

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Гауссори, Д. Уиддел, Г. Хоттел.— В кн.: Вопросы горения. Ч. 1. М., ИЛ, 1953.
2. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, XIX, 10.
3. А. Г. Прудников, В. И. Сагалович.— В кн.: Кинетика и аэродинамика горения. М., «Наука», 1969.
4. В. Л. Зимонт.— В сб.: Теория и практика сжигания газа. Т. V. Л., «Недра», 1972.
5. В. Л. Зимонт, Е. А. Мешеряков. ФГВ, 1972, 8, 2.
6. R. P. Rhodes, P. T. Harsha, C. E. Peters. Acta Astronautica. 1974, 1, 3.
7. F. C. Lockwood, A. S. Naguib. Combustion and Flame, 1975, 24.
8. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. «Механика жидкости и газа», 1972, 5. стр. 85—91.
9. C. Dorazo. Phys. Fluids, 1975, 18, 4.
10. В. Р. Кузнецов, В. А. Фрост. Изв. АН СССР. «Механика жидкости и газа», 1973, 2.
11. P. M. Chung. Phys. Fluids, 1970, 13, 5.
12. I. LaRue, P. A. Libby. Phys. Fluids, 1974, 17.
13. R. W. Bilger. Combust. Sci., 1976, 1.
14. H. A. Becker, H. C. Hottel, G. C. Williams. J. Fluid. Mech., 1967, 30, 2.
15. P. Freymuth, M. S. Uberoi. Phys. Fluids, 1971, 14, 12.
16. P. Freymuth, M. S. Uberoi. Phys. Fluids, 1973, 16, 2.

ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ В ЛАМИНАРНЫХ ГОМОГЕННЫХ ГАЗОВЫХ СТРУЯХ

К. Е. Джаугаштин, А. Л. Ярин

(Ленинград)

1. Приближенные методы расчета газового факела позволяют выявить некоторые закономерности развития ламинарных пламен. Полное исследование аэродинамической структуры факела может быть выполнено только при численном интегрировании системы уравнений на ЭВМ. Такой расчет применительно к плоскому гомогенному факелу, распространяющемуся в спутном потоке, содержится в работе [1]. Ниже изложены результаты исследования структуры осесимметричного затопленного факела при различных условиях его стабилизации.

Рассмотрим задачу о горении осесимметричной ламинарной струи однородной газовой смеси топлива, окислителя и инертного газа, вытекающей из круглого сопла. Будем считать, что процесс химического реагирования описывается одной реакцией с суммарным порядком, равным двум, а температурная зависимость скорости реакции определяется законом Аррениуса. Примем также, что физические свойства компонентов смеси и их зависимость от температуры одинаковы, термо- и бародиффузия незначительна, а число Маха мало ($M \ll 1$).

При сделанных допущениях исследуемая задача сводится к интегрированию системы уравнений пограничного слоя химически реагирующего газа

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

Уравнения (1) записаны для безразмерных величин, причем черта над ними опущена. Значения L , k , s для уравнений импульса, энергии и диффузии топлива и окислителя приведены в табл. 1. Здесь и далее приняты следующие обозначения: x , y — продольная и поперечная координаты в физической плоскости; u , v — продольная и поперечная компоненты скорости; T — температура; C , C' — массовые концентрации топлива и окислителя; ρ — плотность; μ — коэффициент вязкости; ν —

кинематический коэффициент вязкости; C_p — теплоемкость; a — коэффициент температуропроводности; D — коэффициент диффузии; Q — теплотворная способность топлива; E — энергия активации; R — газовая постоянная; k_0 — предэкспоненциальный множитель; n — показатель степени в зависимости коэффициентов переноса от температуры; $u_0, T_0, C_0, C_0^0, \rho_0, \mu_0, \nu_0$ и $u_\infty, T_\infty, C_\infty^0$ — значения соответствующих величин на срезе сопла и в окружающей среде (при $y \rightarrow \infty$); r_0 — радиус сопла; T_* — температура поджига; $\bar{x} = x/r_0 \text{Re}$, $\bar{y} = y/r_0$, $\bar{u} = u/u_0$, $\bar{v} = v \text{Re}/u_0$, $\bar{T} = T/T_0$, $\bar{\mu} = \mu/\mu_0$, $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$ — безразмерные значения соответствующих величин; T_* — минимальная температура поджига, при которой смесь воспламеняется; $\text{Re} = u_0 r_0 / \nu_0$; $\text{Pr} = \nu/a$; $\text{Sc} = \nu/D$; $\text{Le} = \text{Pr}/\text{Sc}$; σ — стехиометрический коэффициент; ω_0 — скорость распространения пламени по отношению к свежей смеси; r_ϕ — радиус основания конуса пламени; x_ϕ — высота конуса пламени, $\chi = AC'C/T^2 \cdot \exp(-1/\theta_1 T)$; $A = \frac{r_0^2 k_0 \rho_0^2}{\mu_0}$; $\theta_1 = Q/C_p T_0$; $Q_1 = RT_0/E$; $T_a = 1 + \theta_1 C_0$, $T_a = 1 + \theta_1 C_0$, $H = T + C\theta_1$.

Т а б л и ц а 1

| L | k | s |
|------|-------------|-----------|
| u | 1 | 0 |
| T | Pr | ν_1 |
| C | Sc | -1 |
| C' | Sc | $-\sigma$ |

В случае истечения из сопла смеси с равномерным начальным распределением всех параметров в однородный спутный поток краевые условия, с учетом которых следует интегрировать систему уравнений, приведены в табл. 2.

Существенный интерес представляет исследование струйного факела при различных способах стабилизации. В связи с этим расчеты выполнены для трех случаев зажигания топливной смеси: в центре («горячей» точкой), на кромке сопла («горячим» кольцом) и инертным газом высокой температуры, содержащимся в окружающей среде.

2. Для численного расчета проведем в уравнениях (1) преобразование координат $x \rightarrow \xi$, $y \rightarrow \eta$

$$\xi = x, \quad \eta = \int_0^y \rho u (u - u_\infty) y dy, \quad (2)$$

которое является аналогом (для сжимаемой среды) замены переменных, предложенной в [2]. В результате

$$\frac{\partial L}{\partial \xi} = \frac{(u - u_\infty)}{k} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[T^{n-1} y^2 u (u - u_\infty) \frac{\partial L}{\partial \eta} \right] - T^{n-1} y^2 u (u - u_\infty) \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial L}{\partial \eta} + s \frac{T}{u} \chi, \quad (3)$$

$$v = u \frac{\partial y}{\partial \xi} + T^n y u \frac{\partial u}{\partial \eta}, \quad y^2 = 2 \int_0^\eta \frac{T d\eta}{u (u - u_\infty)}.$$

Начальные и граничные условия при $y \rightarrow \infty$ при этом сохраняются неизменными.

Замена переменных (2) обеспечивает автоматическое выполнение интегрального условия сохранения избыточного импульса $(I = \text{const} = \int_0^\infty \rho u (u - u_\infty) y dy)$ и преобразует область интегрирования $x \geq 0, 0 \leq y < \infty$ в полуполосу конечной ширины $\xi \geq 0, 0 \leq \eta \leq (1 - u_\infty)/2$ (значение верхней границы полуполосы по поперечной переменной есть следствие принятых начальных условий). Последнее позволяет эффективно использовать метод прямых для численного интегрирования уравнений (3).

Т а б л и ц а 2

| Граничные условия $x > 0$ | Начальные условия $x=0, \xi=0$ | |
|---|---|--|
| $\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial C'}{\partial y} = 0$ при $y=0$ $u = u_\infty, T = T_\infty,$ $C = 0; C' = C'_\infty$ при $y \rightarrow \infty$ | $u = 1, v = 0, C = C_0$ | Факел, стабилизированный горячей окружающей средой |
| | | $T = 1$ при $0 \leq y < 1$ $T = T_\infty$ при $y \geq 1$ |
| | $C' = C'_0 = \sigma C_0$ при $0 \leq y < \infty$ | Факел, стабилизированный горячим кольцом на кромке сопла |
| | | $T = 1$ при $0 \leq y < 1$ $T = T_* > 1$ при $y = 1$ $T = 1$ при $y > 1$ |
| $u = u_\infty, C = 0, C' = C'_\infty$ | | Факел, стабилизированный горячей точкой в центре сопла |
| | | $T = T_* > 1$ при $y = 0$ $T = 1$ при $y > 0$ |

Как показывает анализ поведения функций L при малых η , значение $\frac{\partial L}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \neq 0$ (в физической плоскости из условия осевой симметрии $\frac{\partial L}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0$). Вследствие этого L_0 не удается выразить через L на соседних прямых и тем самым замкнуть систему обыкновенных дифференциальных уравнений относительно L_k — значений функций L на прямых $\eta = \eta_k$ ($k = 1, 2, \dots, N-1$). Поэтому система уравнений (3) аппроксимировалась также на прямой $\eta = \eta_0 = 0$. При этом аппроксимировалась лишь первая производная $\partial L / \partial \eta$, поскольку $\partial^2 L / \partial \eta^2$ при $\eta = 0$ ограничена по величине и входит в уравнение (3) с множителем y^2 . Порядок аппроксимации $\partial L / \partial \eta$ на оси равен единице, а на остальных прямых $\eta = \eta_k$ ($k \neq 0$) — двум. При расчете факела, стабилизированного в центре и на кромке сопла, поджигающие точки располагались соответственно на прямых $\eta = \eta_0 = 0$ и $\eta = \eta_{N-1}$ при $\xi = 0$.

Для интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений относительно L_k использован метод Рунге — Кутты с автоматическим выбором шага по ξ , обеспечивающим заданную точность. В расчетах принято значение $N = 20$, шаг по η изменялся от $\Delta \eta = 0,04875$ у оси до $0,00375$ вблизи границы факела.

Численные расчеты выполнены в основном при следующих, характерных для горения углеводородно-воздушных смесей, значениях режимных параметров [1, 5]: $u_\infty = 0, n = 0,76, A = 0,4 \cdot 10^9, \theta_1 = 50, 1/\theta_1 = 30, \sigma = 3,6, C'_\infty = 0, C'_0 = 0,36, C_0 = 0,1, Pr = Sc = 0,65$. Последние четыре параметра в отдельных случаях варьировались.

3. Воспламенение топливной смеси зависит от многих параметров. Поэтому целесообразно предварительно обратиться к анализу воспламенения при простейшей схеме стабилизации пламени источником, расположенным в центре сопла. В этом случае стабилизацию факела можно схематизировать как процесс распространения тепла от точечного источника в однородном потоке топливной смеси при начальной концентрации окислителя. Пренебрегая также диффузионным потоком топлива (ввиду малого выгорания до точки воспламенения), получим из (1) следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{Pr} \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{Q}{C_p T_0} \frac{\partial C}{\partial x}, \quad \frac{\partial C}{\partial x} = -AC'_0 C \exp \left(-\frac{E}{RTT_0} \right). \quad (4)$$

Запишем теперь предельный конечно-разностный аналог уравнений (4) в рамках нульмерной схемы. Аппроксимируя производные в точке воспламенения ($x=x_B, y=0$, где $T=T_B$), получим

$$\frac{T_B - T_*}{x_B} = \frac{4}{Pr} \frac{T_* - T_B}{y_*^2} - \frac{Q}{C_p T_0} \frac{C_B - C_0}{x_B}, \quad \frac{C_B - C_0}{x_B} = AC'_0 C_B \exp\left(\frac{E}{RT_B T_0}\right). \quad (5)$$

Вводя переменные

$$\varphi = 1 - C_B/C_0, \quad \theta = RT_B T_0/E, \quad \theta_0 = RT_* T_0/E, \quad (6)$$

$$\tau = AC'_0 x_B, \quad \psi = \theta_1 \vartheta_1 C_0 \left(1 + \frac{1}{Pr} \frac{4x_B}{y_*^2}\right)^{-1},$$

из (5) получим канонические уравнения теории теплового режима горения [4]

$$\varphi_1 = \tau/(\tau + e^{1/\theta}), \quad \varphi_{11} = 1/\theta \cdot (\theta - \theta). \quad (7)$$

Поперечный размер шаблона аппроксимации условно определим как ширину зоны, занятой «горячими» точками, на внешней границе которой температура в e раз меньше температуры на оси. Для количественной его оценки в первом приближении можно воспользоваться автомодельным решением задачи о тепловом следе от точечного источника тепла в однородном потоке (соответствующее уравнение совпадает с первым из уравнений (4) без химического реагирования). При этом комплекс $\frac{4x_B}{y_*^2} = 1$.

Уравнения (7) позволяют выполнить анализ критических условий воспламенения и потухания обращенного факела [4]. Некоторые данные приведены на рис. 1.

4. На рис. 2 приведены результаты численного расчета по определению критических условий поджигания факела в центре сопла. С этой целью при некоторых заданных начальных значениях концентрации топлива и окислителя исходные уравнения интегрировались при различных значениях температуры поджига. Данные расчета указывают на наличие двух характерных режимов изменения максимальной температуры вдоль факела, которые соответствуют процессу воспламенения или медленного окисления.

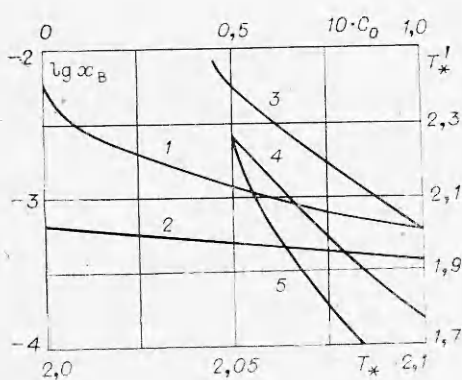


Рис. 1. Тепловой режим факела.

1, 2 — $x_B = x_B(T_*)$; 3 — 5 — $T' = T' C_0$
(4 — воспламенение, 5 — потухание). *1, 3 — численный счет; 2, 4, 5 — нульмерная схема.

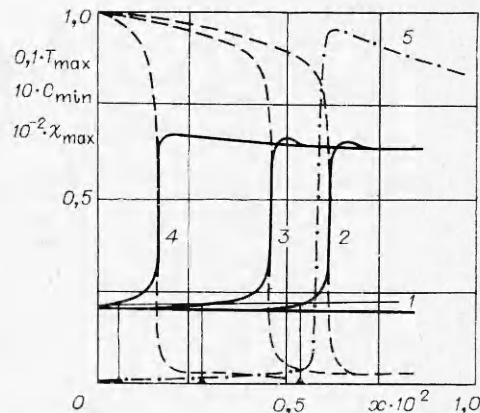


Рис. 2. Влияние температуры поджигания на развитие факела при стабилизации факела горячей точкой в центре сопла ($C_0 = 0,1$).

1 — $T_* = 1,99$; 2 — $T_* = 2$; 3 — $T_* = 2,01$; 4 — $T_* = 2,1$;
5 — x_{max} при $T_* = 2$.

Первый из них отчетливо наблюдается в обращенном факеле. Как видно из рис. 2, при некотором критическом значении температуры поджигания на определенном расстоянии от сопла начинается резкий рост максимальной температуры и столь же быстрое уменьшение концентрации топлива. При этом максимум скорости реакции за счет замедления ее при выгорании топлива располагается ближе к соплу, чем максимум температуры. С увеличением температуры поджигания точка воспламенения перемещается к корню факела. Эти видно из рис. 1, где приведены также данные расчета по нульмерной схеме. Аналогичное сопоставление выполнено для зависимости критических значений температуры поджига от начальной концентрации топлива (см. рис. 1). (В этом случае при расчете по нульмерной схеме использовалось значение x_b , найденное при численном счете.) Поскольку нульмерная схема не учитывает уменьшения концентрации топлива и окислителя, критическая температура воспламенения, определенная при этих условиях, оказалась ниже расчетной (см. рис. 1, 3, 4). На рис. 1 показана также кривая, соответствующая критическим значениям температуры потухания факела, найденная из теории теплового режима горения.

Данные по стабилизации факела на кромках сопла показывают, что при прочих равных условиях в этом случае критические значения температуры оказались большими, чем в обращенном факеле. Это связано с интенсивным теплообменом в пограничном слое, приводящим к сравнительно резкому уменьшению максимальной температуры вблизи сопла. На некотором удалении от сопла в зависимости от температуры поджига наблюдается более медленный спад температуры (процесс окисления) или ее рост до максимального значения (воспламенение).

Процесс стабилизации пламени горячей окружающей средой с качественной стороны аналогичен рассмотренным выше.

5. Детальное представление о процессе горения при различных способах стабилизации пламени дают рис. 3 и 4 (*a* — поджигание в центре сопла, *b* — на кромке). На рис. 3 приведены данные по распределению полей скорости, температуры, концентрации топлива и окислителя, полной энтальпии и скорости реакции. На рис. 4 показаны линии тока, изотермы и граница факела y_f (линия в меридиальной плоскости, соединяющая точки максимальных значений скорости реакций). На рис. 3 также представлено тепловыделение

$$q(x) = \frac{2}{\Phi_1 C_0} \left[\int_0^{\infty} \rho u (T - T_{\infty}) y dy - \frac{1 - T_{\infty}}{2} \right].$$

Кривую $q(x)$ удобно использовать для определения длины факела, полагая, что началу интенсивного горения соответствует $q \approx 0,05$, а концу $q \approx 0,95$.

При стабилизации в центре сопла факел имеет вид конуса с вершиной, обращенной к соплу и расположенной в точке воспламенения на оси (см. рис. 3, *a*). При незначительном увеличении температуры поджига происходит заметное смещение всей зоны горения к соплу (см. рис. 4, *a*). Распределение температуры во внутренней области факела близко к однородному, причем наибольшая температура (на оси) возрастает на начальном участке до некоторого максимального значения, зависящего от температуры поджига и теплоотвода, а затем, по мере удаления от сопла, уменьшается. В пределах узкой зоны горения происходит сравнительно резкое изменение температуры до значения ее в окружающей среде. Вследствие этого изотермы, соответствующие наибольшим значениям температуры в обращенном факеле, представляют собой кривые, замыкающиеся внутри конуса пламени (см. рис. 4, *a*).

Значения скорости реакции (по максимальной величине которой была определена граница факела) резко уменьшаются по обе стороны

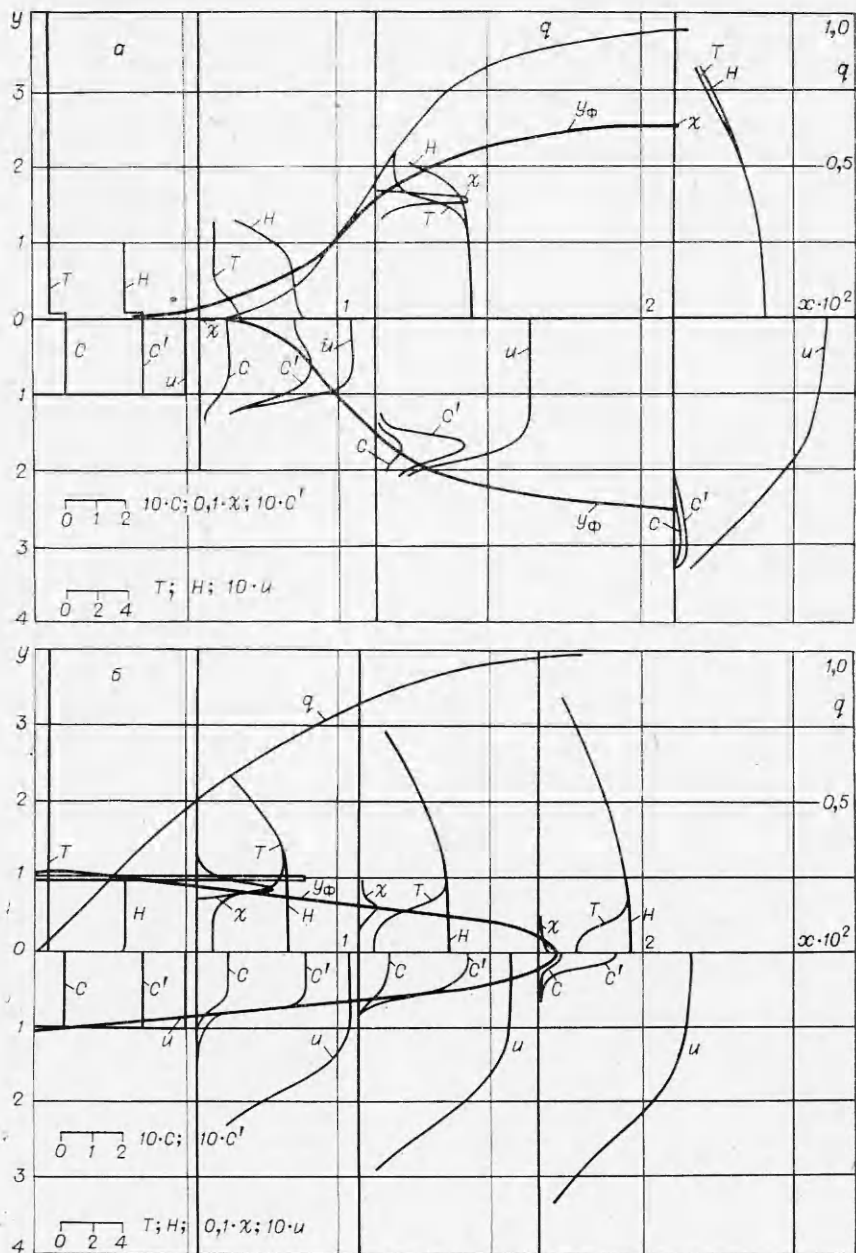


Рис. 3. Структура факела.

зоны горения. Концентрации реагентов достигают максимального значения вне границы факела. Указанные особенности структуры факела связаны с тем, что в рассматриваемом случае горение распространяется от оси течения к периферии.

В отличие от этого при стабилизации пламени горячим кольцом горение начинается вблизи кромки сопла и распространяется в приосевую область. В соответствии с этим местоположение максимума скорости реакции смещается от внешней области факела к оси, и факел приобретает форму прямого конуса. Температурный максимум за счет догорания сдвинут в сторону продуктов реакции относительно точки макси-

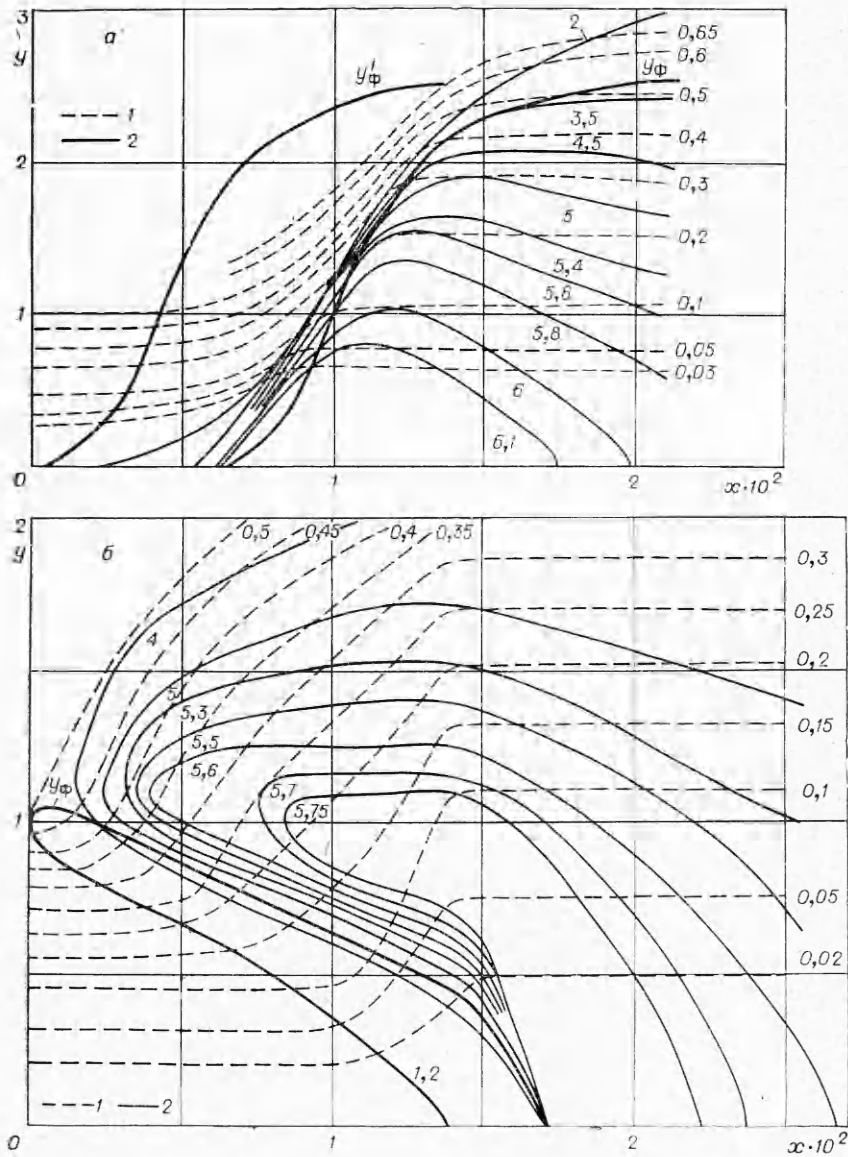


Рис. 4. Линии тока (1) и изотермы (2) факелов; y_{Φ} — граница факела при $T_* = 2$; y'_{Φ} — граница факела при $T_* = 2,1$.

муна скорости реакции. Внутри конуса пламени топливная смесь прогревается за счет теплопроводности, и даже у вершины конуса температура на оси имеет минимум (см. рис. 3, б). Лишь на больших расстояниях от сопла распределение температуры становится монотонным. Таким образом, изотермы, соответствующие наибольшим значениям температуры в прямом факеле, представляют собой кривые, замкнутые вне конуса факела (см. рис. 4, б).

С качественной стороны структура факела, стабилизированного горячей окружающей средой, аналогична структуре факела, стабилизированного горячим кольцом.

Картина линий тока существенно зависит от способа стабилизации факела (см. рис. 4). В обращенном факеле расширение газа в приосевой области за счет термического нагрева при горении приводит к оттесне-

нию внешних слоев. В результате наибольшее искривление линий тока наблюдается перед фронтом пламени, внутри конуса линии тока практически параллельны оси. В прямом факеле термическое расширение газа в зоне горения приводит к оттеснению линий тока вне конуса пламени и препятствует искривлению линий тока в приосевой области. Вследствие этого наблюдаются две области сравнительно резкого искривления тока — на фронте пламени и в сечении, приблизительно совпадающем с концом факела.

6. Приведенные данные позволяют определить нормальную скорость распространения пламени и сравнить ее с теоретическим значением. Используя закон Михельсона $\omega_0 = u_0 \cos \beta$ (β — угол при основании конуса пламени) или эквивалентное ему выражение

$$\omega_0 = r_\phi v_0 / x_\phi r_0, \quad (8)$$

получим $\omega_0 = 25,6; 8,7; 9,7$ см/с соответственно для трех способов стабилизации факела (в центре сопла, на кромке сопла и горячей окружающей средой). Для обращенного факела при $Pr=2, Sc=0,5$ ($Le=4$) имеем $\omega_0 = 4,5$ см/с, а при $Pr=0,5, Sc=2$ ($Le=0,25$) — $\omega_0 = 41$ см/с.

По приближенной теории [3] нормальная скорость распространения пламени по отношению к свежей смеси (с принятой в данной работе кинетикой реакций) определяется формулой

$$\omega_0 = \frac{2}{T_a} \sqrt{\frac{k_0 \mu_0 C_0'}{Pr} \left(\theta_1 \frac{T_a^2}{T_a - 1} \right)^3 \exp \left(-\frac{1}{\theta_1 T_a} \right)}. \quad (9)$$

Для принятых режимных параметров из (9) получим $\omega_0 = 7,2$ см/с.

Учитывая оценочный характер формул (8), (9), соответствие значений скорости распространения пламени можно считать удовлетворительным. Отметим, что экспериментальные значения нормальной скорости распространения пламени в стехиометрических смесях с близкими к принятым здесь кинетическим параметрам лежат в пределах 20—40 см/с [5].

7. При равенстве коэффициентов переноса тепла и вещества ($a = D$) полная энтропия изменяется монотонно по поперечному сечению факела (см. рис. 3). Качественно иное распределение энтропии имеет место при неравенстве коэффициентов температуропроводности и диф-

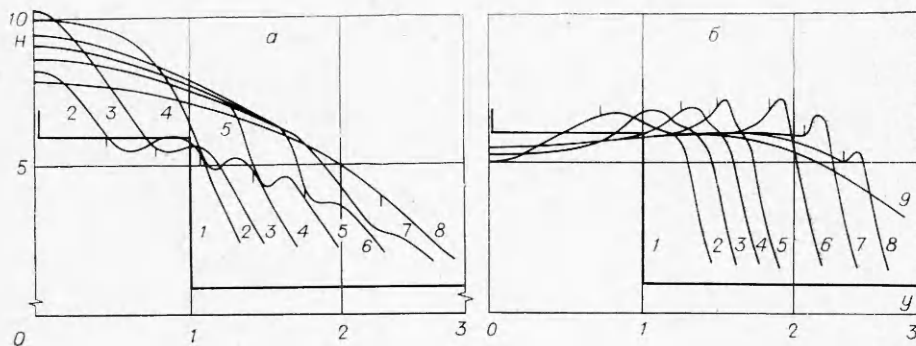


Рис. 5. Распределение полной энтропии в различных сечениях факела (Вертикальные черточки указывают положение границы факела в данном сечении.)

а) $Le=4$, x равен: 1—0, 2— $0,33 \cdot 10^{-2}$, 3— $0,61 \cdot 10^{-2}$, 4— $0,78 \cdot 10^{-2}$, 5— $0,101 \cdot 10^{-1}$, 6— $0,128 \cdot 10^{-1}$, 7— $0,171 \cdot 10^{-1}$, 8— $0,275 \cdot 10^{-1}$; б) $Le=0,25$, x равен: 1—0, 2— $0,33 \cdot 10^{-2}$, 3— $0,41 \cdot 10^{-2}$, 4— $0,45 \cdot 10^{-2}$, 5— $0,49 \cdot 10^{-2}$, 6— $0,54 \cdot 10^{-2}$, 7— $0,58 \cdot 10^{-2}$, 8— $0,62 \cdot 10^{-2}$, 9— $0,77 \cdot 10^{-2}$.

фузии ($a \neq D$). В качестве примера на рис. 5, а приведены профили H в нескольких сечениях обращенного факела для случаев $a < D$ ($Pr=2$; $Sc=0,5$) и $a > D$ ($Pr=0,5$, $Sc=2$) (рис. 5, б). Особенности в распределении H в обоих случаях обусловлены местным перераспределением энергии при $Le \neq 1$. При этом перераспределение энергии влияет как на общий вид профиля энтальпии в области смещения, так и на локальное распределение в узкой зоне горения. При $D > a$ в начальных сечениях факела за счет больших значений коэффициента диффузии реагирующая смесь интенсивно проникает в область, занятую продуктами реакции, и воспламеняется. Тепло, выделяющееся при этом, отводится во внешнюю часть факела менее интенсивно, чем подводится топливо. В результате в приосевой области полная энтальпия имеет максимальное значение, превышающее адиабатическое.

В противоположном случае ($D < a$) имеет место интенсивный отвод тепла в периферийную область, а тепловыделение незначительно, поскольку скорость переноса топливной смеси к оси мала. Следствием этого является наличие минимума энтальпии на оси факела. В обоих случаях с удалением от сопла экстремум в профиле H на оси факела за счет смещения вырождается.

Перераспределение энергии в зоне горения приводит к появлению экстремальных точек на профиле H вблизи фронта пламени. При $a > D$ ($a < D$) полная энтальпия смеси проходит через максимум (минимум) в области свежей смеси и через минимум (максимум) вблизи полного сгорания. Как и ранее, такая закономерность обусловлена различной скоростью переноса топливной смеси и тепла.

*Поступила в редакцию
7/XII 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, Э. А. Закарин.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
2. Б. П. Белоглазов. Докл. АН СССР, 1971, 198.
3. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
4. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л., ГЭИ, 1954.
5. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТИТАНА, БОРА И УГЛЕРОДА В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

А. Г. Акопян, С. К. Долуханян, И. П. Боровинская

(Ереван)

Самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС) [1] — один из наиболее простых и удобных методов получения тугоплавких соединений и композиционных материалов в одну технологическую стадию. Эти соединения представляют существенный интерес для высокотемпературной техники. В [2] исследованы самораспространяющиеся процессы в системе металл — углерод — азот и получен ряд трой-