

9. А. И. Розловский. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М.: Химия, 1980.
10. B. Bregeon, A. S. Gordon, F. A. Williams. Comb. Flame, 1978, 33, 1.
11. M. Hertzberg. The Theory of Flammability Limits. Natural Convection. R18127. Washington, US Bureau of Mines, 1976.
12. K. Wohl. Fourth Symp. (Intern.) on Combustion. Baltimore, 1953.
13. A. E. Potter, E. Anagnostac. Seventh Symp. (Intern.) on Combustion. London. Butterworths. 1959.
14. Б. А. Иванов, С. М. Когарко. ПМТФ, 1964, 2.
15. В. Ф. Заказнов и др. ФГВ, 1975, 11, 2.
16. I. Dzamouranis, J. Combourieu. C. r. Acad. Sci., 1962. 255, 16.
17. A. G. Gaydon, H. G. Wolfhard. Flames, their Structure; Radiation and Temperature. Chapman and Hall. London, 1953.
18. A. L. Berlad, A. E. Potter. Fifth Symp. (Intern.) on Combustion, N. Y., 1955.
19. J. R. Grove. Comb. Flame, 1966, 10, 3.
20. J. R. Grove. Third Symp. on Chem. Process Hazards with Special Reference to Plant Design. London, 1967.
21. A. G. White. J. Chem. Soc., 1922, 121, 1688.
22. J. P. Burgoyne, R. F. Neall. Fuel, 1953, 32, 5.
23. W. L. Buckley, H. W. Husa. Chem. Ind. Progr., 1962, 58, 81.
24. В. Т. Монахов. Методы исследования пожарной опасности веществ. М.: Химия, 1972.
25. G. W. Jones, G. Scott. Bureau of Mines, R13908, 1946.
26. R. F. Simmons, N. Wright. Comb. Flame, 1972, 18, 203.
27. A. Levy. Proc. Roy. Soc. (London), 1965, A283, 1392, 134.
28. В. П. Кривулин, А. А. Ловачев и др. ФГВ, 1975, 11, 6.
29. В. П. Кривулин, Е. А. Кудоявцев и др. ФГВ, 1978, 14, 6.
30. В. Ф. Заказнов, Л. А. Куршева, З. И. Федина. ФГВ, 1978, 14, 1.
31. R. M. Davies, G. I. Taylor. Proc. Roy. Soc. (London), 1950, A200, 385.
32. Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. М.: ИЛ, 1958.

УДК 532.46

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗАКОНЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ

В. Р. Кузнецов
(Москва)

Турбулентное горение смеси горючих газов широко используется в технике, что обусловило интенсивные исследования этого процесса. Предложен ряд моделей и критериев, описывающих скорость распространения турбулентного пламени u_t и протяженность зоны горения L_z в направлении, нормальном осредненным изотермам [1—7]. Предприняты также попытки описания горения с помощью полуэмпирической теории турбулентности [8—10].

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в этих работах, в теории горения существует ряд трудностей. Например, известно, что при вариации состава смеси максимальные значения u_t и u_n достигаются при разных α^0 [3—5, 11] (u_n — скорость распространения нормального пламени, α — коэффициент избытка воздуха, верхний индекс 0 и далее употребляемый индекс b относятся к свежей смеси и продуктам реакции). Далее, известно, что u_t , как правило, заметно превышает u^0 ($(u^0)^2 = \langle (u_b^0 - \langle u_b^0 \rangle)^2 \rangle$, u_b — скорость среды). Так, измерения [3—5] показывают, что $u_t/u^0 \sim 3$. Еще большие значения u_t получены в [12, 13] ($(u_t - u_n)/u^0 \sim 10$). Наконец, установлено, что при увеличении u^0 значения u_t сначала растут, а затем при $u^0 > u_{cr}$ либо не меняются, либо уменьшаются [11].

Насколько известно автору, объяснение этих закономерностей отсутствует. Поэтому в работе предложена качественная схема процесса горения. Основные элементы этой схемы известны [6, 14—17]. Задача состоит в том, чтобы соединить их в единое целое и привлечь внимание к

двум эффектам, обусловленным автотурбулизацией пламени и различиями в коэффициентах молекулярного переноса. Эти эффекты, хотя и исследовались ранее, либо не принимались во внимание, либо лишь косвенно учитывались в известных методах расчета характеристик турбулентного горения.

Рассмотрим горение в некотором устройстве с характерным поперечным размером L_m , например, в трубе (тогда $L_m = d/2$, где d — диаметр трубы). В турбулентных течениях масштаб турбулентности L всегда порядка характерного размера задачи. Поэтому будем считать, что $L = (u^0)^3 / \langle \epsilon \rangle \sim L_m$ ($\epsilon = \nu (\partial u_k / \partial x_e)^2$ — диссипация энергии, ν — кинематическая вязкость). Предположим, что $L \gg \delta \sim a/u_n$ (δ — тепловая толщина нормального пламени, a — коэффициент температуропроводности). Следуя [18], примем, что толщина зоны химических реакций много меньше δ , т. е. эту зону можно считать поверхностью. Из теории растяжения пламени [19] известно, что в тех точках потока, где $\Gamma = |g| a^0 / u_n^2 \ll 1$, турбулентность слабо влияет на внутреннюю структуру пламени, т. е. горение носит «поверхностный» характер ($g = n_k \partial(u_s n_s / n) / \partial n_k$, n_k — нормаль к зоне реакций). Поэтому естественно выделить два разных случая: $\bar{\Gamma} = \sqrt{\langle g^2 \rangle} a^0 / u_n^2 \ll 1$ и $\bar{\Gamma} \gg 1$.

Пусть $\bar{\Gamma} \ll 1$. Исходным пунктом предлагаемой ниже схемы служит предположение о том, что из-за неустойчивости пламени происходит дополнительная турбулизация потока. Действительно, поскольку $\langle \epsilon \rangle \sim \nu \langle g^2 \rangle$, то при $\bar{\Gamma} \ll 1$ минимальный масштаб пульсаций в набегающем на пламя потоке $\eta = (\nu^0)^{3/4} \langle \epsilon \rangle^{-1/4}$ много больше δ . Поэтому пламя можно считать локально-плоским. Такое пламя неустойчиво [20], что и приводит к увеличению энергии турбулентности. Этот вывод согласуется с результатами измерений [21]. Отсюда вытекает, что при достаточно малых u^0 скорость горения может быть велика (из-за неустойчивости пламени пульсационная скорость в зоне горения $u = \sqrt{\langle (u_k - \langle u_k \rangle)^2 \rangle}$ возрастает). Сказанное подтверждается опытами [12, 13], в которых установлено, что $(u_t - u_n) / u^0 \sim 10$ при $u^0 \sim u_n$. Отметим, что из существующих теорий горения, основанных на полуэмпирических теориях турбулентности, следует противоположный вывод: энергия турбулентности в пламени меньше, чем в набегающем потоке [9, 10]. Поэтому исследование автотурбулизации пламени — важная задача теории горения.

Известно [22, 23], что все возмущения с длиной волны (масштабом) $l > l_{cr}$ неустойчивы. Рост возмущений с масштабом порядка l_{cr} сильно искривляет и деформирует пламя. Поэтому большое значение приобретают эффекты, обусловленные различиями в коэффициентах молекулярного переноса. При $a \neq D_o \neq D_f$ состав и температура вдоль искривленного пламени изменяются (D — коэффициент молекулярной диффузии, нижние индексы f и o относятся к горючему и окислителю). На основе сказанного в [15, 24] предполагалось, что при $a \neq D_o \neq D_f$ характер зависимостей $u_n(\alpha^0)$ и $u_t(\alpha^0)$ должен различаться. Следует отметить, что для плоского в среднем пламени состав и температура в среднем неизменны (это вытекает из законов сохранения тепла и вещества). Поэтому систематическое влияние различий в коэффициентах переноса на u_t возможно, если распространение пламени определяется некоторыми избранными точками. Следуя [14], в качестве таких точек рассмотрим лидирующие точки, т. е. те точки искривленного пламени, которые наиболее далеко продвинуты в свежую смесь. Таким образом, предполагается, что распространение пламени определяется лидирующими точками, в окрестности которых характер воздействия на пламя одинаков (одинаковы знаки его кривизны или скорости деформации), в силу чего в таких точках состав систематически изменяется.

Принятое предположение дополним сформулированной в [16] гипотезой о том, что в окрестности лидирующих точек пламя находится в критическом для его распространения режиме. Для подтверждения ги-

потезы приведем следующие факты. Во-первых, как установлено в [3—5], для одного и того же горючего значения α_{tm} практически не меняются при сильной вариации u_0, T^0, p (α_{tm} — значение α^0 , при котором u_t максимально, u_0 — скорость на входе в камеру сгорания, T — температура, p — давление). Во-вторых, из проведенной в [6] критериальной обработки экспериментальных данных следует, что результаты измерений u_t хорошо обобщаются, если в качестве определяющего параметра выбирается не u_n , а критический градиент скорости g_{cr} при проскоке ламинарного пламени. Хотя и $g_{сч} \sim u_n^2/a$, измерения [25] показали, что при вариации α^0 максимальное значение g_{cr} достигается при $\alpha^0 \sim \alpha_{tm}$, а не при $\alpha^0 = \alpha_{nm}$ (α_{nm} — значение α^0 , при котором u_n максимально). Отсюда вытекает, что в окрестности лидирующих точек характеристики пламени (состав) неизменны, эти точки находятся в критическом режиме, а состав в лидирующих точках отличен от состава свежей смеси.

Для конкретизации принятой схемы оценим сначала α_{tm} , а затем проанализируем характеристики генерированной пламенем турбулентности, что позволит выявить определяющие параметры и сформулировать критерий, характеризующий процесс горения при $\bar{\Gamma} \ll 1$.

Предположим, что наиболее интенсивные пульсации скорости выбрасывают отдельные «языки» пламени далеко в свежую смесь, а горение в таких «языках» аналогично горению в плоском слое продуктов сгорания, окруженном свежей смесью. Если такой слой растягивается достаточно сильно ($\Gamma \geq 1$), то горение становится невозможным [19]. Поэтому предположим, что движение «языка» продолжается до тех пор, пока в результате случайной комбинации различных условий растяжение пламени не станет достаточно сильным. Отметим, что возникновение критического режима обусловлено неустойчивостью пламени, в результате которой возникают гидродинамические возмущения с малым масштабом l_{cr} , который сопоставим с δ .

Для оценки α_{tm} используем традиционную для теории растяжения пламени постановку задачи, т. е. рассмотрим малую область, в которой профиль скорости представим в виде $u_1 = -kx_1, u_2 = kx_2$. Пусть есть две зоны реакции, расположенные при $x_1 = \pm x_0$, а между этими зонами находятся продукты сгорания. Известно [19], что при увеличении k две зоны сливаются в одну ($x_0 \rightarrow 0$) и далее горение прекращается. В приближении сильного разбавления в [24] показано, что в этом режиме

$$\begin{aligned} T^b &= T^0 + T_S(1 + S) \sqrt{D_f^0/a^0 c_f^0}, \quad \alpha^b = \alpha^0 \sqrt{D_o^0/D_f^0} \quad (\alpha^b > 1), \\ T^b &= T^0 + T_S \sqrt{D_o^0/a^0 c_o^0}, \quad \alpha^b = \alpha^0 \quad (\alpha^b < 1), \end{aligned} \quad (1)$$

где S — стехиометрический коэффициент (предполагается, что $S \gg 1$); T_S — температура адиабатического горения стехиометрической смеси; c — концентрация. Из (1) видно, что при $a^0 = D_o^0$ температура в зоне реакции T^b совпадает с температурой адиабатического горения смеси с коэффициентом избытка воздуха α^b . Этот случай реализуется при горении углеводородных горючих. Поэтому при определении u_n в лидирующих точках можно воспользоваться опытами с нормальными пламенами, пересчитывая состав по формулам (1). Эта процедура не пригодна для водорода ($a^0 > D_o^0$). Однако в этом случае различия между D_o^0 и a^0 заметно меньше, чем различия между D_f^0 и D_o^0 , что позволяет в оценках использовать результаты опытов с плоскими пламенами.

Поскольку предполагается, что u_t определяется $u_n(\alpha^b)$, то из (1) имеем $\alpha_{tm} = \alpha_{nm} \sqrt{D_f^0/D_o^0}$. Отсюда получаем $\alpha_{tm} = 0,75$ ($\alpha_{nm} = 1$) для бензина, $\alpha_{tm} = 1$ ($\alpha_{nm} = 0,6$) для водорода, что хорошо согласуется с данными [3—5, 11] (значения α_{nm} заимствованы из [7, 11], а D_o^0 и D_f^0 — из [26, 27]). Связь между α_{tm} и α_{nm} качественно подтверждается в исследованиях горения метана и этана [28]. Однако в этом случае разница меж-

ду D_0^0 и D_f^1 (и соответственно между α_{tm} и α_{nm}) невелика, что затрудняет количественные сопоставления.

Рассмотрим теперь влияние неустойчивости пламени на горение. В линейном приближении все возмущения с масштабом больше $l_{cr} = \psi(\theta)\delta$ неустойчивы (ρ — плотность, $\theta = \rho^0/\rho^b$, $\psi = c_1 = \text{const}$ при $\theta \gg 1$). Этот вывод подтвержден экспериментально [29], что позволяет оценить c_1 . Пусть $\delta = 1/(\partial c/\partial n)$, где $c = (T - T^0)/(T^b - T^0)$, а $\partial c/\partial n$ находится в зоне реакции. Предполагая, что $a \sim T^2$, из [18] имеем $\delta = a^0\theta/u_n$. Тогда из [29] получаем

$$l_{cr} = c_1 a^0 \theta / u_n, \quad c_1 \approx 2 \quad (\theta \gg 1). \quad (2)$$

Проанализируем теперь нелинейную стадию развития неустойчивости в среднем плоского пламени, движущегося в неограниченном потоке, в котором $u^0 \ll u_n$. Такое пламя нестационарно при всех временах t . Действительно, рассмотрим развитие возмущений с масштабом $l \gg L_z$. Тогда пламя можно считать тонким и поэтому из линейной теории устойчивости вытекает, что амплитуда $A(l)$ этих возмущений растет со временем. Следовательно, при $t \rightarrow \infty$ наблюдаются возмущения, масштабы которых изменяются в широком диапазоне. Предположим, что взаимодействие таких возмущений приводит к возникновению турбулентности. Это предположение основано на опытах [21], из которых видно, что спектр пульсаций скорости в пламени сплошной и что в пламени спектральная плотность пульсаций скорости с достаточно большими масштабами (согласно оценкам автора с масштабами $l > l_{cr}$) выше, чем в потоке без горения. Отметим, что в ряде опытов принятое предположение не выполняется. Так, в [30] наблюдались дискретные частоты колебаний пламени. Часто из-за неустойчивости возникают ячеистые структуры. По-видимому, в реальных камерах сгорания неустойчивость пламени приводит к турбулизации потока, если аналог числа Рейнольдса $u_n L_m / a^0$ очень велик.

Поскольку масштабы возмущений пламени варьируются в широком диапазоне, то естественно ввести спектральное представление скорости горения. Следуя [17], рассмотрим величины

$$w = l^{-2} \int_{\omega} W d^3x, \quad U = \max(w) - \lim_{l \rightarrow 0} \max(w),$$

где W — источник в уравнении теплопроводности $\rho(\partial c/\partial t + u_k \partial c/\partial x_k) = \partial/\partial x_k \cdot \rho \partial c/\partial x_k + \rho^0 W$; ω — куб со стороной l и центром, расположенным на изотерме $\langle c \rangle = 1/2$; w — случайная функция t ; U — максимально возможное значение w во всех реализациях, поэтому U — не случайная функция l и t . Очевидно, что $w = u_n S_b / l^2$, где S_b — площадь той части поверхности зоны реакции, которая заключена в кубе ω . Эта формула позволяет выяснить смысл функции $U(l)$. Рассмотрим два предельных случая: $l \sim l_{cr}$ и $l \sim L_z$. Поскольку все возмущения с масштабом меньше l_{cr} устойчивы, то внутри куба с размером l_{cr} пламя можно считать плоским, т. е. максимальное значение S_b порядка l^2 . Поэтому $\max(w) \sim u_n$ и, следовательно, $U(l_{cr}) \approx 0$. Во втором случае ввиду того, что размер куба очень велик, S_b совпадает со средней площадью пламени $\langle S_b \rangle$. Так как по определению $u_t = u_n \langle S_b(L_z) \rangle / L_z^2$, то $\max(w) = u_t$. Поскольку $\lim_{l \rightarrow 0} \max(w) \sim u_n$, то при $u_t \gg u_n$ имеем $U(L_z) \approx u_t$. Таким образом,

$$U(l_{cr}) \approx 0, \quad U(L_z) \approx u_t. \quad (3)$$

Для в среднем плоского пламени, движущегося в направлении 1 в силу статистической однородности в направлениях 2 и 3, интеграл $\int_{\omega} W d^3x$ растет одинаково с l^2 . Поэтому с возрастанием l величина $U(l)$ монотонно растет от 0 до u_t . Величина $\partial U/\partial l$ положительна. Таким образом, $U(l)$ характеризует вклад в скорость горения всех возмущений с масштабом,

не превышающим l , а $\partial U/\partial l$ — вклад в скорость горения возмущений с масштабом порядка l . В частности, если существуют лишь возмущения с очень близкими масштабами (порядка l), то

$$u_t \sim U(l) \sim u_n \sqrt{1 + A^2(l)/l^2}, \quad \partial U/\partial l \sim u_n \partial/\partial l \sqrt{1 + A^2/l^2}. \quad (4)$$

Из сказанного ясно, что величину $\partial U/\partial l$ можно назвать спектральным представлением скорости горения.

Выскажем ряд феноменологических соображений, позволяющих получить уравнение для $U(l)$. Будем интересоваться геометрическими характеристиками пламени, для чего рассмотрим величину $\kappa = u_n^{-1} \cdot \partial U/\partial l$, смысл которой ясен из (4). Следуя [31], предположим, что $\partial \kappa/\partial t$ есть сумма двух слагаемых, одно из которых определяется линейной теорией устойчивости и обуславливает возрастание κ , а другое характеризует нелинейные эффекты, приводящие к тому, что при $t \rightarrow \infty$ и $l = \text{const}$ амплитуда возмущения выходит на стационарный уровень.

Поскольку из (4) следует, что $\kappa \sim A^2$ при малых A , а в линейной теории устойчивости амплитуда меняется по закону $A \sim \exp\{u_n \varphi(\theta)t/l\}$ ($\varphi = \theta(\sqrt{\theta + 1} - 1/\theta - 1)/(\theta + 1)$), то формально, используя линейную теорию, заключаем, что первое слагаемое есть $2u_n \varphi \kappa/l$. Однако в данном случае необходимо учесть, что в пламени есть мелкомасштабные возмущения, которые сильно увеличивают скорость горения. Поэтому $\partial \kappa/\partial t$ пропорционально не u_n , а существенно большей величине $U(l)$. Тогда в линейном приближении имеем

$$\partial \kappa/\partial t = 2u_n \varphi(\theta) U(l) \kappa/l. \quad (5)$$

Основные нелинейные эффекты обусловлены появлением линий излома на фронте пламени [31]. В [32] дано точное решение, описывающее распространение однозначного, в среднем плоского пламени в неподвижной среде. Показано, что сокращение площади такого пламени целиком обусловлено появлением линий излома. Поскольку этот механизм носит чисто геометрический характер, то θ не входит в число параметров, определяющих нелинейные эффекты. При $l \gg l_{cr}$ в число этих параметров не входит и l_{cr} , поскольку крупномасштабные возмущения лишь конвективным образом переносят мелкомасштабные. Таким образом, при $l \gg l_{cr}$ нелинейные эффекты определяются величинами $U(l)$, l , κ . Следуя [31], предположим, что нелинейное слагаемое пропорционально κ^2 , т. е. имеет вид $\text{const} \kappa^2 U(l)$ (использованы соображения размерности). Тогда (5) приобретает вид

$$\partial \kappa/\partial t = 2\varphi(\theta) U(l) \kappa/l - 2U(l) \kappa^2/c_2 \quad (l \gg l_{cr}), \quad (6)$$

где c_2 — постоянная. Стационарное решение этого уравнения есть $\kappa = c_2 \varphi/l$, т. е. $U(l) = c_2 u_n \varphi \ln l + \text{const}$ ($t \rightarrow \infty$). Константу можно оценить, предположив, что (6) по порядку величины справедливо и при $l \sim l_{cr}$. Тогда из (2), (3) имеем

$$U(l) = c_2 u_n \varphi \ln(u_n l/c_1 a^0 \theta), \quad \varphi = 0[\sqrt{\theta + 1} - 1/\theta - 1]/(1 + \theta). \quad (7)$$

Остановимся на условиях справедливости формулы (7). Первые два ($u^0 \ll u_n$, $l \gg l_{cr}$) указаны ранее. В общем случае можно предположить, что развитие возмущений с масштабом $l \ll L_m$ не зависит от граничных условий, т. е. (7) справедливо не только для в среднем плоского пламени, но и для камеры сгорания, если $u^0 \ll u_n$, $L_m \gg l \gg l_{cr}$. По-видимому, для приближенных оценок формулой (7) можно пользоваться и при $u^0 < u_n$, $L_m > l > l_{cr}$. Можно также предположить, что в реальной камере сгорания при $u^0 < u_n$ возмущения с масштабом порядка L_m неустойчивы, поэтому протяженность зоны горения порядка $L_z \sim L_m$. Тогда соотношения (3), (7) дают u_t .

Для оценки характеристик генерированной пламенем турбулентности рассмотрим структурную функцию $3D_{uu} = \langle [u_k(x_S) - u_k(x_S + l_S)]^2 \rangle_w$,

где индекс w означает, что осреднение производится при условии, что $w = U$. Ввиду отсутствия других параметров с размерностью скорости предположим, что

$$D_{uu} \sim U^2(l). \quad (8)$$

Условия справедливости формулы (8) те же, что и соотношения (7).

Проанализируем теперь распространение пламени в потоке с характерным поперечным размером L_m и произвольной энергией турбулентности в набегающем потоке. Роль неустойчивости пламени оценим, сравнивая D_{uu} со структурной функцией пульсаций скорости в набегающем потоке $D_{uu}^0 = \langle [u_k^0(x_S) - u_k^0(x_S + l_S)]^2 \rangle / 3$. Поскольку структурные функции дают энергию возмущения с масштабом порядка l , то при $D_{uu} \gg D_{uu}^0$ неустойчивость существенна и, наоборот, она не играет роли, если $D_{uu} \ll D_{uu}^0$. Имеем $l_{cr} \ll \eta = (\nu^0)^{3/4} \langle \epsilon \rangle^{-1/4}$ при $\bar{\Gamma} \ll 1$. Поскольку $D_{uu}^0(\eta) \sim (\nu_0 \cdot \langle \epsilon \rangle)^{1/4}$ [33], то из (7), (8) получаем $D_{uu}(\eta) \gg D_{uu}^0(\eta)$. Таким образом, при $\bar{\Gamma} \ll 1$ неустойчивость пламени всегда сильно влияет на развитие мелкомасштабных возмущений. Поскольку, по определению, $u^2 = D_{uu} = (L_m)$, то из сравнения характерных скоростей крупномасштабных возмущений в пламени и в набегающем потоке получаем критерий

$$V = u_n \varphi(\theta) (u^0)^{-1} \Pi(u_n L_m / c_1 a^0 \theta).$$

При $V \gg 1$ неустойчивость пламени сильно влияет на крупномасштабные возмущения. Так как энергия передается от крупномасштабных возмущений к мелкомасштабным, то в этом случае структура турбулентности в пламени полностью определяется его неустойчивостью. Поэтому формулы (7), (8) справедливы не только при $u^0 \ll u_n$, но и при выполнении более слабого условия $V \gg 1$.

Из сказанного выше видно, что автотурбулизация пламени является одним из важнейших процессов, влияющих на горение однородной смеси. Критерий V , описывающий этот процесс, должен определять значение u_i . Величина u_i должна также зависеть от характеристик турбулентности в набегающем потоке (u^0, L). Поскольку влияние u_n на u_i уже учтено в критерии V , то можно предположить, что u_i зависит лишь от V, u^0, L . Тогда из соображений размерности получаем

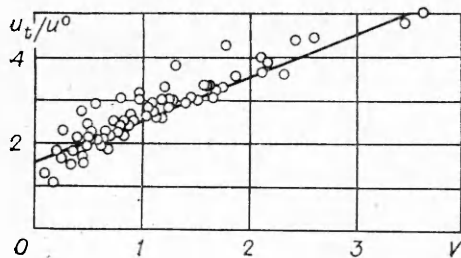
$$u_i = u^0 F(V). \quad (9)$$

Для проверки сделанных выше выводов рассмотрим сначала опыты [21], в которых исследовалось горение в потоке за решеткой. Установлено, что при достаточно малых u^0 ($u^0 \leq 2u_n$) с увеличением масштаба турбулентности энергия генерированных пламенем пульсаций растет. Аналогичный вывод следует из (8) ($u \sim \sqrt{D_{uu}(L)} \sim \ln L$). Количественное сопоставление теоретических и экспериментальных данных в этом случае затруднено тем, что условия справедливости формулы (8) полностью не выполняются ($l \leq 3l_{cr}$ в опытах [21]). Сделанный вывод имеет важное значение, поскольку в известных теориях автотурбулизации пламени [16] энергия генерированной пламенем турбулентности не зависит от L .

Для проверки сделанных выше выводов обработаны также экспериментальные данные [3—5], полученные при исследовании горения бензино-воздушных смесей в трубе квадратного сечения со стороной d . Режимные параметры в этих опытах варьировались в широком диапазоне значений: $\alpha^0 = 0,8 \div 1,4$, $p = 0,04 \div 0,4$ МПа, $T^0 = 393 \div 793$ К, $d = 2,5 \div 15$ см, $u_0 = 30 \div 140$ м/с. Величина u_i определялась из положения передней границы пламени. Поскольку $\langle \epsilon \rangle = 15\nu^0 \langle g^2 \rangle$ [34], то

$$\bar{\Gamma} = a^0 u_n^{-2} \sqrt{\langle \epsilon \rangle / 15\nu^0}, \quad \langle \epsilon \rangle = (u^0)^3 / L. \quad (10)$$

Используя данные [34], примем, что $u^0 = 0,05u_0$, $L = 0,2d$. Оценки, основанные на приведенных соотношениях показывают, что $\bar{\Gamma} = 0,01 \div 1$ в рассматриваемых опытах, т. е. формула (9) в первом приближении



справедлива. При оценке V использовались значения u_n , заимствованные из [7], а состав в лидирующих точках находился из соотношения (1), которое для бензино-воздушных смесей приобретает вид $\alpha^b = 1,33 \alpha^0$. Принято, что $L_m = d/2$, $c_1 = 2$. Результаты обработки приведены на рисунке. Видно, что экспериментальные точки группируются вокруг

единой кривой, которую можно аппроксимировать соотношением $u_t/u^0 = 1,5 + V$. При $V \gg 1$ это соотношение переходит в формулу (8). Действительно, из (3), (7) получаем $u_t = U(L_m) = u^0 V$. Отсюда видно, что постоянная c_2 порядка единицы. Эта оценка косвенно свидетельствует о правильности высказанных соображений, так как очень большие или очень малые значения эмпирических постоянных, как правило, указывают на то, что в теории не учтены какие-то важные процессы.

В другом предельном случае $V \ll 1$ из рисунка видно, что $u_t \sim u^0$. Этот результат не удивителен, поскольку при $V \ll 1$ энергия турбулентности в пламени и в набегающем потоке одинакова, а $u_n \ll u^0$. Поэтому в окрестности лидирующих точек пламя есть поверхность, в первом приближении движущаяся вместе со средой. Скорость перемещения такой поверхности и, следовательно, u_t порядка u^0 .

Данные, приведенные на рисунке, свидетельствуют о том, что неустойчивость пламени и различия в коэффициентах переноса заметно влияют на характеристики горения. В этой связи отметим, что при увеличении p или L критерий L/l_{cr} возрастает. При этом усиливается влияние неустойчивости пламени на мелкомасштабную структуру турбулентности. В результате увеличивается энергия турбулентности и поверхность пламени, т. е. u_t растет. Таким образом, удается объяснить закономерности, которые не укладываются в рамки представлений, развитых в «поверхностных» теориях горения (см. анализ, проведенный в [7]).

Проанализируем случай $\bar{\Gamma} \gg 1$. Из (2), (10) получаем $\eta \ll l_{cr}$. Используя теорию [33], имеем $D_{uu} \sim (\langle \epsilon \rangle l)^{2/3}$ при $L \gg l \gg \eta$, т. е. $D_{uu}^0(l_{cr}) \sim (\langle \epsilon \rangle l_{cr})^{2/3}$. Тогда из (7), (8) находим $D_{uu}^0(l_{cr}) \gg D_{uu}(l_{cr})$. Так как $D_{uu}^0 \sim l^{2/3}$, $D_{uu} \sim \ln^2 l$, то из неравенства $D_{uu}^0(l_{cr}) \gg D_{uu}(l_{cr})$ вытекает, что $D_{uu}^0 \gg D_{uu}$ при всех $l < L_m$, т. е. неустойчивость пламени несущественна вообще.

В рассматриваемом случае вопрос о механизме горения остается открытым. Если справедливо приближение [18] (что и предполагается далее), то зона химических реакций всегда является поверхностью, на которой удельная скорость переработки вещества равна u_n [19, 35]. Проанализируем, что происходит с такой поверхностью, если горение осуществляется в ограниченном объеме, а расход смеси G и, следовательно, энергия турбулентности возрастают. Очевидно, в этом случае поверхность зоны реакции увеличивается, а поскольку горение протекает в ограниченном пространстве, то такое увеличение может осуществляться только из-за появления все более и более мелкомасштабных возмущений. Однако из-за возникновения критических условий появления искривлений зоны реакции с масштабом меньше δ невозможно (например, радиус кривизны стационарного сферического пламени не может быть меньше δ). Очевидно, что уже при $\bar{\Gamma} \geq 1$ критические условия в зоне реакции возникают достаточно часто, так как в этом случае в набегающем потоке минимальный размер вихрей порядка δ , а их энергия $D_{uu}^0(\delta)$ порядка u_n^2 . Отсюда можно предположить, что при горении в ограниченном объеме, в каждой точке которого $\bar{\Gamma} \geq 1$, турбулизация потока (увеличение $\bar{\Gamma}$) не приводит к возрастанию площади зоны реакции, т. е.

при $\bar{\Gamma} \sim 1$ достигается предельная теплонапряженность процесса горения.

Для подтверждения сказанного рассмотрим опыты [11], в которых при $u^0 > u_{cr}$ с возрастанием u^0 значения u_i либо не менялись, либо уменьшались (в этих опытах при изменении u^0 смена режима горения наблюдалась вполне отчетливо и поэтому определение u_{cr} не вызывает труда). Очевидно, что для оценки u_{cr} в (10) следует подставить $\bar{\Gamma} = 1$, $u^0 = u_{cr}$. При горении пропана измеренные и оцененные (указаны в скобках) значения u_{cr} составляли 2,3(2,3), 5,2(6,8), 4,2(3,6) м/с. Для этих режимов $\alpha^0 = 0,65; 1,1; 4$. Для водорода при $\alpha^0 = 3$ имеем $u_{cr} = 5,2(5)$ м/с. В оценках использовалось указанное в [11] $L = 1$ см и учтено изменение состава в критическом для распространения пламени режиме ($\alpha^0 = 1,2\alpha^0$ для пропана, $\alpha^b = 0,6\alpha^0$ для водорода).

Дальнейшее подтверждение правильности предложенной схемы получает при анализе работы основной камеры сгорания газотурбинного двигателя. Оценим сначала максимальную теплонапряженность процесса горения, предположив, что формула (9) справедлива вплоть до $\bar{\Gamma} \leq 1$, а при $\bar{\Gamma} \geq 1$ с увеличением u^0 средняя скорость реакции $\langle W \rangle$ не возрастает. Очевидно, что $\langle W \rangle \sim u_i/L_z$. Как указывалось ранее, $u_i \sim u^0$ при $V \ll 1$. Поскольку при $V \ll 1$ в первом приближении зона реакции движется вместе со средой, то протяженность зоны горения в направлении, нормальном осредненным изотермам, порядка $L_z \sim L$. Отсюда получаем $\langle W \rangle \sim u^0/L$ при $\bar{\Gamma} \leq 1$. Положив в (10) $\bar{\Gamma} = 1$, пайдем u^0 , а подставив полученное значение u^0 в формулу для $\langle W \rangle$, найдем максимальную скорость реакции $\langle W \rangle_m$ в виде

$$\langle W \rangle_m \sim u_n^{4/3} L^{-2/3} (a^0)^{-1/3}. \quad (11)$$

Из (11) заключаем, что максимальный расход смеси G_m , который может «переработаться» в камере сгорания объемом v , по порядку величины равен $G_m \sim v \rho^0 \langle W \rangle_m$. Естественно предположить, что полнота сгорания η_z на выходе из геометрически подобных камер сгорания есть универсальная функция от $K = G/G_m$. Поскольку $\rho^0 \sim p/T^0$, $a^0 \sim (T^0)^2/p$, $u_n \sim (T^0)^2 p^{-0,15}$, то $K \sim G/T^0 p^{1,13}$, т. е. $\eta_z = F(G/T^0 p^{1,13})$. Предсказанная форма зависимости η_z от режимных параметров эмпирически установлена в [36] при обработке большого числа испытаний камер сгорания газотурбинных двигателей (в опытах величины G , T^0 , p варьировались в широком диапазоне значений). Таким образом, изложенные теоретические соображения подтверждаются и при исследовании горения в двигателях.

Требуется особых комментариев характер зависимости $\eta_z(G)$. Установлено, что по мере увеличения G полнота сгорания уменьшается плавно, т. е. срыва пламени не происходит. Для объяснения этой особенности учтем внутреннюю перемежаемость турбулентности, т. е. чередование областей двух типов. В одних областях течение завихренно, поэтому градиенты скорости в них велики ($|g|$ неограниченно увеличивается с ростом числа Рейнольдса). Локальные значения критерия $\Gamma = |g| a^0 / u_n^2$ в таких областях велики, поэтому условия для горения в них неблагоприятны. В областях второго типа течение потенциально, все его характеристики не зависят от вязкости, градиенты скорости в них порядка u^0/L . Локальные значения критерия Γ в таких областях $\Gamma \sim \gamma = a^0 u^0 / L \cdot u_n^2 \ll \bar{\Gamma}$ (предполагается, что $u^0 L / v^0 \gg 1$). Эти значения могут быть малы даже при $\bar{\Gamma} \gg 1$. Таким образом, условия для горения в областях второго типа благоприятны, если $\gamma < 1$. Отсюда вытекает, что при $\gamma < 1$ с увеличением u^0 срыва пламени не происходит. Однако с возрастанием G (т. е. с увеличением u^0) объем областей, в которых локальные значения Γ меньше единицы, падает. Этот процесс приводит к тому, что при $\bar{\Gamma} \geq 1$ достигается предельная теплонапряженность процесса горения. Поскольку объем камеры сгорания конечен, то при увеличении G полнота сгорания на выходе из нее уменьшается плавно. При этом срыв пла-

мени произойдет, если градиенты скорости в областях второго типа станут велики, т. е. тогда, когда значения γ по порядку величины станут больше единицы.

Критерий γ фигурировал в ряде работ по теории турбулентного горения [8, 37—39]. Установлено [37, 39], что при срыве пламени в следе за плохо обтекаемыми телами его значения действительно порядка единицы. Здесь следует сделать лишь одно замечание. Известно [37], что при одинаковых значениях u_n в богатых ($\alpha^0 < 1$) пропано-воздушных смесях скорость при срыве пламени выше, чем в бедных ($\alpha^0 > 1$). Такое различие можно объяснить, если учесть изменение состава в критических для распространения пламени условиях.

В заключение отметим, что в настоящее время наиболее реальный путь решения возникающих в практике задач, по-видимому, заключается в использовании методов, развитых в полуэмпирических теориях турбулентности. Нестрогие соображения, высказанные в данной работе, указывают на то, что применительно к течениям реагирующего газа эти методы должны уточняться с тем, чтобы учесть 1) воздействие неустойчивости пламени на характеристики турбулентности, 2) влияние различий в коэффициентах молекулярного переноса, 3) воздействие мелкомасштабной структуры турбулентности и, в частности, внутренней перемежаемости на горение в наиболее теплонапряженных режимах.

Автор благодарит Я. Б. Зельдовича и Л. А. Клячко за обсуждение работы.

Поступила в редакцию 11/XI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Damköhler. Z. Electrochemie, 1940, 6, 11.
2. К. И. Щелкин. ЖТФ, 1943, 13, 6.
3. В. М. Янковский, А. В. Талантов.— В сб.: Второй Всесоюз. симп. по горению и взрыву. Черноголовка, 1969.
4. В. В. Голубев и др. Изв. вузов. Авиационная техника, 1973, 2.
5. А. Ф. Кузин и др.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
6. В. К. Баев, П. К. Третьяков. Изв. СО АН СССР, 1969, 1, 3.
7. А. В. Талантов. Основы теории горения. Казань, 1975.
8. В. К. Баев и др. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов. Новосибирск: Наука, 1975.
9. В. Б. Либрович, В. И. Лисицын. Препринт ИПМ, № 57. М., 1975.
10. P. A. Zibby, K. N. S. Bray. AIAA J., 1981, 19, 2.
11. В. П. Карпов, Е. С. Северин.— В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
12. T. Suzuki et al. Bulletin JSME, 1979, 22, 167.
13. К. Воль и др.— В сб.: Вопросы горения и детонационных волн. М.: Оборонгиз, 1958.
14. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. Турбулентное и гетерогенное горение. М., 1947.
15. Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1976, 12, 3.
16. V. Karlowitz et al. J. Chem. Phys., 1951, 19.
17. В. Р. Кузнецов.— В сб.: Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
18. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 1.
19. А. М. Климов. ПМТФ, 1963, 3.
20. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1943, 13, 6.
21. D. R. Ballal. Proc. Roy. Soc. Lond., 1979, A367, 353.
22. Дж. Маркштейн. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
23. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович.— В сб.: Итоги науки. Устойчивость пламен. М., 1966.
24. В. Р. Кузнецов, В. А. Сабельников. ФГВ, 1977, 13, 4.
25. В. К. Баев, П. К. Третьяков. ФГВ, 1968, 4, 3.
26. Н. Ф. Дубовкин. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. М.: ГЭИ, 1962.
27. С. Бретшнайдер. Свойства газов и жидкостей. М.: Химия, 1966.
28. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 10, 1.
29. R. E. Petersen, H. W. Emmons. Phys. Fluids, 1961, 4, 4.
30. В. К. Баев, П. К. Третьяков. ФГВ, 1970, 6, 2.
31. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1966, 1.
32. В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1975, 11, 4.

33. А. Н. Колмогоров. Докл. АН СССР, 1941, 30, 4.
34. А. А. Таунсенд. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: ИЛ, 1959.
35. А. М. Климов.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
36. В. Е. Дорошенко.— В сб.: Третье Всесоюз. совещание по теории горения. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
37. Б. П. Лебедев и др. Камеры сгорания авиационных газотурбинных двигателей. М., 1957.
38. А. М. Климов.— В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
39. В. К. Баев, П. К. Третьяков.— В сб.: Исследование горения газообразных топлив. Новосибирск, ИТПМ, 1977.

УДК 662.612.2

РАСЧЕТ КИНЕТИКИ И УСТАНОВЛЕНИЕ МЕХАНИЗМА ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ В ПЛАМЕНИ ПЕРХЛОРАТА АММОНИЯ

Н. Е. Ермолин, О. П. Коробейничев, А. Г. Терещенко, В. М. Фомин
(Новосибирск)

Важной стадией процесса горения ПХА являются протекающие в газовой фазе в пламени реакции между продуктами газификации конденсированной фазы, важнейшие из которых — аммиак и хлорная кислота. Детальное знание кинетики и механизма этих радикальных цепных реакций необходимо для создания модели горения ПХА и топлив на его основе.

В работе [1] предложена кинетическая схема цепных реакций, включающая десять стадий, большинство из которых обсуждалось в [2], с четырнадцатью компонентами (из них пять — атомы и радикалы). Вследствие того, что было невозможно вести расчеты по нахождению скорости горения ПХА в модели горения, включающей упомянутую выше схему цепных реакций в газовой фазе, авторы [1] заменили сложную кинетическую схему одной реакцией с эффективными кинетическими параметрами. Поэтому расчеты кинетики в [1] велись в изотермических и изобарических условиях с целью нахождения порядка, энергии активации и константы скорости суммарной реакции для ряда значений температур, давлений и составов, характерных для пламени ПХА.

В [3] представлены результаты экспериментального исследования распределения концентраций в пламени ПХА при давлении ~ 1 атм и начальной температуре 260°C , которые позволили определить качественный и количественный состав продуктов газификации ПХА. Эти данные показали, что предложенная в [1] схема реакций слишком упрощенная — в ней, например, отсутствуют реакции с участием двуокиси азота, являющейся основным продуктом окисления NH_3 на ранних стадиях. Результаты [1] не объясняют даже качественно поведения профилей концентраций стабильных компонентов NO_2 , O_2 , NO , ClOH , зафиксированных в [3]. В настоящей работе проведены более детальные расчеты кинетики реакций в пламени ПХА, базирующиеся на широком наборе возможных реакций и взятых из эксперимента данных по начальному составу газовой смеси (продуктам газификации ПХА). Цель работы — отбор наиболее существенных реакций, протекающих в рассматриваемой системе, на основе сопоставления результатов расчета кинетики с экспериментальными данными по профилям концентраций в пламени ПХА.