

**ГОРЕНИЕ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАМЕНИ ВОДОРОДА
В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ПОТОКЕ**

*В. Я. Басевич, С. М. Когарко,
Е. И. Динабург, С. Л. Каменомостская*

(Москва)

Кинетика окисления и горения водорода, исследовавшаяся в процессе самовоспламенения, является одной из наиболее изученных в количественном отношении [1—3]. Применение вычислительных машин позволяет не только более детально рассчитать самовоспламенение водорода, например, в ударной или детонационной волне [4, 5], но и подойти к количественному описанию других процессов горения, в частности распространения пламени [6], где важную роль играют диффузионные явления. Большой интерес в связи с этим представляет вопрос о возможности расчета горения и стабилизации водородного пламени в потоке. Это и было задачей настоящей работы. В отличие от работы [7], изучавшей распространение пламени при больших скоростях, здесь основное внимание уделено пределам стабилизации.

Установление пределов стабилизации наиболее важно в турбулентном потоке, однако проблема турбулентного обмена при горении пока, по-видимому, является нерешенной задачей. Из статистической теории турбулентной диффузии известно (см., например, [8]), что коэффициент турбулентного обмена после начала смешения растет линейно со временем:

$$D_{\tau} = \frac{1}{2} (\bar{u}')^2 \tau,$$

где $\bar{u}'$ — среднеквадратичная пульсационная скорость; τ — время.

$$\tau < l/\bar{u}', \quad (1)$$

где l — масштаб турбулентности и лишь при $\tau > l/\bar{u}'$ достигает своего стационарного значения. Для малых чисел Рейнольдса Re , пониженных давлений и при малых временах смешения, т. е. вблизи стабилизирующего устройства, коэффициент турбулентной диффузии D_{τ} может быть меньше коэффициента молекулярной диффузии D . Поэтому в опытах ниже делается также попытка обнаружения корреляции пределов стабилизации с каким-либо параметром, характерным для достаточно малых τ . В этом случае расчет пределов упростился бы, так как в нем можно было бы учитывать только один молекулярный обмен.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика эксперимента предусматривала получение для относительно простой осевой симметрии атомарного водородо-кислородного пламени в ламинарном потоке, анализ выгорания по его длине и стабилизацию водородо-воздушного пламени в турбулентном потоке, его анализ и определение пределов срыва при низких давлениях.

Экспериментальная установка для атомарного ламинарного пламени аналогична описанной в [9] и представлена на рис. 1, а. Пламя возникало в подогреваемом резервуаре при смешении водорода и кислорода, частично диссоциированного и нагретого в трубке тлеющего разряда. Через шлиф вводилась термопара и газоотборник. В отдельных опытах определялась концентрация атомов кислорода, вытекающих из трубки.

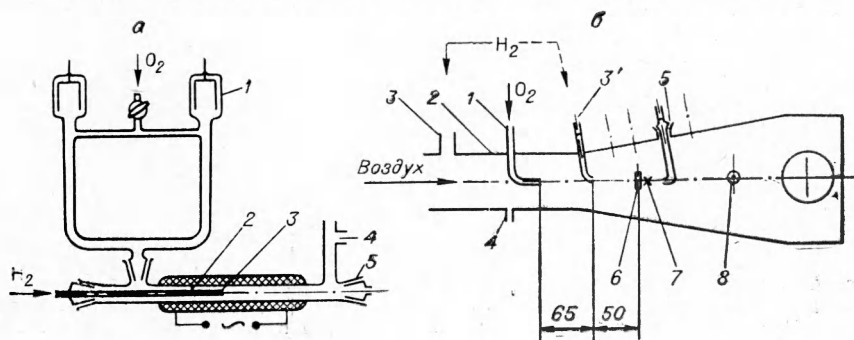


Рис. 1. Схемы установок для исследования горения в ламинарном (а) и турбулентном (б) потоках.

1 — разрядная трубка; 2 — пространство горения; 3 и 3' — подача водорода; 4 — измерение давления; 5 — шлиф для установки газоотборника и термопары; 6 — стабилизатор; 7 — запальная свеча; 8 — термопара.

Экспериментальная установка для исследования турбулентного пламени состояла, за небольшим исключением, из тех же деталей, и более подробно описана в [10], а на рис. 1, б представлена ее схема. В дополнение к деталям, позволявшим в турбулентном потоке при более высоких давлениях производить опыты с атомарным пламенем, могли устанавливаться и обычный дисковый стабилизатор, свеча и на большом расстоянии — 280 мм вниз по потоку — термопара, по показаниям которой регистрировался срыв пламени. Входное сечение камеры сгорания — 60×100 мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

1. Опыты с атомарным пламенем в ламинарном потоке. Отношение объемных расходов водорода и кислорода устанавливалось равным отношению площадей внутренней трубки 3 и резервуара 2, составлявшим 0,03, так что средние линейные скорости обоих потоков были равны между собой (изокинетическое течение). При определенных условиях по давлению, температуре, расходу водорода и кислорода производился анализ газа по оси резервуара в двух случаях: 1) при отсутствии разряда, когда реакция практически не успевает развиваться и происходит одно смешение и 2) при включенном разряде, когда атомы кислорода инициируют быстрое горение, возникает атомарное пламя.

На рис. 2 представлены типичные результаты опытов для давления 7,5 мм рт. ст. Здесь на оси абсцисс отложено время, вычисленное по известной скорости потока и расстоянию (нулевой отсчет соответствует выходному сечению трубки подачи водорода), а по оси ординат — отношение концентраций водорода при горении $[H_2]_r$ и смешении $[H_2]_{см}$ на оси потока. Это отношение характеризует скорость сгорания в атомарном пламени и далее будет сопоставлено с расчетом.

II. Опыты в турбулентном потоке при давлении 50–380 мм рт. ст. проводились следующим образом.

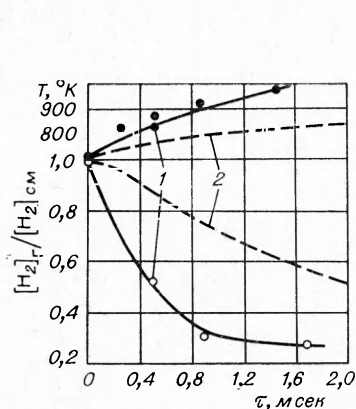


Рис. 2. Относительная концентрация $[H_2]_r/[H_2]_{см}$ и температура T по оси атомарного пламени (опыт I).
1 — опыт; 2 — расчет.

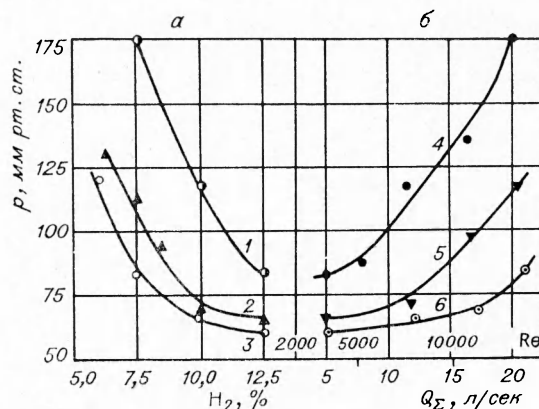


Рис. 3. Предельное давление стабилизации на трубке (опыты I (1)) в зависимости от содержания водорода (а) и суммарного расхода воздуха и водорода (б).

Расход воздуха, л/сек ($p=1$ атм): 1—18,4; 2—10,6; 3—4,7. Концентрация $[H_2]_0$, %: 4—7,5; 5—10,0; 6—12,5.

1. Опыты с атомарным пламенем. В этом случае водород подавался через ввод 3 (см. рис. 1, б) и его гомогенная смесь с воздухом у трубки 1 образовывала атомарное пламя, служившее непрерывным источником зажигания, от которого горение распространялось по всему потоку. В этом случае ввод 3' отключался, стабилизатор 6 и свеча 7 убирались. Расход кислорода через трубку 1 составлял 0,1–0,6% от расхода воздуха Q_v и подбирался таким, чтобы течение было изокINETическим.

Срыв пламени регистрировался по спаду температуры термопарой 8.

На рис. 3, а представлено предельное давление стабилизации в зависимости от состава водородо-воздушной смеси для разных расходов воздуха Q_v , а на рис. 3, б — в зависимости от суммарного расхода воздуха и водорода $Q_Σ$ (шкала чисел Re — для воздуха). Перевод объ-

емных расходов в значения линейных скоростей (U) для разных давлений дан в табл. 1.

Как уже указывалось, важно было установить, существует ли корреляция между наблюдаемыми пределами стабилизации и каким-либо параметром, характерным для сечения, близко расположенного к на-

Таблица 1

Расход при атмосферном давлении, л/сек	Значения линейных скоростей (м/сек)					
	при давлении (мм рт. ст.)					
	50	75	100	125	150	175
5	12,6	8,4	6,3	5,1	4,2	3,6
10	25,3	16,9	12,7	10,1	8,4	7,2
15	38,0	25,3	19,0	15,2	12,7	10,8
20	50,6	33,8	25,4	20,2	16,9	14,4

чалу процессов смешения и реакции, в данном случае близким к срезу трубки 1 (см. рис. 1, б), от которого начинается горение (начальное сечение). Оказалось, что такая корреляция существует именно между пределами стабилизации и полной сгорания η на оси потока, в точке, близко расположенной от начального сечения. Полнота сгорания вычислялась по формуле

$$\eta = 1 - [H_2] / [H_2]_0,$$

где $[H_2]$ и $[H_2]_0$ соответственно концентрация водорода в пробе и в исходной смеси.

Рис. 4 представляет результаты газового анализа для трех составов смеси в зависимости от давления. Из рисунка видно, что при стабильном горении $\eta \geq 0,95$. При малых x корреляция не обнаруживается, а при больших x газоотборник попадает в область интенсивного турбулентного обмена.

2. Опыты с дисковым стабилизатором. В этих опытах водород также вводился через натрубку 3, (см. рис. 1, б), ввод 3' заглушался, а трубка 1 удалялась. Гомогенная смесь водорода с воздухом поджигалась свечой 7 и пламя устанавливалось на дисковом стабилизаторе 6. Соответствующие пределы стабилизации представлены на рис. 5, а, б.

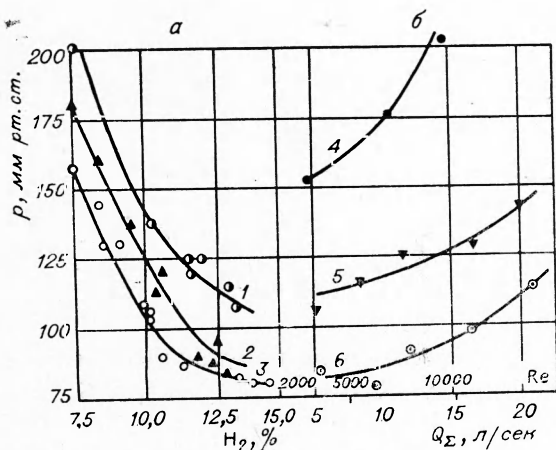


Рис. 5. Предельное давление стабилизации на дисковом стабилизаторе в зависимости от содержания водорода (а) и суммарного расхода воздуха и водорода (б) (опыты II (2)).

Расход воздуха, л/сек: 1—18,4; 2—10,6; 3—4,7. Концентрация $[H_2]_0$, %: 4—7,5; 5—10,0; 6—12,5.

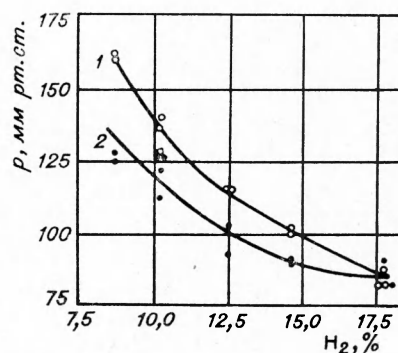


Рис. 6. Предельное давление стабилизации на дисковом стабилизаторе в зависимости от содержания водорода (опыты II (3)).

Расход воздуха 18,4 л/сек.
1 — без подачи кислорода; 2 — с подачей атомов кислорода.

3. Опыты с дисковым стабилизатором и предварительным введением атомов кислорода. При проведении этих опытов патрубков 3 (см. рис. 1, б) заглушался, водород вводился по трубке 3', а атомы кислорода вводились с помощью трубки 1. Как показали опыты, из-за мало-

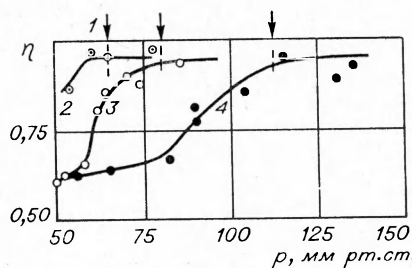


Рис. 4. Полнота сгорания по оси потока в точке $x=50$ мм в зависимости от давления (1 — давление срыва по термопарным измерениям и соответствующий $[H_2]_0$, %).

Расход воздуха 10,6 л/сек. Концентрация $[H_2]_0$, %: 2—12,5; 3—10; 4—7,5.

го расстояния между трубкой ввода водорода 3' и стабилизатором 6 смешение не успевало заканчиваться: и при отсутствии подачи кислорода по трубке 1, и при подаче одного молекулярного кислорода в указанном выше диапазоне расходов пределы стабилизации совпадали между собой, но в обоих случаях были сдвинуты в область бедных смесей, отличаясь от представленных на рис. 3. По-видимому, если относить давления срыва к действительным концентрациям водорода в области стабилизатора, то такого отличия не должно быть. Это можно сделать с помощью рис. 3, а; на рис. 6, 1 представлены результаты соответствующих опытов, причем по оси абсцисс отложена действительная концентрация водорода в области стабилизатора. Дополнительное введение атомов кислорода при неизменных прочих условиях заметно снижает давление стабилизации, как это показывает кривая 2. Повышенная температура струи частично диссоциированного кислорода играет в этом снижении давления, по-видимому, подчиненную роль (см. [11]).

РАСЧЕТЫ ГОРЕНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАМЕНИ

Полная система дифференциальных уравнений, описывающих горение в ламинарном потоке, должна содержать нестационарные уравнения баланса тепла, вещества и уравнения движения в трехмерном пространстве. Однако в связи с ограниченными возможностями вычислительной машины, на которой проводились расчеты, задачу пришлось упростить и сформулировать в виде системы дифференциальных нестационарных уравнений баланса тепла и вещества в двухмерном пространстве с центральной симметрией:

$$\rho_0 c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \sum_i h_i W_i + \frac{1}{r} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \lambda \frac{\partial T}{\partial r},$$

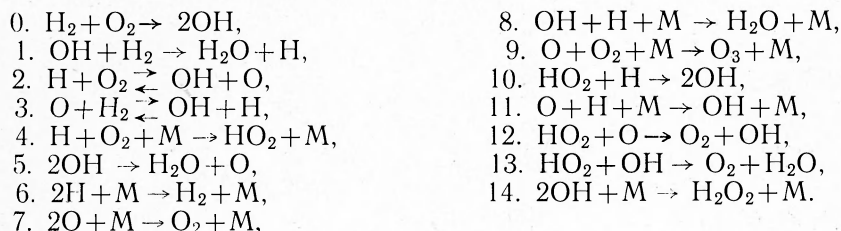
(для данного j)

$$\rho_0 \frac{\partial \frac{n_j}{\rho}}{\partial \tau} = \sum_i W_i + \frac{1}{r} D_j \rho \frac{\partial \frac{n_j}{\rho}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} D_j \rho \frac{\partial \frac{n_j}{\rho}}{\partial r},$$

где ρ_0 и ρ — начальная и текущая плотности (моли на единицу объема); $c = c_0 + c_1 T$ — теплоемкость; c_0 и c_1 — константы; T — температура; τ — время; r — радиус; $\lambda = \lambda_0 (T/T_0)^{0.7}$ — коэффициент молекулярной теплопроводности; λ_0 — константа; T_0 — начальная температура; n_j — концентрация вещества j ; $D_j = D_{j0} (T/T_0)^{1.75}$ — коэффициент молекулярной диффузии вещества j ; D_{j0} — константа; $W_i = (1 \text{ или } 2) k_i \prod_j n_j$ для данного i , в том числе $i=M$ (коэффициент 1 или 2 соответствует образованию одной или двух частиц в данной реакции i); $k_i = A_i \exp(-E_i/RT)$; $n_M = 6,02 \cdot 10^{23} \rho$; h_i — теплота реакции.

Для уменьшения числа уравнений количество веществ, участвующих в реакции, было взято минимальным: H_2 , O_2 , OH , H , O и HO_2 . Имея в виду приложение программы к области относительно высоких температур, баланс O_3 , H_2O_2 и возбужденного кислорода O_2^* , присутствующего в продуктах разряда, не учитывался.

Реакционный механизм принимался состоящим из следующих элементарных процессов [1—3]:



Реакции 9 и 14 с образованием O_3 и H_2O_2 были внесены для выяснения их роли (соответствующие константы могли быть положены равными нулю).

Граничные условия были сформулированы в следующем виде: при

$$\tau = 0 \quad \left. \begin{array}{l} T = T_r \\ n_j = n_{jr} \end{array} \right\} \text{ для } 0 \leq r \leq r_0; \quad \left. \begin{array}{l} T = T_R \\ n_j = n_{jR} \end{array} \right\} \text{ для } r_0 < r \leq R,$$

при

$$r = R \quad -\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\text{Nu}}{2R} (T_c - T); \quad \rho \frac{\partial \frac{n_j}{\rho}}{\partial r} = \frac{\epsilon_j \text{Nu}}{2R} (n_{jc} - n_j).$$

Данная постановка задачи наиболее точно описывает опыт в ламинарном потоке. В этом случае r_0 и R — соответственно радиусы трубки ввода водорода и резервуара. В постановке задачи для турбулентного течения: r_0 — радиус трубки 1 (см. рис. 1, б), R — «радиус» камеры сгорания (полуширина); ϵ_j — коэффициент рекомбинации на поверхности; Nu — число Нуссельта; T_c и n_{jc} — температура и концентрация на радиусе R .

Расчеты производились при значениях теплот реакций и предэкспонентов (концентрация, молек/см³; время, сек) и энергий активации в выражении константы скорости реакции (для обратных процессов константа вычислялась по константе скорости прямой реакции и константе равновесия), приведенных в табл. 2. Коэффициенты диффузии при 1 ат и температуре 293° К были или непосредственно заимствованы из литературы или оценены приближенно (табл. 3).

Остальные необходимые для расчетов данные либо измерялись (начальные концентрация атомов кислорода, температура), либо брались по справочным данным ($\epsilon_j \approx 0$, λ_0 , ρ_0 , Nu, c_0 , c_1) (табл. 4).

В результате расчетов получались значения температуры и концентраций H_2 , O_2 , OH , H , O и HO_2 как функция радиуса и времени и по ним вычислялись все параметры, необходимые для сравнения с опытом.

Результаты расчетов атомарного пламени в ламинарном потоке (опыты I (1) и (2), случай 1 и 2 расчета) иллюстрируются кривой 2 на рис. 2. Вычисления качественно правильно описывают результаты опытов, хотя полученные значения полноты сгорания $\eta = 1 - [\text{H}_2]_r / [\text{H}_2]_{\text{см}}$ и ниже опытной (для $\tau = 2$ мсек относительная погрешность $\Delta = (\eta_{\text{расчет}} - \eta_{\text{опыт}}) / \eta_{\text{опыт}} = -41\%$).

Т а б л и ц а 2

i	A	$E, \text{ ккал/моль}$	$h, \text{ ккал/моль}$	Ссылка по A и E	i	A	$E, \text{ ккал/моль}$	$h, \text{ ккал/моль}$	Ссылка по A и E
0	$4,2 \cdot 10^{-12}$	45	-16	[12,13]	7	$1 \cdot 10^{-33}$	0	118,0	[19]
1	$1,64 \cdot 10^{-10}$	10	14,7	[14]	8	$1 \cdot 10^{-31}$	0	118,0	[18]
2	$1,3 \cdot 10^{-10}$	15,9	-16,6	[15]	9	$1,1 \cdot 10^{-34}$	0	24,0	[20]
-2	$0,5 \cdot 10^{-10}$	1,2	16,6		10	$1 \cdot 10^{-11}$	0	28,0	[13]
3	$4,1 \cdot 10^{-12}$	7,7	-1,8	[16]	11	$4 \cdot 10^{-32}$	0	101,0	[21]
-3	$1 \cdot 10^{-11}$	7,45	1,8		12	$1 \cdot 10^{-11}$	0	54,0	
4	$1 \cdot 10^{-33}$	0	47,0	[1]	13	$1 \cdot 10^{-11}$	0	71,0	
5	$2,4 \cdot 10^{-11}$	0	15,5	A по [17]	14	$1,2 \cdot 10^{-30}$	0	51,0	[22]
6	$1 \cdot 10^{-32}$	0	103,0	[18]					

Расчеты стабилизации пламени в турбулентном потоке (опыты II (1)) позволяют определить зависимость относительной концентрации $[H_2]/[H_2]_0$ от времени на оси потока, как это для примера показано на рис. 7. Концентрация водорода сначала возрастает благодаря диффузии из основного потока, а затем, если скорость реакции становится

Т а б л и ц а 3

Вещество	$D_{j0}, \text{ см}^2/\text{сек}$	Ссылка
H_2	0,785	—
ОН	0,220	—
Н	0,785	—
О	0,296	[23]
HO_2	0,250	[3]
O_2	0,180	[24]

больше и убыль водорода не компенсируется его притоком, падает. Признаком стабилизации пламени является существование максимума на кривой $[H_2]/[H_2]_0$ и последующего спада до значения соответствующего $\eta \geq 0,95$ в течение характерного интервала времени (в условиях наших опытов — на длине $x=50 \text{ мм}$). Температура T вообще ведет себя менее определенно и может даже расти при увеличении концентрации $[H_2]$ (медленная реакция).

В случае 3 расчета (см. табл. 4) для смеси 10% H_2 и давления 8,5 мм рт. ст. в пределах времени, соответствующего интервалу $x=50 \text{ мм}$, и минимального расхода $Q_{\Sigma} = 5,2 \text{ л/сек}$ (см. рис. 3) скорость реакции настолько низка, что имеет место рост относительной концентрации водорода $[H_2]/[H_2]_0$ до значения 0,56 и спад температуры вследствие смешения струи кислорода с потоком. Согласно расчету и опыту, стабилизации нет.

В случае 4 для той же смеси и давления 30 мм рт. ст., несмотря на

Таблица 4

Номер расчета	Условия расчетов						Результаты					Опыты					
	$[H_2]_0$, %	p , мм рт.ст.	r_0 , мм	T_r , °K	T_R , °K	$[O]_r$, $1/см^3$	$[OH]_r$, $1/см$	$[O]_R$, $1/см^3$	τ , м/сек	T , °K	$\frac{[H_2]}{[H_2]_0}$	Q_{Σ} , л/сек	Номер опыта	Q_{Σ} , л/сек	ΔQ , %	p , мм рт.ст.	Δp , %
1	—	7,5	2,3	700	700	—	—	—	2	750	—	—	I (1)	—	—	—	—
2	—	7,5	2,3	700	700	—	—	$1,3 \cdot 10^{16}$	2	845	—	—	I (2)	—	—	—	—
3	10	8,5	3,75	725	293	$7 \cdot 10^{16}$	—	—	0,8	712	0,56	—	II (1)	—	—	—	—
4	10	30	3,75	961	293	$7 \cdot 10^{16}$	—	—	2,6	1119	0,261	—	II (1)	—	—	—	—
5	10	50	3,75	1090	293	$7 \cdot 10^{16}$	—	—	2,4	1299	0,037	8,3	II (1)	—	—	68	-27
6	10	80	3,75	1228	293	$7 \cdot 10^{16}$	—	—	2,0	1299	0,022	15,7	II (1)	15,1	+4	90	-11
7	12,5	30	3,75	961	293	$7 \cdot 10^{16}$	—	—	2,4	1189	0,157	—	II (1)	—	—	—	—
8	12,5	40	3,75	1033	293	$7 \cdot 10^{16}$	—	—	4,3	1322	0,050	3,5	II (1)	—	—	62	-36
9	10	50	3,75	1090	293	—	—	—	3,2	1019	0,496	—	—	—	—	—	—
10	10	80	3,75	1090	293	—	—	—	4,0	1044	0,40	—	—	—	—	—	—
11	10	120	3,75	1090	293	—	—	—	5,2	1152	0,05	9,2	—	—	—	—	—
12	10	160	3,75	1090	293	—	—	—	4,6	1123	0,05	13,8	—	—	—	—	—
13	10	80	10,0	1100	293	—	$4,6 \cdot 10^{11}$	—	5,0	1100	0,035	—	II (2)	—	—	—	—
14	10	120	10,0	1100	293	—	$6,9 \cdot 10^{11}$	—	7,0	1098	0,025	—	II (2)	12	—	—	—
15	10	160	10,0	1100	293	—	$9,2 \cdot 10^{11}$	—	6,2	1099	0,039	8,25	II (2)	>21	>60	112	+43
16	10	160	10,0	1230	453	—	$8,2 \cdot 10^{11}$	—	4,0	1299	0,043	12,81	—	—	—	—	—
17	10	80	10,0	1100	293	—	$4,6 \cdot 10^{11}$	10^{16}	5	1078	0,100	—	II (3)	—	—	—	—
18	10	120	10,0	1100	293	—	$6,9 \cdot 10^{11}$	10^{16}	5,4	1100	0,039	7,1	II (3)	20,2	-65	—	—
19	10	160	10,0	1100	293	—	$9,2 \cdot 10^{11}$	10^{16}	4,0	1099	0,05	12,8	II (3)	>21	>-39	~100	+60

Окончание табл. 4

Номер расчета	Условия расчетов							Результаты				Опыты					
	$[H_2]_0$ %	p , мм рт.ст.	r_0 , мм	T_r , °K	T_R , °K	$[O]_r$ 1/см ³	$[OH]_r$ 1/см	$[O]_R$, 1/см ³	τ , м/сек	T , °K	$\frac{[H_2]}{[H_2]_0}$	Q_{Σ} , л/сек	Номер опыта	Q_{Σ} , л/сек	ΔQ , %	p , мм рт.ст.	Δp , %
20	10	160	10,0	1100	293	—	$9,2 \cdot 10^{11}$	$7,5 \cdot 10^{14}$	5,0	1099	0,045	10,2	—	—	—	—	—
21	10	160	10,0	1100	293	—	$9,2 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{13}$	6,0	1099	0,037	8,5	—	—	—	—	—
22	10	160	10,0	1230	453	—	$8,2 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{13}$	3,8	1227	0,037	13,6	—	—	—	—	—

подъем температуры от 961 до 1119° K, реакция слишком медленная и к концу интервала при минимальном расходе относительная концентрация достигает значения 0,261. Пламя не стабилизируется, опыт подтверждает этот вывод расчета.

В случае 5 расчета при 50 мм рт. ст. быстрая реакция приводит к заметному росту температуры (см. рис. 7) и при $\tau=2,4$ мсек к появлению максимума $[H_2]/[H_2]_0=0,037$ с последующим спадом. Это соответствует достижению полноты сгорания $\eta \geq 0,963$ на длине $x=50$ мм при расходе $Q_{\Sigma} \leq 8,3$ л/сек. Минимальное давление стабилизации, согласно опытным данным для смеси 10% H_2 (см. рис. 3, б), составляет 66 мм рт. ст., а при расходе $Q_{\Sigma} \leq 8,3$ л/сек соответствует давлению 68 мм рт. ст. Таким образом, наблюдается хорошее соответствие опыта и расчета: погрешность расчета давления

$$\Delta p = (p_{\text{расчет}} - p_{\text{опыт}})/p_{\text{опыт}} = -27\%.$$

В случае 6 при давлении 80 мм рт. ст. максимум относительной концентрации 0,022 ($\eta=0,98$) достигается за время 2,0 мсек. Это значит, что стабилизация имеет место при $Q_{\Sigma} \leq 15,7$ л/сек. Из опыта при этом давлении максимальное значение $Q_{\Sigma} \leq 15,1$ л/сек, погрешность в расчете расхода $\Delta Q = (Q_{\Sigma \text{ расчет}} - Q_{\Sigma \text{ опыт}})/Q_{\Sigma \text{ опыт}} = +4\%$, а при расходе $Q_{\Sigma} = 15,7$ л/сек предельное давление стабилизации равно 90 мм рт. ст.

При другой начальной концентрации $[H_2]_0=12,5\%$ и при давлении 30 мм рт. ст. (случай 7) наблюдается только рост относительной концентрации водорода.

При давлении 40 мм рт. ст. (случай 8) и $\tau=2,8$ мсек отмечается максимум $[H_2]/[H_2]_0=0,083$, а полнота сгорания $\eta=0,95$ достигается только при $\tau \cong 4,3$ мсек; это соответствует $Q_{\Sigma} = 3,5$ л/сек. В опытах при этом давлении стабилизации нет, но минимальное давление стабилизации составляет 62 мм рт. ст. и соответствует тому же расходу $Q_{\Sigma} = 3,5$ л/сек.

Таким образом, между расчетными пределами стабилизации и опытными наблюдается удовлетворительное соответствие: погрешность $\Delta Q = +4\%$, $\Delta p = -11 \div -36\%$.

Расчеты в случаях 9—12 проведены для выяснения роли атомов кислорода в процессе стабилизации в опытах II (1) на примере $[H_2]_0=10\%$. Действительно, одновременно с подачей атомов кислорода струя из трубки выносит и тепло. Если в присутствии атомов кислорода при давлении 50 мм рт. ст. (случай 5) и

$\tau \geq 2,4$ мсек пламя стабилизируется, то при отсутствии кислорода в струе (случай 9) до $\tau = 3,2$ мсек и далее наблюдается рост $[H_2]/[H_2]_0$ и спад температуры (рис. 7). Аналогичная картина сохраняется, если изменить только одно давление до 80 мм рт. ст. (случай 10). При давлении 120 мм рт. ст. (случай 11) (см. рис. 7) и $\tau = 5,4$ мсек достигается $\eta = 0,95$, что соответствует $Q_2 = 9,2$ л/сек, а при давлении 160 мм рт. ст. (случай 12) $\eta = 0,95$ достигается при $\tau = 4,6$ мсек. Интерполяцией можно найти минимальное давление стабилизации: оно соответствует ~ 100 мм рт. ст. Таким образом, благодаря присутствию в струе атомов кислорода предельное давление стабилизации понижается вдвое: со 100 до 50 мм рт. ст.

Для примера на рис. 8 результаты расчета представлены более полно (случай 6): указано поле температур и концентраций для O, H и H_2 . Как видно по ходу изменения концентрации атомов H, химические процессы начинают интенсивно развиваться на границе основного потока и струи и далее распространяются в поток.

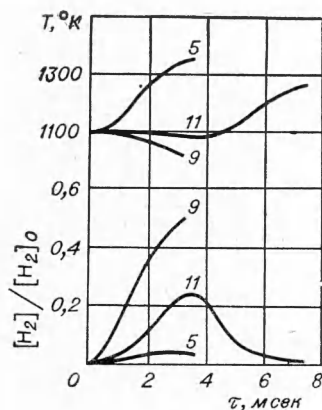
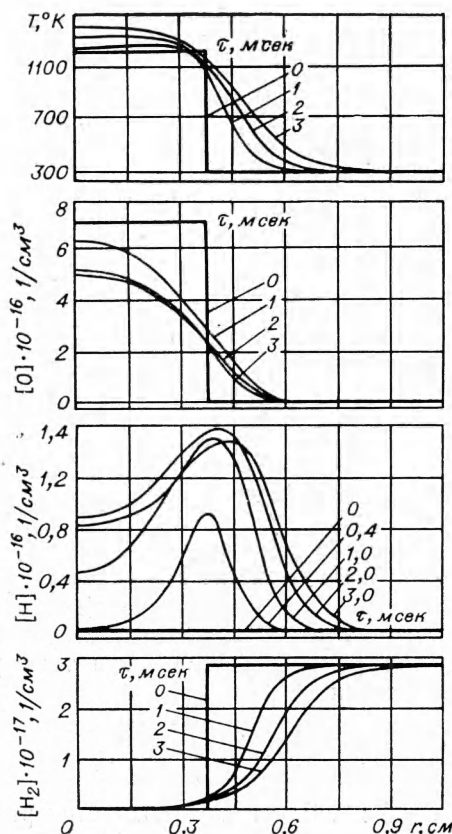


Рис. 7. Зависимость температуры T и относительной концентрации водорода $[H_2]/[H_2]_0$ для $r=0$ от времени в расчете: случай 5, 9 и 11 в табл. 4.

Рис. 8. Зависимость температуры T , концентрации атомов кислорода, водорода и молекулярного водорода от времени: случай 20 в табл. 4.



Далее была сделана попытка подойти к расчету пределов стабилизации в случае дискового стабилизатора (опыты II (2)). Сразу видно, что положенная в основу приведенная выше схема расчета, предполагающая постоянство скорости по сечению потока, не соответствует действительной картине течения. Как известно, в потоке за препятствием возникает зона рециркуляции, протяженность которой в случае дискового стабилизатора составляет $L = 2d$ [25].

Как уже указывалось, у авторов не было практической возможности произвести строгий расчет такого течения, но важно отметить, что на границе следа за диском, где можно ожидать развития химической реакции, приводящей к воспламенению, направление и величина скорости не очень сильно отличаются от их значений в потоке. Если полностью игнорировать картину течения во внутренней части зоны рециркуляции и рассматривать ее как резервуар газов с высокой температурой, двигающихся в том же направлении и с той же скоростью, как основной поток, то можно сделать расчеты по приведенной схеме. В этих расчетах оставалось в силе предположение о достижении в случае стабилизации полноты сгорания $\eta \leq 0,95$ в какой-либо точке за диском на длине L зоны рециркуляции.

При таком расчете состав газа и его температура в начальном сечении принимались термодинамически равновесными и соответствующими составу газа и температуре продуктов сгорания. Действительно, время пребывания газа в зоне обратных токов велико [26] и такое равновесие должно успевать установиться. Температура и состав продуктов сгорания водорода с воздухом известны [27]. Для $[H_2]_0 = 10\%$ из активных частиц относительно большую концентрацию имеет лишь гидроксил OH. В расчете значение r_0 приравнялось радиусу стабилизатора.

Случай 13 расчета относится к такой смеси при давлении 80 мм рт. ст. За время, соответствующее длине зоны рециркуляции при минимальном расходе $Q_2 = 5,0$ л/сек относительная концентрация водорода за стабилизатором только растет до значения 0,035, т. е. стабилизации пламени нет. При давлении 120 мм рт. ст. (случай 14) относительная концентрация водорода тоже только растет (до 0,025, см. табл. 4), а на расстоянии $r = 0,5$ см от оси достигает максимума и начинает падать, достигая при этом полноты сгорания только 0,92, т. е. стабилизации, согласно расчету не происходит. Из опыта следует, что при этом давлении пламя стабилизируется при расходе $Q_2 = 12$ л/сек. Наконец, при давлении 160 мм рт. ст. (случай 15) в пределах зоны рециркуляции за 6,2 мсек достигаются максимум и спад концентрации, соответствующий полноте сгорания 0,961. Это соответствует предельному расходу 8,25 л/сек. В опытах стабилизация пламени осуществлялась до расходов > 21 л/сек, а при расходе 8,25 л/сек могла быть получена при давлении 112, а не 160 мм рт. ст. (погрешность $\Delta_Q > -60\%$, $\Delta_p = +43\%$). Повышение температуры потока до 180°C (случай 16) увеличивает, согласно вычислениям, предельный расход до 12,8 л/сек, т. е. в 1,55 раза. Это соответствует известным опытным данным, что скорость срыва с увеличением температуры потока возрастает согласно зависимости

$$u_2 = u_1 (T_2/T_1)^n,$$

где $n = 1 \div 2$. Здесь n оказывается равным 1.

Случаи 17—22 расчета соответствуют предварительному введению в поток атомов кислорода (в опытах II (3) $[O]_R = 10^{16}$ 1/см³). Согласно расчету, пределы стабилизации при этом расширяются: минимальное давление стабилизации оказывается равным 120 мм рт. ст. (случай 18), а при давлении 160 мм рт. ст. предельный расход увеличивается на 55%, достигая значения 12,8 л/сек ($\Delta_Q > -39\%$, $\Delta_p = +60\%$). Расширение пределов стабилизации получается и при значительно меньших добавках атомов кислорода вплоть до $[O]_R = 5 \cdot 10^{13}$ 1/см³ (ср. случаи 15 и 21).

Увеличение температуры потока увеличивает эффект добавки: при 20° С введение в поток малой добавки атомов $[O]_R = 5 \cdot 10^{13} \text{ л/см}^3$ увеличивает предельный расход с 8,25 до 8,5 л/сек (на 3%), а при 180° С — с 12,8 до 13,6 л/сек (на 6,2%, случаи 16 и 22).

В заключение отметим следующее. По результатам расчета можно оценить скорость распространения пламени от стабилизирующего устройства в поток (на рис. 8 видно движение волны горения в направлении r). Но стационарное распространение пламени начинается только при больших временах счета ($> 3 \text{ мсек}$), т. е. когда должен начать сказываться турбулентный обмен. Поэтому рассчитанные таким образом скорости пламени относятся к ламинарному распространению и с описанными выше опытами не могут быть сопоставлены.

Скорость распространения ($\tau = 3\text{—}10 \text{ мсек}$) составляла в случае расчета 15 величину 15,2 см/сек. Наличие атомов кислорода впереди фронта пламени увеличивает скорость распространения и составляет в случаях 19—21 соответственно 17,9; 16,4 и 15,5 см/сек (увеличение на 18,2; 8,1 и 1,9%). Повышенная начальная температура увеличивает эффект добавки атомов О: скорости распространения в случаях 16 и 22 соответственно равны 23 и 23,8 см/сек (увеличение скорости от малой добавки происходит на 3,3%, а не на 1,9%, как при комнатной температуре).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты и опыты показали удовлетворительное соответствие. Важно то, что наблюдается согласие по абсолютной величине полноты сгорания, предела по давлению и расходов (скоростей), несмотря на предположение о постоянстве скорости по сечению и оси потока. По-видимому, это является следствием принятых мер в опытах I и II (1) по соблюдению изокINETИЧНОСТИ течения в начальном сечении, а время счета было относительно невелико. Расчеты опытов II (2) и (3) являются гораздо более приближенными, и полученные при этом результаты являются обнадеживающими и указывают на важность строгого учета кинетического механизма реакций при расчетах стабилизации. Из этих расчетов хорошо видна роль активных центров реакции в процессах стабилизации, экспериментально обнаруженная в работах [10, 11, 28]. К сожалению, знание кинетики реакций для многих горючих веществ недостаточно для проведения такого рода вычислений.

Оценим погрешность, вносимую пренебрежением турбулентным обменом. Величина турбулентного коэффициента диффузии может быть приближенно оценена по формуле (1), если использовать опытные значения $u' = 0,03 U$ и $l = 0,085 (2R)$ [29]. Средними значениями скорости и давления в исследовавшейся области стабилизации турбулентного пламени были $U = 16,7 \text{ м/сек}$ и $p = 80 \text{ мм рт. ст.}$ Для этого случая время достижения стационарного значения D_T при $2R = 8 \text{ см} > 13,6 \text{ мсек}$, а сами значения D_T приближенно равны:

$\tau, \text{ м/сек}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$x, \text{ мм}$	0	16,7	33,3	50	66,7	83,2	100	117	133
$D_T, \text{ см}^2/\text{сек}$	0	1,25	2,5	3,75	5,0	6,25	7,5	8,75	10

Молекулярный коэффициент диффузии при этом давлении и комнатной температуре для H_2 и H $D_{j0} = 7,45 \text{ см}^2/\text{сек}$, а для остальных веществ — 1,7—2,8 см²/сек; для температуры 1000° К соответствующие

значения D_j составляют 63,5 см²/сек и 14,4—23,8 см²/сек. Таким образом, учет только молекулярного обмена достаточно обоснован.

Необходимо отметить, что общая схема расчета соответствует критерию пределов стабилизации на плохообтекаемых телах [30], оправдавшему себя в многочисленных экспериментах:

$$U_{кр} \sim L/\tau_{х.р.},$$

где $U_{кр}$ — критическая скорость срыва, $\tau_{х.р.}$ — время химической реакции. В случае стабилизации на трубке, через которую в поток изокинетически вытекает струя (как в опыте II (1)), по-видимому, также существует достаточно короткий участок, на котором должна закончиться реакция, сопровождающаяся накоплением активных центров и местным повышением температуры: иначе возрастающий со временем турбулентный обмен может затруднить протекание реакции и образование зоны горения.

ВЫВОДЫ

1. При низких давлениях и малых числах Рейнольдса (3500—15000) обнаруживается корреляция между пределами срыва водородовоздушного пламени в осесимметричном потоке с изокинетическим течением и полнотой сгорания вблизи стабилизирующего устройства, позволяющая при расчетах стабилизации пренебречь вкладом турбулентной диффузии.

2. Расчет скорости горения и пределов стабилизации в этом случае по известным константам скоростей реакции характеризуется относительной погрешностью 4—41%.

3. Вычисленное расширение пределов стабилизации при наличии активных центров реакции (атомов О) у стабилизирующего устройства и в свежей смеси достигает 55%.

Поступила в редакцию
21/VI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Налбандян, В. В. Воеводский. Механизм окисления и горения водорода. Изд-во АН СССР, 1949.
2. В. Н. Кондратьев. Кинетика химических газовых реакций. Изд-во АН СССР, 1958.
3. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. Изд-во АН СССР, 1958.
4. R. M. Rubins, R. P. Rhodes. AIAA J., 1963, 1, 2778.
5. R. E. Duff. J. Chem. Phys., 1958, 28, 1193.
6. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Кинетика и катализ, 1965, 6, 23.
7. S. Slutsky, J. Tamagno, T. Trentacoste. AIAA J., 1965, 3, 9.
8. F. N. Frenkel. Adv. Appl. Mech., 1953, III, 61.
9. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Докл. АН СССР, 1966, 167, 5, 1079.
10. А. Н. Вавилов, С. М. Когарко, В. Я. Басевич. ФГВ, 1966, 2, 107.
11. С. М. Когарко, М. И. Девисhev, В. Я. Басевич. Докл. АН СССР, 1959, 127, 137.
12. D. L. Ripley, W. C. Gardiner. J. Chem. Phys., 1966, 44, 2285.
13. N. N. Semenov. Acta Physicochem., URSS, 1945, 20, 291.
14. В. Н. Кондратьев. Докл. АН СССР, 1944, 44, 21.

15. В. В. Азатын, В. В. Воеводский, А. Б. Налбандян. Кинетика и катализ, 1961, 2, 340.
16. C. P. Fenimore, G. W. Jones. J. Phys. Chem., 1961, 65, 993.
17. F. Kaufman. 9-th (Int.). Symp. on Comb., Acad. Press, 1963.
18. Dixon-Lewis. Disc. Far. Soc., 1962, 33, 205.
19. I. E. Morgan, H. I. Schiff. J. Chem. Phys., 1963, 38, 1495.
20. F. Kaufman. Proc. Roy. Soc., 1958, A247, 123.
21. R. E. Duff. J. Chem. Phys., 1958, 28, 1293.
22. В. Н. Кондратьев. ЖФХ, 1939, 13, 880.
23. R. E. Walker. J. Chem. Phys., 1961, 34, 2196.
24. W. Jost. Diffusion in Solids, liquids and Gases, Acad. Press. N. Y., 1952.
25. G. Winterfeld. Z. Flugwissenschaften, 1962, 10, 168.
26. Т. А. Бовина. Сб. «Горение при пониженных давлениях». М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 58.
27. J. L. Drell, F. E. Belles. Rep. 1381, Lewis Flight Prop. Lab., Ohio.
28. J. Lawton, K. G. Payne, F. I. Weinberg. Nature, (Engl.), 1962, 193, 736.
29. H. L. Dryden. Ind. Eng. Chem., 1939, 31, 416.
30. E. E. Zukoski, F. E. Marble. Gas. Dyneim. Symp. on Aerothermochem., p. 205, Northwestern Univ., 1956.