

$d_a/d_\Phi=3,1$, $N=30$, $d_s=1\cdot 10^{-5}$ м. Из рис. 7 видно, что параметры двухфазной смеси весьма неравномерно распределены по сечению и эффекты двухмерности существенны. Радиальная составляющая скорости частиц достаточно велика даже для довольно крупных частиц ($d_s=1\cdot 10^{-5}$ м), величина $\xi=v_s/u_s$ растет по сечению от оси к предельной линии и достигает значения $\sim 0,2$. Угол разворота частиц меньше угла разворота газа ($\xi < \xi = v/u$).

Поступила в редакцию
10/VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. А. Рахматулин. ПММ, 1956, 20, 2.
2. Дж. Клингел. ВРТ, 1965, 10.
3. Л. П. Верещака, А. Н. Крайко, Л. Е. Стернин. Сообщения по прикладной математике. ВЦ МГУ, 1969.
4. Р. И. Нигматулин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, 5.
5. Ф. Марбл. Сб. перев. «Механика», 1971, 6, 130.
6. F. Marble. J. Phys. Fluids, 1964, 7, 8, 1270.
7. Р. И. Нигматулин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 3.
8. Д. Карлсон, Р. Хоглунд. РТК, 1964, 11.
9. В. А. Олевский. Сб. НИР НИПИ «Механобр», 1953, 88.
10. Р. Дрейк, Дж. Беккер. ВРТ, 1953, 2 (14).
11. Г. И. Аверенкова, Э. А. Ашратов. Сб. «Вычислит. математика и программирование», вып. VII. М. Изд. МГУ, 1967.
12. Б. Льюис, Доумен. РТК, 1965, 1.
13. Л. И. Шуб, Т. Н. Рябинина. Сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1, ч. 2. Минск, 1972.
14. У. Рэнни. Сб. «Детонация и двухфазное течение». М., «Мир», 1966.
15. Б. Браун. Сб. «Детонация и двухфазное течение». М., «Мир», 1966.
16. И. П. Гинзбург. Аэрогазодинамика. М., «Высшая школа», 1966.
17. Х. Ш. Тзын. Сб. «Газовая динамика». М., ИЛ, 1950.
18. Р. Хоглунд. РТК, 1962, 5.
19. В. Н. Камзолов, Б. Н. Маслов, У. Г. Пирумов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, 5.
20. Г. И. Аверенкова и др. Сверхзвуковые струи идеального газа, Тр. ВЦ МГУ, ч. 1. М., 1970.
21. Г. В. Дритов, А. П. Тишин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1965, 5.
22. Л. П. Верещака, А. Н. Крайко, Л. Е. Стернин. Сб. «Лопаточные машины и струйные аппараты», вып. 6. М., «Машиностроение», 1972.

УДК 662.581

РАСЧЕТ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ СТРУИ ВОДОРОДА В ВОЗДУХЕ С КОНЕЧНЫМИ СКОРОСТЯМИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

В. К. Баев, В. И. Головичев, В. И. Димитров, В. А. Ясаков

(Новосибирск)

Исследование процесса свободного турбулентного смешения высокоскоростных аксиальных газовых потоков и химических реакций в зоне смешения представляет значительный практический интерес. Одной из основных задач при этом является обеспечение устойчивого горения топливно-воздушной смеси. Работы [1—4], среди многих, посвящены этой проблеме. В работах [1, 2] изучалось смешение горячей турбулентной струи «пилотного» пламени с газами топливно-воздушной сме-

си с целью расширения области устойчивого горения в условиях, при которых не происходит самопроизвольное воспламенение. В [3, 4] исследовалось турбулентное смешение предварительно перемешанных потоков топлива и окислителя с параметрами, обеспечивающими самовоспламенение реагирующих газов. Для расширения области устойчивого горения в этом случае необходимо обеспечить в смешивающихся потоках такие концентрации промежуточных продуктов реакции, которые «катализировали» бы реакцию, обеспечивая ее быстрое и устойчивое протекание. Повышенные концентрации промежуточных продуктов реакции могут достигаться путем частичного выжигания основной компоненты в каждом из смешивающихся потоков.

В настоящей работе представлены некоторые результаты аналитического и экспериментального исследования турбулентного смешения центральной осесимметричной струи водорода истекающей в движущийся воздушный поток, служащий окислительной средой. Для определения местных значений параметров поля осредненного течения была разработана вычислительная модель, включающая численное решение уравнений сохранения для пограничного слоя, записанных в переменных Мизеса. Модель использует эмпирическое описание турбулентного переноса и значения констант скоростей химических реакций, для которых предполагается справедливой аррениусовская форма зависимости от температуры. Экспериментальное исследование было проведено для качественного сравнения экспериментальных данных с предсказаниями расчетной модели. Экспериментально и численно показано, что на положение видимой границы пламени существенное влияние оказывает кинетическая «предыстория» смешивающихся потоков.

Аналитическое исследование

На рис. 1 показана идеализированная конфигурация рассматриваемого течения. Центральная осесимметричная струя водорода истекает в движущийся воздушный поток, служащий окислительной средой. Дифференциальные уравнения, описывающие турбулентное смешение реагирующих газов, используются в форме, аналогичной для ламинарного течения, и приведены во многих работах, например, [3, 4]. Для целей настоящего исследования были использованы осредненные по времени уравнения теории пограничного слоя, записанные в переменных Мизеса с турбулентными числами Прандтля и Льюиса, равными единице. При этом уравнение неразрывности удовлетворяется точно, а остальные могут быть сведены к общей форме:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \psi^{-1} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\rho^2 \frac{ur^2 \varepsilon}{\psi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \psi} \right) + \Omega_{\phi}. \quad (1)$$

В качестве переменных вместо ϕ могут фигурировать следующие величины: осевая скорость u , весовая концентрация Y_i и энтальпия торможения H . Во втором случае $\Omega_{\phi} = \dot{w}_i / \rho u$, а в первом и третьем $\Omega_{\phi} = 0$. Здесь x — расстояние, отсчитываемое вдоль линии тока, ψ — функция тока, r — поперечная координата, ρ — плотность, ν_e — коэффициент турбулентной вязкости \dot{w}_i — массовая скорость образования i -й компоненты смеси в реакциях.

В качестве начальных условий выбирались ступенчатые профили скорости, химического состава и

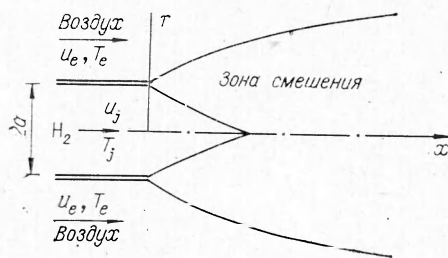


Рис. 1. Идеализированная схема течения.

энтальпии торможения. В качестве граничных условий брались параметры внешнего воздушного потока и условие симметрии относительно оси водородного сопла:

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial \psi} = \frac{\partial Y_i}{\partial \psi} = \frac{\partial H}{\partial \psi} = 0, \quad (2)$$

$$\psi \rightarrow \infty, \quad u = u_e; \quad Y_i = Y_{ie}; \quad H = H_e.$$

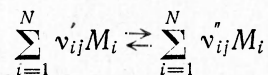
Для того чтобы учесть изменение плотности при смешении реагирующих газов использовалось преобразование координат, связывающее коэффициент турбулентной вязкости для сжимаемого потока $(\rho\varepsilon)$ с коэффициентом для несжимаемого потока $(\rho\varepsilon)_0$ соотношением в форме Тинга-Либби [5]:

$$\rho^2 \varepsilon r^2 = \rho_0 (\rho\varepsilon)_0 \int_0^r \frac{2\rho}{\rho_0} r' dr'. \quad (3)$$

Для коэффициента турбулентной вязкости в несжимаемом потоке была выбрана модель Прандтля [6] с константой, полученной из эксперимента для нереагирующих струй:

$$\varepsilon_0 = \kappa r_{1/2} |u_{\max} - u_{\min}|,$$

где κ — эмпирическая константа; $r_{1/2}$ — полуширина струи. Для s химических реакций типа



массовая скорость образования i -й компоненты в единице объема описывается соотношением

$$\dot{\omega}_i = W_i \cdot \sum_{j=1}^s (\nu''_{ij} - \nu'_{ij}) \cdot \left[k_f^j \prod_{i=1}^N \left(\rho \frac{Y_i}{W_i} \right)^{\nu'_{ij}} - k_b^j \prod_{i=1}^N \left(\rho \frac{Y_i}{W_i} \right)^{\nu''_{ij}} \right],$$

где W_i — молекулярный вес i -й компоненты; ν'_{ij} и ν''_{ij} — стехиометрические коэффициенты при i -й компоненте в j -й реакции, k_f^j и k_b^j — константы скорости прямой и обратной реакции соответственно.

Исследуемой газовой средой являлась смесь инертного недиссоциированного азота и кислорода, который диссоциирует и реагирует с водородом по схеме, предложенной в [7]. Смесь содержит шесть реагирующих компонент, участвующих в девяти реакциях. Были рассмотрены два набора (I, II) констант скоростей элементарных стадий, приведенные в табл. 1 и 2. В наборе I в основном использовались те же самые

Таблица 1

Набор констант скоростей реакции (I)

№ реак- ций	Реакции	Константы скоростей	
		прямая	обратная
1	$\text{H} + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{O}$	$3,0 \cdot 10^{14} e^{-8,81/\tilde{T}}$	$2,48 \cdot 10^{13} e^{-0,66/\tilde{T}}$
2	$\text{O} + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H}$	$3,0 \cdot 10^{14} e^{-4,03/\tilde{T}}$	$1,3 \cdot 10^{14} e^{-2,49/\tilde{T}}$
3	$\text{H}_2 + \text{OH} \rightleftharpoons \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	$3,0 \cdot 10^{14} e^{-3,02/\tilde{T}}$	$1,33 \cdot 10^{15} e^{-10,95/\tilde{T}}$
4	$2 \text{OH} \rightleftharpoons \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	$3,0 \cdot 10^{14} e^{-3,02/\tilde{T}}$	$3,12 \cdot 10^{15} e^{-12,51/\tilde{T}}$
5	$\text{H}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{H} + \text{M}$	$1,35 \cdot 10^{17} e^{-54/\tilde{T}}$	$1,0 \cdot 10^{16}$
6	$\text{H}_2\text{O} + \text{M} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H} + \text{M}$	$9,66 \cdot 10^{18} e^{-62,2/\tilde{T}}$	$1,0 \cdot 10^{17}$
7	$\text{OH} + \text{M} \rightleftharpoons \text{O} + \text{H} + \text{M}$	$8,0 \cdot 10^{16} e^{-52,2/\tilde{T}}$	$1,0 \cdot 10^{16}$
8	$\text{O}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{O} + \text{M}$	$5,8 \cdot 10^{16} e^{-60,6/\tilde{T}}$	$6,0 \cdot 10^{14}$
9	$\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{OH}$	$2,72 \cdot 10^{13} e^{-29,2/\tilde{T}}$	$8,34 \cdot 10^{10} e^{-10,32/\tilde{T}}$

Примечание. Размерности констант скоростей реакций: $\text{см}^3 \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ для бимолекулярных реакций, $\text{см}^6 \cdot \text{моль}^{-2} \cdot \text{с}^{-2}$ для тримолекулярных реакций; $\tilde{T} = T^\circ \text{K}/1000$.

Таблица 2

Набор констант скоростей реакций (II)

реакций	Реакции	Константы скоростей	
		прямая	обратная
1	$\text{H} + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{O}$	$2,24 \cdot 10^{14} e^{-8,844/\bar{T}}$	$1,3 \cdot 10^{13}$
2	$\text{O} + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H}$	$1,74 \cdot 10^{13} e^{-4,76/\bar{T}}$	$7,33 \cdot 10^{12} e^{-3,67/\bar{T}}$
3	$\text{H}_2 + \text{OH} \rightleftharpoons \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	$2,19 \cdot 10^{13} e^{-2,59/\bar{T}}$	$8,41 \cdot 10^{13} e^{-10,57/\bar{T}}$
4	$2 \text{OH} \rightleftharpoons \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	$5,75 \cdot 10^{12} e^{-0,394/\bar{T}}$	$5,75 \cdot 10^{13} e^{-9,47/\bar{T}}$
5	$\text{H}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{H} + \text{M}$	$2,4 \cdot 10^{19} e^{-61,518\bar{T}/\bar{T}^2}$	$7,5 \cdot 10^{15}\bar{T}$
6	$\text{H}_2\text{O} + \text{M} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H} + \text{M}$	$3,4 \cdot 10^5$	$9,26 \cdot 10^{16}\bar{T}$
7	$\text{OH} + \text{M} \rightleftharpoons \text{O} + \text{H} + \text{M}$	$2,02 \cdot 10^{18} e^{-52,6\bar{T}/\bar{T}^2}$	$2,0 \cdot 10^{15}\bar{T}$
8	$\text{O}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{O} + \text{M}$	$5,8 \cdot 10^{16} e^{-60,6\bar{T}/\bar{T}^2}$	$6,0 \cdot 10^{14}$
9	$\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons 2 \text{OH}$	$1,0 \cdot 10^{16} e^{-35,2/\bar{T}}$	$3,42 \cdot 10^{14} e^{-26,61/\bar{T}}$

константы, что и в [8]. В наборе II константы взяты из [3]. Для замыкания системы основных уравнений использовались уравнения состояния для идеальной смеси совершенных газов. Выражения для парциальных энтальпий компонент смеси подбирались с помощью полиномиальных соотношений, предложенных в [9].

Метод решения

Для интегрирования уравнений системы (1) нет численной проблемы, если все $\omega_i = 0$. Если $\omega_i \neq 0$, вне зависимости от применяемого численного метода, получение решений соответствующих уравнений сопряжено с трудностью интегрирования, возникающей из-за наличия членов с химическими источниками массы. Применяемые численные схемы должны быть дополнены эффективной аппроксимацией этих членов. Метод решения уравнений системы (1) для реагирующих компонент смеси в основном тот же, что в работе [3], и кратко описан ниже. Метод позволяет заменить интегрирование системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных с источниковыми членами последовательным решением соответствующих уравнений без источников и системы «негибких» обыкновенных дифференциальных уравнений. Изложим кратко последовательность применения расчетной схемы. Зона смешения вначале делится на k равномерно расположенных полос, пронумерованных от 0 на оси до k в некоторой точке вне зоны смешения. Тем самым область течения разбивалась на большое количество участков, для каждого из которых формулировалась составная задача Коши. Предполагалось, что внутри каждого участка процесс смешения протекал независимо от химического реагирования. Затем производился учет химических реакций с использованием осредненных параметров поля течения, и прежде чем перейти к следующему участку, расположенному ниже по потоку, вносились соответствующие коррективы, отражавшие выделение тепла и изменение химического состава. Для решения системы «негибких» обыкновенных дифференциальных уравнений был модифицирован численный процесс, предложенный С. Тринором [10]. Детали вычислительной процедуры кратко приведены ниже. Применяющаяся для интегрирования систем «негибких» уравнений $y_j^1 = f_i(t, y_1, y_2, \dots, y_n)$ двухточечная аппроксимация исходных уравнений

$$y_{i, m+1} = y_{i, m} + \Delta t [(1 - \mu_i) f_i(t_{m+1}, y_{1, m+1}, \dots) + \mu_i f_i(t_m, y_{1, m}, \dots)] \quad (4)$$

при $\mu_i \neq 1$ приводит к рекуррентным соотношениям, которые представляют собой в общем случае нелинейные уравнения. Здесь μ_i и Δt — вещественные параметры, $y_{i,m}$ аппроксимирует $y_i(t_m)$ — значение функции y_i в точке t_m . Численная процедура решения системы (4) с использованием простых итераций эквивалентна интегрированию системы обыкновенных дифференциальных уравнений¹

$$\frac{\partial y_i}{\partial t} = (1 - \mu_i) f_i(t_{m+1}, y_{1,m+1}^{(l)}, \dots, y_{n,m+1}^{(l)}) + \mu_i f_i(t, y_1, \dots, y_n) \quad (5)$$

методом Эйлера с «пересчетом», если задан вектор начального приближения $\vec{y}_{m+1}^{(l)}$; l — номер итерации. Шаг интегрирования Δt системы (5), выбираемый из условия сходимости итераций, имеет порядок $\Delta t \sim \min_i \left| \frac{\partial f_i}{\partial y_i} \right|^{-1}$. В условиях, обеспечивающих близость хотя бы одного неравновесного параметра к своему равновесному значению, $\Delta t \rightarrow 0$, что ведет к большим затратам машинного времени. Система обыкновенных дифференциальных уравнений (5) была использована для построения на каждой итерации вычислительного процесса, состоявшего в последовательной от шага к шагу аппроксимации исходных уравнений соотношениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial y_i}{\partial t} = \mu_i f_i(t, y_1, \dots, y_n) + (1 - \mu_i) f_i(t_{m+1}, y_{1,m+1}^{(l)}, \dots) = -p_{ii}(y_i - y_{i,m}) + \\ + A_i + B_i(t - t_m) + \frac{C_i}{2!}(t - t_m)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Такой вид аппроксимационных уравнений определяет экспоненциальное поведение химических функций y_i . Вычисление неизвестных коэффициентов p_{ii} , A_i , B_i , C_i производилось аналогично [10]. После вычисления этих коэффициентов формальные решения уравнений (6) строились в форме предиктора-корректора. Численный процесс в предикторе аппроксимировался следующими соотношениями:

$$y_{i,m+1} = y_{i,m} + [1 + p_{ii}(\Delta t)]^{-1} \cdot [A_i + B_i(\Delta t)] \cdot \Delta t. \quad (7)$$

В конструкции корректора не было отличий от численного процесса, предложенного в [10]. Применение описанного метода при $\mu_i = 1$ ограничено тем, что при таком выборе коэффициентов p_{ii} решение будет достаточно точным лишь в областях, где все $p_{ii} > 0$, т. е. все $\frac{\partial f_i}{\partial y_i} < 0$.

В противном случае вычислительный процесс оказывается неустойчивым относительно возмущений, которыми являются погрешности решения. При этом ошибка интегрирования возрастает экспоненциально. В частности, это возможно в областях перегибов функций y_i . В практических вычислениях процесс интегрирования стабилизировался повышением долей неявных слагаемых изменением μ_i в правых частях тех уравнений системы (5), для которых множители p_{ii} оказывались отрицательными. Обращения таких p_{ii} в нуль недостаточно, так как в этом случае для части уравнений получается схема (4) с простым итерационным разрешением. Процесс повторного интегрирования с выбранными μ_i продолжался до достижения заданной точности получаемых решений. Используемые численные процедуры хорошо зарекомендовали себя для решения рассматриваемой задачи и ниже приводятся примеры расчетов, проведенных с их помощью.

¹ Здесь и далее y_i фактически представляет собой $y_{i,m+1}^{(l)}$.

Экспериментальное исследование

Экспериментальное исследование горения струи водорода в спутном потоке воздуха было проведено на установке, схема которой изображена на рис. 2.

Воздух высокого давления через систему регулирующих клапанов и расходомерное устройство поступал в форкамеру и, истекая через сопло, образовывал спутный поток. Струя водорода подавалась осесимметрично. Внешнее сопло было цилиндрическим в экспериментах в

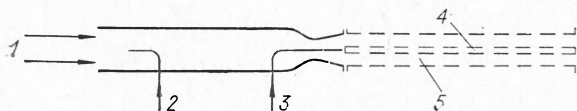


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

1 — холодный воздух; 2 — водород на подогрев; 3 — водород на струю; 4 — кварцевые стекла; 5 — канал постоянного сечения.

дозвуковом спутном потоке и коническим — в сверхзвуковом. Как в первом, так и во втором случае выходной диаметр внешнего сопла составлял 36 мм, центральное сопло было дозвуковым с выходным диаметром 2,4 мм. Шлирен-фотографии течения за плоскостью среза сопел, а также измерения полного давления показали, что на срезе внешнего сопла обеспечивается однородный поток во всей области дозвуковых чисел M в экспериментах на цилиндрическом сопле, а также имеет место однородный сверхзвуковой поток с числом $M=1,58$ в экспериментах на коническом сопле.

Для обеспечения условий самовоспламенения водорода, истекающего из центрального сопла, производился подогрев воздуха за счет сжигания небольшого количества водорода в форкамере.

В процессе эксперимента производилось прямое фотографирование пламени с экспозицией $1/15$ с и шлифен-фотография с помощью прибора фирмы Karl Zeiss — Jena. Основной геометрической характеристикой, определенной в экспериментах, являлась длина отрыва диффузионного пламени, под которой понимается расстояние от среза сопла до точки воспламенения топливно-воздушной смеси. Типичная фотография диффузионного пламени водорода в открытом спутном потоке приведена на рис. 3. Длина отрыва определялась по данным фотометрирования негатива.

На этой же установке были проведены исследования диффузионного горения водорода в до- и сверхзвуковом потоке в канале постоянного сечения.

Результаты, полученные в экспериментальном исследовании, сравнивались с предсказаниями расчетной модели. Экспериментально длина отрыва диффузионного пламени фиксировалась по положению видимой границы пламени на негативе. В расчетах граница воспламенения определялась по резкому подъему температуры и изменению состава реагирующей смеси. Для обеспечения самовоспламенения водорода в слое смешения внешний воздушный поток подогревался горением, в результате чего во внешнем потоке присутствовали вода и промежуточные продукты реакции. Влияние этих примесей на кинетику реакций



Рис. 3. Фотография пламени водорода в сверхзвуковом ($M=1,58$) спутном потоке.

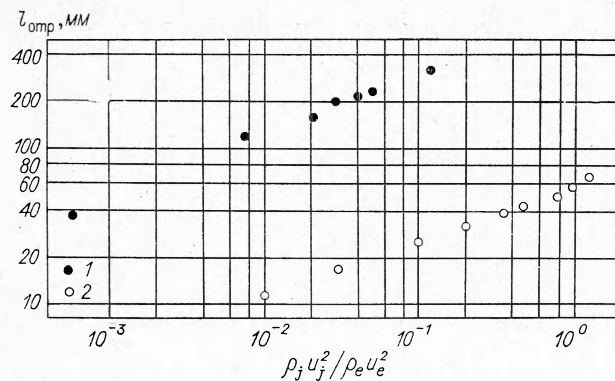


Рис. 4. Положение видимой границы зоны воспламенения в спутном потоке.

в зоне смешения может оказаться существенным. На рис. 4.2 приведены длины отрыва пламен в зависимости от соотношений динамических напоров струи и спутного потока, на рис. 4.1 — аналогичные данные А. Ферри и др. [11], полученные при электрическом подогреве воздуха на установке большого размера. По-видимому, наличие значительно больших концентраций промежуточных продуктов реакции в экспериментах настоящей работы приводит к сокращению зоны от кромки сопла до начала интенсивного выгорания. Об этом же свидетельствуют и экспериментальные данные работы [12], в которой был использован целый ряд приемов, приводящих к изменению концентраций промежуточных продуктов в смешивающихся потоках.

Для выяснения влияния роли промежуточных продуктов реакции на воспламенение был выбран режим, критический с точки зрения взаимодействия смешения и химической кинетики. В первом расчетном случае в воздушном потоке промежуточные продукты реакции отсутствовали. Во втором — начальные условия для смешивающихся потоков, включающие температуру и концентрации всех компонент смеси, взяты из расчета состава продуктов сгорания при заданной величине отношения воздух—топливо. Оба численно исследованных случая приведены в табл. 3. Вычисления для второго случая были проведены для условий эксперимента.

Из развития температурного профиля (рис. 5) и распределений химического состава вдоль оси (рис. 6) можно сделать вывод о невос-

Таблица 3

Начальные параметры смешивающихся потоков			
Параметры	1	2	3
Водородная струя			
статическая температура, °К	617,0	617,0	1500,0
скорость, м/с	1770,0	1770,0	838,0
Воздушный поток			
статическая температура, °К	933,0	933,0	1500,0
скорость, м/с	922,0	922,0	8,0
Массовые доли			
O ₂	0,232	0,185	0,232
H ₂ O	0,0	0,052	0,0
N ₂	0,768	0,762	0,768
H	0,0	0,896 · 10 ⁻⁶	0,0
ОН	0,0	0,831 · 10 ⁻⁸	0,0
O	0,0	0,881 · 10 ⁻⁷	0,0

Примечание. 2 a=2,4 мм для случаев 1 и 2; 2 a=20 мм для случая 3.

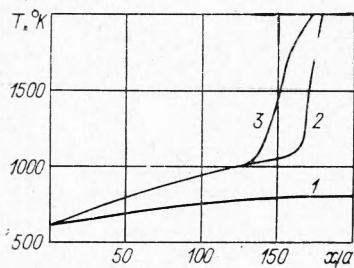


Рис. 5. Осевое распределение температур.

1 — невоспламенение; 2 — воспламенение (набор констант I); 3 — воспламенение (набор констант II).

пламенении смеси в первом случае (рис. 5, 1) и воспламенении ее во втором (рис. 5, 2). Сравнение расчета с результатом экспериментального исследования показывает, что положение видимой границы пламени расположено ближе к срезу сопла. Если принять в выражении (3) значение $\rho_0 = \rho_e$, то совпадение расчетной и экспериментальной длин отрыва будет удовлетворительное. Следует отметить, что перед воспламенением температура смеси ниже 1000°K . При таких температурах, кроме реакций (1)–(6), в реакционном механизме важную роль играют реакции, приводящие к образованию гидропероксида H_2O_2 . Для выяснения влияния полноты химической модели было проведено сравнение 9-стадийной модели, приведенной в табл. 1 (или 2) с 13-стадийной, в которую, согласно рекомендациям [8, 13, 14], включены элементарные стадии процесса, приведенные в табл. 4. Результаты влияния HO_2 и H_2O_2 в кинетических вычислениях приведены на рис. 7. Величины концентраций промежуточных продуктов HO_2 и H_2O_2 оказались такими, что ими нельзя пренебрегать при расчете воспламенения.

Любая расчетная модель турбулентного горения в настоящее время неточна из-за эмпирического описания составных процессов при горении. По этой причине можно ожидать, что более простые модели [4, 15], основанные на независимости турбулентного смешения и хими-

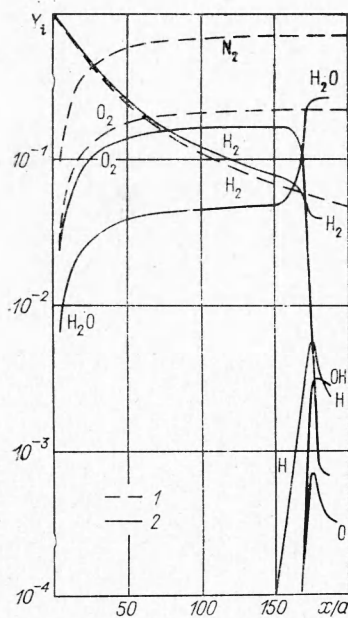


Рис. 6. Осевые распределения концентраций компонент смеси. Набор констант I: 1 — случай 1 табл. 3; 2 — случай 2 табл. 3.

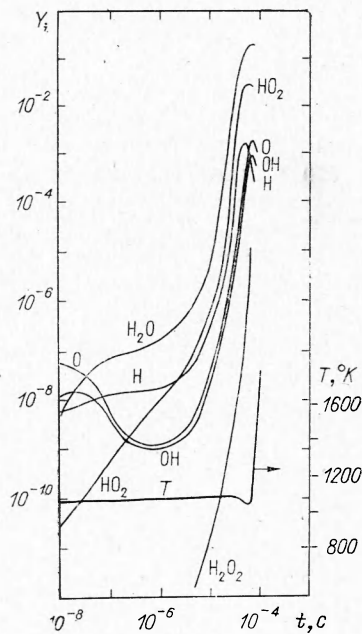


Рис. 7. Распределение концентрации компонент гомогенной водородно-воздушной смеси, включая HO_2 и H_2O_2 , во времени. Параметры начального состояния: $p=1$ атм; $T=1060^\circ\text{K}$; весовые доли H_2 : O_2 : $\text{N}_2=1:8:26$.

Таблица 4

№ реак- ции	Реакции	Константы скоростей	
		прямая	обратная
10	$2\text{OH} + \text{M} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}_2 + \text{M}$	$8,4 \cdot 10^8 e^{2,67/\bar{T}}$	$1,17 \cdot 10^{14} e^{-22,9/\bar{T}}$
11	$\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$3,71 \cdot 10^9 e^{0,94/\bar{T}}$	$2,4 \cdot 10^{12} e^{-23,08/\bar{T}}$
12	$\text{HO}_2 + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}$	$2,0 \cdot 10^8 e^{-12,08/\bar{T}}$	$1,47 \cdot 10^9 e^{-4,02/\bar{T}}$
13	$\text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH}$	$1,0 \cdot 10^6 e^{-13,59/\bar{T}}$	$1,28 \cdot 10^{10} e^{-0,70/\bar{T}}$

ческой кинетики, могут давать удовлетворительные результаты. При этом предполагалось:

1) процессы турбулентного смешения в области, предшествующей воспламенению, могут быть удовлетворительно описаны параметрами нереагирующего течения с турбулентными числами Прандтля и Льюиса, равными единице;

2) для описания химической кинетики в период, предшествующий воспламенению, можно использовать времена задержки воспламенения, которые вычисляются с использованием осредненных параметров нереагирующего течения;

3) воспламенение на некоторой линии тока наступало, если в некотором сечении вниз по потоку выполнялось следующее соотношение включающее параметр воспламенения.

$$\int_0^x \frac{ds}{u \cdot \tau_{iD}} \geq 1.$$

В рамках упрощенной модели рассматривалось течение, которое можно аналитически описать в соответствии с предельным случаем химически замороженного течения [5]. При этом в зоне смешения предполагались в наличии только три компонента: топливо, окислитель и инертный разбавитель. Сравнение предсказаний расчетных моделей для случая 3 табл. 3 приведено на рис. 8.

Таким образом, результаты расчетно-экспериментального исследования продемонстрировали существенное влияние промежуточных продуктов на воспламенение, а следовательно, и на весь процесс выгорания струи водорода в слутном потоке.

При этом на точность расчетов существенным образом влияет точность описания кинетики горения водорода и процессов турбулентного обмена.

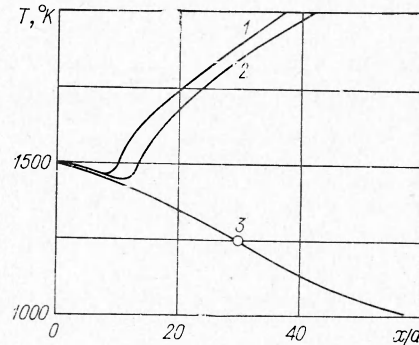


Рис. 8. Сравнение результатов двух расчетных моделей.

1 — набор констант I (табл. 1); 2 — набор констант II (табл. 2); 3 — положение условной границы воспламенения по упрощенной модели.

Поступила в редакцию
10/VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Slutsky, J. Tamago, N. Trentacoste. AIAAJ, 1965, 3, 9, 1599.
2. K. N. C. Bray, R. S. Fletcher. AIAAJ, 1972, 10, 1, 72.
3. A. Ferri, G. Moretti, S. Slutsky. SIAMJ, 1965, 13, 1, 229.
4. L. S. Cohen, R. N. Guile. AIAAJ, 1970, 8, 6, 1053.

5. P. A. Libby. ARSJ, 1962, 32, 3, 388.
6. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
7. R. Duff. J. Chem. Phys., 1958, 28, 6, 1193.
8. O. Brevig, F. Sharokhi. Paper № 71—5, 1971, AIAA, New York.
9. G. Moretti. AIAAJ, 1965, 3, 2, 223.
10. С. Треанор. Math. Comp., 1966, 20, 93, 39.
11. A. Ferri, P. A. Libby, V. Zakka. Proc. of the Internal. Council of the Aeronautical Sciences, Third congress, Stockholm, 1962, Washington—London, 1964, 1089.
12. F. Suttrop. Zeitschrift für Flugwissenschaften, 1971, 19, 4, 163.
13. В. И. Головичев, В. И. Димитров, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1973, 9, 1, 95.
14. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрыв в газах. М., «Мир», 1968.
15. В. Н. Строкин. ИФЖ, 1972, 22, 3, 480.

УДК 536.46

РЕЖИМЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ РЕАГИРУЮЩЕЙ СМЕСИ ГАЗОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. М. Гришин, Е. Е. Зеленский, А. С. Якимов

(Томск)

В последнее время интенсивно развиваются исследования по плазмохимии [1]. В связи с этим представляет интерес изучение закономерностей протекания химических реакций в сильном электрическом поле. Химические реакции, возбуждаемые электрическим полем, известны в газовой электрохимии [2]. Данное исследование представляет интерес для решения проблемы взрывобезопасности при наличии сильного электрического поля, а также для теории искрового воспламенения, так как обычно при зажигании искрой предпробойные процессы не учитываются [3, 4].

В настоящей работе предложена простая математическая модель воспламенения газообразного реагента в сильном электрическом поле, основанная на теории ударной ионизации Таунсенда [5]. При помощи ЭВЦМ изучено влияние электрического поля на механизм и характеристики теплового воспламенения.

Постановка задачи

Пусть между двумя электродами определенной конфигурации находится реакционноспособная смесь газов. В момент времени $t=0$ на электроды подается трапециидальный импульс напряжения заданной формы (рис. 1) длительности t_i и амплитуды $U_{ст}$, в результате чего в газе развиваются процессы, ведущие к появлению свободных носителей зарядов, их размножению и формированию в конечном счете электрического пробоя в газе. Направленный поток электронов приводит, с одной стороны, к разогреву газа за счет выделения в нем джоулева тепла и в связи с этим — к инициированию химических реакций, а с другой стороны, он может вступать во взаимодействие с веществом среды с образованием продуктов, которые могут участвовать в последующих химических реакциях и процессе ионизации.

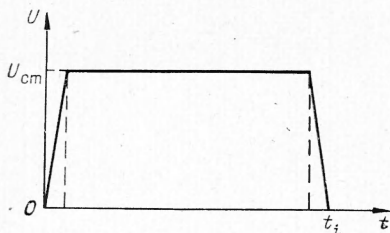


Рис. 1. Зависимость потенциала $U_{ст}$ от времени.

Сформулируем основные допущения, принятые в данной работе: