

ЛИТЕРАТУРА

1. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И., Мелихов О. И. Распространение пламени в закрытом канале // ФГВ.— 1987.— 23, № 3.— С. 30.
2. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
3. Зельдович Я. Б. // ЖЭТФ.— 1941.— 11, вып. 1.— С. 159.
4. Spalding D. B. // Proc. Roy. Soc. L.— 1957.— A240, N 1220.— P. 83.
5. Buckmaster J. // Combust. Flame.— 1976.— 26, N 2.— P. 151.
6. Joulin G., Clavin P. // Acta Astronaut.— 1976.— 3, N 3/4.— P. 223.
7. Любченко В. И., Марченко Г. Н. // Докл. АН СССР.— 1986.— 291, № 6.— С. 1415.
8. Aly S. L., Hermance C. E. // Combust. Flame.— 1981.— 40, N 2.— P. 173.
9. Benkhaldoun F., Larrourou B., Denet B. // Combust. Sci. Techn.— 1989.— 64, N 4—6.— P. 187.
10. Westbrook C. K., Adamezyk A. A., Lavoie G. A. // Combust. Flame.— 1981.— 40, N 1.— P. 81.
11. Hocks W., Peters N., Adomeit G. // Ibid.— 1981.— 41, N 2.— P. 157.
12. Smith O. I., Westbrook C. K., Sawyer R. F. // 17th Symp. (Int.) on Combust.— Pittsburgh, 1978.
13. Ferguson C. R., Keck J. C. // Combust. Flame.— 1977.— 28, N 2.— P. 197.
14. Oran E. S., Boris J. P. // Progr. Energy Combust. Sci.— 1981.— 7.— P. 1.
15. Копылов Г. Г., Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. и др.— М., 1984.— (Препр./АН СССР. ИПМ; № 237).
16. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. // ИФЖ.— 1980.— 38, № 3.— С. 528.
17. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И. // Математическое моделирование.— 1989.— 1, № 6.— С. 146.
18. Бабкин В. С., Бадалян А. М., Никулин В. В. // Горение гетерогенных и газовых систем.— Черноголовка, 1977.
19. Штессель Э. А. О влиянии естественной конвекции на пределы распространения пламени // ФГВ.— 1979.— 15, № 3.— С. 10.
20. Гребер Г., Эрк С., Григуль У. Основы учения о теплообмене.— М.: ИЛ, 1958.
21. Заказов В. Ф., Куршева Л. А., Федина З. И. Определение нормальных скоростей и критических диаметров гашения пламени аммиачно-воздушных смесей // ФГВ.— 1978.— 14, № 6.— С. 22.
22. White A. G. // J. Chem. Soc.— 1922.— 121.— P. 1688.
23. Pratt N. H., Starkman E. S. // 12th Symp. (Int.) on Combust.— Pittsburgh, 1969.
24. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Физматгиз, 1963.

г. Москва

Поступила в редакцию 26/III 1990,
после доработки — 14/VIII 1990

УДК 536.46

В. Н. Лебедев

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПОГАСАНИЯ ЛАМИНАРНЫХ РАСТЯГИВАЕМЫХ ПЛАМЕН В СМЕСЯХ $H_2 +$ И $CH_4 +$ ВОЗДУХ

Выполнены численные расчеты уравнений гидродинамики и тепло- и массопереноса, описывающих структуру нормальных и растягиваемых пламен, с учетом детальной кинетики химического превращения, многокомпонентной диффузии и термодиффузии. Найдены предельные интенсивности растяжения двойных и одиночных водородо- и метановоздушных пламен, определяющие срыв горения, в широком диапазоне изменения состава исходной смеси. Рассчитаны скорости соответствующих нормальных пламен и определены возможности упрощения исходной модели молекулярного переноса.

Горение однородной смеси реагирующих газов как в ламинарном, так и в турбулентном потоке тесно связано с гидродинамикой. При этом структуру локально плоских фронтов химического превращения можно детально описать, опираясь на известную модель однородно растягиваемого плоского ламинарного пламени [1]. Численные расчеты с многостадийной кинетикой горения двойных, одиночных и цилиндрических растягиваемых пламен для отдельных составов $H_2 +$ воздух [2, 3] и $CH_4 +$ воздух [4] резко различающейся стехиометрии обнаружили

сильную зависимость их структуры и условий погасания от исходной смеси и позволили установить несколько качественно различных типов затухания одиночного фронта пламени, в том числе и скачкообразный срыв горения. Однако выборочный характер таких расчетов и недостаточно строгое описание процессов молекулярного переноса, играющих в растягиваемом пламени исключительно важную роль, не позволяют получить надежной и полной количественной информации.

Цель настоящей работы — определение предельной интенсивности растяжения ламинарных водородо- и метановоздушных пламен в широком диапазоне изменения состава исходных смесей с использованием детальной кинетики горения и более полного механизма тепло- и массопереноса (включая многокомпонентную диффузию и термодиффузию). Анализируется погасание только срывного, скачкообразного вида применительно к двум типам однородно растягиваемых фронтов пламени: симметричное двойное пламя (ДП), стабилизированное в одинаковых противонаправленных потоках горючей смеси, и одиночный фронт пламени (ОП), растягиваемый встречным потоком продуктов сгорания смеси того же состава.

Исходная система уравнений Навье — Стокса и тепло- и массопереноса для растягиваемого пламени имеет форму уравнений реагирующего пограничного слоя. Предполагая стационарность внешнего поля скорости (рассматривается плоское течение), вводим безразмерную функцию тока $f(\xi)$, исключая уравнение неразрывности. Переходя к новым безразмерным переменным, получим систему уравнений, зависящую от времени и координаты, нормальной к изоскалярным поверхностям:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 f}{\partial t \partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\mu}{\mu_0 \rho_0} \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} \right) + f \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} + \frac{\rho_0}{\rho} \left(\frac{\partial f}{\partial \xi} \right)^2 &= 0, \\ -\frac{\partial Y_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\rho^2}{\rho_0 \mu_c} Y_i V_i \right) + f \frac{\partial Y_i}{\partial \xi} + \frac{W_i \mu_i}{\rho \gamma'} &= 0, \quad i = 1, \dots, N, \\ -\frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial q}{\partial \xi} + f \frac{\partial h}{\partial \xi} &= 0, \\ V_i &= \frac{1}{X_i} \sum_{j=1}^N \frac{Y_j}{X_j} D_{ij} \frac{\partial X_j}{\partial \xi} - \frac{D_i^T}{\rho Y_i} \frac{\partial \ln T}{\partial \xi}, \\ q &= \frac{\rho}{\rho_0 \mu_0} \left[\sum_{i=1}^N \rho Y_i V_i h_i - \frac{\lambda}{c_p} \left(\frac{\partial h}{\partial \xi} - \sum_{i=1}^N h_i \frac{\partial Y_i}{\partial \xi} \right) - \sum_{i=1}^N \frac{RT}{\mu_i Y_i} \frac{D_i^T}{\partial \xi} \right]. \end{aligned}$$

Уравнение состояния

$$\rho = p \bar{\mu} / RT.$$

Поле скорости

$$\begin{aligned} \rho v &= -\sqrt{\gamma' \mu_0 \rho_0} f, \\ u &= u_e \partial f / \partial \xi, \quad \xi = \sqrt{\frac{\gamma'}{\mu_0 \rho_0}} \int_0^y \rho dy, \quad t = \gamma' t'. \end{aligned}$$

Компоненты вектора скорости потенциального потока непрореагировавшей смеси $u_e = \gamma' x$, $v_e = -\gamma' y$.

Граничные условия для ДП:

$$\begin{aligned} \xi = \infty: \quad \partial f / \partial \xi &= 1, \quad Y_i = Y_{i0}, \quad h = h_0, \\ \xi = 0: \quad f &= 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial \xi} = \frac{\partial h}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} = 0; \end{aligned}$$

для ОП:

$$\begin{aligned} \xi = -\infty: \quad \frac{\partial f}{\partial \xi} &= 1, \quad Y_i = Y_{i0}, \quad h = h_0, \\ \xi = \infty: \quad \frac{\partial f}{\partial \xi} &= \sqrt{\varepsilon}, \quad Y_i = Y_{ir}, \quad h = h_0, \quad f(0) = 0. \end{aligned}$$

Здесь $\varepsilon = \rho_0/\rho(T = T_r)$ — степень расширения продуктов сгорания; t' — время; h — энтальпия смеси; T — температура; ρ — плотность; μ , λ и c_p — вязкость, теплопроводность и удельная теплоемкость смеси (те же величины с индексом нуль относятся к исходной смеси); Y_i и X_i — массовая и мольная доли i -го компонента смеси, состоящей из N индивидуальных веществ; μ_i — молярная масса; $\bar{\mu}$ — средняя молярная масса; Y_{ir} и T_r — равновесные концентрации и адиабатическая температура продуктов сгорания нормального пламени; W_i — полная скорость образования i -го компонента; h_i — его энтальпия; p — давление; V_i — скорость диффузии i -го вещества; q — тепловой поток; D_{ij} — многокомпонентный коэффициент диффузии; D_i^T — коэффициент термодиффузии; u_0 — скорость нормального пламени; R — универсальная газовая постоянная; γ' — градиент скорости; y — координата, нормальная фронту пламени; x — продольная координата; $\gamma = \gamma'\tau_0$; $\tau_0 = \lambda_0/\rho_0 c_{p0} u_0^2$.

Приведенная система дифференциальных уравнений с соответствующими граничными условиями интегрировалась численно методом установления. Начальными условиями для нормальных пламен служили кусочно-линейные пространственные распределения скалярных величин, достаточно близкие к искомым, а для растягиваемых пламен — соответствующие стационарные растягиваемые пламена в среде с меньшим градиентом скорости. Кинетическая схема, включающая 39 обратимых химических реакций, в расчетах метановоздушных пламен использовалась полностью, а водородовоздушных — ее соответствующая часть. Всего учитывалось 14 компонентов смеси: H, OH, O, HO₂, CH₄, CN₃, CH₂O, CNO, CO, H₂, O₂, CO₂, H₂O и N₂.

Все расчеты проведены при $p = 1$ атм, $T_0 = 298$ К. Более подробные сведения по методике численных расчетов, вычислению коэффициентов переноса, определению теплофизических характеристик, кинетике реагирования и т. д. содержатся в [5]. Отметим лишь, что вычисление D_{ij} , D_i^T , λ основано на использовании известной матрицы $L(3N \times 3N)$ метода расчета коэффициентов переноса в многокомпонентной среде, развитого Диксоном — Льюисом [6]. Срыв горения определялся по потере сходимости вычислительной процедуры (начало ускоряющегося нестационарного перехода к другому стационарному режиму) при изменении $\gamma = \gamma_*$ на достаточно малую величину (менее 1 %). Физически это означает затухание горения, выражающееся для ДП в схлопывании реакционной зоны, а для ОП — в переходе к режиму простого теплообмена между непрореагировавшей смесью и горячими продуктами сгорания (при этом может иметь место и слабое окисление горючего с интенсивностью на 1—2 порядка ниже, чем в нормальном пламени, и скоростью тепловыделения еще на порядок меньшей).

Рассмотрим результаты численных расчетов ДП и ОП. Для водородовоздушных пламен скорости нормальных пламен u_0 , характерные времена горения τ_0 , а также величины γ_* и γ'_* (критические градиенты скорости при срыве ДП в зависимости от объемной концентрации H₂)

Т а б л и ц а 1

[H ₂], %	u_0 , см/с	$\tau_0 \cdot 10^5$, с	γ_*	γ'_* , 1/с
12	8,9	370,0	26,0	7 000
13,5	18,5	88,65	9,15	10 400
15	31,5	30,65	4,25	13 900
17,5	60,5	9,07	1,69	18 600
20	94	4,24	0,91	21 500
30	233	0,794	0,25	31 300
40	298	0,59	0,145	24 600
45	293	0,67	0,132	19 700
60	191,4	2,065	0,108	5 250
70	89,3	11,43	0,073	640

сведены в табл. 1. Все данные получены на основе расчетов с учетом многокомпонентной диффузии и термодиффузии.

Прежде всего следует отметить очень высокий уровень γ'_* . По этой причине экспериментально осуществить срыв ДП практически невозможно в довольно широком диапазоне изменения состава смеси (~12—55 %), а локальные срывы горения в турбулентных пламенах этих составов не должны проявляться. Весьма показательна и сильная моно-

Таблица 2

φ	α	u_0 , см/с	$\tau_0 \cdot 10^3$, с	γ_*		γ'_* , 1/с	
				ДП	ОП	ДП	ОП
0,55	1,82	5,85	6,33	1,84	7,3	300	1200
0,6	1,67	11,0	1,80	1,0	3,2	560	1800
0,7	1,43	18,5	0,637	0,71	1,82	1120	2860
0,8	1,25	26,5	0,311	0,51	1,1	1650	3520
0,9	1,11	33,7	0,1923	0,4	0,6	2100	3150
1,0	1,0	37,5	0,1555	0,35	0,36	2250	2350
1,1	0,91	41,3	0,1284	—	0,28	—	2200
1,125	0,89	41,4	0,1278	0,25	—	2040	—
1,15	0,87	41,4	0,1278	—	0,27	—	2110
1,2	0,83	40,0	0,137	0,223	—	1630	—
1,25	0,8	37,8	0,156	0,2	—	1280	—
1,4	0,71	21,6	0,471	0,19	—	400	—
1,5	0,67	10,9	1,85	0,27	—	150	—

тонная зависимость γ_* от состава смеси (изменение на 2—3 порядка), тогда как γ'_* — более слабая функция состава, максимум которой смещен в сторону меньших коэффициентов избытка окислителя α по сравнению с максимумом u_0 . Данные особенности тесно связаны с изменением соотношения диффузионных потоков основных реагентов между собой в условиях изменяющихся градиентов скалярных полей при растяжении пламени, что повышает интенсивность горения в бедных смесях и ослабляет в богатых [7].

Расчеты структуры ОП позволяют сделать вывод, что реально существующий в турбулентных пламенах спектр гидродинамических деформаций практически не изменяет (в рамках принятой модели) локальной структуры реакционных зон в богатых (~30—55 % H_2) смесях. Для остальных составов такое влияние может быть очень сильным — вплоть до полного подавления химической реакции (например, вблизи бедного предела).

Исследована также возможность упрощения модели молекулярного переноса. Численные эксперименты, проведенные для нормальных пламен (ДП и ОП), показали [5], что в целом с достаточной достоверностью их структуру можно описать, используя наиболее простой подход в вычислении V_i и q [2—4], запись V_i в форме закона Фика с эффективным коэффициентом диффузии, приближенно учитывающимся многокомпонентность среды; термодиффузионные члены отбрасываются. Учет термодиффузии и диффузионного потока тепла не изменяет качественную сторону, но может вносить заметную количественную поправку (особенно для богатых и бедных околопредельных смесей: $\geq 60\%$ и $\leq 12\%$ H_2). Влияние многокомпонентного характера обычной диффузии гораздо слабее.

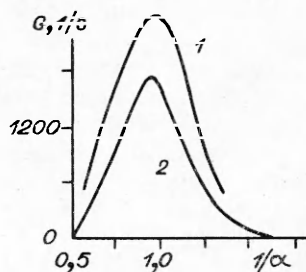
Метановоздушные пламена. В табл. 2 представлены зависимости скорости нормальных пламен, характерных времен горения, размерных и безразмерных градиентов скорости при срыве ДП и ОП от состава смеси (здесь $\varphi = 1/\alpha$).

Скачкообразное изменение характеристик ОП (уменьшение концентраций активных центров и тепловыделения на несколько порядков) связано, как установлено ранее [4], с усилением диффузионного оттока активных центров в продукты сгорания и присущее только бедным и слегка богатым смесям ($\varphi \leq 1,15$). Максимумы γ'_* для ДП и ОП смещены в бедные смеси, тогда как максимум u_0 находится в богатых смесях. Причины лучшей «сопротивляемости» фронтов пламени в бедных смесях их растяжению непосредственно связаны с индивидуальными особенностями соответствующих нормальных пламен [4]. Отличие числа Льюиса лимитирующего реагента от единицы (~3 %) существенной роли не играет. Конечно, в турбулентных пламенах вряд ли можно

ожидать локальные затухания, как в ОП, так как состав продуктов сгорания в турбулентной реакционной зоне далек от равновесного. Кроме того, даже если бы такой срыв произошел, горение опять возобновится, как только местное значение γ' станет меньше γ'_* . В целом же влияние реального спектра гидродинамических деформаций на локальную структуру фронтальных реакционных зон в метановоздушных смесях может быть сильным для всех составов.

Все данные табл. 2 получены наиболее производительным способом (обозначим его индексом II) с использованием для V_i приближения независимой диффузии [4] без учета термодиффузионных эффектов. Поэтому сделана оценка влияния исходной модели молекулярного переноса для составов смеси с $\alpha = 0,8, 1,0$ и $1,43$. Как и в системе $H_2 + O_2 + \text{воздух}$, учет многокомпонентного характера диффузии слабо отражается на результатах: данные расчетов различаются не более чем на 1%. Влияние термодиффузионных эффектов гораздо заметнее и возрастает при обогащении смеси. Так, скорости нормальных пламен, вычисленные по наиболее полной методике I, превышают u_0^{II} на 2, 4 и 10% при $\alpha = 1,43, 1,0$ и $0,8$. Отличие критических значений γ для ДП и ОП, полученных этими способами, еще примерно в 2 раза больше, причем $\gamma_*^I (\alpha = 1,43) > \gamma_*^I$, а $\gamma_*^I (\alpha = 1,0; 0,8) < \gamma_*^I$.

Выполнен также комплекс расчетов ДП (методом I) для осесимметричной геометрии течения, что дает возможность сопоставления с экспериментом [8] по растяжению ДП во встречных струях (см. рисунок, где G — градиент нормальной фронты



пламени компоненты вектора скорости в исходной смеси при затухании ДП, 1 — расчет, 2 — эксперимент). Наблюдаемый сдвиг кривых может быть связан с неполной взаимной адекватностью гидродинамических полей.

В заключение подчеркнем, что, поскольку заметное отклонение структур ДП и ОП от соответствующих нормальных пламен происходит только начиная с некоторых достаточно высоких значений γ' , приведенные в табл. 1 и 2

значения γ'_* можно использовать для оценки максимального уровня скоростей гидродинамической деформации в турбулентном потоке, для которых локально-плоские фронтальные реакционные зоны не отличаются от соответствующих нормальных пламен. Численные расчеты показывают, что это будут значения γ' , на порядок меньше соответствующих γ'_* (за исключением бедных водородовоздушных пламен, где данные пороговые γ' еще на порядок ниже).

ЛИТЕРАТУРА

1. Климов А. М. Ламинарное пламя в турбулентном потоке // ПМТФ.— 1963.— № 3.— С. 49.
2. Лебедев В. Н., Климов А. М. // Первый Всесоюз. симп. по макрокинетике и химической гидродинамике, Алма-Ата, 1984 г.: Тез. докл.— Черногоровка, 1984.— Т. 1, ч. 2.— С. 135.
3. Лебедев В. Н., Климов А. М. // Вопросы атомной науки и техники. Атомно-водородная энергетика и технология.— 1987.— № 1.— С. 60.
4. Лебедев В. Н., Климов А. М. // Структура газозфазных пламен: Материалы Международн. семинара по структуре газозфазных пламен, Новосибирск, 27—31 июля 1986 г./Под ред. В. К. Баева.— Новосибирск, 1988.— Т. 1.— С. 149.
5. Лебедев В. Н. Влияние молекулярного переноса на структуру и затухание ламинарных растягиваемых пламен в водородо- и метановоздушных смесях (численный анализ)/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черногоровка, 1989.
6. Dixon-Lewis G. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.— 1979.— A292.— P. 1845.
7. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Особенности горения перемешанных газов в сильнотурбулентном потоке // ФГВ.— 1977.— 13, № 4.— С. 499.
8. Law C. K., Zhu D. L., Yu G. // 21th Symp. (Int.) on Combust.— 1988.— P. 1419.

п. Черногоровка

*Поступила в редакцию 5/X 1989,
после доработки — 16/VII 1990*