

РЕЖИМЫ УСКОРЕНИЯ ГАЗОВОГО ПЛАМЕНИ В ТРУБАХ

М. А. Андреев, А. М. Степанов

(Ленинград)

Работа посвящена моделированию распространения ускоряющегося пламени при поджигании газовой смеси у закрытого конца трубы. Такой процесс — необходимая стадия перехода медленного горения в детонацию. Но большинство исследователей останавливается, как правило, не на данной, а на заключительной стадии явления — возникновения детонации. О механизме же первоначального ускорения пламени до сих пор существуют лишь качественные представления, не всегда согласующиеся между собой.

Наиболее распространенная сейчас точка зрения на причину ускорения пламени высказана в работе [1]; поток газа перед фронтом горения турбулизируется, а потому скорость пламени нарастает. В [2] сделан вывод, что трубная турбулентность не может обеспечить наблюдающихся в экспериментах ускорений пламени; причина же ускорения следующая. Профиль скорости в потоке перед фронтом горения неоднороден: разные точки фронта движутся с разными видимыми скоростями и поверхность его принимает характерную для ламинарного пламени куполообразную форму. Площадь поверхности увеличивается, в результате возрастает видимая скорость пламени, что приводит к еще большей неоднородности профиля скорости и т. д. Автор работы [3] считает, что причина ускорения пламени — это прогрев свежей смеси волнами сжатия, идущими от фронта горения.

Накопленный в настоящее время экспериментальный материал по этому вопросу указывает на то, что действуют все три механизма ускорения, однако роль ведущего принадлежит то одному, то другому, то третьему. Прямое измерение степени турбулентности в потоке перед фронтом ускоряющегося пламени не проводилось. Известно, что турбулентные пограничные слои на входном участке стационарного потока в трубе смыкаются на расстоянии 25 диаметров от входа [4] (независимо от числа Рейнольдса). Но преддетонационные расстояния в различных смесях составляют именно несколько десятков диаметров трубы (см., например, [5]). Из этого следует, что течение перед фронтом пламени в таких экспериментах турбулентное, и если не по всему сечению трубы, то вблизи стенок обязательно.

Представление об эволюции формы поверхности ускоряющегося фронта пламени можно получить из данных по фоторегистрации процесса. В [6] на начальной стадии зафиксирована куполообразная форма ламинарного фронта. Затем на поверхности появляются морщины, свидетельствующие о неустойчивости и также увеличивающие поверхность горения. Далее структура пламени принципиально меняется; между стенкой и осью трубы появляются далеко выдающиеся вперед языки пламени. Фронт теряет свою осесимметричную форму; прогрессирует только один язык в верхней части трубы (она горизонтальная), а пламя приобретает явно выраженную турбулентную структуру. Такая же асимметричная форма турбулентного пламени на поздней стадии его распространения наблюдалась в экспериментах [7]. В опытах по переходу медленного горения ацетилено-кислородной смеси в детонацию [8] также зафиксирована смена куполообразной формы пламени на «лопатообразную» с очень тонким прогрессирующим языком; смена происходила на расстоянии 12 диаметров трубы от места поджига. Наблюдались одновременно и два языка, причем их передние точки все время меняли свое положение по сечению трубы. Трактовка наблюдаемой картины в [8] проста: вследствие турбулизации пограничного слоя у стенки трубы пламя движется с большей местной скоростью, это и вызывает появление языка. По фотографиям работы [9] видно, как язык пламени, образовавшийся у стен-

ки трубы в результате турбулизации пограничного слоя, постепенно утолщается, продвигаясь к оси трубы, после этого происходит выравнивание поверхности фронта и турбулентное пламя заполняет уже все сечение трубы.

Прогрев свежей смеси волнами сжатия также оказывает некоторое ускоряющее воздействие на движение фронта. Ведущим же оно становится лишь на поздней стадии, когда видимая скорость движения фронта будет сравнимой со скоростью звука в свежей смеси.

Из теоретических исследований ускорения газового пламени турбулентностью следует отметить только две работы [10, 11]. В первой из них на основе осредненных уравнений гидродинамики, теории горения и $k - \varepsilon$ -модели турбулентности моделируется нестационарное распространение пламени в двумерном канале с препятствиями. Замыкание источника члена выполнено для режима, когда скорость горения лимитируется турбулентным смешением, т. е. средняя скорость реакции выражается через характеристики турбулентности ($\sim \varepsilon/k$). Чтобы обеспечить распространение пламени в начале канала, в [10] приходилось задаваться довольно большой степенью начальной турбулентности; дальнейшее нарастание турбулентности обеспечивали препятствия. Модель не описывает переход от ламинарного распространения пламени к турбулентному, не учтено влияние на скорость горения прогрева смеси волнами сжатия, а параметры прохождения пламени через канал оказались независимыми от физико-химических свойств смеси. В то же время опыт [5] показывает, что ускорения пламени в трубе во многом определяются индивидуальностью газовой смеси.

В [11] моделируется переход горения в турбулентном пламени смеси метан — воздух в режим детонации. Модель включает в себя систему уравнений газодинамики и горения в плоском одномерном приближении, турбулентность учитывается только через введение коэффициента турбулентной диффузии D_t , т. е. априори предполагается режим объемного горения смеси. Цель работы состояла главным образом в определении значения D_t , необходимого для перехода горения к стационарной детонации. Оказалось, что для выбранной смеси это значение должно быть в 10^5 раз больше молекулярного коэффициента диффузии D . Из трех факторов, влияющих на ускорение пламени в трубах, в [11] учтен, таким образом, лишь один — прогрев смеси за волной сжатия.

В данной работе предпринята попытка учесть все три упомянутых фактора. Как следует из изложенного выше анализа литературных данных, модель должна удовлетворять по крайней мере трем требованиям:

а) в отсутствие турбулентности она должна описывать распространение ламинарного пламени;

б) модель турбулентного горения должна быть двухпараметрической (не как в [11]), так как при характерных параметрах трубной турбулентности средняя скорость реакции определяется скоростью турбулентного смешения;

в) нужно учесть хотя бы суммарную кинетику химической реакции.

В данных расчетах использовалась модель турбулентного горения, основанная на уравнении для плотности распределения вероятности (ПРВ) концентрации [12]. Она проверена на более простой задаче о поджигании и распространении нестационарного пламени по заранее турбулизированной газовой смеси и удовлетворяет перечисленным выше требованиям. Конечно, даже численное решение нестационарной двумерной задачи о турбулентном течении реагирующей смеси на основе уравнения для ПРВ в настоящее время не представляется возможным. Приходится прибегать к определенным ее упрощениям. Последние, давая выигрыш в объеме вычислений, приводят, к сожалению, к увеличению объема описания модели.

Уравнения распространения плоского турбулентного фронта пламени

Уравнение для ПРВ концентрации продуктов реакции $P(c; x, t)$ ($c=0$ — для свежей смеси и $c=1$ — для продуктов сгорания) в модели [12] имеет вид

$$\frac{\partial P}{\partial t} + U_x \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_T \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial c} \left(\frac{c - \langle c \rangle}{\tau_c} - D \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial x^2} - k \right). \quad (1)$$

Здесь x — координата, нормальная к фронту пламени; U_x — проекция среднемассовой скорости $U = \langle \rho u \rangle / \langle \rho \rangle$ на x ($\langle \rangle$ означает осреднение по ансамблю реализаций случайных полей концентрации и скорости); τ_c — характерное время турбулентного смешения; $k = k^* n_1(c) n_2(c) \rho \times \exp(-E/RT)$ — скорость химической реакции; n_1 и n_2 — массовые концентрации кислорода и горючего; $\rho(c, p)$ — плотность газа; $T(c, p)$ — температура; p — давление; E — энергия активации; предэкспонент k^* вычисляется из формулы Зельдовича

$$u_{\pi}^2 = \frac{2D(1)\rho(1)}{\rho_0^2} \int_0^1 \rho(c) k(c) dc \quad (2)$$

по известной из опыта нормальной скорости ламинарного пламени u_{π} . Начальные условия для уравнения (1):

$$t = 0: P(c) = \begin{cases} \delta(1-c), & 0 \leq x \leq x_0, \\ \delta(c), & x > x_0, \end{cases}$$

где δ — дельта-функция Дирака; x_0 — протяженность очага поджига (занятого в начальный момент горячими продуктами сгорания). Граничные условия:

$$x = 0: \frac{\partial P(c)}{\partial x} = 0; \quad x = x_{\phi}: \frac{\partial P(c)}{\partial x} = 0,$$

$x = 0$ — непроницаемая стенка; $x = x_{\phi}$ — передний край фронта пламени, определяемый из условия

$$\int_0^{\varepsilon} P(c; x_{\phi}, t) dc = 0,995, \quad \varepsilon \ll 1,$$

т. е. $x = x_{\phi}$ — точка, где вероятность концентраций, отличных от нуля больше чем на ε , составляет 0,5%.

Строго говоря, вместо (1) следовало бы решать уравнение для совместной ПРВ концентрации и температуры вместе с уравнениями газовой динамики. Но сделаем упрощающие задачу предположения:

- 1) давление газа одинаково по всей длине трубы, занятой продуктами сгорания и зоной горения (вплоть до $x = x_{\phi}$), но $p = p(t)$;
- 2) сжатие газа во внешней ($x > x_{\phi}$) и во внутренней областях ($x < x_{\phi}$) адиабатическое;
- 3) поля температуры и концентраций в пламени подобны в каждый момент времени.

Первое предположение справедливо в двух случаях: либо скорость звука a в свежей смеси много больше видимой скорости движения фронта u_{ϕ} (т. е. волны сжатия успевают уходить гораздо дальше от фронта, чем фронт от места поджига), либо скорость фронта сравнима со скоростью звука, но слабо меняется во времени. Для обоих случаев в условиях данной задачи можно указать вполне надежный критерий их реализации: необходимо, чтобы давление в волне сжатия, идущей от фронта, $p \lesssim 4p_0$. В самом деле, из решения задачи о равномерном движении комплекса фронт пламени — ударная волна в неподвижной стехиометрической смеси пропан — воздух получается, что при $p = 4p_0$ перепад давления во

фронте $\Delta p = 0,22p$. Если же пламя движется равноускоренно, возникает еще и перепад давления в зоне продуктов сгорания, поскольку генерация волн давления самим фронтом постепенно усиливается. Расчет такого пламени в акустическом приближении (но без влияния стенки) показывает, что относительный перепад $\Delta p / (p - p_0) \approx u_n / 2a_r$ (a_r — скорость звука в продуктах сгорания). При той u_n , когда на передней границе фронта $p = 4p_0$, оказывается $\Delta p / (p - p_0) \approx 0,2$.

Таким образом, можно считать, что при $p \leq 4p_0$ перепад давления во внутренней области течения ($x < x_\Phi$) существенно меньше, чем во внешней ($x > x_\Phi$). При $p \leq 4p_0$ выполняется и предположение 2, поскольку при таких значениях давления ударная адиабата мало отличается от адиабаты Пуассона и возможные скачки уплотнения во внешней области не влияют на характеристики течения.

Предположение о мгновенном подобии полей концентраций и температуры требует, чтобы изменение давления во внутренней области происходило во много раз медленнее, чем процессы во фронте пламени, т. е. должно быть $x_\Phi / a_r \gg \tau_c$. Тогда все термодинамические характеристики смеси можно выразить через c и p :

$$\begin{aligned} T(c, p) &= (T_0 + cQ/c_p) (p/p_0)^{(\gamma-1)/\gamma}, \\ c_p(c) &= \gamma R / (\gamma - 1) \mu, \quad 1/\mu(c) = (1 - c)/\mu_0 + c/\mu_r, \\ \rho(c, p) &= \mu p / RT. \end{aligned}$$

Здесь γ — показатель адиабаты (одинаковый для свежей смеси и для продуктов сгорания); c_p — удельная теплоемкость; $Q = (c_p T)_r - (c_p T)_0$ — тепловой эффект реакции; T_r — температура адиабатического сгорания смеси; μ — молекулярная масса (ее изменение существенно влияет на степень расширения смеси при сгорании).

Давление $p(t)$ и скорость потока во фронте пламени $U_\Phi(t)$ определяются следующим образом. Пренебрежем воздействием турбулентных касательных напряжений во внешней части течения ($x > x_\Phi$). Тогда при интегрировании уравнений движения идеальной жидкости в этой области получаем решение в виде волны Римана; оно даст одну связь между p и U_Φ :

$$\bar{U}_\Phi - \bar{U}|_{x=x_\Phi} = \frac{2a_0}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right], \quad (3)$$

черта сверху означает осреднение по сечению трубы; a_0 — скорость звука в свежей смеси. Вторую можно найти из осредненного уравнения неразрывности во внутренней области течения

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + U \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial z} + \langle \rho \rangle \frac{\partial U}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

(z — координата вдоль оси трубы). Далее уже учитывается, что фронт пламени изогнут и площадь его поверхности S не равна площади сечения трубы, а

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + U \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial z} = \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + U_x \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial x} = \frac{d \langle \rho \rangle}{dt}.$$

Интегрируя (4) по z в пределах от $z = 0, U = 0$ до $z = z_\Phi, U = U_\Phi$ и осредняя его по площади сечения трубы, получим

$$\begin{aligned} \bar{U}_\Phi &= - \frac{2}{R^2} \int_0^R \int_0^{z_\Phi} \frac{1}{\langle \rho \rangle} \frac{d \langle \rho \rangle}{dt} r dr dz = \\ &= - \frac{2}{R^2} \int_0^R \int_0^{z_\Phi} \frac{1}{\langle \rho \rangle} \left(\frac{d}{dt} \int_0^1 \rho(c, p) P(c; x, t) dc \right) r dr dz = \end{aligned}$$

$$= -\frac{2}{R^2} \int_0^{Rz_\Phi} \int_0^1 \frac{1}{\langle \rho \rangle} \left(\int_0^1 \frac{d\rho}{dp} P dc \right) \frac{dp}{dt} r dr dz - \frac{2}{R^2} \int_0^{Rz_\Phi} \int_0^1 \frac{1}{\langle \rho \rangle} \left(\int_0^1 \frac{dP}{dt} \rho dc \right) r dr dz.$$

Поскольку $d\rho/dp = \rho/\gamma p$, первый интеграл равен $-\frac{z_\Phi}{\gamma p} \frac{dp}{dt}$. Во втором перейдем к интегрированию по x :

$$\begin{aligned} & -\frac{2}{R^2} \int_0^{Rz_\Phi} \int_0^1 \frac{1}{\langle \rho \rangle} \left(\int_0^1 \frac{dP}{dt} \rho dc \right) \frac{\partial z}{\partial x} r dr dx = \\ & = -\frac{2}{R^2} \int_0^{z_\Phi} \frac{1}{\langle \rho \rangle} \left(\int_0^1 \frac{dP}{dt} \rho dc \right) dx \int_0^R \frac{\partial z}{\partial x} r dr = \beta V, \end{aligned}$$

где $\beta = S/\pi R^2$; $S = \int_0^R \frac{\partial z}{\partial x} 2\pi r dr$; $V = -\int_0^{\infty} \frac{1}{\langle \rho \rangle} \int_0^1 \rho(c, p) \frac{dP}{dt} dc dx$.

Интегрирование по x в последнем интеграле распространено до ∞ , так как вклад в него дают только те области, где идет горение; производная dP/dt определяется из (1). Итак, вторая связь между p и U_Φ ($\bar{U}_\Phi = -\frac{z_\Phi}{\gamma p} \frac{dp}{dt} + \beta V$) совместно с (3) дает обыкновенное дифференциальное уравнение для определения давления во фронте пламени

$$\frac{dp}{dt} = \beta \frac{V \gamma p}{z_\Phi} - \frac{2a_0 \gamma p}{(\gamma - 1) z_\Phi} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right]. \quad (5)$$

В (1) входят два неизвестных коэффициента D_τ и τ_c ; они являются функциями надлежащим образом осредненных по поверхности фронта пламени характеристик турбулентности.

***k* — ϵ -модель турбулентности**

При расчете характеристик турбулентности в потоке перед фронтом пламени полагаем, что параметры течения в этой области по длине трубы не меняются. При выполнении условия $p \ll 4p_0$ течение перед фронтом в самом деле приблизительно однородно.

Используем модель Джонса — Лаундера [13, 14] для течений при малых турбулентных числах Re . Модель апробирована на задаче ламинаризации турбулентного потока [13] и расчете стационарного турбулентного течения в трубе [14]. Чтобы выяснить пригодность ее для расчета перехода ламинарного течения в турбулентное, в настоящей работе смоделирован входной участок течения в трубе (в отсутствие горения). Полученные расчетные профили кинетической энергии турбулентности оказались в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными [4]; модель дала правильное значение для момента смыкания турбулентных пограничных слоев ($z \simeq 50R$) и правильную зависимость средней степени стационарной турбулентности от Re .

В модели Джонса — Лаундера изменение со временем в трубе профилей скорости $U(r, t)$, энергии турбулентности $q(r, t)$ и диссипации энергии турбулентности $\epsilon(r, t)$ описывается выражениями

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(\nu + \nu_\tau) r \frac{\partial q}{\partial r} \right] + \nu_\tau \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 - \epsilon - 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{q}}{\partial r} \right)^2, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\nu + \nu_\tau}{1,3} r \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] + 1,4 \frac{\nu_\tau \epsilon}{q} \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 - 2 \frac{\epsilon^2}{q} + 2\nu \nu_\tau \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)^2, \quad (7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(\nu + \nu_\tau) r \frac{\partial U}{\partial r} \right] + W. \quad (8)$$

Здесь ν и $\nu_T = 0,09 \frac{q^2}{\varepsilon} \exp\left(\frac{2,5}{1 + \frac{q^2}{50\varepsilon}}\right)$ — коэффициенты кинематической вязкости газа и турбулентной вязкости. Изменение со временем среднерасходной скорости $\bar{U}(t)$ (3) учтено введением в (8) ускорения

$$W = 2 \frac{\nu + \nu_T}{R} \left(\frac{\partial U}{\partial r}\right) \Big|_{r=R} + \frac{d\bar{U}}{dt}.$$

Граничные условия для системы (6) — (8):

$$\begin{aligned} r = 0: \quad \frac{\partial q}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} - \frac{\partial U}{\partial r} &= 0, \\ r = R: \quad q = \varepsilon = U &= 0. \end{aligned}$$

В выборе начальных условий имеется (в разумных пределах) произвол:

$$t = 0: \quad U(r) = 0, \quad u' = \sqrt[3]{\frac{2q}{3}} = 0,2u_n, \quad \nu_T = \nu.$$

Уравнение деформации поверхности фронта пламени

Скорость движения фронта пламени можно охарактеризовать 1) массовой скоростью горения $u_f = dx_f/dt$, $x_f = \frac{1}{\rho_n} \int_0^\infty \langle \rho c \rangle dx$; 2) турбулентной скоростью горения относительно свежей смеси

$$u_T = \frac{\rho(0, p_0)}{\rho(0, p)} u_f; \quad (9)$$

3) видимой скоростью горения $u_n = u_T + U_\Phi$.

Предварительные расчеты распространения плоского фронта пламени (без учета деформации его поверхности) показали, что до смыкания турбулентных пограничных слоев фронт достаточно тонкий (его ширина $b_f \ll R$), а после становится настолько широким, что $b_f \approx R$. Поэтому на первом участке можно считать, что и в случае деформированного фронта пламени каждый элемент его поверхности плоский. В случае же развитого турбулентного течения не считаться с кривизной фронта нельзя, но сама кривизна оказывается небольшой. Скорость движения отдельных точек фронта, следовательно, можно записать как сумму скорости потока (перед фронтом пламени) $U(r, t)$ (8) и собственной скорости пламени относительно свежей смеси $u_T(r, t)$ (зависящей от профилей характеристик турбулентности):

$$\frac{dy}{dt} = U + \frac{u_T}{\cos \alpha} + D_T \frac{\partial^2 y}{\partial r^2}. \quad (10)$$

Здесь $y(r, t)$ — осевая координата точки фронта; α — угол наклона нормали поверхности пламени к оси трубы; третий (диффузионный) член в правой части (10) введен для того, чтобы на стадии развитого турбулентного течения происходило выравнивание поверхности фронта.

Хотя уравнение (1) позволяет найти только одно, среднее значение скорости фронта ($u_T = \bar{u}_T$), есть возможность учесть зависимость $u_T(r)$. Горение при ускорении пламени в трубе, как показали расчеты, происходит в режиме «черно-белого» смешения, т. е. скорость горения лимитируется процессом турбулентного смешения до молекулярного уровня. Но в этом режиме, согласно [12], имеет место линейная зависимость

$$u_T = u_n + \Theta u', \quad (11)$$

где $\Theta \approx 2$ — некоторый коэффициент, зависящий только от физико-химических свойств и начального состояния смеси. Локальную скорость $u_T(r)$ легко, следовательно, найти, зная профиль $u'(r)$ и $\Theta = (\bar{u}_T - u_n)/\bar{u}'$. Осреднение здесь проводится по площади поверхности пламени; \bar{u}' определя-

ется из (9), а u_{π} — по (2) при соответствующих параметрах свежей смеси.

Для определения характеристик турбулентности D_T и τ_c находим сначала \bar{u}' и \bar{v}_T , далее $D_T = \bar{v}_T / \sigma_T$. Значение $\sigma_T = 0,7$ принято таким же, как и в [15], где решалось уравнение для ПРВ концентрации при горении газовой смеси за решеткой; $\tau_c = 0,4 D_T / (\bar{u}')^2$; множитель 0,4 выбран из соображений наилучшего согласия расчетных значений u_{π} для модельной смеси ($E = 20$ ккал/моль) с экспериментальными данными [16].

Результаты расчетов

Система уравнений (1), (5)–(8), (10) решалась численно на ЭВМ ЕС-1060. Для интегрирования (1) использовались методика и алгоритм [17], для уравнения (5) применялся метод Эйлера, а для системы (6)–(8) и (10) — метод Гира [18]. Исследовались две смеси (значения констант взяты из [5]):

1) $2\text{H}_2 + \text{O}_2$; $\gamma = 1,4$, $T_T = 3089$ К, $\rho_0/\rho_T = 8,42$, $u_{\pi} = 11,2$ м/с, $\nu = 3,46 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $\mu_0 = 12,24$ г/моль, $\mu_T = 14,96$ г/моль, $E = 20$ ккал/моль, $\sigma = \nu/D(T_T) = 0,1$;

2) $\text{H}_2 + 2\text{O}_2$; $\gamma = 1,4$, $T_T = 2500$ К, $\rho_0/\rho_T = 7,28$, $u_{\pi} = 3,6$ м/с, $\nu = 2,17 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $\mu_0 = 22,43$ г/моль, $\mu_T = 25,68$ г/моль, $E = 20$ ккал/моль, $\sigma = 0,1$.

Расчеты подтвердили многие закономерности ускорения пламени в трубах, наблюдающиеся экспериментально. На рис. 1 показана $z-t$ -диаграмма движения фронта пламени для трех вариантов: 1 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $R = 1,3$ см; 2 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $R = 2,5$ см; 3 — $\text{H}_2 + 2\text{O}_2$, $R = 1,3$ см. Отметим некоторые особенности кривых $z_{\Phi}(t)$. Во-первых, хорошо видно, что наиболее заметное увеличение скорости фронта происходит при $z_{\Phi} \lesssim 1$ м, когда имеет место переход от частично турбулентного течения к полностью турбулентному. Во-вторых, если скорость фронта в двух первых вариантах увеличивается постоянно, в третьем она стремится к стационарному значению (хотя и очень большому). Не все смеси, следовательно, могут переходить к детонации, и существуют два режима ускорения пламени: непрерывное и ускорение до стационарной скорости турбулентного пламени. Наконец, еще одна особенность касается влияния радиуса трубы. Темп ускорения в случае 2 значительно ниже, чем в 1. Действительно, турбулентность во втором случае развивается медленнее, поскольку при этом меньше отношение z_{Φ}/R . Однако кривая 2 и при $z_{\Phi} = 4$ м не достигает того наклона, который имеется у кривой 1 при $z_{\Phi} = 1,5$ м. Это объясняется тем, что на начальном этапе пламена 1 и 2 распространяются с одинаковой ламинарной скоростью; генерация же турбулентности пламени 1 идет гораздо интенсивнее, поскольку она пропорциональна квадрату градиента скорости потока у стенки; последний больше в трубе меньшего диаметра.

Так как коэффициент расширения смеси $\text{H}_2 + 2\text{O}_2$ несколько меньше, чем $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, а коэффициент деформации поверхности фронта β немного больше (рис. 2), то на режим ускорения повлияло лишь значение u_{π} . Рассмотрим в этой связи рис. 2, где представлены зависимости p , u_f и коэффициента деформации площади β от z_{Φ} для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (а) и $\text{H}_2 + 2\text{O}_2$ (б). Из рис. 2, а видно, что наиболее существенное ускорение фронта достигается на двух участках: в районе $z_{\Phi}/R = 60$, где проис-

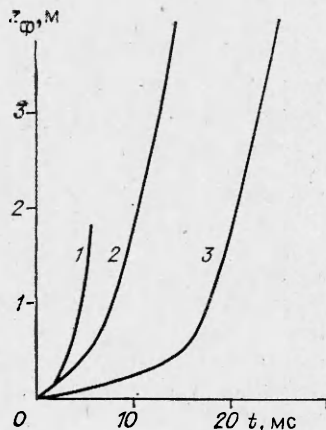


Рис. 1.

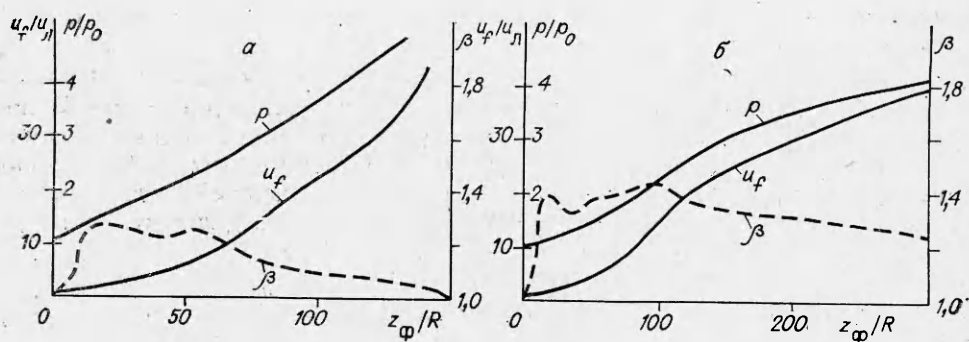


Рис. 2.

ходит смыкание турбулентных пограничных слоев, и когда давление во фронте превысит 4—5 атм. В последнем случае становится очень существенным прогрев свежей смеси волной сжатия, а дальнейший процесс ускорения пламени уже определяется газодинамикой и настоящей моделью не описывается. На рис. 2, б давление не достигает указанного значения (по крайней мере, до $z_{\phi}/R = 300$), поэтому второго ускорения не наблюдается. Таким образом, у $H_2 + 2O_2$ турбулентность увеличила ламинарную скорость пламени в максимально возможное число раз, но газодинамические скорости при этом так и не достигнуты из-за малого значения $u_{л}$.

Рассмотрим кратко поведение площади поверхности пламени. На рис. 2 зависимость $\beta(z_{\phi})$ имеет два максимума. Первый приходится на момент формирования куполообразной формы поверхности ламинарного пламени, дальнейшая турбулизация смеси пытается выровнять поверхность, и поэтому β уменьшается. Второй максимум возникает из-за появления языков пламени (о них речь ниже).

Проанализируем влияние параметра деформации β и коэффициента расширения $\omega = \frac{\rho_n - \rho_r}{\rho_r}$ на режим ускорения. Пусть генерация нульсационной составляющей скорости u' подчиняется уравнению (релаксационного типа)

$$\frac{du'}{dz_{\phi}} = \frac{e\bar{U}_{\phi} - u'}{L}, \quad (12)$$

где $e = 0,05$ — средняя по сечению трубы степень стационарной турбулентности; $L \approx 50R$ — характерная длина турбулизации течения. Скорость потока перед фронтом пламени можно выразить через скорость турбулентного горения

$$\bar{U}_{\phi} = \omega\beta u_{л}. \quad (13)$$

После подстановок в (12) $u_{л}$ из (11), \bar{U}_{ϕ} из (13) получим

$$\frac{du'}{dz_{\phi}} = \frac{e\omega\beta(u_{л} + \Theta u') - u'}{L}.$$

Решение его ($z_{\phi} = 0, u' = 0$)

$$\frac{u'}{u_{л}} = \frac{e\omega\beta}{e\Theta\omega\beta - 1} \left[\exp(e\Theta\omega\beta \frac{z_{\phi}}{L}) - 1 \right]$$

представлено на рис. 3 для разных значений $\omega\beta$; $\Theta = 2$. Когда $\omega\beta > 10$, пламя может ускоряться до сколь угодно больших скоростей независимо от $u_{л}$; при $\omega\beta < 10$ оно разгоняется только до стационарного значения скорости. Но последнее может оказаться столь большим (например, при большом $u_{л}$), что пламя перейдет в газодинамический режим ускорения; как это и было в случае с рассмотренной выше стехиометрической смесью $2H_2 + O_2$.

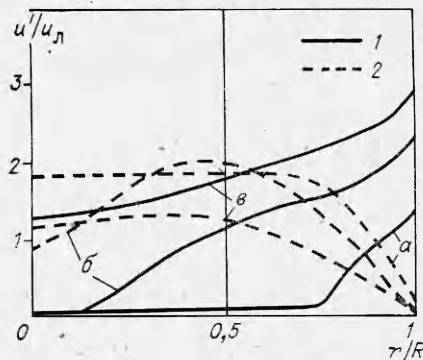
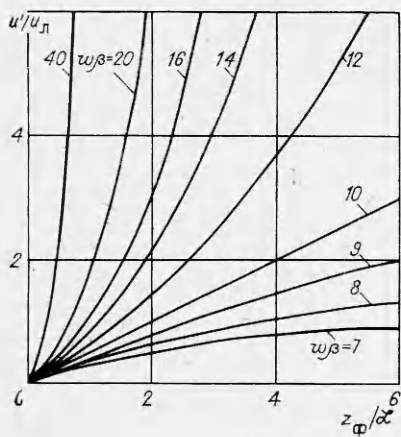


Рис. 3.

Рис. 4.

Отметим чрезвычайно большую чувствительность видимой скорости движения фронта к значению $\omega\beta$: u'_v через u' зависит от $\omega\beta$ экспоненциально. Поскольку же от видимой скорости зависит генерация волн давления, небольшие изменения в значении параметра деформации поверхности пламени β могут привести к резким ускорениям. Безусловно, кроме учтенных здесь факторов, на β могут влиять различные асимметричные искажения фронта и его гидродинамическая неустойчивость; такие эффекты наблюдаются в экспериментах. По-видимому, поэтому для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{H}_2 + 2\text{O}_2$ в трубе ($R = 1,3$ см) [5] наблюдались большие средние скорости движения пламени, чем в настоящих расчетах (смесь $\text{H}_2 + 2\text{O}_2$ в экспериментах [5] переходила даже к детонации).

Все сказанное о влиянии $\omega\beta$ на ускорение пламени относится и к коэффициенту Θ ; последний выше для смесей с большей температурой горения и меньшей энергией активации. Поэтому недостаточно точное описание кинетики реагирования смеси тоже может заметно сказаться на результатах расчета.

Численными методами удалось показать формирование языков пламени, возникающих перед смыканием турбулентных пограничных слоев и наблюдавшихся экспериментально [6, 8, 9]. На рис. 4 приведены профиль пульсационной скорости (кривые 1) и форма поверхности фронта $y(r)$ (кривые 2) для трех последовательных положений передней точки пламени $z_\phi = 21$ (a), 69 (б) и 109 (в). В первый момент (рис. 4, a) форма пламени куполообразная с плоской вершиной, турбулентность заметна только у самой стенки и не может еще обеспечить образование языка пламени. Когда же турбулентность заметно приближается (но еще не доходит) к оси трубы, возникает язык, вершина его постепенно смещается к оси. Наконец, при развитом турбулентном течении форма фронта опять напоминает купол, но более пологий. Рассмотренная картина образования и исчезновения языка совпадает с наблюдениями и выводами [9]. При увеличении диаметра трубы образуется более длинный язык и ближе к стенке трубы.

На рис. 5 представлена структура фронта горения смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ в виде зависимости функции ПРВ от s и z и показано влияние прогрева смеси волной сжатия. Рис. 5, a отличается от рис. 5, б в основном давлением и температурой перед фронтом. Видно, что в обоих случаях горение идет в режиме черно-белого смешения (промежуточные концентрации с высокой температурой не наблюдаются) и $\tau_c \gg 1/k_{\max}$. Однако на рис. 5, б выгорание промежуточных концентраций (где $\tau_c \approx 1/k_{\max}$) происходит при $s \approx 0,1$, а на рис. 5, a — при $s = 0,25$. Это означает, что на рис. 5, б достаточно очень небольшой степени смешения, чтобы пошла реакция. Естественно, что коэффициент Θ здесь больше.

Если температура перед фронтом уже достаточно велика, процесс изменения формы ПРВ самоускоряется. Допустим, что во всем фронте

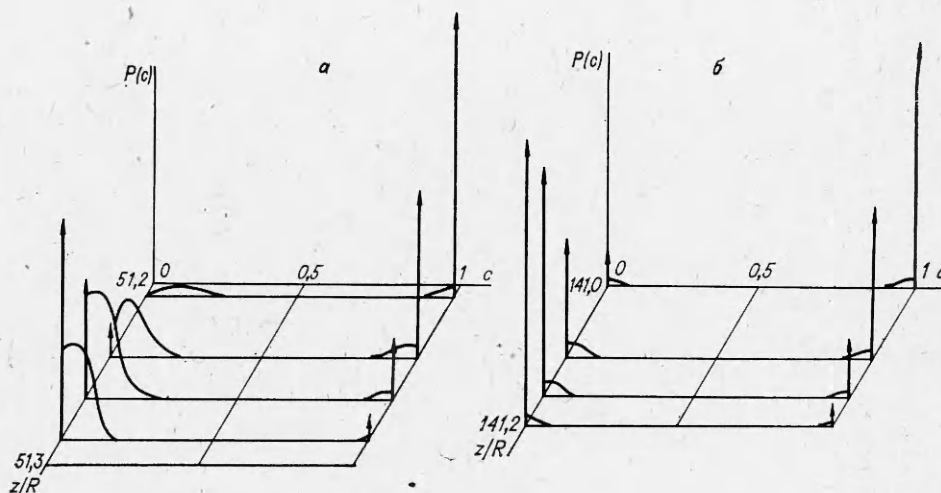


Рис. 5.

пламени произошло быстрое выгорание молей, имеющих концентрации $c \in (0,20; 0,25)$. Так как фронт турбулентного пламени в режиме черно-белого смешения достаточно широкий ($\sim R$), такое выгорание приведет к увеличению давления в смеси. Температура молей, имеющих, например, $c \in (0,15; 0,20)$, повысится, и они сгорят, что повлечет еще большее увеличение давления и т. д. Такой самоускоряющийся процесс привел, в частности, к вторичному возрастанию массовой скорости горения (см. рис. 2, а).

При впрыскивании горячих турбулентных продуктов сгорания в свежую смесь подобный механизм приводит к детонации этой смеси [19]. Авторы эксперимента [19] считают, что этот же механизм обеспечивает переход горения к детонации также и в трубах. Наконец, с помощью последовательного выгорания перемешанных продуктов и свежей смеси можно объяснить возникновение взрывов во фронте ускоряющегося пламени [7], когда температура свежей смеси за волной сжатия еще недостаточна для ее адиабатического взрыва.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин. Докл. АН СССР, 1939, 23, 636.
2. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М.: Изд-во АН СССР, 1944.
3. А. С. Соколик. ЖЭТФ, 1951, 21, 10.
4. A. R. Barbin, J. B. Jones. J. Basic Eng., 1963, 85, 29.
5. D. Pawel, P. J. Van Tiggelen, H. Vasatko e. a. Comb. Flame, 1973, 15, 173.
6. G. D. Salamandra, T. V. Bazhenova, I. M. Naboko. 7-th Symp. (Intern.) on Combustion. London, 1959.
7. P. A. Urtiew, A. K. Oppenheim. Proc. Roy. Soc., 1966, A, 295, 13.
8. F. J. Martin, D. R. White. 7-th Symp. (Intern.) on Combustion. London, 1959.
9. Л. Н. Пятницкий. Докл. АН СССР, 1962, 144, 6.
10. B. П. Hjertager. Comb. Sci. Techn., 1982, 27, 5/6.
11. A. A. Boni, M. Charman, J. L. Cook e. a. Prog. Astron. and Aeron., 1978, 58, 379.
12. М. А. Андреев, А. М. Степанов. ФГВ, 1985, 21, 4.
13. W. P. Jones, B. E. Launder. Int. J. Heat Mass Trans., 1972, 15, 301.
14. W. P. Jones, B. E. Launder. Int. J. Heat Mass Trans., 1973, 16, 1119.
15. S. B. Pope. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1981.
16. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1.
17. B. D. Beitz. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1981.
18. C. W. Gear. Comm. Assoc. Comput. Mach., 1971, 14, 176.
19. R. Knystantas, J. H. Lee, I. Moen. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1979.

Поступила в редакцию 15/VIII 1985