

Полученный результат позволяет качественно объяснить данные опытов [1—3]. Действительно, из (18) видно, что увеличение масштаба турбулентности приводит к возрастанию u_t . Далее, поскольку при увеличении давления параметр a уменьшается, как p^{-1} , а u_n слабо зависит от давления, то из (18) следует, что с возрастанием давления вклад турбулентных пульсаций в скорость распространения пламени увеличивается.

Разумеется проведенный выше анализ не отличается достаточной строгостью, так как в нем не учитывается изменение плотности и, кроме того, были рассмотрены достаточно простые примеры. Однако полное качественное соответствие теоретических и экспериментальных данных указывает на то, что высказанные идеи могут оказаться полезными при анализе проблемы в общем случае.

Поступила в редакцию
10/XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг. Газодинамика и физика горения. М., Изд-во АН СССР, 1959.
2. А. В. Талантов, В. М. Янковский. Изв. вузов, Авиационная техника, 1969, 3.
3. В. А. Храмцов. Горение в турбулентном потоке. М., Изд-во АН СССР, 1960.
4. G. K. Batchelor. Proc. Roy. Soc., 1952, a, 213, 1114.
5. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1966, 1.
6. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1949, 12, 1.
7. G. I. Taylor. Scientific Papers, Camb. Univ. Press, 1960.
8. Дж. Бэтчелор. Теория однородной турбулентности. М., ИЛ, 1955.
9. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. М., «Наука», 1967.
10. P. G. Saffman. J. Fluid Mech., 1967, 27, 3.
11. Б. В. Раушенбах, С. А. Белый и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания ВРД. М., «Машиностроение», 1964.

УДК 534.46

СТРУКТУРА И РАСЧЕТ СПУТНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА

Л. П. Ярин
(Ленинград)

В развитие работы [1] рассмотрим закономерности турбулентного диффузионного факела, распространяющегося в безграничном спутном потоке. Примем, что струя газообразного топлива с начальной температурой $T_{1,0}$ и концентрацией $c_{1,0}$ втекает в спутный поток окислителя, движущийся со скоростью u_∞ (рис. 1). Температуру и концентрацию окислителя в спутном потоке будем считать равными соответственно T_∞ и c_∞ . Примем также, что начальное распределение скорости, температуры и концентрации в струе и спутном потоке равномерное.

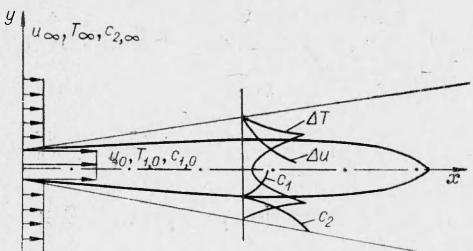


Рис. 1. Схема течения.

Тем самым пренебрежем влиянием пограничных слоев, образующихся при обтекании сопла. Ограничиваюсь в дальнейшем рассмотрением движения с относительно малым отношением скоростей ($m = \frac{u_\infty}{u_0} < 1$), при котором реализуется практически изобарическое течение, примем как и ранее [1], что смешение компонентов в зоне горения является совершенным, а скорость химической реакции бесконечно большой.

При сделанных допущениях расчет турбулентного диффузионного факела, распространяющегося в спутном потоке, сводится к интегрированию системы уравнений¹:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \overline{\rho u \Delta u}}{\partial \bar{\xi}} &= \frac{1}{\bar{y}^k} \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\bar{y}^k \frac{\partial \overline{\rho u \Delta u}}{\partial \bar{y}} \right); \\ \frac{\partial \overline{\rho u \Delta c}}{\partial \bar{\xi}_c} &= \frac{1}{\bar{y}^k} \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\bar{y}^k \frac{\partial \overline{\rho u \Delta c}}{\partial \bar{y}} \right),\end{aligned}\quad (1)$$

при следующих граничных условиях:

$$\left. \begin{array}{l} \overline{\rho u \Delta u} = 1, \quad \overline{\rho u \Delta c} = 1 \text{ при } 0 \leq \bar{y} \leq 1 \\ \overline{\rho u \Delta u} \rightarrow 0, \quad \overline{\rho u \Delta c} \rightarrow 0 \text{ при } \bar{y} > 1 \end{array} \right\} \text{при } \bar{\xi} = 0;$$

$$\left. \begin{array}{l} \overline{\rho u \Delta u} \rightarrow 0, \quad \overline{\rho u \Delta c} \rightarrow 0 \text{ при } \bar{y} \rightarrow \infty \\ \frac{\partial \overline{\rho u \Delta u}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0, \quad \frac{\partial \overline{\rho u \Delta c}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0 \text{ при } \bar{y} = 0 \end{array} \right\} \text{при } \bar{\xi} > 0,$$

$$\text{где } \overline{\rho u \Delta u} = \frac{\rho u (u - u_\infty)}{\rho_0 u_0 (u_0 - u_\infty)}, \quad \overline{\rho u \Delta c} = \frac{\overline{\rho u \Delta c}}{\rho_0 u_0 \Delta c_0}; \quad \Delta c = \bar{c}_1 - \bar{c}_2 + 1; \quad \bar{c}_1 = \frac{c_1}{c_2} \Omega;$$

$\bar{c}_2 = \frac{c_2}{c_{2,\infty}}$ (Ω — стехиометрический коэффициент реакции); $\xi(x)$ — эффективная переменная ($\xi = \xi_i$; ξ_i ; ξ_c — соответственно для динамической тепловой и диффузионной задачи, $\frac{\xi}{\xi_i} = \frac{\xi}{\xi_c} = \sigma = \text{const}$);

$$\xi = \frac{\xi}{r_0^2}, \quad \bar{y} = \frac{y}{r_0}; \quad r_0 — \text{радиус сопла.}$$

Решение системы уравнений (1) имеет вид²

$$L_i = 0,5 \left[\operatorname{erf} \left(\frac{1+y}{2V\xi_i} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{1-y}{2V\xi_i} \right) \right]$$

для плоского и

$$L_i = P(\xi_i, y)$$

для осесимметричного течения, где $L_i = \rho u \Delta u$ или $\rho u \Delta c$; $P(\xi_i, y)$ — функция Мастерса [2].

Как показывают данные экспериментов [3], при спутном движении переменная $\xi(x)$ есть функция параметров m и ω_* ($\omega_* = \frac{\rho_\infty}{\rho_0}$). Зависимость $\xi(x, m, \omega_*)$ может быть найдена на основе данных об изменении $\rho u \Delta u$ вдоль оси течения при различных значениях параметров m и ω_* . Для приближенного расчета спутных струй может быть использовано (при $\frac{x}{d} < 30$ и $m < 0,4$) следующее эмпирическое соотношение:

$$V\xi = V\xi_0 \frac{1 - mV\omega_*}{1 + mV\omega_*}, \quad (2)$$

где $V\xi_0$ — значение $V\xi$ при $m=0$ и $\omega_*=1$.

¹ При равенстве числа Льюиса единице.

² Здесь и в дальнейшем черточки над безразмерными величинами опущены.

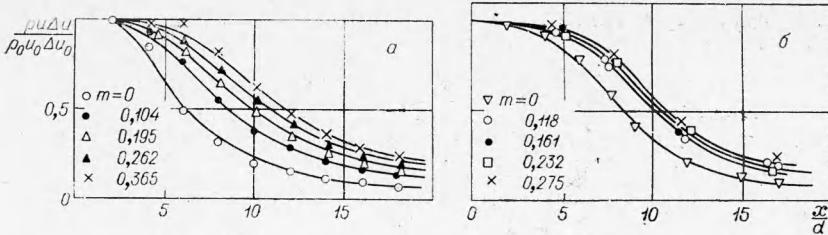


Рис. 2. Изменение $\rho_i \Delta u$ в спутной турбулентной струе (а) и газовом факеле (б).

Соотношение (2) может быть использовано так же при расчете турбулентного диффузионного факела, распространяющегося в спутном потоке. При этом следует иметь в виду, что в газовом факеле поле плотности определяется не только значением начальных температур струи и спутного потока, но и температурой горения, связанной с калорийностью топлива, т. е. с совокупностью параметров $\omega_* = \frac{T_\phi}{T_\infty}$ и $\omega = \frac{T_\phi}{T_0}$.

В этом случае при приближенной оценке зависимости $\sqrt{\xi}$ от m , ω_* и ω по уравнению (2) следует учитывать, что при горении неперемешанных газов фронт пламени располагается вблизи внешней границы пограничного слоя. Последнее позволяет рассматривать факел как струю, втекающую в спутный поток с температурой $T \approx T_\phi$ и скоростью $u \approx u_\infty$. Учитывая эту особенность, можно записать соотношение (2) в виде

$$\sqrt{\xi} = \sqrt{\xi_0} \frac{1 - \frac{m}{\sqrt{\omega}}}{1 + \frac{m}{\sqrt{\omega}}}. \quad (3)$$

Из соотношений (2) и (3) видно, что при прочих равных условиях зависимость эффективной переменной ξ (и соответственно зависимость толщины струи, темпа затухания скорости вдоль оси и т. д.) от скорости спутного потока в газовых пламенах значительно более слабая, чем в струях инертного газа (рис. 2). Из графика видно, что увеличение скорости спутного потока ведет к резкому уменьшению интенсивности затухания $\rho_i \Delta u$ в спутной струе и незначительному — в спутном факеле.

Следует подчеркнуть, что соотношения (2) и (3) эмпирические. Они могут быть применены лишь в той области значений режимных параметров, в которой принятая аппроксимация зависимости $\xi(m, \omega)$ удовлетворительно коррелирует с экспериментом. В соответствии с этим излагаемая ниже методика может быть использована для расчета структуры спутного факела при изменении параметров m и ω в пределах $1 \leq m \leq 0,4$; $1 < \omega \leq 6$.

По известным значениям $\rho_i \Delta u = L(\xi, u)$ и $\rho_i \tilde{\Delta c} = L\left(\frac{\xi}{\sigma}, y\right)$ нетрудно найти распределение Δc и с учетом подобия профилей c и T определить поле скорости, температуры и концентрации. Учитывая, что такой расчет в значительной степени аналогичен расчету затопленного факела [1], ограничимся в дальнейшем кратким изложением основных результатов.

Для определения профилей концентрации (температуры) используем уравнение $\rho_i \tilde{\Delta c} = L\left(\frac{\xi}{\sigma}, y\right)$. Учитывая, что во внутренней области

факела присутствует только один из реагентов, получим

$$\frac{c_1}{c_{1,0}} = \frac{T - T_\Phi}{T_0 - T_\Phi} = \frac{\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho_0 u_0} \frac{L\left(\frac{\xi}{\sigma}, y\right)}{L\left(\frac{\xi_\Phi}{\sigma}, y_\Phi\right)} - 1}{\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho_0 u_0} \frac{1}{L\left(\frac{\xi_\Phi}{\sigma}, y_\Phi\right)} - 1}, \quad (4)$$

$$\frac{c_2}{c_{2,\infty}} = \frac{T_\Phi - T}{T_\Phi - T_\infty} = 1 - \frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho u} \frac{L\left(\frac{\xi}{\sigma}, y\right)}{L\left(\frac{\xi_\Phi}{\sigma}, y_\Phi\right)}. \quad (5)$$

Соотношения (4) и (5) содержат две неизвестные функции — концентрацию (температуру) и скорость¹. Для определения связи между ними наряду с соотношениями (4) и (5) используем уравнение $\rho u \Delta u = L(\xi, y)$. Решая его относительно ρu , получим:

$$\frac{\rho u}{\rho_0 u_0} = L(\xi, y) \frac{1-m}{\frac{u}{u_0} - m} \quad (6)$$

Положив в уравнении (6) $\xi = \xi_\Phi$, $y = y_\Phi$, будем иметь

$$\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho_0 u_0} = L(\xi_\Phi, y_\Phi) \frac{1-m}{\frac{u_\Phi}{u_0} - m}. \quad (7)$$

Из уравнений (6) и (7) следует:

$$\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho u} = \frac{L(\xi_\Phi, y_\Phi)}{L(\xi, y)}. \quad (8)$$

Используем полученные соотношения для преобразования уравнений (4) и (5). С этой целью умножим левую и правую части уравнения (4) на $\frac{\rho u}{\rho_0 u_0}$. Учитывая, что $\rho T = \text{const}$, получим

$$\frac{u}{u_0} - \frac{\rho u}{\rho_0 u_0} \left\{ \omega + (1-\omega) \frac{\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho u} \frac{L(\xi/\sigma, y)}{L(\xi_\Phi/\sigma, y_\Phi)} - 1}{\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho_0 u_0} \frac{1}{L(\xi_\Phi/\sigma, y_\Phi)} - 1} \right\} = 0. \quad (9)$$

Заменив в уравнении (9) $\frac{\rho u}{\rho_0 u_0}$, $\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho u}$ и $\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho_0 u_0}$ по формулам (6) — (8), будем иметь

$$\frac{u}{u_0} \left(\frac{u}{u_0} - m \right) - L(\xi, y)(1-m) \left\{ \omega + (1-\omega) \frac{\frac{u}{u_0} - m}{\frac{\Phi_1(\xi, y)}{\Phi_2(\xi, y)} \frac{\frac{u}{u_0} - m}{\frac{u}{u_0} - m} - 1} \right\} = 0, \quad (10)$$

где

$$\Phi_1(\xi, y) = \frac{L\left(\frac{\xi}{\sigma}, y\right)}{L\left(\frac{\xi_\Phi}{\sigma}, y_\Phi\right)}; \quad \Phi_2 = \frac{L\left(\frac{\xi_\Phi}{\sigma}, y_\Phi\right)}{L\left(\frac{\xi}{\sigma}, y\right)}.$$

¹ Так как давление в факеле постоянное, то плотность газа зависит только от температуры.

при $\xi = \xi_\Phi$ и $y = y_\Phi$ уравнение (10) примет вид

$$\left(\frac{u_\Phi}{u_0}\right)^2 - m\left(\frac{u_\Phi}{u_0}\right) - \omega(1-m)L(\xi_\Phi, y_\Phi) = 0.$$

Решая это уравнение относительно u_Φ/u_0 , получим выражение для определения значения скорости на фронте пламени

$$\frac{u_\Phi}{u_0} = 0,5 [m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_\Phi, y_\Phi)}]. \quad (11)$$

Уравнение (10) можно записать

$$\begin{aligned} \left(\frac{u}{u_0}\right)^2 - \left(\frac{u}{u_0}\right) \left\{ m + \frac{L(\xi, y)\Phi_1(\xi, y)(1-m)(1-\omega)}{\Phi_2(\xi, y)(1-m) - \left(\frac{u_\Phi}{u_0} - m\right)} \right\} - \\ - L(\xi, y)(1-m) \left\{ \omega - (1-\omega) \left[\frac{m\Phi_1(\xi, y) + \left(\frac{u_\Phi}{u_0} - m\right)}{\Phi_2(\xi, y)(1-m) - \left(\frac{u_\Phi}{u_0} - m\right)} \right] \right\} = 0. \end{aligned}$$

Отсюда (с учетом уравнения (11)) получим следующее соотношение для определения скорости во внутренней области факела:

$$\frac{u}{u_0} = 0,5 [Z_1 + \sqrt{Z_1^2 + 4Z_2}], \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} Z_1 &= m + L(\xi, y) \frac{(1-m)(1-\omega)\Phi_1(\xi, y)}{\Phi_2(\xi, y) - 0,5 [\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_\Phi, y_\Phi)} - m]}; \\ Z_2 &= (1-m)L(\xi, y) \left\{ \omega - (1-\omega) \left[\frac{m\Phi_1(\xi, y) + 0,5 (\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_\Phi, y_\Phi)} - m)}{(1-m)\Phi_2(\xi, y) - 0,5 (\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_\Phi, y_\Phi)} - m)} \right] \right\}. \end{aligned}$$

Распределение температуры и концентрации топлива во внутренней области факела найдем из решения уравнений (4), (7), (8) и (11)

$$\frac{c_1}{c_{1,0}} = \frac{T - T_\Phi}{T_0 - T_\Phi} = \frac{\Phi_1(\xi, y)(u_* - m) - 0,5 [\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_\Phi, y_\Phi)} - m]}{\Phi_2(\xi, y)(1-m) - 0,5 [\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_\Phi, y_\Phi)} - m]},$$

где $u_* = \frac{u}{u_0}$ — определяется уравнением (12).

Для определения профилей скорости, температуры и концентрации во внешней области факела используем уравнение (5). Умножив левую и правую части этого уравнения на $\frac{\rho u}{\rho_0 u_0}$, получим после некоторых преобразований

$$\begin{aligned} \left(\frac{u}{u_0}\right)^2 - \left(\frac{u}{u_0}\right)L(\xi, y) \left\{ m + \frac{\omega \left(1 - \frac{1}{\omega_1}\right) \Phi_1(\xi, y)(1-m)}{\frac{u_\Phi}{u_0} - m} \right\} - \\ - L(\xi, y)(1-m) \frac{\omega}{\omega_1} \left\{ 1 - \frac{m(\omega_1 - 1)\Phi_1(\xi, y)}{\frac{u_\Phi}{u_0} - m} \right\} = 0, \end{aligned}$$

где $\omega_1 = \frac{T_\Phi}{T_\infty}$. Отсюда, учитывая уравнение (11), получим

$$\frac{u}{u_0} = 0,5 [Z_3 + \sqrt{Z_3^2 + 4Z_4}], \quad (13)$$

где

$$Z_3 = m + 2L(\xi, y)\Phi_1(\xi, y) \frac{\omega}{\omega_1} \frac{(1-m)(\omega_1-1)}{\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_\phi, y_\phi)-m}},$$

$$Z_4 = L(\xi, y)(1-m) \frac{\omega}{\omega_1} \left[1 - \frac{2m\Phi_1(\xi, y)(\omega-1)}{\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_\phi, y_\phi)-m}} \right].$$

Из уравнений (5), (7) и (11) найдем распределение температуры и концентрации во внешней области факела

$$\frac{c_2}{c_{2,\infty}} = \frac{T_\phi - T}{T_\phi - T_\infty} = 1 - 2\Phi_1(\xi, y) \frac{u_{**} - m}{\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi, y)-m}},$$

где $u_{**} = \frac{u}{u_0}$ — определяется уравнением (13).

Координаты фронта пламени определим из уравнения $\rho u \Delta \tilde{c} = L(\xi, y)$. Положив в этом уравнении $c_1=0$, будем иметь (с учетом соотношения (11))

$$m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_\phi, y_\phi)} = 2\omega\beta L\left(\frac{\xi_\phi}{\sigma}, y_\phi\right). \quad (14)$$

Из уравнений (11) и (14) следует, в частности

$$u_\phi/u_0 = \omega\beta L(\xi_\phi/\sigma, y_\phi).$$

Положив в уравнении (14) $y_\phi=0$, получим соотношение для определения $\sqrt{\xi_l}$ — координаты вершины факела в плоскости ξ, y

$$0,5 \left[m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)\operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{\xi_l}}\right)} \right] = \beta\omega \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\sigma}}{2\sqrt{\xi_l}}\right)$$

для плоского и

$$0,5 \left[m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)\left[1 - \exp\left(-\frac{1}{4\xi_l}\right)\right]} \right] = \beta\omega \left[1 - \exp\left(\frac{\sigma}{4\xi_l}\right)\right] \quad (15)$$

для осесимметричного факела.

Приведем также приближенное выражение для определения длины осесимметричного факела при $\sqrt{\xi_l} > 1$. Разлагая $\exp\left(-\frac{1}{4\xi_l}\right)$ в ряд и ограничиваясь первыми членами разложения, получим из (15)

$$\sqrt{\xi_l} = \frac{\sigma\beta\sqrt{\omega}}{2} [(1-m) + m\beta\sigma]^{-0.5}.$$

Учитывая, что $\sqrt{\xi_{l,m=0}} = \frac{\sigma\beta\sqrt{\omega}}{2}$, а $\sqrt{\xi} = \sqrt{\xi_{m=0}} \frac{1-m/\sqrt{\omega}}{1+m/\sqrt{\omega}}$ ($\sqrt{\xi_{m=0}} = cx$), получим

$$\frac{l_\phi}{l_{\phi,m=0}} = \frac{1+m/\sqrt{\omega}}{1-m/\sqrt{\omega}} [(1-m) + m\beta\sigma]^{-0.5}.$$

В частном случае $\sigma=1$ расчетные соотношения для определения основных характеристик спутного факела значительно упрощаются. При $\sigma=1$ уравнение для определения координат фронта пламени примет вид

$$L(\xi_\phi, y_\phi) = \frac{1+m(\beta-1)}{\omega\beta^2}. \quad (16)$$

Из уравнений (11) и (16) получим выражение для определения значе-

ния скорости газа на фронте пламени

$$\frac{u_\Phi}{u_0} = \frac{1 + m(\beta - 1)}{\beta}.$$

Используем последнее выражение для преобразования формул, описывающих распределение температуры и концентрации. В результате получим

$$\frac{c_1}{c_{1,0}} \frac{T - T_\Phi}{T_0 - T_\Phi} = \frac{\beta \left(\frac{u}{u_0} - m \right) - (1 - m)}{(1 - m) \beta}$$

для области изменения y от 0 до y_Φ и

$$\frac{c_2}{c_{2,\infty}} = \frac{T_\infty - T}{T_\Phi - T_\infty} = 1 - \frac{\beta}{1 - m} (u/u_0 - m)$$

для области изменения y от y_Φ до ∞ .

Распределение скорости в факеле описывается следующими соотношениями:

$$\frac{u}{u_0} = 0,5 [Z_1 + \sqrt{Z_1^2 + 4Z_2}]$$

при $0 < y < y_\Phi$ и

$$\frac{u}{u_0} = 0,5 [Z_3 + \sqrt{Z_3^2 + 4Z_4}]$$

при $y_\Phi < y < \infty$, где

$$Z_1 = m + L(\xi, u) \beta \frac{1 - \omega}{\beta - 1}; \quad Z_2 = L(\xi, u) \left[\frac{\omega \beta - 1}{\beta - 1} - m \right];$$

$$Z_3 = L(\xi, y) \frac{\omega}{\omega_1} (\omega_1 - 1) \beta + m; \quad Z_4 = L(\xi, y) \frac{\omega}{\omega_1} [(1 - m) - m (\omega_1 - 1) \beta].$$

На рис. 3 для различных значений параметра m показаны типичные конфигурации спутного факела. Из графика видно, что увеличение скорости спутного потока приводит к заметному росту длины факела и незначительному уменьшению его ширины.

Характер распределения скорости и температуры вдоль оси факела при различной скорости спутного потока показан на рис. 4. Видно, что более высоким значениям m отвечает менее интенсивное нарастание температуры (затухание скорости) вдоль оси течения. Это отражает общее для струйных движений свойство — уменьшение интенсивности смешения (и соответственно локального тепловыделения) при увеличении m .

Наличие сосредоточенного источника тепла — фронта пламени — вызывает заметное изменение в спутном факеле поля плотности потока импульса и плотности тока. Некоторые данные по распределению $\rho u D u$ и ρu^2 вдоль оси спутного факела приведены на рис. 5. Из графика видно, что вблизи вершины факела профили ρu^2 и ρu имеют характерный минимум.

На рис. 6 приведены данные по влиянию режимных параметров (см. таблицу) на аэродинамику спутного турбулентного факела. Они показывают, что увеличение концентрации топлива в газовой струе приводит к заметному удлинению и некоторому расширению факела. При повышении концентрации окислителя в спутном потоке длина факела уменьшается. Что касается начальной температуры, то повышение ее приводит к заметному сокращению факела, в то время как увеличение температуры окислителя ведет к росту l_Φ .

Существенное влияние на аэродинамику спутного факела оказывает химический состав топлива — стехиометрическое соотношение. На

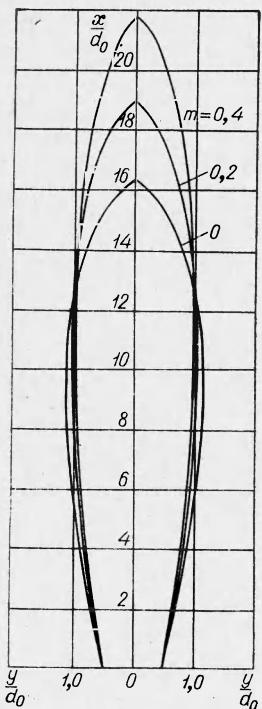


Рис. 3. Конфигурация спутного факела при различных значениях m .

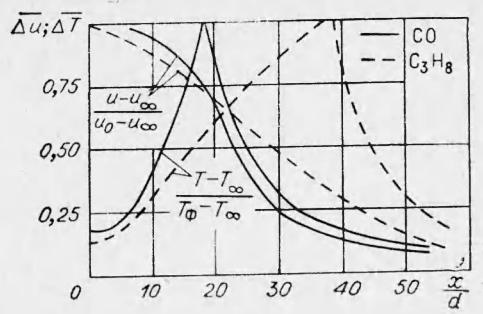


Рис. 4. Изменение скорости и температуры вдоль оси спутного факела.
1— $m=0$; 2— $m=0,2$; 3— $m=0,4$.

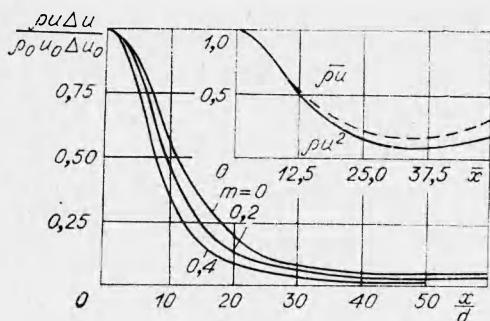


Рис. 5. Изменение $\rho_i \Delta u$, ρ_i^2 , ρ_i вдоль оси спутного факела.

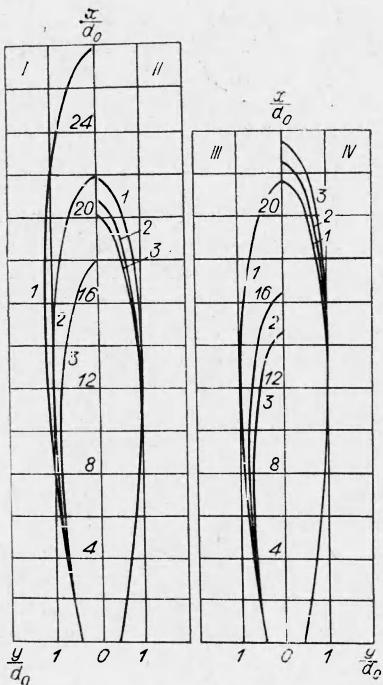


Рис. 6. Конфигурация спутного факела при различных значениях режимных параметров ($m=0,4$).

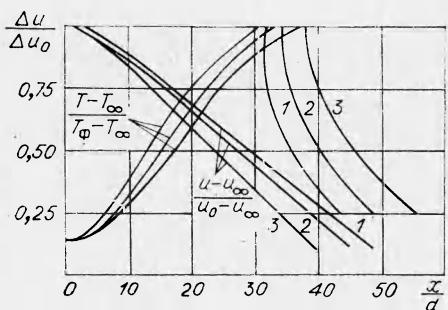


Рис. 7. Изменение скорости и температуры вдоль оси спутного факела.

Параметры	I			II			III			IV		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
$c_{1,0}$	0,15	0,25	0,35	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
$c_{2,\infty}$	0,23	0,23	0,23	0,23	0,28	0,33	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23
$T_{1,0}$	300	300	300	300	300	300	300	600	900	300	300	300
$T_{2,\infty}$	300	300	300	300	300	300	300	300	300	600	600	900

рис. 7 приведены данные по распределению скорости и температуры вдоль оси факела CO и C₃H₈ при одинаковых для обоих видов топлива значениях $c_{1,0}$, $c_{2,\infty}$, $T_{1,0}$, $T_{2,\infty}$. Из графика видно, что при прочих равных условиях большим значениям стехиометрического отношения отвечает большая длина факела. С качественной стороны влияние $c_{1,0}$, $c_{2,\infty}$ и др. на аэродинамику спутного факела аналогично влиянию концентрации реагентов и т. д. на аэродинамику затопленного факела.

Поступила в редакцию
5/XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

- Л. А. Вулис, Л. П. Ярин. ФГВ, 1974, 10, 2.
- J. A. Masters. J. Chem. Phys., 1955, 23, 1.
- Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.

УДК 534.222.2

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ОКИСЛИТЕЛЯ НА СКОРОСТЬ ГЕТЕРОГЕННОЙ (ГАЗ-ПЛЕНКА) ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий, Я. К. Трошин
(Москва)

1. В трубах, заполненных газообразным окислителем, на стенки которых нанесена пленка горючего, возможно распространение детонационного процесса. В первой работе по исследованию этого явления [1] наблюдалось распространение детонации со скоростью $D = 1200$ м/с в трубе диаметром $d = 25$ см при начальном давлении воздуха $p_1 = 7$ атм. Горючим в системе являлась пленка сма佐чного масла с низкой упругостью пара (концентрация насыщенных паров при начальных условиях была значительно ниже значения, обеспечивающего образование горючей смеси бедного состава). В трубах малого диаметра $1 \frac{1}{4}$ см и при сравнительно малых начальных давлениях $0,5 - 2$ атм исследования проводились только для гетерогенных систем, в которых окислителем являлся кислород [2—5]. При этом отмечалось, что при замене кислорода воздухом детонацию инициировать не удается. Повидимому, последнее обстоятельство было причиной того, что теоретические расчеты параметров детонации [4—6] выполнены лишь для гетерогенных систем, в которых окислителем был кислород. В то же время взрывы магистралей воздушных компрессоров [7] и результаты работы [1] показывают, что при выполнении определенных условий детонация возможна в гетерогенных системах, окислителем в которых был воздух.