

и, по-видимому, простейшим решением является использование обращенного по потоку уступа в стенке канала (см., например, [6]). В-третьих, устранение отрицательного градиента давления, например с помощью дополнительного распределенного вдува топлива в расширяющийся отсек с пилонов или со стенок камеры. Напомним, что именно такой способ организации процесса лежит в основе известного принципа «термического сжатия» [23, 24].

Отказ от приближения пограничного слоя, в рамках которого производился анализ, по-видимому, не изменит качественных выводов работы, поскольку возможные скачки уплотнения и локальные зоны обратных токов или зоны пониженных скоростей будут только способствовать горению [25].

Авторы благодарят В. Р. Кузнецова и А. Н. Секундова за полезные советы при обсуждении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зимонт В. Л., Иванов В. И., Мироненко В. А. и др.— В кн.: Горение и взрыв.— М.: Наука, 1977.
2. Cookson R. A., Isaac J. J. *Astronautica Acta*, 1979, 6, 531.
3. Албегов Р. В., Курзинер Р. И., Петров М. Д. и др. Тр. VII чтений Ф. А. Цандера. Теория двигателей летательных аппаратов.— М., 1984.
4. Guy R. W., Mackey E. A. *AIAA Paper* 1979, N 7045.
5. Stalker R. J., Morgan R. G. *Comb. Flame*, 1984, 57, 1, 55.
6. Забайкин В. А., Лазарев А. М., Соловова Е. А. и др. *Вестн. АН БССР. Сер. физико-энергетических наук*, 1986, 3, 103.
7. Зельдович Я. Б. *ЖТФ*, 1949, 19, 10, 1199.
8. Зимонт В. Л., Левин В. М., Мещеряков Е. А. и др. *ФГВ*, 1983, 19, 4, 75.
9. Баев В. К., Головичев В. И., Ясаков В. А. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов.— Новосибирск: Наука, 1976.
10. Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. *ФГВ*, 1981, 16, 2, 55.
11. Абрамович Г. И., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтономности.— М.: Машиностроение, 1975.
12. Гольдфельд М. А., Тютин Э. Г. Препринт ИТПМ № 12—82.— Новосибирск, 1982.
13. Димитров В. И. Простая кинетика.— Новосибирск: Наука, 1982.
14. Baulch D. L., Drysdale D. D., Horne D. G. e. a. *Evaluated kinetic data for high temperature reactions*. V. 1.— London, 1972.
15. Баев В. К., Головичев В. И., Димитров В. И. и др. *ФГВ*, 1973, 9, 6, 823.
16. Orth R. C., Billig F. S., Grenleski S. E.— In.: *Instrumentation for air breathing propulsion*. V. 34, 1974.
17. Cookson R. A., Flanagan P., Penny G. S. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1969.
18. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение.— М.: Наука, 1986.
19. Кузнецов В. Р. Тр. ЦИАМ, № 1086.— М., 1983.
20. Щетников Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.
21. Warnatz J. *Comb. Sci. and Technol.*, 1981, 26, 5, 6, 203.
22. Зимонт В. Л., Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. *ФГВ*, 1978, 14, 3, 55.
23. Ferri A. *AIAA Paper*, N 826, 1966.
24. Billig F. S., Orth R. C., Lasky M. J. *Spacecraft*, 1968, 5, 9, 1076.
25. Забайкин В. А., Лазарев А. М.— В кн.: Моделирование процессов гидрогазодинамики и энергетики.— Новосибирск, 1985.

Поступила в редакцию 15/XII 1986

К ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярил
(Ленинград, Ухта)

В работах [1, 2] рассмотрены закономерности горения жидкости в условиях свободноконвективного движения парогазовой смеси над свободной поверхностью. Задача решена на основе квазиодномерной модели процесса, предусматривающей замену струйного свободновосходящего движения одномерным, локализованным в вертикальном цилиндрическом

пространстве над зеркалом жидкости. Процессы поперечного тепло- и массопереноса отображаются в такой модели заданием эффективных поперечных диффузионных G_j и теплового Q_1 потоков¹. В такой постановке задача о стационарном горении жидкости сводится к интегрированию системы квазиодномерных уравнений диффузии и теплопереноса в газе и одномерного уравнения теплопроводности в жидкости

$$\begin{aligned} \rho_1 u_1 \frac{dc_j}{d\xi} &= \rho_1 D \frac{d^2 c_j}{d\xi^2} + e_j W - G_j, \\ c_{pi} \rho_i u_i \frac{dT_i}{d\xi} &= \lambda_i \frac{d^2 T_i}{d\xi^2} + e_i [qW - Q_i], \end{aligned} \quad (1)$$

где $e_1 = 1$; $e_2 = 0$; индексы $j = a, b$ отвечают окислителю и парам жидкости, $i = 1, 2$ — газовой и жидкой фазам. Коэффициенты переноса D, λ_i , удельные теплоемкости c_{pi} , тепловой эффект реакции q , а также плотность газа ρ_1 считаются постоянными. Постоянной принимается также скорость восходящего движения u_1 , что характерно для свободноконвективных струй [1].

При такой схематизации процесса центральный вопрос — нахождение поперечных потоков вещества и теплоты. Их определение основано [2] на допущении о преимущественно диффузионном и кондуктивном механизмах поперечного переноса в пространстве над зеркалом жидкости. Это допущение теряет силу в тех случаях, когда конвективный факел подвергается одностороннему воздействию потока газа, направленного вдоль поверхности жидкости. Структура реального факела в этом случае теряет симметрию, а модельная претерпевает лишь количественные изменения (рис. 1). Поперечный тепло- и массоперенос находится теперь совместным действием диффузионного, кондуктивного и конвективного механизмов, что отражается на величине соответствующих коэффициентов переноса.

Для их выбора воспользуемся следующими соображениями. В цилиндрическом пространстве эффективного факела выделим элементарный слой (см. рис. 1) высотой $d\xi$ с площадью основания, равной $\pi d^2/4$ (d — диаметр зеркала жидкости). Определим суммарную (диффузионную и конвективную) утечку паров через боковую поверхность выделенного элементарного объема. Диффузионная составляющая утечки оценивается соотношением

$$\rho_1 D \frac{c_b}{d/2} (\pi d) d\xi.$$

Конвективная составляющая поперечного переноса паров пропорциональна интегральному потоку вещества через цилиндрическую поверхность радиуса $d/2$ и высоты $d\xi$ (рис. 2)

$$\varepsilon d \rho_1 v d\xi \int_0^{\pi/2} \sin \alpha d\alpha = \varepsilon d \rho_1 v d\xi$$

и определяется величиной $\varepsilon d \rho_1 v d\xi c_b$, где v — скорость обдува факела; $0 < \varepsilon < 1$ — эмпирический коэффициент, учитывающий снижение интенсивности поперечного переноса вследствие увлечения конвективной струей поперечного потока в продольном направлении (по ξ).

Таким образом, суммарная интенсивность переноса паров, отнесенная к единице объема факела, определяется из выражения

$$G_b = (8\rho_1 D/d^2 + 4\varepsilon \rho_1 v/\pi d) c_b = \alpha_{cb} c_b,$$

что означает

$$\alpha_{cb} = 4\rho_1 (2D/d + \varepsilon v/\pi) / d. \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что если параметр ε принять неизменным по

¹ Обозначения величин, за исключением вновь вводимых, те же, что и в работах [1, 2].

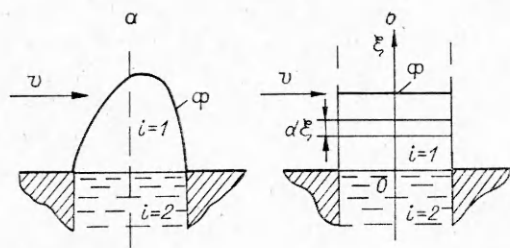


Рис. 1. Схема реального факела (а) и его квазиодномерная модель (б). Стрелкой обозначено направление сносящего потока (ϕ — фронт пламени).

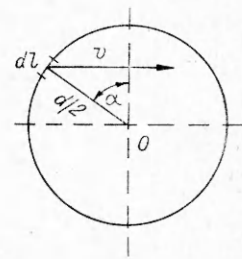


Рис. 2. К определению коэффициентов поперечного переноса.

высоте струи, то коэффициент переноса α_{cb} , определяемый как локальный, будет постоянным для всего факела. Рассуждая аналогично, для интенсивности поперечной утечки окислителя и теплоты из единицы объема факела получим

$$G_a = (8\rho_1 D/d^2 + 4\varepsilon\rho_1 v/\pi d)(c_a - c_{a*}) = \alpha_{ca}(c_a - c_{a*}),$$

$$\alpha_{ca} = 4\rho_1(2D/d + \varepsilon v/\pi)d,$$

$$Q_1 = (8\lambda_1/d^2 + 4c_{p1}\varepsilon\rho_1 v/\pi d)(T_1 - T_{1*}) = \alpha_T(T_1 - T_{1*})$$

для $\xi > \xi_\phi$ и

$$Q_1 = (8\lambda_1/d^2 + 4c_{p1}\varepsilon\rho_1 v/\pi d)(T_1 - T_\phi) = \alpha_T(T_1 - T_\phi)$$

для $0 < \xi < \xi_\phi$,

$$\alpha_T = 4c_{p1}\rho_1(2a_1/d + \varepsilon v/\pi)/d.$$

Обобщая полученные результаты, запишем

$$G_j = \alpha_c(c_j - c_{jm}), \quad (3)$$

$$\alpha_c = 4\rho_1(2D/d + \varepsilon v/\pi)/d, \quad (4)$$

$$Q_1 = \alpha_T(T_1 - T_m), \quad (5)$$

$$\alpha_T = 4c_{p1}\rho_1(2a_1/d + \varepsilon v/\pi)/d, \quad (6)$$

где $a = \lambda/c_p\rho$ — коэффициент температуропроводности среды; c_{jm} и T_m — масштабные концентрации и температуры; $c_{bm} = 0$, $T_m = T_\phi$ при $0 < \xi < \xi_\phi$; $c_{am} = c_{a*}$, $T_m = T_{1*}$ при $\xi > \xi_\phi$. Сравнение выражений (4) и (6) убеждает, что, как и в отсутствие обдува, между коэффициентами тепло- и массопереноса существует связь $\alpha_T = c_{p1}\alpha_c$, обеспечивающая подобие тепловых и диффузионных полей.

Постановка задачи в целом и процедуры отыскания решений аналогичны работам [1, 2]. С учетом выражений (3)–(6) функции, определяющие основные характеристики факела, имеют следующий вид:

$$\bar{\xi}_\phi = \left(1 + \frac{\varepsilon v d}{2\pi D}\right)^{-1/2} \left[\frac{\bar{\Omega} + 1}{8(\bar{\Omega} - \beta)}\right]^{1/2} \ln(1 + \beta), \quad (7)$$

$$\bar{u}_2 = \left(1 + \frac{\varepsilon v d}{2\pi D}\right)^{1/2} \rho_{12} \left[\frac{8}{(\bar{\Omega} - \beta)(\bar{\Omega} + 1)}\right]^{1/2} (1 + \beta), \quad (8)$$

$$\bar{T}_\phi = [\bar{T}_0 + \beta(1 + \vartheta/\bar{\Omega})]/(1 + \beta), \quad (9)$$

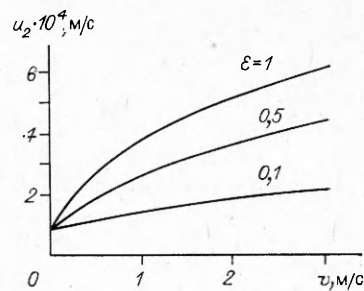
$$\bar{T}_0 = \frac{\vartheta - \vartheta_\pi + \bar{\Omega} + \omega}{(\bar{\Omega} + 1)} \left[1 - \beta \frac{\vartheta + \bar{\Omega}(1 + \vartheta_\pi - \omega)}{\bar{\Omega}(\vartheta - \vartheta_\pi + \bar{\Omega} + \omega)}\right], \quad (10)$$

$$\beta = \bar{\Omega} \kappa \exp(n\vartheta_\pi/\bar{T}_0). \quad (11)$$

Формулы (7), (8) носят более общий характер в сравнении с ранее полученными в [2] соотношениями и переходят в них при $v = 0$.

Увеличение скорости обдува, как следует из (7), снижает высоту пламени. Горение жидкости при этом, согласно (8), интенсифицируется.

Рис. 3. Зависимость скорости горения от интенсивности обдува.



Этот эффект проиллюстрирован графиками на рис. 3, полученными для жидкого гексана, горящего в воздушной среде ($T_{1*} = 300$ К, $\omega = 1$, $\kappa = 0,28 \cdot 10^5$, $\Omega = 3,5$, $c_{a*} = 0,23$, $\phi = 83,3$, $\hat{u}_n = 0,667$, $n = 17,4$, $\rho_2 = 630$ кг/м³, $\rho_1 = 0,8$ кг/м³) при ламинарном движении газовой фазы с $d = 10^{-2}$ м, $D = 10^{-4}$ м²/с. (Расчеты, выполненные для гексана, могут быть отнесены и к бензину, так как характеристики этих жидкостей весьма близки друг к другу.) Эффект интенсификации горения при боковом обдуве объясняется усилением испарения жидкости вследствие ее дополнительного нагрева за счет прижатия пламени к свободной поверхности, а также из-за переноса в пространство над зеркалом жидкости горячего газа от периферийных участков фронта пламени.

Рассмотренная в [1, 2] и в настоящей работе квазиодномерная модель оперирует средними по объему факела коэффициентами переноса D и a_1 . Такое приближение, с одной стороны, загроубляет расчеты, но с другой (и это имеет принципиальное значение), придает расчетной схеме определенную универсальность в отношении ламинарного и турбулентного режимов движения в конвективной струе. Процедуры в обоих случаях сохраняются в основном одинаковыми, различаясь лишь масштабом коэффициентов диффузии.

В ламинарном режиме $D \sim T^2$ и определяется средней температурой факела, а в турбулентном зависимость D от параметров потока носит более сложный характер и находится в соответствии с существующими гипотезами турбулентности. В силу известного выражения $Pr = \hat{v}'_T / a'_T = 0,75$ (штрих означает локальную величину) и равенства $D'_T = a'_T$, получим $D'_T = \hat{v}'_T / 0,75$. Далее, используя вторую формулу Прандтля $\hat{v}'_T \sim u_m(\xi) \cdot b(\xi)$, найдем

$$D'_T \sim u_m(\xi) \cdot b(\xi), \quad (12)$$

где $u_m(\xi)$ — осевая скорость в струе; $b(\xi)$ — ширина струи.

В [3] для свободновосходящих струй показано, что $b(\xi) \sim \xi$, а $u_m(\xi) \sim (Q/c_{p1}\rho_1\xi)^{1/3}$, $Q = \rho_1 u_1 c_{p1} T_\phi d^2$ — теплопроизводительность источника при $T_\phi \gg T_{1*}$. Эти результаты позволяют преобразовать (12) к виду

$$D'_T = k (u_1 T_\phi d^2)^{1/3} \xi^{2/3}. \quad (13)$$

После усреднения D'_T в интервале $0 \leq \xi \leq \bar{\xi}_\phi$ получим

$$D_T = \frac{1}{\bar{\xi}_\phi} \int_0^{\bar{\xi}_\phi} k (u_1 T_\phi d^2)^{1/3} \xi^{2/3} d\xi = k_0 (u_1 T_\phi d^2)^{1/3} \bar{\xi}_\phi^{2/3} \quad (14)$$

($k_0 = 4k/3$ — эмпирическая постоянная). Поскольку $\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$,

$$D_T = k_0 (\rho_{21} u_2 T_\phi d^2)^{1/3} \bar{\xi}_\phi^{-2/3}. \quad (15)$$

Обращаясь к формулам (7) и (8), преобразуем их с учетом найденного соотношения (15)

$$\bar{\xi}_\phi = \left[1 + \frac{\epsilon v}{2\pi k_0 (\rho_{21} u_2 T_\phi d^2)^{1/3} \bar{\xi}_\phi^{2/3}} \right]^{-1/2} \cdot f_1(\beta), \quad (16)$$

$$\bar{u}_2 = \left[1 + \frac{\epsilon v}{2\pi k_0 (\rho_{21} u_2 T_\phi d^2)^{1/3} \bar{\xi}_\phi^{2/3}} \right] \cdot f_2(\beta), \quad (17)$$

$$f_1(\beta) = \left[\frac{\bar{\Omega} + 1}{8(\bar{\Omega} - \beta)} \right]^{1/2} \ln(1 + \beta),$$

$$f_2(\beta) = \rho_{12}(1 + \beta) \left[\frac{8}{(\bar{\Omega} - \beta)(\bar{\Omega} + 1)} \right]^{1/2}.$$

При известных β и T_Φ , определяемых совместным решением уравнений (9)–(11), формулы (16), (17) дают значения скорости горения и координаты факела в турбулентном конвективном потоке. Вычисление конкретных величин этих параметров связано с эмпирической константой k_0 . Поэтому оставляя пока в стороне вопрос о вычислениях, рассмотрим качественную сторону явления. Преобразуем (8) так, чтобы k_0 в явном виде в нем не присутствовала. Для этого используем в качестве масштаба скорость горения при отсутствии обдува струи $u_{20} = (D/d) \times f_2(\beta)$, тогда (8) примет вид

$$\frac{u_2}{u_{20}} = \left[1 + \frac{\varepsilon}{2\pi} \frac{v}{u_{20}} f_2(\beta) \right]. \quad (18)$$

При $\varepsilon = 0,03$ расчет скорости горения удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [4] (рис. 4). В отсутствие обдува факела ($v = 0$) формулы (16), (17) упрощаются:

$$\bar{\xi}_\Phi = f_1(\beta), \quad (19)$$

$$u_2 = k_0^{3/2} (\rho_{21} T_\Phi d)^{1/2} \cdot f_1(\beta) [f_2(\beta)]^{3/2}. \quad (20)$$

Полученный результат показывает, что в турбулентном конвективном факеле его высота линейно зависит от диаметра резервуара, а скорость горения возрастает с увеличением диаметра по закону $u_2 \sim \sqrt{d}$. Подбором соответствующего значения эмпирической константы: $k_0 = 1,27 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{1/3} / (\text{с}^{2/3} \cdot \text{К}^{1/3})$ этот результат приводится в соответствие с имеющимися опытными данными [4] (рис. 5).

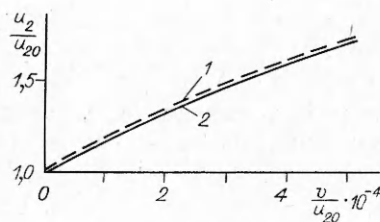


Рис. 4. Влияние обдува на скорость горения жидкости. 1 — расчет при $\varepsilon = 0,03$; 2 — эксперимент на бензине [4].

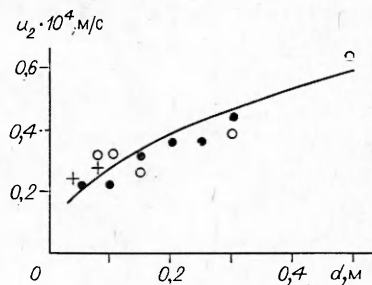


Рис. 5. Скорость горения бензина в зависимости от диаметра резервуара (турбулентный режим). Точки — данные различных авторов, обобщенные в [4]; линия — расчет.

Отметим в заключение, что рассмотренный выше интегральный способ оценки влияния обдува на развитие горения в свободновосходящей струе имеет определенные ограничения. При $\varepsilon v \gg u_1$, когда поперечное движение среды доминирует, целесообразнее использовать модель пограничного слоя, как это сделано в работе [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Мильков С. Н., Сухов Г. С., Ярин Л. П. ФГВ, 1985, 21, 1.
2. Мильков С. Н., Сухов Г. С., Ярин Л. П. ФГВ, 1987, 23, 4.
3. Зельдович Я. Б. Химическая физика и гидродинамика.— М.: Наука, 1984.
4. Блинов В. И., Худяков Г. Н. Диффузионное горение жидкостей.— М.: Изд-во АН СССР, 1961.
5. Сухов Г. С., Ярин Л. П. ФГВ, 1980, 16, 6.

Поступила в редакцию 6/XI 1986,
после доработки — 2/III 1987