

стехиометрических ацетилено- [12] и метановоздушных [7] смесей.

По определенной зависимости $S_u(p, T)$ для ацетоно-воздушной смеси (см. рис. 5) можно получить значения барического n и по связи ϵ , n и m температурного m показателей степени в (1). Средние значения m и n в исследованной области давлений и температур приведены в таблице и изменяются в пределах $n \approx - (0,05-0,33)$ и $m \approx 1,32-2,15$.

Таким образом, применение метода бомбы постоянного объема совместно с методом оптимизации позволило обнаружить ряд особенностей динамики развития взрыва в замкнутом объеме, в частности, немонотонность изменения температуры продуктов сгорания и видимой скорости, а также определить для стехиометрической ацетоно-воздушной смеси температурную и барическую зависимость нормальной скорости распространения пламени в достаточно широком диапазоне давлений и температур.

Авторы выражают благодарность В. С. Бабкину и В. Т. Монахову за обсуждение результатов работы и критические замечания.

Поступила в редакцию
10/VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелки, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. В. И. Водяник. Взрывозащита технологического оборудования. Киев, Техника, 1979.
3. Г. Г. Орлов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1976, XXI, 4.
4. В. С. Бабкин и др. *Archiwum termodynamik i spalania*, 1975, 1.
5. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. ФГВ, 1976, 12, 2.
6. Л. А. Гуссак и др. ФГВ, 1977, 13, 1.
7. A. M. Garforth, C. T. Rallis. *Comb. and Flame*, 1978, 31, 53.
8. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
9. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, В. А. Суюшев. ФГВ, 1977, 13, 3.
10. А. М. Гурвич, Ю. Х. Шаулов. Термодинамические исследования методом взрыва и расчеты процессов горения. М., Изд-во МГУ, 1955.
11. Нестационарное распространение пламени. Под ред. Дж. Г. Маркштейна. М., Мир, 1968.
12. C. T. Rallis, A. M. Garforth, T. A. Steinz. *Comb. and Flame*, 1965, 9, 345.

НАСТИЛЬНЫЙ ФАКЕЛ НЕПЕРЕМЕШАНЫХ ГАЗОВ

К. Е. Джаугаштин, А. Л. Ярин
(Ленинград, Москва)

Приводятся результаты численного исследования плоских ламинарных факелов, развивающихся вдоль теплоизолированных и изотермических поверхностей в затопленном пространстве и в спутном потоке при истечении из щели конечного размера.

Рассмотрим полуограниченную струю топлива или окислителя, считая движение существенно дозвуковым. Суммарный порядок реакции топлива с окислителем положим равным двум, а зависимость константы скорости реакции от температуры — аррениусовской. Термо- и бародиффузией и различием в физических свойствах компонентов, участвующих в реакции, пренебрежем. Будем также считать, что зависимость вязкости от температуры линейна, а коэффициенты температуропроводности и диффузии изменяются пропорционально квадрату температуры. При этих

предположениях для решения задачи необходимо проинтегрировать уравнения плоского ламинарного пограничного слоя

$$\begin{aligned} \rho u \cdot \partial L / \partial x + \rho v \cdot \partial L / \partial y &= 1/k \cdot \partial / \partial y (\mu \partial L / \partial y) + S \cdot \chi, \\ \partial \rho u / \partial x + \partial \rho v / \partial y &= 0, \quad \rho T = 1, \quad \mu = T. \end{aligned} \quad (1)$$

В уравнениях импульса, энергии и диффузии топлива и окислителя L, k, S принимают значения, указанные в таблице. Здесь и далее приняты следующие обозначения: $x = x^* / \delta_0 \text{Re}$, $y = y^* / \delta_0$ — продольная и поперечная координаты; δ_0 — ширина щели; $u = u^* / u_0$, $v = v^* \cdot \text{Re} / u_0$ — продольная и поперечная компоненты скорости; $T = T^* / T_0$ — температура; C и C' — массовые концентрации топлива и окислителя; $\rho = \rho^* / \rho_0$ — плотность; $\mu = \mu^* / \mu_0$ — коэффициент вязкости; $T_w = T_w^* / T_0$ — температура стенки (величины $x^*, y^*, u^*, v^*, T^*, \rho^*, \mu^*$ и T_w^* — размерные; x, y, u, v, T, ρ, μ и T_w — безразмерные); ν — кинематический коэффициент вязкости; $u_0, T_0, C_0, C'_0, \rho_0, \mu_0, \nu_0, u_\infty, T_\infty, C_\infty, C'_\infty$ — значения соответствующих величин на срезе щели и в окружающей среде (u_∞ и T_∞ отнесены к u_0 и T_0); C_p — теплоемкость; a, D — коэффициенты температуропроводности и диффузии; Q, E, R, k_0 — теплотворная способность топлива, энергия активации, газовая постоянная, предэкспоненциальный множитель; $\text{Re} = u_0 \delta_0 / \nu_0$; $\text{Pr} = \nu / a$; $\text{Sc} = \nu / D$; σ — стехиометрический коэффициент; $\chi = ACC' \exp(-1/\Theta T) / T^2$; $A = \frac{\delta_0^2 k_0 \rho_0^2}{\mu_0}$; $\vartheta = Q / C_p T_0$; $\Theta = RT_0 / E$; $H = T + C\vartheta$ — полная энтальпия; ψ — функция тока ($\rho u = \partial \psi / \partial y$, $\rho v = -\partial \psi / \partial x$); y_Φ — граница факела, соответствующая максимуму χ при фиксированном x .

Рассмотрим горение неперемешанных газов у некаталитической (адиабатической или изотермической) стенки. Распределения всех величин на срезе щели будем считать однородными. Соответствующие этому начальные и граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} u &= 0 & \text{при } y &= 0 \\ u &= 1 & \text{при } 0 < y < 1 \\ T &= 1, \quad C = C_0, \quad C' = C'_0 & \text{при } 0 \leq y < 1 \\ u &= u_\infty, \quad T = T_\infty, \quad C = C_\infty, \quad C' = C'_\infty & \text{при } 1 \leq y < \infty \end{aligned} \left. \vphantom{\begin{aligned} u &= 0 \\ u &= 1 \\ T &= 1, \quad C = C_0, \quad C' = C'_0 \\ u &= u_\infty, \quad T = T_\infty, \quad C = C_\infty, \quad C' = C'_\infty \end{aligned}} \right\} x = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \psi &= u = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad (T = T_w), \quad \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial C'}{\partial y} = 0 & \text{при } y &= 0 \\ u &= u_\infty, \quad T = T_\infty, \quad C = C_\infty, \quad C' = C'_\infty & \text{при } y &= \infty \end{aligned} \left. \vphantom{\begin{aligned} \psi &= u = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad (T = T_w), \quad \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial C'}{\partial y} = 0 \\ u &= u_\infty, \quad T = T_\infty, \quad C = C_\infty, \quad C' = C'_\infty \end{aligned}} \right\} x > 0.$$

Отметим, что в каждой паре чисел C_0 и C'_0 , C_∞ и C'_∞ одно должно быть равно нулю.

Для построения расчетной схемы можно воспользоваться интегральным условием динамической задачи, которое при данных начальных условиях имеет вид

$$\int_0^\infty \psi \rho u (u_\infty - u) dy = \frac{u_\infty^2 x + u_\infty - 1}{2}. \quad (3)$$

Введем замену переменных

$$\xi = x, \quad \eta = \frac{\int_0^y \psi \rho u (u_\infty - u) dy}{u_\infty^2 x + u_\infty - 1}. \quad (4)$$

В этих переменных система уравнений (1) приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{dL}{d\xi} = \psi^2 u^2 \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial L}{\partial \eta} \frac{1}{(u_\infty^2 \xi + u_\infty - 1)^{3/2}} \left[\left(\frac{1}{k} - 1 \right) \cdot \frac{u - u_\infty}{u} + \frac{1}{k} \cdot \left(\frac{u_\infty - u}{u} \right)^2 \right] - \\ - \left(\frac{1}{k} \cdot \frac{u - u_\infty}{u} + \frac{1}{2} \right) \frac{u^2}{u_\infty^2 \xi + u_\infty - 1} \frac{\partial L}{\partial \eta} + \frac{1}{k} \cdot \frac{\psi^2 (u_\infty - u)^2 u}{(u_\infty^2 \xi + u_\infty - 1)^2} \frac{\partial^2 L}{\partial \eta^2} + \\ + \frac{u_\infty^2 \eta}{u_\infty^2 \xi + u_\infty - 1} \frac{\partial L}{\partial \eta} + S \cdot \frac{T}{u} \chi, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\psi^2 = 2 (u_\infty^2 \xi + u_\infty - 1) \int_0^\eta \frac{d\eta}{u_\infty - u}.$$

Полуплоскость интегрирования $x \geq 0$, $0 \leq y < \infty$ при этом отображается на полуполосу $\xi \geq 0$, $0 \leq \eta \leq 1/2$, что позволяет записать в новых переменных начальные и граничные условия первого рода из (2)

$$\left. \begin{aligned} u = 0 & \quad \text{при } \eta = 0 \\ u = 1 & \quad \text{при } 0 < \eta < \frac{1}{2} \\ T = 1, \quad C = C_0, \quad C' = C'_0 & \quad \text{при } 0 \leq \eta < \frac{1}{2} \\ u = u_\infty, \quad T = T_\infty, \quad C = C_\infty, \quad C' = C'_\infty & \quad \text{при } \eta = \frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \xi = 0, \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \psi = u = 0, \quad T = T_w & \quad \text{при } \eta = 0 \\ u = u_\infty, \quad T = T_\infty, \quad C = C_\infty, \quad C' = C'_\infty & \quad \text{при } \eta = \frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \xi > 0.$$

Постановка условий второго рода на границе $\eta = 0$ требует исследования поведения функций L при малых η . В случае истечения струи в затопленное пространство ($u_\infty = 0$) оказывается, что $L = L_0(1 + D\eta^{3/5})$. Здесь $L = T$ (в случае теплоизолированной стенки), C или C' ; L_0 — значение соответствующей функции при $\eta = 0$; $D = D(\xi)$. При наличии спутного потока ($u_\infty \neq 0$) анализ показывает, что $L = L_0(1 + D_1\eta^{3/4})$, $D_1 = D_1(\xi)$. Приведенные асимптотические формулы позволяют выразить величину L_0 через значения $L_1 = L(\eta^{(1)})$, $L_2 = L(\eta^{(2)})$, где $\eta^{(1)}$ и $\eta^{(2)}$ — некоторые фиксированные значения координаты η у стенки ($\eta^{(1)} < \eta^{(2)}$). Имеем

$$\begin{aligned} L_0 = \frac{L_1 - L_2 (\eta^{(1)}/\eta^{(2)})^{3/5}}{1 - (\eta^{(1)}/\eta^{(2)})^{3/5}} \quad \text{при } u_\infty = 0, \\ L_0 = \frac{L_1 - L_2 (\eta^{(1)}/\eta^{(2)})^{3/4}}{1 - (\eta^{(1)}/\eta^{(2)})^{3/4}} \quad \text{при } u_\infty \neq 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом, выражения (7) заменяют граничные условия второго рода из (2) при решении задачи в переменных ξ , η .

Решение удобно вести методом прямых. Подробное изложение процедуры нахождения значений функций $L_k = L(\eta^{(k)})$ на прямых $\eta = \eta^{(k)}$ ($k = 1, 2, \dots, N-1$) дано в [1, 2]. Система обыкновенных дифференциальных уравнений относительно L_k , получающаяся при дискретной записи производных по η в (5), замыкается с помощью условий (6) и (7).

При $u_\infty = 0$ подынтегральная функция в выражении (5) для ψ обращается в бесконечность при

L	k	S
u	1	0
T	Pr	ν
C	Sc	-1
C'	Sc	$-\sigma$

$\eta = 0$. В работе [1] предложен способ вычисления значения функции тока ψ на прямой $\eta = \eta^{(1)}$, ближайшей к $\eta = 0$. Используя результат [1], имеем

$$\psi_1^2 = \frac{\eta^{(1)}}{u_1 - \eta^{(1)} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)_1}, \quad (8)$$

так что вычисление интеграла, входящего в выражение для ψ , не составляет труда при численном решении задачи. Обратный переход к физическим переменным от переменных ξ, η осуществляется по формулам

$$x = \xi, \quad y = (u_\infty^2 \xi + u_\infty - 1) \int_0^\eta \frac{d\eta}{\psi \rho u (u_\infty - u)}. \quad (9)$$

Значение $y_1 = y(\eta^{(1)})$ находим, вычисляя интеграл в зависимости $\eta^{(1)} = \eta(y_1)$ по формуле трапеций. При этом

$$y_1 = \frac{2T_1 \eta^{(1)} (u_\infty^2 \xi + u_\infty - 1)}{\psi_1 u_1 (u_\infty - u_1)}, \quad (10)$$

что позволяет использовать второе выражение (9) для нахождения $y > y_1$ при численном решении задачи.

Исследование знака производной $\partial \eta / \partial y$, определяемой вторым соотношением (4), показывает, что в случае $0 < u_\infty \leq 1$ зависимость $\eta = \eta(y)$ оказывается немонотонной. Последнее не позволяет использовать изложенную методику расчета при $0 < u_\infty \leq 1$. Это затруднение может быть преодолено введением переменных, связанных с сохранением инертного компонента в факеле, что является наиболее общим подходом. Отметим, что уравнением диффузии инертного компонента будет первое уравнение (1) с $L = C_1$, $k = Sc$, $S = 0$, где C_1 — массовая концентрация инертного компонента. При этом начальными и граничными условиями будут $x = 0$; $0 \leq y < 1$, $C_1 = C_{10} = 1 - C_0 - C'_0$, $1 \leq y < \infty$, $C_1 = C_{1\infty} = 1 - C_\infty - C'_\infty$; $x > 0$; $y = 0$, $\partial C_1 / \partial y = 0$, $y = \infty$, $C_1 = C_{1\infty}$. Новыми переменными, отображающими область интегрирования на полуполосу, будут

$$\xi_1 = x, \quad \eta_1 = \int_0^y \rho u (C_1 - C_{1\infty}) dy \quad (11)$$

(величина $I = \int_0^\infty \rho u (C_1 - C_{1\infty}) dy = C_{10} - C_{1\infty}$ — инвариант задачи).

Уравнения, начальные и граничные условия задачи представляются в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial \xi_1} = \frac{1}{k} (C_{1\infty} - C_1) & \left\{ -u \frac{\partial L}{\partial \eta_1} \frac{\partial C_1}{\partial \eta_1} + (C_{1\infty} - C_1) \left[u \frac{\partial^2 L}{\partial \eta_1^2} + \frac{\partial L}{\partial \eta_1} \frac{\partial u}{\partial \eta_1} \right] \right\} + \\ & + \frac{u (C_{1\infty} - C_1)}{Sc} \frac{\partial C_1}{\partial \eta_1} \frac{\partial L}{\partial \eta_1} + S \frac{T}{u} \chi, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} u = 0 \\ u = 1 \\ T = 1, C = C_0, C' = C'_0, C_1 = C_{10} \\ u = u_\infty, T = T_\infty, C = C_\infty, C' = C'_\infty, C_1 = C_{1\infty} \\ u = 0, T = T_w \\ u = u_\infty, T = T_\infty, C = C_\infty, C' = C'_\infty, C_1 = C_{1\infty} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} & \text{при } \eta_1 = 0 \\ & \text{при } 0 < \eta_1 < 1 \\ & \text{при } 0 \leq \eta_1 < 1 \\ & \text{при } \eta_1 = I \\ & \text{при } \eta_1 = 0 \\ & \text{при } \eta_1 = I \end{aligned} \left\{ \begin{aligned} & \xi_1 = 0, \\ & \xi_1 > 0 \end{aligned} \right.$$

(условия записаны для случая $I > 0$).

Исследуя поведение функций L при малых значениях η_1 , находим, что $L = L_0(1 + D_2\eta_1^{3/2})$. Здесь $L = T$ (в случае теплоизолированной стенки), C, C' или C_1 ; L_0 — значение соответствующей функции при $\eta_1 = 0$; $D_2 = D_2(\xi)$. Выбирая некоторые фиксированные значения координаты η_1 у стенки ($\eta_1^{(1)} < \eta_1^{(2)}$), имеем

$$L_0 = \frac{T_1 - T_2 (\eta_1^{(1)}/\eta_1^{(2)})^{3/2}}{1 - (\eta_1^{(1)}/\eta_1^{(2)})^{3/2}}, \quad L_1 = L(\eta_1^{(1)}), \quad L_2 = L(\eta_1^{(2)}), \quad (13)$$

что заменяет граничные условия второго рода из (2) при использовании переменных ξ, η_1 .

Связь переменных y и η_1 дается соотношением

$$y = \int_0^{\eta_1} \frac{d\eta_1}{\rho u (C_1 - C_\infty)}, \quad (14)$$

причем значение $y_1 = y(\eta_1^{(1)})$ находится с использованием второго равенства (11)

$$y_1 = \frac{2\eta_1^{(1)}T_1}{u_1(C_{11} - C_{1\infty})}, \quad C_{11} = C_1(\eta_1^{(1)}). \quad (15)$$

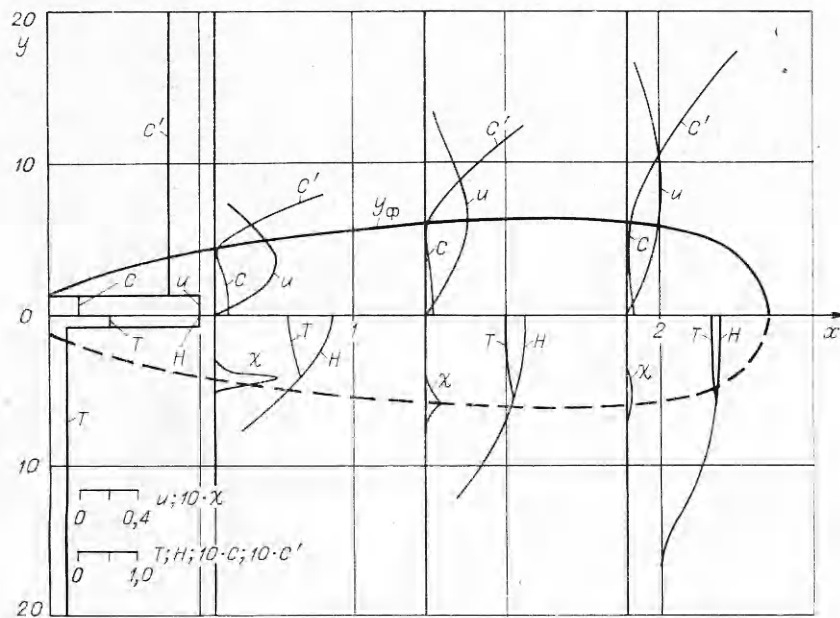


Рис. 1. Структура факела у теплоизолированной стенки; $u_\infty = 0$.

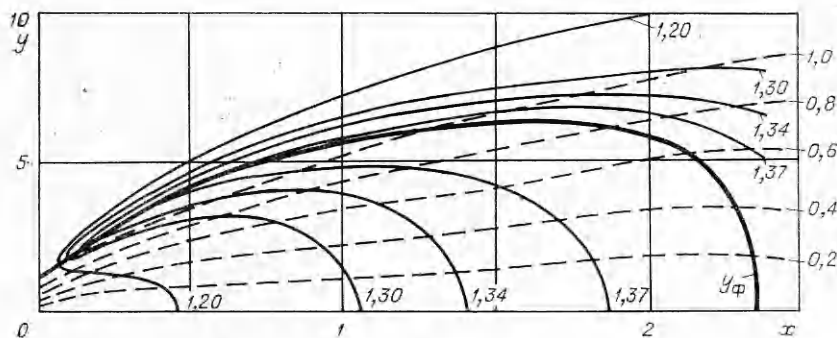


Рис. 2. Линии тока (штриховые) и изотермы (сплошные линии) факела у теплоизолированной стенки; $u_\infty = 0$.

Переменные ξ , η позволяют вести расчет при любых значениях u_∞ . При численных расчетах использовались следующие характерные для горения углеводородно-воздушных смесей, значения параметров: $A = 0,144 \cdot 10^8$, $\phi = 30$, $1/\Theta = 7,5$ (отвечают $T_0 = 1000\text{K}$) $\text{Pr} = \text{Sc} = 0,65$, $\sigma = 4$, $C_0 = 0,05$, $C'_0 = 0$, $C_\infty = 0$, $C'_\infty = 0,2$.

Результаты расчета настильного факела, образующегося при горении струи топлива у теплоизолированной стенки, представлены на рис. 1, 2. Считается, что окружающее пространство заполнено окислителем и инертным газом с $T_\infty = 0,3$ и $u_\infty = 0$. (В этом случае сравнение результатов, полученных с использованием переменных ξ , η и ξ , η , приводит к удовлетворительному совпадению, равно как и в случае $u_\infty = 1,5$, рассматриваемом ниже.) Температура вдуваемого в струе газа достаточна для того, чтобы процесс интенсивного горения начинался непосредственно у щели. Рис. 1 иллюстрирует профили скорости, температуры, концентраций топлива и окислителя, полной энтальпии и скорости химической реакции в различных сечениях факела. Результаты расчетов показывают, что горение сосредоточено в весьма узкой области, простирающейся к $y = y_{\max}\chi$ ($\chi_{\max} = \chi(y_{\max})$). Граница факела на большей его части слабо наклонена по отношению к стенке, а максимальная температура практически постоянна вдоль факела и равна 1,4, что совпадает с результатом расчета по методу Шваба — Зельдовича [3] в предположении $\mu = 1$. Горение заканчивается раньше, чем течение становится автомодельным (для инертной струи автомодельный режим устанавливается при $x \sim 4$ [1]). Картина линий тока и изотерм факела у адиабатической стенки представлена на рис. 2. Поскольку в большей части факела линии тока остаются практически параллельными фронту пламени, то подвод топлива осуществляется главным образом молекулярной диффузией. При этом перенос топлива по направлению к пламени незначителен (производная $\frac{\partial C}{\partial y}\big|_{y=y_\phi}$ мала), что определяет сравнительно большую длину факела. С увеличением значения параметра спутности u_∞ перенос топлива

к пламени возрастает вследствие увеличения производной $\frac{\partial C}{\partial y}\big|_{y=y_\phi}$ в фиксированном сечении и, следовательно, горение в ламинарном факеле интенсифицируется, а его длина уменьшается. Соответствующие данные представлены на рис. 3—5. Рис. 3 иллюстрирует изменения профилей различных величин вдоль факела, отвечающего значению параметра спутности $u_\infty = 1$. При этом по-прежнему $T_\infty = 0,3$, а стенка считается теплоизолированной. Структура линий тока и изотерм факела с $u_\infty = 1,5$ представлена на рис. 4, причем линии тока, пересекающие фронт пламени сравнительно близко от щели, иллюстрируют возросшую роль конвективного перемешивания.

В этом случае непосредственно у щели процесс смешения настолько интенсивен, что малая часть топлива проникает во внешний поток и там медленно окисляется. Впрочем, на расстоянии от среза щели, равном длине факела, практически все топливо во внешнем потоке уже успевает прореагировать.

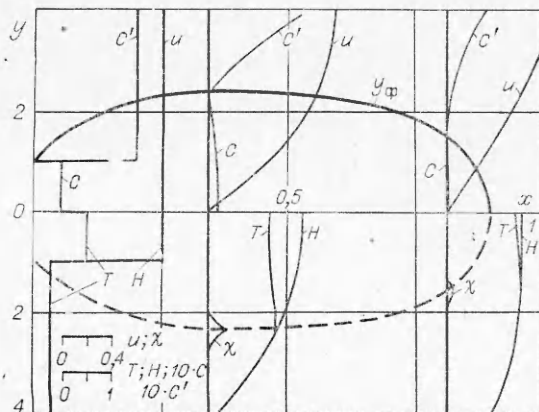


Рис. 3. Структура факела у теплоизолированной стенки; $u_\infty = 1$.

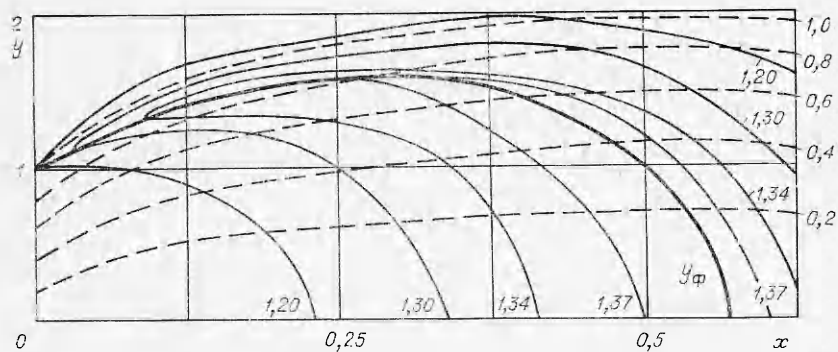


Рис. 4. Линии тока (штриховые) и изотермы (сплошные линии) факела у теплоизолированной стенки; $u_\infty = 1,5$.

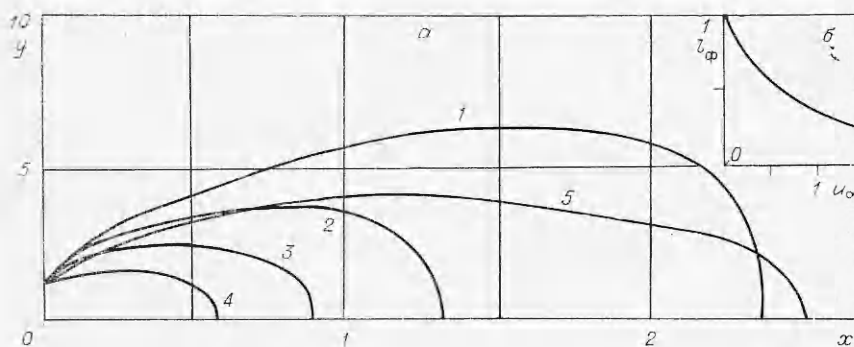


Рис. 5. Очертания факелов.

а) теплоизолированная стенка: 1 — $u_\infty = 0$, 2 — $u_\infty = 0,5$, 3 — $u_\infty = 1$, 4 — $u_\infty = 1,5$; изотермическая стенка: 5 — $u_\infty = 0$, $T_w = 0,5$; б) длина факела у теплоизолированной стенки в зависимости от параметра спутности (длина факела отнесена к его длине при $u_\infty = 0$).

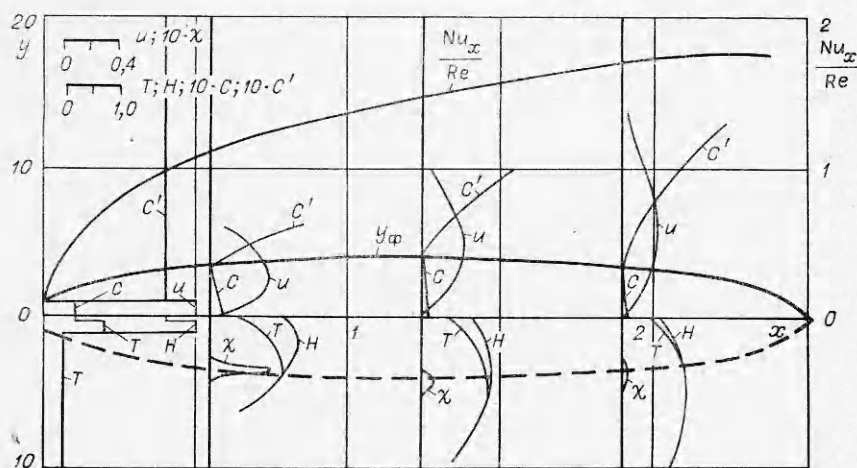


Рис. 6. Структура факела у изотермической стенки: $u_\infty = 0$, $T_w = 0,5$.

Очертания настильных факелов у теплоизолированной стенки, отвечающих значениям параметра спутности $0 \leq u_\infty \leq 1,5$, представлены на

рис. 5 кривыми 1—4. Видно, что увеличение u_∞ приводит к сужению факела и заметному уменьшению его длины. Зависимость длины факела $l_\phi = l_\phi(u_\infty)$ (отнесена к $l_\phi^*(0)$) представлена на врезке справа на рис. 5. Характер этой зависимости для ламинарных факелов, а именно, монотонное убывание l_ϕ с ростом u_∞ отличается от экспериментально наблюдающейся для турбулентных факелов зависимости $l_\phi = l_\phi(u_\infty)$ с максимумом при некотором значении параметра спутности. Объясняется это тем, что в то время как коэффициент молекулярной диффузии D , определяющий величину потока сгорающего топлива $q|_{y=y_\phi} = D \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=y_\phi}$ при ламинарном течении не зависит от u_∞ , в турбулентном потоке коэффициент турбулентной диффузии убывает при увеличении u_∞ . Последнее ведет к увеличению длины факела в определенном диапазоне значений u_∞ независимо от изменения величины $\frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=y_\phi}$ с ростом u_∞ . Отмеченное

различие ламинарных и турбулентных настильных факелов подобно обнаруженному для диффузионного горения коаксиальных струй топлива и окислителя [4] и еще раз подчеркивает ограниченность представления о ламинарных пламенах, как о качественной модели турбулентных пламен.

Результаты расчета настильного факела у изотермической поверхности показаны на рис. 6. При этом высокотемпературное топливо подается в пространство, заполненное неподвижным окислителем ($u_\infty = 0$, $T_\infty = 0,3$), разбавленным инертным газом. Длина факела, представленного на рис. 6, больше длины факела у теплоизолированной стенки в случае $u_\infty = 0$ (ср. кривые 1 и 5 рис. 5), поскольку выбранная при расчетах температура стенки $T_w = 0,5$ значительно ниже максимальной температуры факела у адиабатической стенки. Расчеты показали, что в случае $T_w = 0,5$ максимальная температура у среза щели равна приблизительно 1,35. С ростом x максимальная температура уменьшается, и у вершины факела охлаждение зоны реакции, вызванное теплоотводом в стенку, становится весьма значительным. Ширина рассчитанного факела у изотермической стенки меньше, чем ширина соответствующего факела у адиабатической стенки (см. рис. 5), так как плотность топлива при $T_w = 0,5$ больше плотности в отсутствие отвода тепла. На рис. 6 представлена также зависимость местного числа Нуссельта от x

$$\frac{Nu_x}{Re} = \frac{x \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}}{T_w - T_\infty}. \quad (16)$$

В заключение отметим, что изложенная методика позволяет также вести расчет настильных факелов, образующихся при истечении струи окислителя в пространство, заполненное топливом и инертными компонентами.

Поступила в редакцию
15/1 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Е. Джаугаштин, А. Л. Ярин. ИФЖ, 1977, XXXII, 666.
2. К. Е. Джаугаштин, А. Л. Ярин. ФГВ, 1978, 14, 3, 62.
3. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 11, 1199.
4. К. Е. Джаугаштин, А. Л. Ярин. ФГВ, 1979, 15, 1, 109.