	2,55	2,20	1,82	1,10	0	1,765	
4,6	1,32	1,60	1,87	2,09	2,29	2,46	2,60	2,74	2,85	2,95	2,93	2,81	2,61	2,42	2,12	1,60	0,65	0	1,725	
4,5	1,32	1,59	1,86	2,07	2,25	2,44	2,57	2,70	2,80	2,87	2,85	2,72	2,50	2,27	1,85	1,25	0	1,685		
4,4	1,32	1,58	1,85	2,06	2,25	2,42	2,55	2,65	2,75	2,80	2,76	2,62	2,35	2,10	1,5	0,70	0	1,65		
4,3	1,32	1,57	1,84	2,04	2,22	2,39	2,52	2,62	2,70	2,75	2,72	2,52	2,20	1,75	1,25	0,2	0	1,61		
4,2	1,32	1,56	1,83	2,02	2,22	2,37	2,46	2,56	2,62	2,67	2,60	2,40	2,10	1,60	0,85	0	1,57			
4,1	1,32	1,55	1,82	2,0	2,18	2,34	2,42	2,52	2,57	2,60	2,50	2,33	2,00	1,35	0	0	1,535			
4,0	1,31	1,54	1,80	1,99	2,15	2,31	2,40	2,47	2,50	2,52	2,40	2,02	1,60	1,0	0	1,50	0	0	0	
3,9	1,31	1,53	1,78	1,97	2,13	2,28	2,35	2,40	2,44	2,44	2,30	1,86	1,40	0,75	0	1,46	0	0	0	
3,8	1,30	1,52	1,75	1,94	2,10	2,24	2,32	2,35	2,37	2,35	2,05	1,75	1,19	0,35	0	1,425	0	0	0	
3,7	1,30	1,50	1,75	1,92	2,07	2,20	2,26	2,30	2,30	2,25	2,04	1,48	0,85	0	0	1,39	0	0	0	
3,6	1,30	1,49	1,72	1,90	2,05	2,16	2,21	2,22	2,21	2,15	1,90	1,45	0,70	0	1,35	0	0	0	0	
3,5	1,30	1,48	1,70	1,87	2,02	2,12	2,16	2,17	2,14	2,05	1,65	1,2	0,15	0	1,31	0	0	0	0	
3,4	1,25	1,47	1,68	1,85	2,0	2,08	2,10	2,10	2,05	1,95	1,60	0,95	0	1,27	0	0	0	0	0	
3,3	1,25	1,46	1,65	1,82	1,95	2,03	2,05	2,0	1,92	1,75	1,25	0,5	0	1,23	0	0	0	0	0	
3,2	1,25	1,45	1,63	1,79	1,90	2,00	2,00	1,92	1,80	1,70	1,05	0	0	1,195	0	0	0	0	0	
3,1	1,25	1,43	1,62	1,76	1,86	1,93	1,92	1,85	1,70	1,40	0,90	0	0	1,16	0	0	0	0	0	
3,0	1,23	1,42	1,60	1,72	1,82	1,86	1,83	1,75	1,60	1,30	0,60	0	0	1,125	0	0	0	0	0	
2,9	1,20	1,40	1,55	1,69	1,76	1,81	1,80	1,65	1,45	0,80	0	1,08	0	1,045	0	0	0	0	0	
2,8	1,20	1,39	1,50	1,65	1,72	1,75	1,72	1,55	1,20	0,5	0	1,01	0	1,01	0	0	0	0	0	
2,7	1,20	1,37	1,50	1,61	1,66	1,69	1,60	1,42	0,90	0,1	0	0,975	0	0,940	0	0	0	0	0	
2,6	1,19	1,35	1,46	1,57	1,60	1,61	1,55	1,30	0,75	0	0	0,940	0	0,905	0	0	0	0	0	
2,5	1,19	1,33	1,43	1,52	1,55	1,53	1,36	1,12	0,55	0	0	0,862	0	0,825	0	0	0	0	0	
2,4	1,16	1,30	1,40	1,48	1,50	1,45	1,30	0,90	0,25	0	0	0,825	0	0,785	0	0	0	0	0	
2,3	1,15	1,28	1,35	1,43	1,42	1,35	1,1	0,6	0	0	0	0,785	0	0,75	0	0	0	0	0	
2,2	1,14	1,26	1,32	1,37	1,35	1,22	0,90	0,30	0	0	0	0,75	0	0,75	0	0	0	0	0	
2,1	1,12	1,23	1,30	1,31	1,26	1,11	0,65	0	0	0	0	0,75	0	0,75	0	0	0	0	0	
2,0	1,10	1,2	1,25	1,24	1,20	1,0	0,45	0	0	0	0	0,75	0	0,75	0	0	0	0	0	

* $\sqrt{\xi_{\Phi}} = 1$, при $\xi_{\Phi} = 0$, $x/d = 0$.
 ** В скобках даны значения x/d .

высокотемпературных газовых струй, забалластированных инертными примесями) $l_{\phi} \sim \sqrt{\beta}$.

Комплекс $\frac{\theta(\beta-1)}{\vartheta+1}$ определяет также характер зависимости длины факела от температуры реагентов. В частности, при $\frac{\theta(\beta-1)}{\vartheta+1} \gg 1$ длина факела пропорциональна корню квадратному из отношения температур окислителя и топлива. Увеличение начального подогрева топлива ведет в этом случае к сокращению l_{ϕ} , а повышение температуры окислителя — к ее росту. При $\frac{\theta(\beta-1)}{\vartheta+1} \ll 1$ длина факела определяется в основном начальной температурой топлива и слабо зависит от температуры окислителя $\left(l_{\phi} \sim \left[\frac{1}{T_{1,0}} + k \frac{T_{\infty}}{T_{1,0}^{3/2}} \right], k \ll 1 \right)$.

5. Из отношений (4)–(10) и табл. 1 видно, что положение фронта пламени, длина и форма плоского и осесимметричного турбулентного факелов однозначно определяются значением комплекса $\beta\sqrt{\omega}$, отражающим влияние физико-химических характеристик исходных реагентов

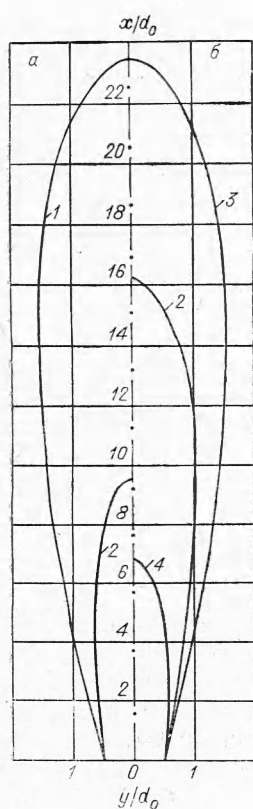


Рис. 5. Конфигурация факела C_3H_8 и CO .
 1 — C_3H_8 ; 2 — CO ($c_{1,0}=0,1$, $c_{2,\infty}=0,23$, $T_{1,0}=450^\circ K$, $T_{\infty}=300^\circ K$, $T_{\phi CO}=1030^\circ K$, $T_{\phi C_3H_8}=1780^\circ K$); 3 — C_3H_8 ($c_{1,0}=0,1$, $c_{2,\infty}=0,23$, $T_{1,0}=450^\circ K$, $T_{\infty}=300^\circ K$, $T_{\phi}=1780^\circ K$); 4 — CO ($c_{2,\infty}=0,23$, $c_{1,0}=0,1$, $T_{\infty}=300^\circ K$, $T_{1,0}=1350^\circ K$, $T_{\phi}=1780^\circ K$).

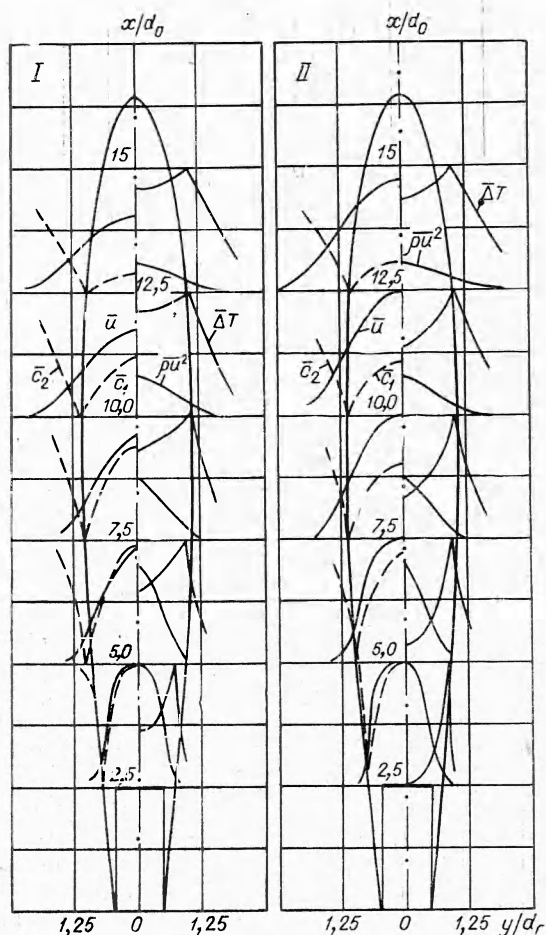


Рис. 6. Распределение скорости, ρu^2 , температуры и концентрации в турбулентном диффузионном факеле.

I — C_3H_8 ($c_{1,0}=0,1$, $T_{1,0}=1000^\circ K$, $T_{\phi}=1850^\circ K$, $\beta\sqrt{\omega}=3,52$); II — CO ($c_{1,0}=0,25$, $T_{1,0}=300^\circ K$, $T_{\phi}=1400^\circ K$, $\beta\sqrt{\omega}=3,52$).

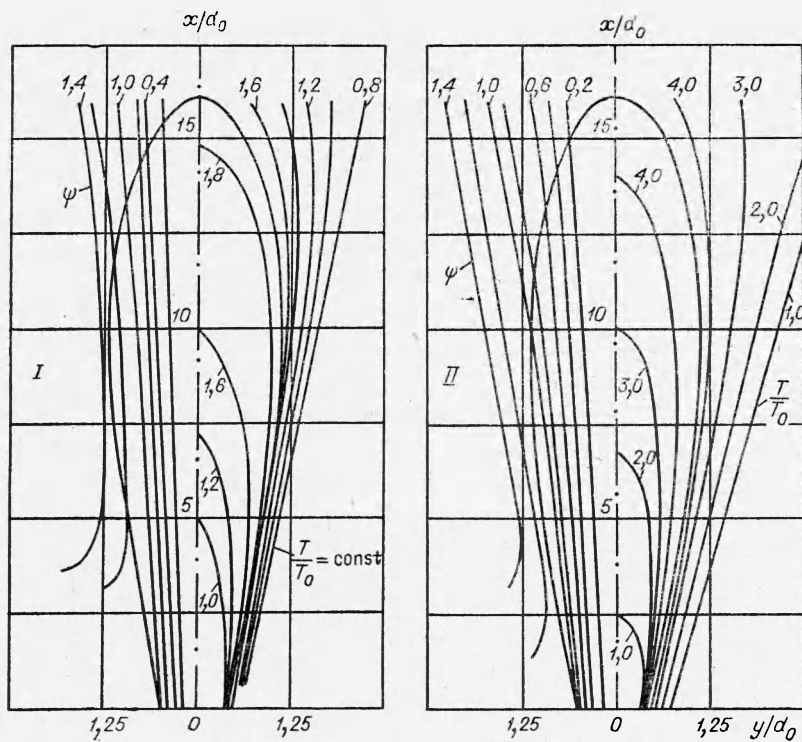


Рис. 7. Структура диффузионного факела (изотерма к линии тока).
I — C_3H_8 ; II — CO.

(q ; Ω) и режимных параметров ($c_{1,0}$, $c_{2,\infty}$, $T_{1,0}$, T_∞). В качестве иллюстрации их влияния приведем результаты расчета горения в воздухе ($c_{2,\infty}=0,23$; $T_\infty=300^\circ K$) двух типов топлива: окиси углерода ($q=2400$ ккал/кг; $\Omega=0,57$) и пропана ($q=11\,000$ ккал/кг; $\Omega=3,64$). Из различных вариантов сравнения факелов этих газов выберем следующие:

- 1) горение при одинаковых значениях начальной концентрации и температуры топлива (рис. 5, а);
- 2) горение при одинаковой температуре пламени (рис. 5, б);
- 3) горение при одинаковом для CO и C_3H_8 местоположении фронта пламени ($\beta\sqrt{\omega}=\text{const}$) (рис. 6, 7).

В первом случае различие в размерах факела связано прежде всего с различием стехиометрии, т. е. количества инжектируемого для горения воздуха. Во втором, когда температура горения в трех случаях (факел C_3H_8 и два варианта факела CO) одинакова, на размерах факела сказываются все факторы (и в первую очередь $c_{1,0}$ и Ω).

Наконец, в третьем случае соответствующим выбором значений $c_{1,0}$ и $T_{1,0}$ для CO и C_3H_8 (см. рис. 6) обеспечено совпадение фронтов пламени. При этом наиболее четко на аэродинамике факела сказывается начальный подогрев топлива. Для факела CO в этом расчете параметр $\omega_\phi \approx 5$, тогда как для C_3H_8 $\omega_\phi \approx 1,9$. Соответственно с этим в «холодном» факеле (CO) длина начального участка, на котором скорость практически не меняется, достигает 12 калибров, тогда как при горении C_3H_8 она равна 5 калиб-

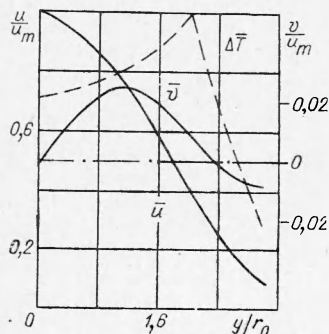


Рис. 8. Распределение скорости и температуры в поперечном сечении турбулентного диффузионного факела ($\sqrt{\xi}=0,06$; $\beta\sqrt{\omega}=3,5$).

рам. Более подробные данные по структуре этих двух факелов (CO и C_3H_8 при $\beta\sqrt{\omega} = 3,52$) видны из рис. 6, 7, на которых наряду с профилями ρu^2 , u , s и T показаны линии тока и изотермы.

На рис. 8 приведены данные по распределению характерных величин в поперечных сечениях факела. Здесь наряду с продольной компонентой вектора скорости показано распределение поперечной составляющей v . Из графика видно, что максимальное значение поперечной компоненты составляет 2% от u_m . Это показывает, что в диффузионном факеле, как и в свободной струе, выполняется приближение теории пограничного слоя.

В заключение кратко остановимся на эжекционных характеристиках диффузионного факела. Приведенные расчеты показывают, что в турбулентном диффузионном факеле расход топлива возрастает линейно по мере удаления от среза сопла. Уменьшение начальной температуры топлива и соответственно увеличение T_ϕ/T_0 приводит к снижению эжекционной способности факела. Это отражает общее для струйных течений свойство — увеличение дальности при истечении струи более плотного (холодного) газа в более легкий.

Поступила в редакцию
30/X 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. М., «Энергия», 1969.
2. Л. П. Ярин. ФГВ, 1969, 5, 2.
3. Л. П. Ярин. ФГВ, 1971, 7, 3.
4. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
5. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10.
6. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., «Физматгиз», 1960.
7. А. С. Гиневский. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
8. И. Л. Вертлиб, В. А. Арутюнов. В сб. «Процессы в пламени промышленных печей», № VIII. М., «Металлургия», 1969.
9. В. П. Войчак, Ш. А. Ершин. В сб. «Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики», вып. 4. Алма-Ата, Изд. АН КазССР, 1967.
10. В. Я. Безменов, В. С. Борисов. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1961, 4.
11. В. Е. Карелин. В сб. «Прикладная теплофизика». Алма-Ата, Изд. АН КазССР, 1964.
12. И. Ю. Палатник. Изв. АН КазССР, сер. энергетическая, 1960, 2 (18).
13. T. Gürel. Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen, 1915, 5—6.
14. W. Zimm. Über die Strömungsvorgänge in freien Luftstrahl. Forschung. a. d. Gebiete. d. Ingenieurwesens, № 234, 1921.
15. Н. П. Мурахвер, З. Б. Сакипов. В сб. «Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики». Вып. 8. Изд. АН КазССР, 1972.
16. Н. Н. Терехина. В сб. «Исследование физических основ рабочего процесса топков и печей». Изд. АН КазССР, 1957.
17. I. A. Masters. J. Chem. Phys., 1955, 23, 10.
18. В. Таусорн, Д. Уиддел, Г. Хоттел. В сб. «Вопросы горения», т. 1. ИЛ, 1953.
19. А. С. Телегин, Б. И. Китаев. В сб. «Теплообмен и вопросы экономики топлива в металлургических печах». Металлургиздат, 1951.
20. Э. А. Мартиросян, Л. П. Ярин. ФГВ, 1970, 6, 2.
21. Л. А. Вулис, В. Г. Живов и др. ИФЖ, 1971, XXI, 1.