

Анализ результатов исследования показывает, что качественно теория [6] верно описывает процесс. Однако теоретически предсказанные величины амплитуды скачка давления превосходят зарегистрированные в экспериментах. Одним из объяснений этого расхождения может служить неоднородность фронта волны горения. В специально проведенных опытах по гашению образцов сбросом давления показано, что поверхность погашенной пластины шероховата, причем величина углублений достигает 0,5 мм. Поэтому при двустороннем догорании тонкой пластины взаимодействие температурных профилей в плоскости ее симметрии начинается в отдельных очагах с толщиной $\sim 2h_*$, что не учитывалось при выводе теоретической зависимости для Δp .

Сопоставление результатов по двустороннему догоранию пластины и горению ее на подложках показывает, что в силу идентичности условий проведения экспериментов механизм появления скачка давления связан с увеличением скорости горения, вызванным разогревом ее центральной части. При горении на подложке с $\kappa_n \simeq \kappa$ температурный профиль не искажался, и пластины полностью догорали с постоянной скоростью, не «чувствуя» границы. Результаты экспериментов с горением на теплоотводящей поверхности полностью совпадают с данными [2, 3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.
2. Новиков С. С., Похил П. Ф., Рязанцев Ю. С. и др. Докл. АН СССР, 1968, 6.
3. Новиков С. С., Рязанцев Ю. С. ПМТФ, 1969, 2, 93.
4. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. П., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха.— М.: Наука, 1975.
5. Гостинцев Ю. А., Марголин А. Д. ПМТФ, 1964, 5, 167.
6. Архипов В. А., Белоусов П. В., Виллюнов В. П. ФГВ, 1985, 21, 1, 31.
7. Гостинцев Ю. А. ПМТФ, 1973, 1, 162.
8. Архипов В. А., Виллюнов В. П., Трофимов В. Ф. и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1986.
9. Патент США № 3136122.
10. Новиков С. С., Похил П. Ф., Рязанцев Ю. С. ФГВ, 1968, 4, 4, 469.

Поступила в редакцию 25/II 1987,
после доработки — 7/VII 1987

АВТОМОДЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВОБОДНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ В ПЕРЕМЕШАННЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

Ю. А. Гостинцев, А. Г. Истратов, Ю. В. Шуленин
(Москва)

Л. Д. Ландау считал, что гидродинамическая неустойчивость пламени, которую он теоретически обнаружил [1], должна сама по себе приводить к возникновению турбулентного движения и к турбулентному режиму распространения фронта горения уже при числах Рейнольдса $Re = u_n R / \nu \approx 1$ (u_n — нормальная скорость горения, R — радиус видимого фронта). Как показывают эксперименты, свободное сферическое или цилиндрическое ламинарное пламя от слабого источника зажигания в отсутствие каких-либо существенных внешних влияний (жесткая стенка, препятствия, влияние архимедовых сил) действительно теряет устойчивость, становится турбулентным и самоускоряющимся, но при $Re \gtrsim 10^3 \div 10^5$.

Обработка экспериментальных данных (табл. 1) приводит к выводу о существовании автомоделного режима распространения видимого фронта полностью развитого турбулентного пламени. В таком режиме

Т а б л и ц а 1

Смесь	Условия опыта	Δ , м/с ^{3/2}	u_n , м/с	σ	$a(\sigma)$	Ссылка
C ₂ H ₂ + 2,5O ₂ [*] H ₂ + 0,5O ₂ [*]	Сфера, R = 0,3 м	15000 ** (1)	14	9,5	0,30	
	Сфера, цилиндр, R ₀ = 0,5 м	2530 (7)	9	7	0,12	
H ₂ + 0,5O ₂ + 0,5 N ₂ C ₃ H ₈ + 5O ₂ [*] CH ₄ + 2O ₂ [*] H ₂ + воздух * (стехиометрия) То же	Сфера V ₀ = 2 м ³ R ₀ = 1 м	1060 (2) 850 (3)	5,2 3,6	7,3 12,2	0,16 0,25	[4]
	R ₀ = 1 м	650 (2)	3,3	10,8	0,23	
	R ₀ = 1 м	138 (5)	2,2	7,6	0,11	
	Полусфера, R ₀ = 10 м	134 (1) 166	2,2	7,6	0,11 0,13	[2]
36—39 % H ₂ + воздух * 34 % H ₂ + воздух 33,8 % H ₂ + воздух 44,4 % H ₂ + воздух 43,3 % H ₂ + воздух 36,4 % H ₂ + воздух	Сфера объемом, м ³ 28	135 (2)	2,4	7,5	0,9	
	82	146 (1)	2,4	—	—	[4]
	36	136 (1)	2,4	—	—	[4]
	33	136 (1)	2,6	6,8	0,08	[4]
	86	161 (1)	2,6	6,8	0,09	[4]
	306	166 (1)	2,4	7,5	0,11	[4]
7,7 % C ₂ H ₂ + воздух 7,7 % C ₂ H ₄ O + воздух 6,5 % C ₂ H ₄ + воздух 5 % C ₃ H ₈ + воздух 4 % C ₃ H ₈ + воздух 10 % CH ₄ + воздух 3,5 % C ₄ H ₆ + воздух		77 (2) 22 (2)	1,44 0,7	8,4 8,2	0,14 0,17	[3]
		22 (1)	0,68	8,1	0,18	[3]
	Полусфера, R ₀ = 10 м	9,3 (1)	0,5	8,17	0,14	[3]
		7,1 (1)	0,45	7,8	0,14	[3]
		5,7 (2)	0,43	7,5	0,12	[3]
		4,6 (1)	0,38	—	—	[3]

* Данные получены в ИХФ АН СССР.

** В скобках указано количество опытов.

законы изменения R со временем (рис. 1, а, б) и видимой скорости распространения $R'(t)$ становятся практически одинаковыми для всех исследованных пламен:

$$R = R_1 + At^{3/2}, \quad (1)$$

$$R' = 3/2At^{1/2} = 3/2A^{2/3}R^{1/3}. \quad (2)$$

Здесь A и R_1 — эмпирические константы. Величина A^2 по размерности — скорость энерговыделения на единицу массы (Дж/(кг·с)). Постоянная R_1 имеет смысл расстояния до виртуального источника и появляется из-за того, что автомодельный режим (1) реализуется не с момента зажигания смеси, а после достижения пламенем некоторого радиуса R_* .

В отличие от R_1 , которая зависит от условий воспламенения и наличия возмущающих факторов на начальном участке, константа A — фундаментальная для автомодельного режима турбулентного сгорания и ее значение остается примерно постоянным от опыта к опыту для каждой индивидуальной смеси (см. табл. 1). На рис. 2 для исследуемых смесей представлены зависимости v/A ($v = R'$ — экспериментально измеренное текущее значение видимой скорости пламени) от $t^{1/2}$, подтверждающие (2).

Представляет интерес определение значения $Re_* = u_n R_*/\nu$, соответствующего выходу режима распространения пламени на автомодельный

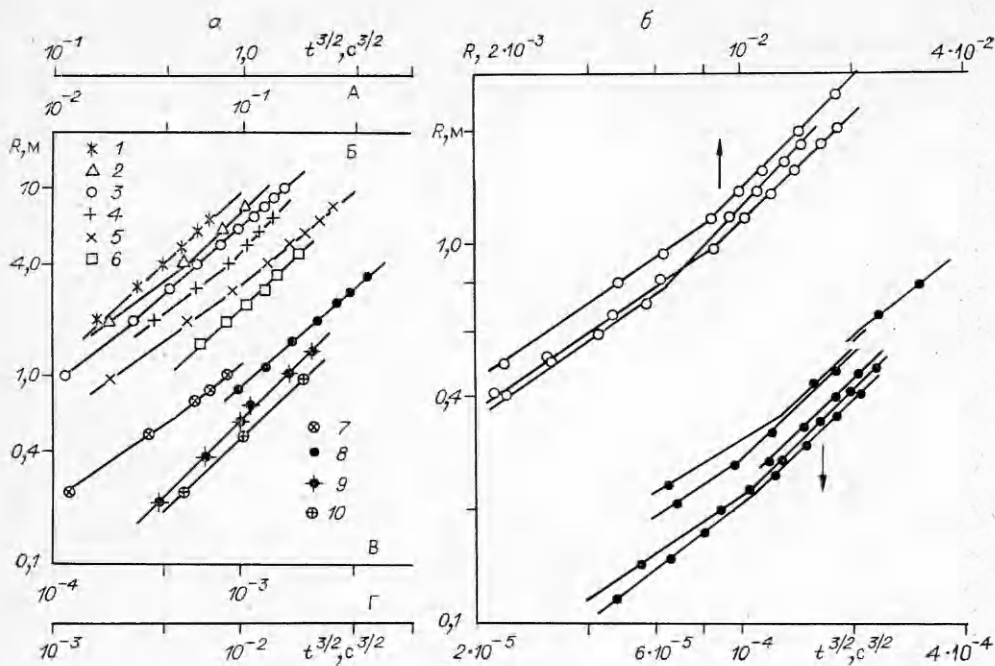


Рис. 1. Зависимости радиуса видимого фронта пламени R от $t^{3/2}$.

а) смеси: 1 — 5 % C_2H_2 + воздух, 2 — 4 % C_2H_2 + воздух, 3 — 10 % CH_4 + воздух, 4 — 3,5 % C_2H_2 + воздух, 5 — 7,7 % C_2H_2O + воздух, 6 — 6,5 % C_2H_4 + воздух, 7 — $2H_2 + O_2 + N_2$, 8 — 7,7 % $C_2H_2 + O_2$, 9 — $CH_4 + 2O_2$, 10 — $2H_2 + O_2 + 2N_2$ (для 1—4 масштаб по оси абсцисс — Б, для 5, 6 — А, для 7, 9, 10 — В, для 8 — Г); б) стехиометрическая смесь $H_2 + O_2$ (верхние кривые) и смесь $2H_2 + O_2$ (нижние кривые).

закон турбулентного горения. На ряде кривых рис. 1 смена режимов отчетливо видна. В других экспериментах она не проявляется либо по причине плохого разрешения записи при малых t , либо из-за наличия турбулизирующего эффекта системы поджигания на начальном участке. На основании экспериментально определенных значений R_* найдены величины Re_* при $\nu = 0,15 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$. Их значения представлены в табл. 2, где приведены также числа Фруда $Fr = v_*^2/2gR_*$ для момента перехода. Оно существенно больше критической величины $Fr_* = 0,11$, ниже которой имеет место влияние естественной конвекции на форму пламени и его характеристики [5].

Таким образом, приведенные экспериментальные данные относятся к распространению свободного сферического пламени: влияние силы тяжести и стенок мало (сжигание смесей проводилось в тонких гибких оболочках), турбулизирующее действие поджигающего устройства сводилось к минимуму. Единственной причиной турбулизации в этих условиях остается гидродинамическая неустойчивость сферического ламинарного пламени.

Предположим, что при такой турбулизации фронт пламени остается односвязной поверхностью, распространяющейся по частицам горючей смеси с нормальной скоростью u_n . Подобное предположение, впервые

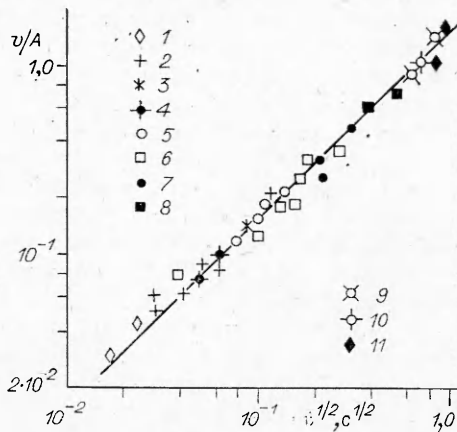


Рис. 2. Зависимость v/A от $t^{1/2}$.

1 — $C_2H_2 + 2,5O_2$; 2 — $H_2 + 0,5O_2$; 3 — $H_2 + 0,5O_2 + 0,5N_2$; 4 — $CH_4 + 2O_2$; 5 — $H_2 + 0,5O_2 + N_2$; 6 — $H_2 + \text{воздух}$; 7 — 7,7 % $C_2H_2 + \text{воздух}$; 8 — 7,7 % $C_2H_2O + \text{воздух}$; 9 — 4 % $C_2H_2 + \text{воздух}$; 10 — 10 % $CH_4 + \text{воздух}$; 11 — 3,5 % $C_2H_2 + \text{воздух}$.

Таблица 2

Смесь	R_* , м	t_* , с	v_* , м/с	u_n , м/с	$Re_* \cdot 10^{-5}$	Fr
$H_2 + 0,5O_2$	0,25	$2 \cdot 10^{-3}$	176	9	1,5	$6,3 \cdot 10^3$
$H_2 + \text{воздух}^*$	1—1,2	0,04	40	2,2	1,5—1,8	70
4 % $C_3H_8 + \text{воздух}$	4	0,63	8,5	0,45	1,2	0,9
7,7 % $C_2H_4O + \text{воздух}$	5	0,32	19	0,68	2,3	3,7
$H_2 + 0,5O_2 + 0,5 N_2$	0,67	0,0063	117	5,2	2,3	10^3
3,5 % $C_4H_6 + \text{воздух}$	4	0,906	6,6	0,38	1,0	0,55
$C_2H_2 + 2,5O_2$	0,13	$3,4 \cdot 10^{-4}$	415	13,3	1,2	$6,7 \cdot 10^4$

* Состав близок к стехиометрическому.

сделанное в [6], часто оправдывается для турбулентных пламен [7]. При этом фронт сильно искривлен, а площадь его поверхности S существенно превышает ту, которая была бы при ламинарном режиме горения. Вообще говоря, на участках пламени с большой кривизной поверхности, а также там, где в потоке газа велика скорость сдвиговой деформации, структура фронта и величина u_n должны изменяться. Однако считаем, что подавляющая часть поверхности (выражаясь математически, почти вся поверхность) обладает свойствами ламинарного пламени. Объем продуктов сгорания, образующихся в единицу времени на такой поверхности сгорания, составит $u_b S$, где $u_b = u_n \sigma$ — скорость распространения ламинарного фронта относительно продуктов, а σ — степень расширения газа при сгорании. С другой стороны, объем продуктов видимого сферического очага горения растет со скоростью $4\pi R^2 R'$, т. е.

$$u_b S = 4\pi R^2 R'. \quad (3)$$

В ламинарном режиме $R = u_b$ и $S = 4\pi R^2$. В автомодельном турбулентном режиме ((1), (2))

$$S = 4\pi R^2 R' / u_b = (6\pi A^{2/3} / u_b) R^2 R'^{1/3}, \quad (4)$$

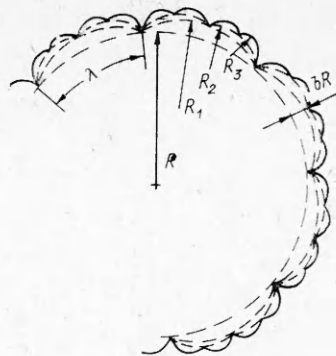
т. е. суммарная поверхность фронта пламени растет быстрее в $R^{1/3}$ раз. Это интересное обстоятельство можно трактовать как указание на фрактальную размерность поверхности сгорания [8, 9].

На основании картины развития неустойчивости сферического пламени на начальных стадиях процесса [10] структуру фронта горения можно представить в виде геометрических построений, подобных используемым для демонстрации объектов с фрактальной размерностью (например, триады Коха [9]). Отметим сначала следующие характерные черты неустойчивости сферических пламен. Длина волны возмущений λ растет вместе с радиусом пламени R , и возмущения с номером сферической гармоники n могут расти, лишь когда их длина волны $\lambda = 2\pi R/n$ превысит критическое значение $\lambda > \lambda^*$, определяемое толщиной и структурой фронта пламени. Имеется такой номер сферической гармоники n^* , что возмущения с этим номером начинают возрастать раньше других; возмущения с $n < n^*$ устойчивы в том смысле, что их амплитуда растет медленнее, чем радиус пламени. Неограниченного роста возмущений не происходит: за счет нелинейных эффектов (образования угловых «точек», изломов поверхности) возмущения уже при сравнительно небольшой амплитуде приобретают установившуюся форму, как указано в [11]. По мере увеличения размеров пламени на фоне стабилизировавшихся возмущений развиваются более мелкие.

Таким образом, с ростом радиуса пламени гладкая вначале поверхность сферы покрывается возмущениями (с номером наиболее опасной сферической гармоники n^*), достигшими установившейся формы (рис. 3). Считаем возмущения установившимися, если они увеличивают

Рис. 3. Схема последовательных возмущений при развитии неустойчивости сферического фронта пламени.

R — радиус невозмущенного фронта; R_1, R_2, R_3 — радиусы кривизны для возмущений первого, второго и третьего порядков; bR — амплитуда возмущений первого порядка; λ — длина волны.



все свои размеры пропорционально радиусу пламени, но не изменяют конфигурацию. Такие возмущения разделены угловыми «точками».

На возмущениях первого порядка при дальнейшем увеличении радиуса, в свою очередь, разовьются возмущения второго порядка, на тех — соответственно третьего и т. д. Наибольший из возможных порядков N определяется тем, что установившиеся возмущения этого порядка имеют настолько малый радиус кривизны R_N , что длина волны возмущений следующего $N+1$ -го порядка $\lambda_{N+1} = 2\pi R_N/n^*$ еще не достигла λ^* : $\lambda_N > \lambda^* > \lambda_{N+1}$. Если установившиеся возмущения имеют малую амплитуду, так что радиусы кривизны для установившихся возмущений двух последовательных порядков (k -го и $k+1$ -го) связаны соотношением $R_{k+1} = (1-b)R_k$ (b — малая величина, одинаковая для любых порядков k), то радиус кривизны возмущений последнего N -го порядка ($R_N = (1-b)^N R$). Для больших времен t и R можно считать число порядков N большим, дискретный процесс их наращивания — непрерывным и определить величину N из условия $\lambda_N = \lambda^*$. Тогда

$$\lambda^* = (1-b)^N 2\pi R/n^*,$$

$$N = \ln(\lambda^* n^*/2\pi R)/\ln(1-b) \approx 1/b \ln 2\pi R/\lambda^* n^*. \quad (5)$$

Пусть при переходе от одного порядка возмущений к другому поверхность сгорания увеличивается в $(1+\beta b)$ раз. Коэффициент β характеризует конфигурацию возмущений (линейная зависимость от параметра b соответствует его малости). Тогда

$$S_N = 4\pi R^2 (1+\beta b)^N = 4\pi R^2 \exp[N \ln(1+\beta b)] \approx 4\pi R^2 \exp N\beta b. \quad (6)$$

Используя (5), получим

$$S = S_N = 4\pi R^2 (2\pi R/\lambda^* n^*)^\beta. \quad (7)$$

Комплекс $\lambda^* n^*/2\pi$, если рассматривать его буквально, как в теории неустойчивости сферического пламени, есть просто радиус ламинарного пламени R^* , с которого начинается развитие неустойчивости. Он соответствует критическому числу Пекле $Pe^* = Re^* Pr$, поэтому $R^* = Pe^* \kappa/u_n$, где κ — температуропроводность горючей смеси, а $Pe^* \sim 10^3$ и зависит от степени теплового расширения σ . Таким образом, (7) можно переписать в виде

$$S = 4\pi R^2 (u_n R/\kappa Pe^*)^\beta. \quad (8)$$

Отсюда при использовании соотношения (3) следует

$$R = [(1-\beta)u_n t]^{1/(1-\beta)} (u_n/\kappa Pe^*)^{\beta/(1-\beta)}. \quad (9)$$

В турбулентном режиме распространения пламя ускоряется, что должно способствовать развитию неустойчивости: направление массовых сил здесь такое же, как при движении пламени в поле тяжести снизу вверх. В этом случае λ^* зависит от R [10]. Если ускорение велико, то асимптотическая зависимость $\lambda^*(R)$ имеет вид

$$\lambda^* = C(\sigma) \sqrt{\kappa u_n/R}. \quad (10)$$

Отметим, что, несмотря на использование соотношения (10), взятого из линейного анализа устойчивости, речь идет о нелинейном эффекте, так как ускорение пламени само есть следствие его неустойчивости. Подста-

вив (10) в (7) и используя (3), получим дифференциальное уравнение для $R(t)$

$$R' = u_b (2\pi R \sqrt{R} / Cn^* \sqrt{\kappa u_n})^\beta, \quad (11)$$

которое имеет решение

$$R = \kappa / u_n D(\sigma) (u_n^2 t / \kappa)^{2(1-\beta)/(2-3\beta)}, \quad (12)$$

где $D(\sigma)$, как и $C(\sigma)$ в (9), — некоторые функции σ . Тогда

$$S \sim R^2 R^{\beta/2(1-\beta)}. \quad (13)$$

Из сопоставления пары соотношений (8), (9) и (12), (13) с экспериментальными (1), (2) следует прежде всего, что соображения о гидродинамической неустойчивости пламени приводят к степенным зависимостям такого же типа, как реальные. Поверхность сгорания, представленная на рис. 3, оказывается сильно изрезанной линиями излома, угловыми «точками». Число изломов неограниченно возрастает с течением времени, однако S определяется, конечно, гладкими участками фронта, что соответствует сделанным предположениям. Константа β и показатели степени в соотношениях (8), (9), (12) и (13) остаются неопределенными. Предложенная модель лишь качественно демонстрирует возможность появления при горении структур, подобных фрактальным и описываемых зависимостями типа (1), (2). Более строгое исследование с учетом динамики нелинейных возмущений тем более трудно, что, по-видимому, связано с выяснением вопроса о стохастизации.

Турбулентное движение в рассматриваемой задаче должно обладать замечательным свойством, на которое обратил наше внимание Я. Б. Зельдович: свежая смесь, не достигшая еще поверхности сгорания, вблизи фронта пламени будет находиться в состоянии турбулентного стохастического движения, которое, согласно теореме Гельмгольца, должно быть безвихревым; в приближении идеальной жидкости завихренность появляется лишь в продуктах сгорания. Уже в задаче Л. Д. Ландау [1] об устойчивости пламени к линейно малым искривлениям фронта гидродинамические безвихревые возмущения проникают в исходную смесь на глубину порядка длины волны.

Неоднородность и неизотропность турбулентности для сферического пламени, распространяющегося в автомоделном режиме автотурбулизации (1), также представляются весьма естественными. Вместе с тем само существование автомоделного режима указывает на определенную сохраняемость происходящих при этом процессов. Автомоделный режим распространения (1) обладает хорошей устойчивостью в целом.

В [12] описаны результаты опытов по горению смеси $H_2 + 0,5O_2$ в гибких оболочках со вставленными внутрь перфорированными турбулизаторами. На рис. 4 представлены зависимости $R(t)$ после выхода зоны горения из турбулизаторов и в случае свободного распространения фронта. Видно, что после некоторого переходного участка влияние внешнего источника турбулентности нивелируется и снова устанавливается турбулентный режим горения с $R \sim t^{3/2}$.

Соотношения (9) и (12) содержат зависимость закона распространения от физико-химических параметров горючей смеси, в первую очередь, от скорости нормального распространения ламинарного фронта и температуропроводности κ . Эти зависимости есть следствие предположения об определяющей роли элементов ламинарного пламени в автотурбулизованной зоне сгорания и соображений размерности. Выражение для эмпирической константы, которая полностью характеризует турбулентный режим распространения свободных пламен (1), целесообразно поэтому записать в виде

$$A = a(\sigma) u_n^2 / \sqrt{\kappa}. \quad (14)$$

В табл. 1 представлены значения $a(\sigma)$, вычисленные в соответствии с (14) по найденным из экспериментов для каждой смеси величинам

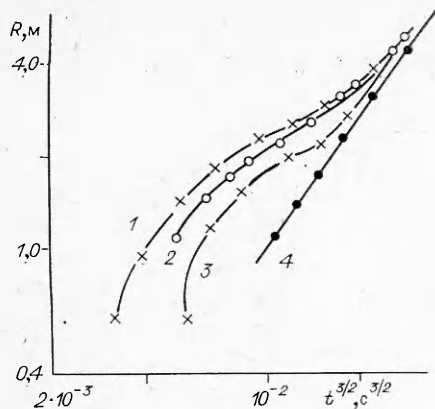


Рис. 4. Зависимости $R(t)$ при горении смесей $H_2 + 0,5O_2$ в сферическом объеме $V = 0,5 \text{ м}^3$ с турбулизирующими вставками (1-3) и без них (4).

1 — сферический турбулизатор, $R_0 = 5,1 \text{ см}$ с $n = 31$ отверстиями радиуса $r = 1,5 \text{ см}$, мощность поджигающей искры $I = 0,72 \text{ Дж}$; 3 — тот же турбулизатор, $I = 0,36 \text{ Дж}$; 2 — $R_0 = 5 \text{ см}$, $n = 200$, $r = 0,35 \text{ см}$, $I = 0,36 \text{ Дж}$. Результаты получены в ИХФ АН СССР П. А. Гусевым по методике [12].

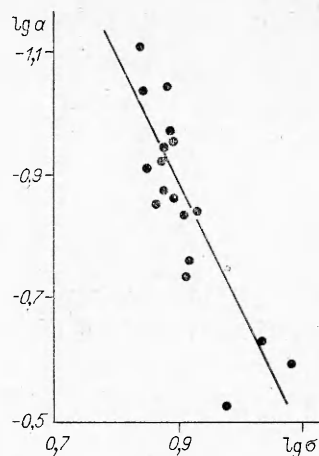


Рис. 5. Зависимость $\lg a(\lg \sigma)$.

A , и использованные для вычисления значения u_n и σ (для всех смесей принято $\kappa = 0,15 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$). При широком диапазоне изменения A (почти на 4 порядка) соответствующие значения различаются не более чем в 4 раза. Зависимость безразмерного параметра a от степени теплового расширения представлена в логарифмических координатах на рис. 5. Прямая проведена по методу наименьших квадратов и соответствует $a(\sigma) = 2 \cdot 10^{-3} \epsilon^2$. Учитывая разброс экспериментальных данных и, следовательно, определенных по ним величин A , а также определенную неточность задания значений u_n , σ и κ , отклонения точек от интерполирующей прямой следует считать достаточно малыми.

Итак, обнаруженный автомодельный режим распространения фронта турбулентного пламени для всех исследованных смесей можно описать единой зависимостью

$$R - R_1 \approx 2 \cdot 10^{-3} \sigma^2 u_n^2 / \sqrt{\kappa} \cdot t^{3/2} = 2 \cdot 10^{-3} u_b^2 / \sqrt{\kappa} \cdot t^{3/2}. \quad (15)$$

Существование зависимости (15) и порядок величины численного коэффициента (ср. приведенные выше количественные оценки параметров, входящих в (9)) подтверждают сделанное предположение о фронтальном характере сгорания и роли гидродинамической неустойчивости.

Авторы считают своей обязанностью сообщить об обсуждении данной работы с акад. Я. Б. Зельдовичем, которое произошло незадолго до его преждевременной кончины. Яков Борисович проявил к работе большой интерес и сделал весьма ценные замечания. Признательность авторов по этому поводу составляет ничтожную долю их чувств глубочайшего уважения и любви к выдающемуся ученому и печали о трагической невозможности продолжить плодотворное сотрудничество.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
2. Becher T., Ebert F. Chem. Ing. Techn., 1985, 57, 1, 42.
3. Lind C. D., Whitson J. C. Explosion Hazards Associated with Spills of Large Quantities of Hazardous Materials. Rep. USCG-D-85-77, Naval Weap. Cent., China Lake, Calif., USA, 1977.
4. Макеев В. И., Гостинцев Ю. А., Строганов В. В. и др. ФГВ, 1983, 19, 5, 16.
5. Бабкин В. С., Выхристюк А. Я., Кривулин В. И. и др. Arch. Comb., 1984, 4, 4, 321.
6. Шелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
7. Кузнецов В. Р. ФГВ, 1982, 18, 2, 52.
8. Зельдович Я. Б., Соколов Д. Д. УФН, 1985, 146, 3, 493.

9. Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика.— Л.: Гидрометеоздат, 1982.
10. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
11. Зельдович Я. Б. ПММ, 1966, 1, 102.
12. Горев В. А., Мирошников С. Н. ЖХФ, 1982, 6, 854.

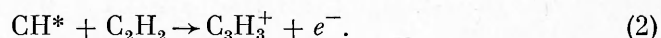
*Поступила в редакцию 3/II 1987,
после доработки — 28/IV 1987*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРВИЧНЫХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ИОНОВ ВО ФРОНТЕ ПЛАМЕНИ

А. Б. Фиалков, Б. С. Фиалков

(Караганда)

В последнее время возрастает интерес к изучению механизма образования заряженных частиц и их роли при горении. Заряженные частицы участвуют в образовании сажи, воздействие на них внешним полем приводит к изменению скорости распространения пламени, концентрации радикалов и ряду других эффектов, свидетельствующих об их активном участии в механизме горения. Известно, что ионизация в газофазных пламенах органических веществ (без добавок щелочных металлов) происходит в результате химических реакций радикалов с достаточно большим тепловым эффектом. В последующих ион-молекулярных реакциях образуются десятки, а иногда сотни различных ионов. В разреженных пламенах легких углеводородов подробно изучено распределение положительных и отрицательных ионов. Однако из-за того, что большое число ион-молекулярных реакций проходит в пламени быстро, с константой скорости, близкой к газокинетической, определить полную последовательность превращений ионов не удавалось. Более того, дискутируется вопрос о том, какие ионы следует отнести к первичным. В большинстве работ обсуждаются два претендента на эту роль: СНО^+ и $\text{С}_3\text{Н}_3^+$ и соответствующие варианты хемионизации [1, 2]



До настоящего времени удалось получить только косвенные доказательства хемионизационной природы ионов СНО^+ $\text{С}_3\text{Н}_3^+$ в пламени, но обоснования последнего очень слабы [2—6]. Отметим, что если концентрация $\text{С}_3\text{Н}_3^+$ — одна из доминирующих вблизи фронта пламени, то СНО^+ — на 3—4 порядка ниже. Между тем вопрос о первичном ионе чрезвычайно важен, так как на нем базируется весь механизм ионной химии пламени.

Цель данной работы — определение первичных и быстрореагирующих ионов непосредственно в пламени.

Теоретические предпосылки и эксперимент

Исследовалось плоское пропан-бутан-воздушное пламя при давлении $p = 2 \div 18$ кПа на цилиндрической матричной горелке диаметром 80 мм. Коэффициент избытка окислителя α измерялся интерферометром ИТР-1 и варьировался от 0,70 до 1,20. Ионный состав пламени изучался на масс-спектрометрической установке. Конструкция установки и камеры горения описана в [7]. Распределение ионов в данном пламени приведено в [8]. Определить первичные ионы и последовательность превращений ионов, обладающих высокой реакционной способностью, по взаимному расположению профилей концентрации не удалось даже при