

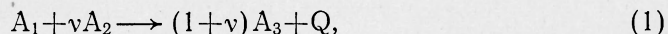
ФОРМИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ДИФфуЗИОННОГО ФРОНТА ГОРЕНИЯ ПРИ ВОСПЛАМЕНЕНИИ КАПЛИ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

*В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов, Н. И. Перегудов,
Б. И. Хайкин
(Москва)*

Теория квазистационарного диффузионного горения капли жидкого топлива, созданная Г. А. Варшавским [1] и детально разработанная другими исследователями [2—4], хорошо подтверждается опытами, проведенными в лабораторных условиях. Однако эксперименты Изоды и Кумагая [5] показали, что горение капли в условиях невесомости (в отсутствии влияния естественной конвекции) не соответствует представлениям теории квазистационарного диффузионного горения. В этих условиях горение капли является нестационарным (отношение радиуса фронта пламени к радиусу капли меняется во времени). Как отмечалось в [6], опыты Изоды и Кумагая, проведенные практически в нулевом гравитационном поле, достаточно хорошо соответствуют условиям горения во многих реальных технических устройствах, поскольку в последних горят капли очень малых размеров (на порядок меньше, чем обычно используемые в лабораторных опытах). Для таких капель числа Грасгофа (пропорциональные кубу размера капли) очень малы и, следовательно, влияние естественной конвекции должно быть незначительным. Исследование нестационарного диффузионного горения проводилось также в ряде теоретических работ [6—8]. При этом исследовалось лишь движение уже сформированного нестационарного диффузионного фронта. Начальное же положение и начальная структура фронта или задавались произвольно [6], или не учитывались [7, 8], хотя они оказывают заметное влияние на процесс нестационарного горения [8]. Поэтому для более полного понимания процесса важно знать, каким образом в результате воспламенения происходит формирование нестационарного диффузионного фронта горения. Критические условия воспламенения капли жидкого топлива подробно исследованы в работе [9]. Целью настоящей работы является выяснение основных качественных закономерностей процесса образования нестационарного диффузионного фронта горения.

Постановка задачи

Будем считать, что в начальный момент времени капля жидкого топлива, способная испаряться, попадает в неограниченную газовую среду, содержащую окислитель. Реакцию между парами топлива и окислителем представим брутто-уравнением



где A — символы веществ, ν — массовая стехиометрическая доля окислителя. Индексы 1, 2, 3 относятся к пару, окислителю и продукту реакции соответственно. Следует заметить, что в действительности реакция между парами органического топлива и окислителем протекает сложным образом, с образованием и участием в реакции промежуточных продуктов. Однако поскольку в работе рассматривается лишь тепловой механизм воспламенения и перехода воспламенения в диффузионное горение капли, который принципиально связан с наличием резкой экспонен-

циальной зависимости скорости химической реакции от температуры, разумно ограничиться простым уравнением химической реакции.

Примем, что процессы тепло- и массопереноса сферически симметричны. Это допущение, строго говоря, справедливо для капель, находящихся вне поля тяжести и не обтекаемых внешним газовым потоком, но оно, по-видимому, может быть принято как достаточное приближение в случае очень малых чисел Gr и Re.

Пренебрегая различием молекулярных весов и бинарных коэффициентов диффузии компонентов, можно записать систему уравнений, описывающую процесс воспламенения и горения капли:

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq r < r_s : \quad c_k \rho_k \frac{\partial T}{\partial t} &= \lambda_k \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right); \\ r_s < r < \infty : \quad c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) - c_p v \rho \frac{\partial T}{\partial r} + Q K C_1^l C_2^m e^{-\frac{E}{RT}}, \\ \rho \frac{\partial C_1}{\partial t} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(D \rho r^2 \frac{\partial C_1}{\partial r} \right) - v \rho \frac{\partial C_1}{\partial r} - K C_1^l C_2^m e^{-\frac{E}{RT}}, \\ \rho \frac{\partial C_2}{\partial t} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(D \rho r^2 \frac{\partial C_2}{\partial r} \right) - v \rho \frac{\partial C_2}{\partial r} - \nu K C_1^l C_2^m e^{-\frac{E}{RT}}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v \rho). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Начальные и граничные условия запишем в следующем виде

$$t=0, r < r_s : T = T_0; \quad t=0 : r_s = r_0;$$

$$\left. \begin{aligned} t=0, r > r_s \\ t > 0, r \rightarrow \infty \end{aligned} \right\} T = T_\infty, C_1 = 0, C_2 = C_\infty, v \rho = 0;$$

$$r=0 : \frac{\partial T}{\partial r} = 0;$$

$$r=r_s, t > 0 : v \rho = -\rho_k \left(1 - \frac{\rho}{\rho_k} \right) \frac{dr_s}{dt},$$

$$\begin{aligned} (T)_{s-0} = (T)_{s+0}, \quad \lambda_k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{s-0} &= \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{s+0} + L \rho_k \frac{dr_s}{dt}, \quad D \rho \frac{\partial C_1}{\partial r} + \\ &+ C_1 \rho_k \frac{dr_s}{dt} = \rho_k \frac{dr_s}{dt}; \end{aligned}$$

$$D \rho \frac{\partial C_2}{\partial r} + C_2 \rho_k \frac{dr_s}{dt} = 0, \quad C_1 = \exp [-\mu L (T_* - T) / RT_* T]. \quad (3)$$

Здесь t — время, r — координата, v — скорость стефановского потока, T — температура, C_1, C_2 — относительная концентрация паров топлива и окислителя, r_0, r_s — начальный и текущий радиус капли, T_*, T_0 — температура кипения и начальная температура капли, ρ, c_p, λ — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности газовой фазы, ρ_k, c_k, λ_k — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности вещества капли, D — коэффициент диффузии, Q, L — тепловой эффект реакции и теплота испарения на единицу массы пара, l, m — порядок реакции по пару и окислителю, K — предэкспонент, зависящий от давления (для бимолекулярной реакции $K \sim P^2$), E — энергия активации, μ — молекулярный вес. Индексы s, ∞ характеризуют значение параметров на поверхности капли и вдали от нее.

Первое уравнение системы (2) — уравнение теплопроводности в капле, второе — в газовой среде, третье и четвертое — уравнение диффузии паров топлива и окислителя, последнее — уравнение сохранения полной массы. В уравнениях (2) и (3) учтен стефановский поток. Последнее из граничных условий (3) является уравнением Клаузиуса-Клапейрона.

Строго говоря, систему уравнений (2) — (3) необходимо дополнить уравнением движения (уравнением Эйлера). Однако при дозвуковых скоростях течения возникающие градиенты давления очень малы. В этом случае решением уравнения Эйлера с хорошим приближением является $P \approx \text{const} = P_\infty$ и, следовательно, уравнение состояния $\rho = P_\infty \mu / RT$ дает однозначную связь между плотностью и температурой в газовой среде. Отметим также, что произведение $D\rho$ не зависит от давления и сравнительно слабо зависит от температуры. В дальнейшем при расчетах зависимость $D\rho$ и λ — от температуры не учитывалась, а критерий Льюиса $Le = D\rho c_p / \lambda$ был принят равным единице.

Степень удаления от критических условий воспламенения

Решение системы уравнений (2) — (3) производилось численно с помощью ЭВМ. При этом использовались следующие безразмерные переменные: $\theta = E(T - T_\infty) / RT_\infty^2$; $\xi = r/r_0$; $Z_1 = C_1/C_{1s}^p$; $Z_2 = C_2/C_\infty$; $\tau = (\mu P_\infty D / \rho_\kappa RT_\infty r_0^2) t$, где величина C_{1s}^p — концентрация паров топлива у поверхности капли в режиме равновесного испарения в инертную среду, т. е. при $K=0$ [10]. Она находится из соотношений

$$C_{1s}^p = \exp(\mu L / RT_s^p) \exp(-\mu L / RT_s^p); LC_{1s}^p / (1 - C_{1s}^p) = C_p(T_\infty - T_s^p), \quad (4)$$

в которые входит величина T_s^p , являющаяся температурой капли в режиме равновесного испарения (при $K=0$). Соотношения (4) можно рассматривать как формальное определение величины C_{1s}^p (исключая из них T_s^p , получим выражение, которое связывает C_{1s}^p с входящими в (2) — (3) параметрами).

Безразмерная форма уравнений (2) — (3) приведена в [9], где исследовались критические условия воспламенения капли. Всего в задачу входит тринадцать безразмерных параметров. Критические условия воспламенения в самом общем случае можно представить в виде некоторой зависимости безразмерного параметра

$$\delta = \frac{Q}{c_p} \cdot \frac{E}{RT_\infty^2} \cdot \frac{r_0^2 K}{D\rho_\infty} \cdot (C_{1s}^p)^l C_\infty^m \exp(-E/RT_\infty),$$

являющегося аналогом параметра Франк-Каменецкого в теории теплового взрыва [11], от остальных двенадцати параметров, входящих в безразмерную систему уравнений. Численные расчеты показали [9], что в критических условиях при заданных значениях термодинамических, теплофизических и кинетических характеристик (т. е. при заданных свойствах топлива и окружающей среды) связь между величинами¹ T_∞ , C_∞ , P_∞ , r_0 в критериальном виде с разумной точностью может быть представлена лишь зависимостью параметра δ от безразмерного параметра $\pi = \mu P_\infty / RT_\infty \rho_\kappa$; зависимостью от остальных безразмерных параметров можно пренебречь. Этот вывод является следствием того, что параметр δ включает в себя самые главные зависимости скоростей

¹ В дальнейшем эти параметры будем называть внешними. Именно они (или некоторые из них) обычно варьируются при экспериментальном изучении процесса воспламенения и горения капли.

реакции и испарения от внешних параметров. Сравнительно сильная зависимость $\delta_{кр}$ от π ($\delta_{кр}$ растет с увеличением π) объясняется тем, что на процесс воспламенения существенное влияние оказывает нестационарность процессов тепло- и массопереноса в газовой фазе (параметр π , являющийся отношением плотностей газа и конденсированного вещества, стоит перед частными производными по времени в безразмерных уравнениях тепло- и массопереноса в газовой фазе).

Мерой удаления от критических условий воспламенения при изменении внешних параметров может служить величина $\delta/\delta_{кр}$, причем закономерности образования нестационарного диффузионного фронта и сама возможность его возникновения зависят от величины $\delta/\delta_{кр}$.

В критических условиях ($\delta/\delta_{кр} = 1$) к моменту воспламенения капля полностью испаряется [9]. Этот результат является следствием ограниченности количества вещества, первоначально содержащегося в капле, и нестационарности процессов тепло- и массопереноса в газовой фазе.

Таким образом, в критических условиях стадия диффузионного горения капли отсутствует. Расчеты показывают, что при малых удалениях от критических условий ($\delta/\delta_{кр}$ немного больше единицы) на стадии воспламенения все еще происходит значительное испарение капли, особенно при повышенных давлениях. Лишь при больших удалениях от критических условий ($\delta/\delta_{кр} \gg 1$) масса капли в момент воспламенения мало отличается от первоначальной и ее испарение (сгорание) происходит в процессе диффузионного горения. Случай, в котором диффузионное горение капли выражено наиболее отчетливо, будет рассмотрен ниже.

Формирование нестационарного диффузионного фронта горения при больших удалениях от критических условий воспламенения

При заданных значениях термодинамических, теплофизических и кинетических параметров изменять величину отношения $\delta/\delta_{кр}$ можно за счет изменения любого из внешних параметров (r_0 , T_∞ , C_∞ , P_∞). Наиболее сильно это отношение зависит от T_∞ . С целью получения более наглядной картины в дальнейшем все параметры, кроме T_∞ , выберем постоянными, а отношение $\delta/\delta_{кр}$ будем изменять лишь за счет изменения T_∞ . Для расчетов выберем следующие значения параметров $\nu=1$; $L=238$ кал/г; $c_p=0,38$ кал/г·град; $Q=6695$ кал/г; $T_*=352^\circ\text{K}$; $E/R=25\,200$ град $^{-1}$; $r_0^2 K/D\rho_\infty=0,6 \cdot 10^{10}$; $l=m=1$; $Le=1$; $\rho_k=1$ г/см 3 ; $T_0=270^\circ\text{K}$; $\mu=30$ г/моль; $p=1$ атм $=0,024$ кал/см 3 ; $\lambda_k/\lambda=6$; $c_k/c_p=1$; $C_\infty=0,05$. Расчетное значение критической температуры для этих параметров $T_{\infty кр}=925^\circ\text{K}$ ($\delta_{кр}=0,12$). Проверочные расчеты показали, что качественная картина процесса, которая будет описана ниже, не меняется при варьировании исходных параметров в достаточно широком диапазоне. При расчетах всегда предполагалось, что начальная температура капли T_0 меньше температуры капли в режиме равновесного испарения T_s^* , где T_s^* определена соотношениями (4).

При значительных удалениях от критических условий процесс развивается следующим образом. После попадания капли в горячий газ в газовой фазе образуется максимум скорости тепловыделения и максимум температуры газа. По истечении некоторого промежутка времени оба максимума начинают расти и приближаться к капле². Картина дви-

¹ Значения этих параметров взяты из работы [12].

² В самые начальные моменты времени максимумы температуры газа и скорости тепловыделения движутся от капли. Однако величины максимумов и время этого движения малы, и в дальнейшем самые начальные моменты времени рассматриваться не будут.

жения максимумов температуры газа и скорости тепловыделения в безразмерных переменных показана на рис. 1 для $T_{\infty}=1260^{\circ}\text{K}$ ($\delta/\delta_{\text{кр}}=835$). На этом рисунке кривые 2 и 5 представляют собой зависимость от времени величины и положения в пространстве максимума безразмерной температуры газа θ (θ_m — величина максимума температуры газа θ ; $x_{m\theta}=\xi_{m\theta}/\xi_s$, где ξ_s — расстояние от максимума θ до центра капли; ξ_s — текущий радиус капли). Кривые 1 и 4 — зависимость от времени величины и положения в пространстве максимума безразмерной скорости тепловыделения $\omega=\delta Z_1 Z_2 \exp[\theta/(1+\beta\theta)]$ (ω_m — величина максимума ω ; $x_{m\omega}=\xi_{m\omega}/\xi_s$, где $\xi_{m\omega}$ — расстояние от максимума ω до центра капли). Рис. 1, 3 представляет собой зависимость от времени безразмерной скорости испарения.

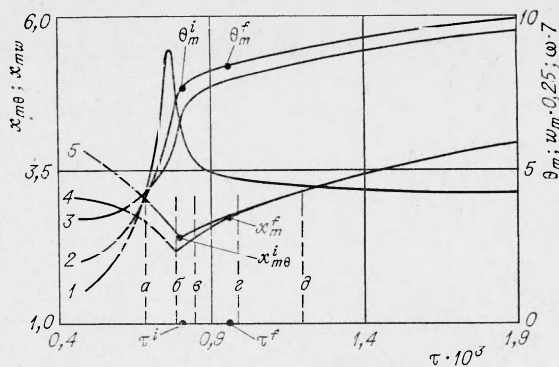


Рис. 1. Зависимость от времени величин:
1 — ω_m ; 2 — θ_m ; 3 — ω ; 4 — $x_{m\omega}$; 5 — $x_{m\theta}$.

Как видно из рисунка, максимум температуры газа первоначально находится дальше от поверхности капли, чем максимум скорости тепловыделения. В процессе роста и приближения максимумов θ и ω к капле (убывающие ветви кривых 4 и 5) скорость перемещения максимума θ больше, чем ω_m , так что расстояние между максимумами сокращается. Затем оба максимума останавливаются¹ (точки минимума на кривых 4 и 5) и начинают двигаться от капли (возрастающие ветви кривых 4 и 5). В процессе удаления θ_m и ω_m от капли скорость перемещения θ_m меньше, чем ω_m . Через некоторое время оба максимума практически совмещаются в пространстве и далее продолжают двигаться совместно с одинаковой скоростью. При движении от капли величина максимума скорости тепловыделения уменьшается (убывающая часть кривой 1), а величина максимума температуры газа продолжает расти, но скорость ее нарастания (часть кривой 2, расположенная правее точки перегиба) падает. Аналогично температуре изменяется и скорость испарения ω (кривая 3).

Отметим, что при больших удалениях от предела воспламенения за время, в течение которого происходит движение максимумов скорости тепловыделения и температуры газа по направлению к капле и от нее вплоть до совмещения в пространстве обоих максимумов, капля прогревается незначительно, а ее размер практически не меняется (величина ξ_s близка к единице).

Обсудим теперь причины, вызывающие описанную выше динамику процесса. С этой целью рассмотрим пространственное распределение (зависимость от координаты $x=\xi/\xi_s$) температуры газа θ , скорости тепловыделения ω , а также концентрации пара Z_1 и окислителя Z_2 в последовательные моменты времени. Эти распределения показаны на рис. 2, а — д (внизу каждого рисунка показано распределение температуры θ внутри капли. θ_* — безразмерная температура кипения, θ_0 — безразмерная начальная температура капли). Рис. 2, а — д соответствует моментам времени, показанным на рис. 1 вертикальными пунктирными линиями а — д.

¹ Максимум скорости тепловыделения останавливается несколько раньше, чем максимум температуры газа.

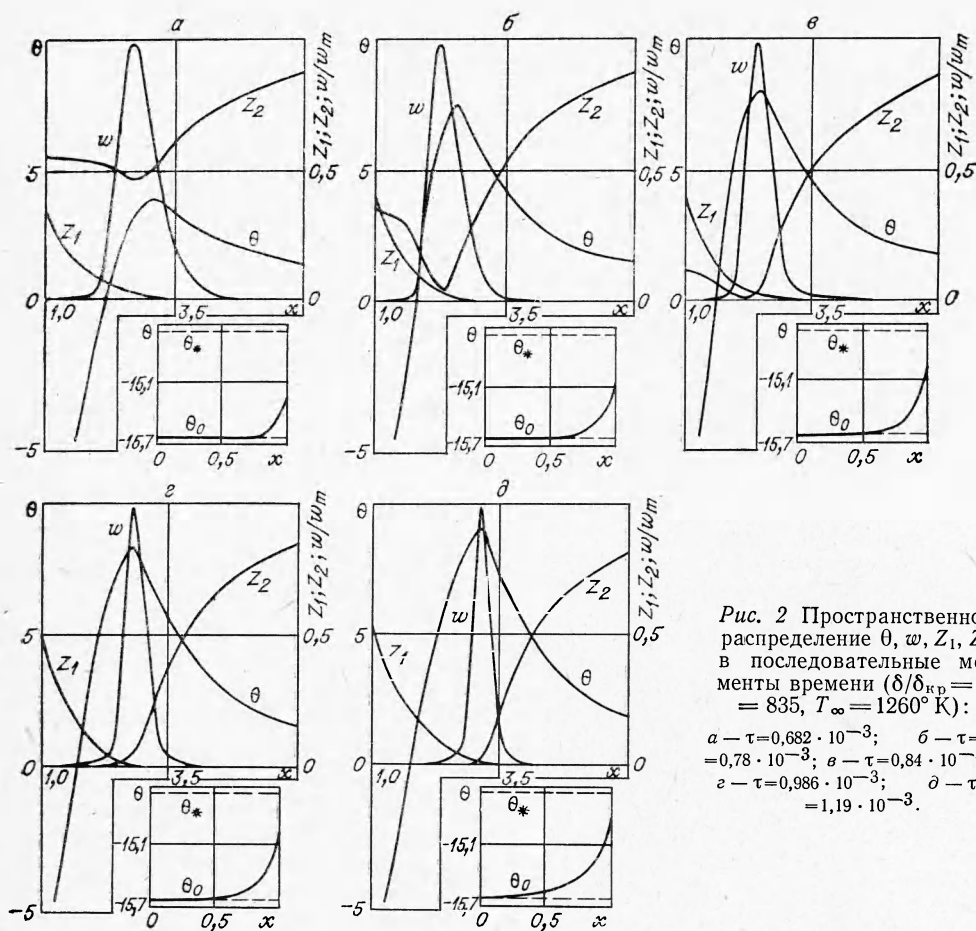


Рис. 2 Пространственное распределение θ, w, Z_1, Z_2 в последовательные моменты времени ($\delta/\delta_{\text{кр}} = 835, T_{\infty} = 1260^\circ \text{K}$):

а — $\tau = 0,682 \cdot 10^{-3}$; б — $\tau = 0,78 \cdot 10^{-3}$; в — $\tau = 0,84 \cdot 10^{-3}$; г — $\tau = 0,986 \cdot 10^{-3}$; д — $\tau = 1,19 \cdot 10^{-3}$.

Как уже отмечалось, на начальных этапах движения максимумов θ и w максимум температуры газа находится дальше от поверхности капли. Это связано с тем, что на начальных этапах пары топлива не успевают полностью выгорать в зоне максимального тепловыделения (для этого скорость реакции еще не достаточно велика) и проникают в более удаленные области пространства, где температура среды практически равна температуре газа на больших расстояниях от поверхности капли T_{∞} . В этих областях достаточно лишь незначительного выделения тепла за счет реакции, чтобы произошел перегрев среды и образовался максимум температуры газа. В дальнейшем, вследствие выгорания пара, проникшего за пределы зоны тепловыделения, этот максимум увеличивается и приближается к капле, а на кривой распределения концентрации окислителя Z_2 образуется «провал» в окрестности максимума w (рис. 2, а). Образование «провала» является признаком начавшегося выгорания окислителя в зоне реакции (в зоне тепловыделения). Поскольку скорость реакции экспоненциально зависит от температуры, то увеличение последней, обусловленное уменьшением расстояния между максимумами θ и w , приводит к резкому возрастанию скорости реакции, и диффузия не успевает поставлять окислитель в зону реакции, где происходит его быстрое выгорание. При этом в пространстве между зоной реакции и поверхностью капли, где температура и скорость реакции невелики, остается еще значительное количество окислителя, постепенно уменьшающееся вследствие диффузии в зону реакции (рис. 2, б, в).

В процессе выгорания окислителя скорость тепловыделения сначала возрастает, а затем, когда концентрация окислителя в зоне реакции

сильно уменьшается, начинает падать. Выгорание окислителя приводит также к уменьшению скорости роста максимума температуры газа — самоускоряющийся разогрев ($d^2\theta_m/d\tau^2 > 0$) сменяется медленным нарастанием температуры ($d^2\theta_m/d\tau^2 < 0$). Аналогично изменяется и скорость испарения ω (см. рис. 1).

Рис. 2, б, в соответствуют промежутку времени, в течение которого происходит остановка и смена направления движения максимумов θ и ω . Причиной остановки являются возрастающие затраты тепла на испарение, которые препятствуют дальнейшему приближению максимумов θ и ω к капле. Последующее увеличение скорости испарения вызывает перемещение зоны реакции от капли в область пространства, более богатую окислителем.

Максимумы θ и ω совмещаются и начинают двигаться с одинаковой скоростью к тому моменту времени, когда происходит практически полное исчезновение окислителя в пространстве между зоной реакции и поверхностью капли (рис. 2, г). К этому моменту времени основные элементы структуры диффузионного фронта оказываются уже сформированными. Действительно, окислитель и пар разделены в пространстве, имеется сравнительно узкая зона тепловыделения (реакции), в которой концентрации реагентов малы. В дальнейшем капля продолжает постепенно прогреваться, скорость испарения возрастает и диффузионный фронт движется от капли, стремясь к своему квазистационарному положению (рис. 2, д).

Предыдущее рассмотрение показывает, что переход от воспламенения к нестационарному диффузионному горению происходит, строго говоря, непрерывным образом. Однако можно выделить отдельные стадии процесса. Действительно, на кривых рис. 1 имеется ряд характерных точек максимума и минимума на кривых $\omega_m(\tau)$, $x_{m\theta}(\tau)$ и $x_{m\omega}(\tau)$; точки перегиба на кривых $\theta_m(\tau)$ и $\omega(\tau)$, которые появляются на кривых в момент перехода из кинетической области протекания реакции в диффузионную (см. рис. 2), причем различие во временах, соответствующих этим точкам, невелико. Это подтверждается расчетами, проведенными при других значениях исходных параметров. Учитывая, что по самому смыслу процесс воспламенения связан с протеканием реакции в кинетическом режиме [11], любую из указанных точек можно было бы принять за окончание стадии воспламенения. В дальнейшем будем считать, что стадия воспламенения заканчивается в момент наибольшего приближения к капле максимума температуры газа (момент времени, соответствующий минимуму на рис. 1, 5). При таком определении на стадии воспламенения происходит приближение максимума температуры газа к капле, а удаление максимумов θ и ω от капли (или точнее рост величин $x_{m\theta}$ и $x_{m\omega}$) соответствует последующим стадиям процесса. Величины, относящиеся к минимуму на кривой $x_{m\theta}(\tau)$, будем обозначать верхним индексом i (например, величины τ^i , $x_{m\theta}^i$, θ_m^i на рис. 1).

Как уже отмечалось, нестационарный диффузионный фронт можно считать сформированным, когда максимумы θ и ω практически совмещаются в пространстве. Следует, однако, отметить, что точное совпадение максимумов θ и ω никогда не достигается. Даже в режиме квазистационарного горения имеется различие величин $x_{m\theta}$ и $x_{m\omega}$, хотя и чрезвычайно малое. Поэтому момент завершения стадии формирования нестационарного фронта может быть определен только условно, как момент времени, когда отношение $(x_{m\theta} - x_{m\omega})/x_{m\theta}$ становится меньше некоторой заранее заданной малой величины ϵ . В наших расчетах ϵ было выбрано равным 0,05. Величины, соответствующие завершению стадии формирования нестационарного диффузионного фронта горения, далее будем обозначать верхним индексом f (например, величины τ^f , x_m^f , θ_m^f на рис. 1).

Некоторые количественные характеристики стадии воспламенения и формирования нестационарного диффузионного фронта горения

Качественная картина развития процесса, показанная на рис. 1 и 2, не меняется при изменении отношения $\delta/\delta_{кр}$. Однако количественные характеристики процесса могут изменяться значительно. На рис. 3 показаны значения некоторых величин при различных удалениях от предела воспламенения (исходные параметры указаны в начале этого раздела; T_∞ изменялось в пределах от 1150 до 1450°K, чему соответствует изменение $\delta/\delta_{кр}$ от 143,5 до 9491,24). Из рис. 3 следует, что с ростом отношения $\delta/\delta_{кр}$ (с ростом T_∞) уменьшаются времена (кривые 3 и 4) и расстояния от поверхности капли (кривые 1 и 2), на которых протекают стадии воспламенения и формирования диффузионного фронта горения. При этом уменьшение времен происходит очень резко, а расстояния уменьшаются относительно слабо. Наиболее резко эти величины изменяются при приближении к пределу воспламенения. Время τ^i уменьшается несколько быстрее, чем τ^f , так что с ростом $\delta/\delta_{кр}$ доля времени, приходящаяся на стадию воспламенения, в общем времени нестационарного процесса уменьшается¹.

По мере удаления от предела воспламенения уменьшаются также величины θ_m^i и θ_m^f , т. е. разогрев газа уменьшается в моменты времени, соответствующие завершению стадий воспламенения и формирования нестационарного диффузионного фронта (рис. 3, 5, 6). Причина падения θ_m^i и θ_m^f заключается в том, что по мере роста $\delta/\delta_{кр}$ к моментам времени $\tau = \tau^i$ и $\tau = \tau^f$ вещество капли прогревается во все меньшей степени, а тепловой поток, идущий на прогрев капли, увеличивается. Эти соображения подтверждает рис. 4, который относится к моменту времени $\tau = \tau^i$ (расчеты показывают, что и при $\tau = \tau^f$ качественная картина имеет аналогичный вид). На рис. 4 показано распределение относительного перепада температур внутри капли $(\theta - \theta_0)/(\theta_* - \theta_0)$. На рис. 5 показана зависимость от $\delta/\delta_{кр}$ величины безразмерного градиента температуры на внутренней стороне поверхности капли (кривая 1) и относительного разогрева поверхности капли (кривая 2). Из рисунков видно, что с ростом $\delta/\delta_{кр}$ к моменту завершения стадии воспламенения прогревается все более узкий слой вблизи поверхности капли. При этом температура в центре капли практически равна T_0 , а температура поверхности капли существенно меньше T_* . С ростом $\delta/\delta_{кр}$ температура поверхности падает, а тепловой поток, идущий на прогрев капли, возрастает.

В заключение отметим, что изучение стадии нестационарного диффузионного горения с учетом начального положения и структуры фронта представляет значительный самостоятельный интерес и не является целью настоящей работы. Заметим лишь, что предварительные расчеты показывают, что при повышенных давлениях, а также при небольших тепловых эффектах реакции выгорание (испарение) капли может происходить в основном на стадии нестационарного диффузионного горения. При не очень высоких давлениях процессы тепло- и массопереноса в газовой фазе на этой стадии можно приближенно считать квазистационарными²; нестационарность диффузионного горения обусловлена нестационарностью процесса прогрева капли.

¹ При малых удалениях от критических условий воспламенения основная доля времени всего процесса приходится на стадию воспламенения [9].

² Это приближение недопустимо при изучении предыдущих стадий процесса.

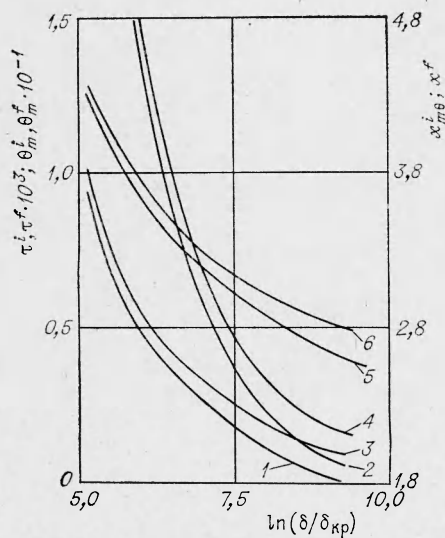


Рис. 3. Зависимость от $\delta/\delta_{кр}$ величин:

- 1 — $x_{m\theta}^i = \xi_{m\theta}^i/\xi_s$; 2 — $x_m^f = \xi_m^f/\xi_s$;
3 — τ^i ; 4 — τ^f ; 5 — θ_m^i ; 6 — θ_m^f .

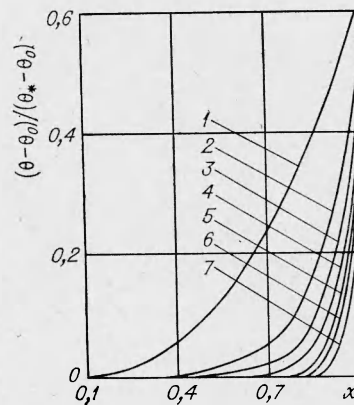


Рис. 4. Распределение температуры внутри капли в момент времени $\tau = \tau^i$ при различных значениях $\delta/\delta_{кр}$:

- 1 — $\delta/\delta_{кр} = 143,3$ ($T_\infty = 1150^\circ \text{K}$); 2 — $\delta/\delta_{кр} = 336,6$ ($T_\infty = 1200^\circ \text{K}$); 3 — $\delta/\delta_{кр} = 834,7$ ($T_\infty = 1260^\circ \text{K}$); 4 — $\delta/\delta_{кр} = 1506,2$ ($T_\infty = 1300^\circ \text{K}$); 5 — $\delta/\delta_{кр} = 2919,4$ ($T_\infty = 1350^\circ \text{K}$); 6 — $\delta/\delta_{кр} = 5383$ ($T_\infty = 1400^\circ \text{K}$); 7 — $\delta/\delta_{кр} = 9491,2$ ($T_\infty = 1450^\circ \text{K}$).

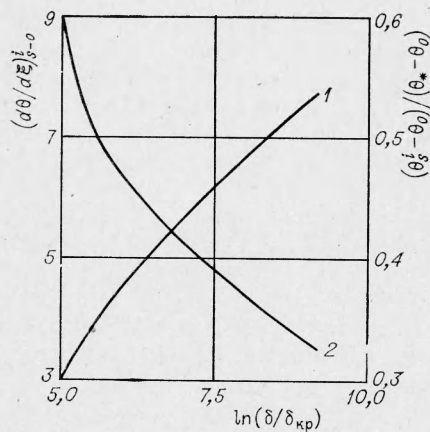


Рис. 5. Зависимость безразмерного градиента температуры от $\delta/\delta_{кр}$ ($\delta/\delta_{кр} = 144 \div 9490$; $T_\infty = 1150 \div 1450^\circ \text{K}$).

- 1 — $(d\theta/d\xi)_s-0$; 2 — $(\theta_s^i - \theta_0)/(\theta_* - \theta_0)$.

Авторы выражают благодарность Н. А. Белкиной за помощь в оформлении рисунков.

Поступила в редакцию
13/VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Варшавский. Тр. БНТ НКАП, № 6. М., 1945.
2. Д. Сполдинг. Сб. «Вопросы горения и детонационных волн», М., Оборонгиз, 1958.
3. Г. Годсейв. Сб. «Вопросы горения и детонационных волн», М., Оборонгиз, 1958.
4. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М., «Наука», 1971.
5. Изода, Кумаган. Вопросы горения. Матер. VI и VII международных симпозиумов по горению. Пер. с англ. Под ред. С. А. Гольденберга. М., 1963.
6. S. Kotake, T. Okazaki. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1969, 12, 5.
7. A. S. M. Nuruзzaman, J. M. Beer. Combust. Science and Technology, 1971, 3, 17—24.
8. A. B. Hedlei, A. S. M. Nuruзzaman. Prog. Review Journal of the institute of Tuel, 1971, XLIV, 360.
9. В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов и др. «Горение и взрыв». Матер. Третьего Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М., «Наука», 1972.
10. Ю. М. Григорьев, Б. И. Хайкин и др. ЖФХ, 1970, XIV, 3.
11. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
12. C. E. Polimeropoulos, R. L. Peskin. Combust. Flame, 1969, 13, 166—172.

УДК 536.46

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗОН ГОРЕНИЯ ФАКЕЛА ПЛАМЕНИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

*В. М. Мальцев, А. Г. Стасенко, В. А. Селезнев,
П. Ф. Похил
(Москва)*

Спектроскопические исследования по идентификации и количественной оценке промежуточных продуктов в процессе горения оказали существенное влияние на развитие теории цепных реакций и химической кинетики [1—3]. В настоящее время спектроскопические исследования представляют большой интерес в связи с изучением механизма реакций в факеле пламени при горении конденсированных систем.

Настоящая работа ставила перед собой задачу идентификации спектра излучения факела пламени конденсированных систем, установления распределения по высоте факела пламени обнаруженных продуктов, а также по возможности выявление степени их участия в процессе горения.

Исследовались спектры излучения факела пламени гексогена, модельного смесового состава на основе перхлората аммония с полиметилметакрилатом, нитроклетчатки. Горение образцов исследуемого состава изучалось в бомбе постоянного давления в интервале от 1 до 40 атм в среде азота и аргона.

Для оценки характера горения (размеров зон горения, структуры факела) производилось фотографирование горящего образца. Исследование пламени, образующегося при горении, производилось двумя спектральными методами — фотографическим и фотоэлектрическим [4]. Фотографический метод наиболее полезен для получения общей картины спектра при измерениях длин волн и при идентификации спектров. Фотоэлектрический метод применялся в основном для количественных измерений интенсивности спектра.