

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

**ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ
В ЛАМИНАРНЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ГАЗОВЫХ СТРУЯХ**

К. Е. Джаугаштин, А. Л. Ярин

(Ленинград)

В [1] на основе уравнений пограничного слоя выполнено численное исследование гомогенного осесимметричного факела. В настоящей статье в развитие [1] приводятся результаты расчета диффузионного факела, образующегося при истечении осесимметричной струи горючего газа в пространство, заполненное окислителем, или в соосную спутную струю.

Исходная система уравнений пограничного слоя химически реагирующего газа, метод интегрирования, система обозначений приводятся в работе [1]. Начальные и граничные условия представлены в таблице (d — безразмерный радиус внешнего сопла. Одиночному факелу соответствует $d=1$, коаксиальному — $d>1$). Расход топлива при всех вариантах расчета сохранялся неизменным. Предполагается, что струя топлива имеет достаточно высокую температуру, обеспечивающую интенсивный процесс горения на ее границах.

Расчеты выполнены при следующих значениях режимных параметров, характерных для горения углеводородов в воздухе: $u_\infty=0$; $T_\infty=0,3$; $n=0,76$; $A=0,144 \cdot 10^8$; $\theta=30$; $1/\Theta_1=7,5$; $\sigma=4$; $c_\infty=0,2$; $c_0=0,05$; $c_1=0,2$; $T_1=0,3$; $Pr=Sc=0,65$ (T_1, c_1, u_1 — значения соответствующих величин во внешней струе коаксиального факела на срезе сопла). Начальная температура топлива считалась равной 1000 К, поэтому значения A, Θ_1 и θ_1 отличаются от значений соответствующих параметров в [1, 2], в которых также исследовалось горение углеводородов в воздухе, но при начальной температуре топлива, равной 300 К.

Приведем результаты расчета затопленного факела. На рис. 1 представлены профили скорости температуры, полной энтальпии и концентрации топлива и окислителя в нескольких поперечных сечениях факела. Здесь же приведены данные о скорости химических реакций, геометрии пламени и тепловыделении:

$$q(x) = \frac{2}{\theta_1 c_0} \left[\int_0^\infty \rho u (T - T_\infty) y dy - \frac{1 - T_\infty}{2} - \frac{u_1}{T_1} \frac{(T_1 - T_\infty)(d^2 - 1)}{2} \right].$$

Линия y_ϕ соединяет точки максимума скорости реакции в меридиональной плоскости и рассматривается как граница факела, а расстояние от среза сопла до сечения, в котором $y_\phi=0$ — как длина факела. Заметим, что длину факела можно определить и как расстояние вдоль оси x , на котором тепловыделение q изменяется от 0,05 до 0,95 [1]. Различия при этом в длинах факелов незначительны.

Начальные условия $\begin{matrix} x=0 \\ (\xi=0) \end{matrix}$	Граничные условия $\begin{matrix} x>0 \\ (\xi>0) \end{matrix}$
$\left. \begin{matrix} u=1 \\ T=1 \\ c=c_0 \\ c'=0 \end{matrix} \right\} \text{ при } \left\{ \begin{matrix} 0 \leq y < 1 \\ \left(0 \leq \eta < \frac{1-u_{\infty}}{2} \right) \end{matrix} \right.$	$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial c'}{\partial y} = v = 0 \text{ при } y=0$
$\left. \begin{matrix} u=u_1 \\ T=T_1 \\ c=0 \\ c'=c'_1 \end{matrix} \right\} \text{ при } \left\{ \begin{matrix} 1 \leq y < d, \ d > 1 \\ \left(\frac{1-u_{\infty}}{2} \leq \eta < I \right) \end{matrix} \right.$	$u=u_{\infty}; \ T=T_{\infty}; \ c=0; \\ c'=c'_{\infty} \text{ при } y \rightarrow \infty$
$\left. \begin{matrix} u=u_{\infty} \\ T=T_{\infty} \\ c=0 \\ c'=c'_{\infty} \end{matrix} \right\} \text{ при } \left\{ \begin{matrix} d \leq y < \infty \\ (\eta=I) \end{matrix} \right.$	

Как видно из рис. 1, в результате контакта нагретой до высокой температуры струи топлива с окислителем интенсивное горение начинается практически у кромки сопла и продолжается до расстояния $x \approx 0,27$. При этом на большей части этого расстояния ширина факела практически не изменяется и сохраняется приблизительно равной диаметру сопла. Распределение температуры указывает на значительный разогрев топлива во внутренней области факела за счет подвода тепла из зоны горения.

Данные о скорости химической реакции χ свидетельствуют о локализации зоны горения в сравнительно узкой области. Этот результат может служить в качестве обоснования методов расчета диффузионного факела, основанных на представлении фронта пламени в виде математической поверхности [3]. Величина χ резко убывает по обе

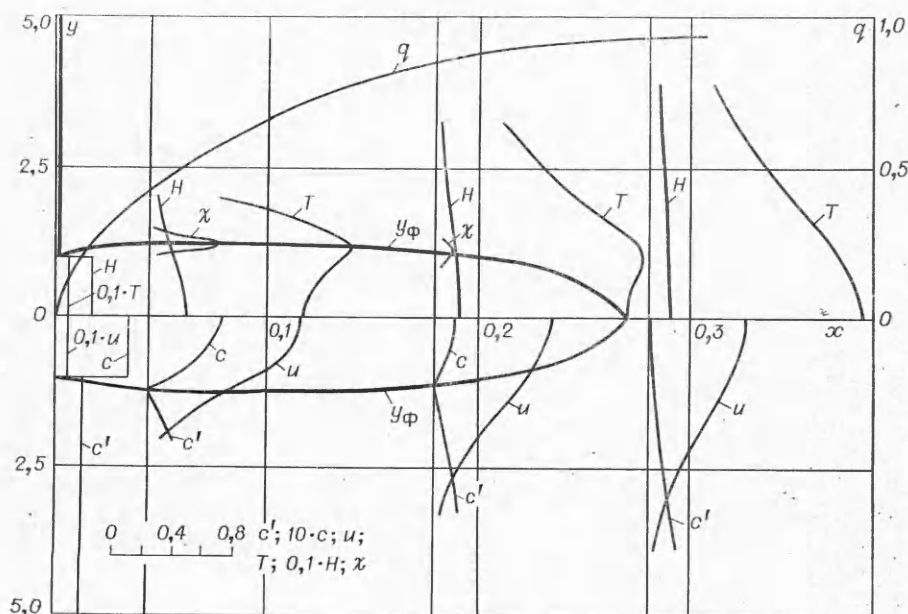


Рис. 1. Структура диффузионного факела при горении одиночной струи.

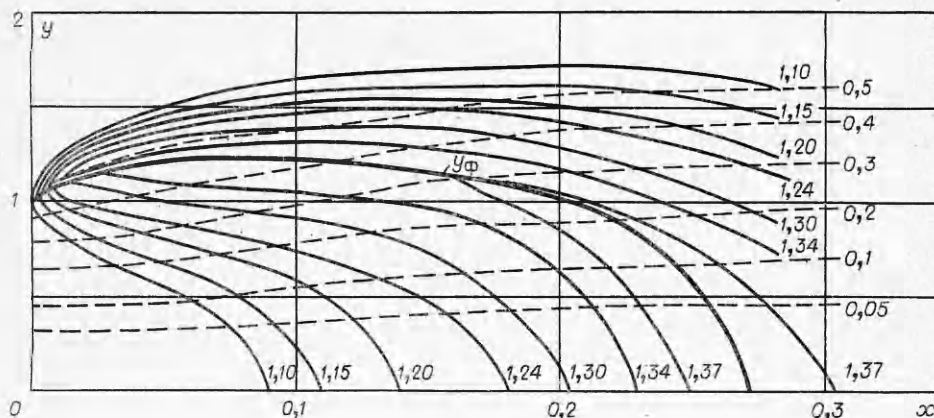


Рис. 2. Линии тока (штриховые) и изотермы (сплошные линии) диффузионного факела при горении одиночной струи.

стороны от границы пламени. При этом концентрации топлива и окислителя в области, где χ заметно отлочно от нуля, малы. Максимальная величина скорости химической реакции убывает при удалении от сопла вследствие уменьшения концентрации топлива, а температура горения остается приблизительно постоянной вдоль факела.

Газодинамическая структура факела (изотермы и линии тока) в факеле одиночной струи представлены на рис. 2. Изотермы пересекают ось дважды: внутри поверхности пламени из-за разогрева топлива теплом, отводимым от зоны химической реакции, и вне поверхности пламени вследствие охлаждения продуктов реакции.

При расчете коаксиального факела возникают специфические трудности, связанные с конечно-разностной аппроксимацией уравнений. В переменных ξ , η области, занятые топливом и окислителем, соответственно, приближенно равны $\frac{(1-u_\infty)}{2}$ и $\frac{u_1^2}{T_1} \frac{(d^2-1)}{2}$. Для расчета с достаточной степенью точности течения в области, заполненной топливом, необходимо иметь не менее 20 прямых, на которых аппроксимируются производные по η [1]. (При расчете коаксиального факела неравномерный шаг по η используется как во внутреннем, так и во внешнем

сопле.) Поскольку величина $\frac{u_1^2}{T_1} \frac{(d^2-0)}{2}$ может быть значительно больше, чем $(1-u_\infty)/2$, то расчеты при одинаковом среднем шаге $\Delta\eta$ в области внутренней и внешней струи приведут к значительному увеличению количества прямых в области, обтекающей струи, и соответственно, к резкому увеличению затрат машинного времени. Увеличение шага $\Delta\eta$ во внешней области позволяет уменьшить число прямых, но может внести погрешность в результаты расчета. Последние показали, что при условии $(1-u_\infty)/2I \geq 0,2$ указанная погрешность невелика. Здесь
$$I = \frac{1-u_\infty}{2} + \frac{u_1^2}{T_1} \frac{(d^2-1)}{2}.$$

При расчете коаксиального факела основное внимание было уделено исследованию влияния параметра спутности и отношения диаметров внешнего и внутреннего сопел. Конфигурации факелов при различных значениях параметров d и u_1 , а также форма одиночного факела приведены на рис. 3 (распределения различных характеристик коаксиального факела с качественной стороны аналогичны структуре затопленного факела). Видно, что увеличение скорости спутной струи, так же как рост отношения диаметров сопел приводит к сокращению

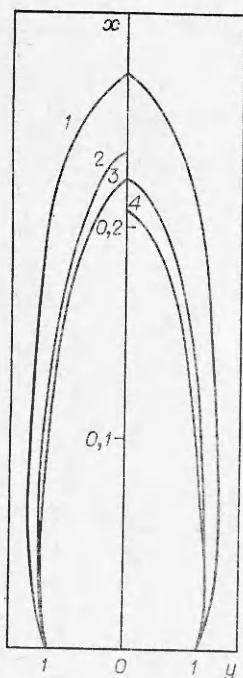


Рис. 3. Конфигурации диффузионных факелов.
1 — $d=1$ или $u_1=0$; 2 — $d=1,5$, $u_1=0,5$; 3 — $d=2$, $u_1=0,5$; 4 — $d=2$, $u_1=1$.

длины факелов. Это связано с тем, что с увеличением параметра спутности или значения d градиент концентрации топлива $\left. \frac{\partial c}{\partial y} \right|_{y=y_{\Phi}}$ увеличивается. При постоянном значении коэффициента диффузии D это приводит к росту потока топлива $j|_{y=y_{\Phi}} \sim D \cdot$

$\left. \frac{\partial c}{\partial y} \right|_{y=y_{\Phi}}$ к фронту пламени и соответственно к возрастанию напряженности горения (сокращению длины факела). Как известно, в турбулентном коаксиальном факеле наблюдается другая зависимость длины факела от указанных параметров [3], которая обусловлена свойствами турбулентного смешения, и в частности зависимостью коэффициента турбулентной диффузии от градиента скоростей потока. Экспериментальные данные [4] указывают на качественное отличие зависимостей длин ламинарного и турбулентного диффузионных факелов от параметра спутности. Рост параметра спутности u_1 приводит к монотонному убыванию длины ламинарного диффузионного факела (результаты получены для значений $u_1 < 1$ и $u_1 > 1$).

Таким образом, влияние некоторых режимных параметров в диффузионном факеле (в частности, в коаксиальном) при ламинарном и турбулентном режимах течения имеет качественно различный характер.

Поступила в редакцию
19/XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Е. Джаугаштин, А. Л. Ярин. ФГВ, 1978, 14, 3.
2. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, Э. А. Закарин. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.
4. B. J. Hill, K. Holmes, D. G. Martin. Fuel, 1972, 51, 3, 202.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ ГАФНИЯ, НИОБИЯ И ТАНТАЛА С КРЕМНИЕМ

А. Р. Саркисян, С. К. Долуханян, И. П. Боровинская

(Ереван)

В работе [1] изучены некоторые закономерности горения в системах молибден — кремний, титан — кремний, цирконий — кремний и рассмотрены условия образования в этих системах различных силицидов. В указанных системах горение в самораспространяющемся режиме лег-