

искомое соотношение для определения положения разрыва на фазовой плоскости

$$\int_{k_-}^{k_+} (x_2 - x_{2*}) dk_2 = 0. \quad (13)$$

Условие (13) выражает известное правило Максвелла «равных площадей» [6, 11] в приложении к фронту пламени с угловыми линиями: на фазовой плоскости линия разрыва $x_2 = x_{2*}$ проводится таким образом, что отсекаемые ею площади на фазовой кривой (11) между собой совпадают. Эти площади на рис. 3 заштрихованы.

Проведенное изучение особенностей поведения фазовых кривых, соответствующих мгновенному положению фронта пламени, необходимо для построения обобщенных (негладких) решений уравнения распространения пламени (1). Простейший пример обобщенного решения и его применение к вычислению скорости убывания амплитуды возмущений искривленного пламени будет дан в следующей работе.

Автор выражает глубокую признательность В. Р. Кузнецову за внимание к работе.

Поступила в редакцию 3 /IV 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. Курс теории горения, детонации и взрыва. Ч. II. М.: ММИ, 1947.
2. В. И. Виллюнов, И. Г. Дик. ФГВ, 1975, 11, 2.
3. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1966, 1.
4. R. E. Petersen, H. W. Emmons. Phys. Fluids., 1961, 4, 4.
5. К. И. Щелкин. УФН, 1965, 87, 2.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехтеориздат, 1954.
7. А. Эйнштейн. Вывод теоремы Якоби. Собрание науч. тр. Т. III. М.: Наука, 1966.
8. Дж. Уизем. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
9. В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1975, 11, 4.
10. В. П. Маслов. Теория возмущений и асимптотические методы. М.: Изд-во МГУ, 1965.
11. В. И. Арнольд. Математические методы классической механики. М.: Наука, 1974.

УДК 536.463 : 662.612.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГОРЕНИЯ ГАЗОПРОНИЦАЕМЫХ ТОПЛИВ

В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов
(Москва)

В работе [1] проведен анализ динамики процессов возмущенного горения газопроницаемых топлив. В данной работе на основе результатов этого анализа определена зависимость основных характеристик горения от различных параметров.

Широкий диапазон изменения скорости горения газопроницаемых топлив [2] свидетельствует о разнообразии видов теплопередачи, определяющих режимы горения таких систем. В общем случае можно выделить следующие механизмы:

- 1) кондуктивный, основной при послойном горении;
- 2) конвективный, преобладает в конвективном режиме горения и действует наряду с кондукцией при возмущенном горении;
- 3) теплоперенос излучением, имеет определенное значение, по-видимому, лишь при горении систем насыпной плотности и газовзвесей;

4) перенос тепла за счет фазовых переходов: тепло переносится продуктами горения в глубь топлива, а затем выделяется при фазовом переходе. Например, распространение горения в пористом заряде дымного пороха происходит за счет движения струй расплавленных солей [3, 4].

При фазовом переходе газ — жидкость возможности теплопереноса больше, поскольку теплота испарения, как правило, превышает теплоту плавления, а подвижность газовой фазы выше, чем жидкой.

Возможность конденсации газообразных продуктов горения в порах отмечалось в [2], но ее влияние на теплопередачу не рассматривалось. Между тем оценка показывает, что тепловыделение при конденсации может быть значительным даже в том случае, когда затрагивает лишь часть продуктов горения. Так, если в продуктах горения содержится 30% H_2O (составы на основе ПХА), то при ее конденсации выделится 18% общего запаса тепла в газе. Причем это тепло не рассеивается по всей зоне прогрева, а выделяется в относительно узкой области, где газ остыл, и поэтому конвективный теплообмен малоэффективен. Нелишнее подчеркнуть, что в продуктах горения могут быть соединения и с большей, чем у воды, теплотой конденсации.

Поскольку температура конденсации и теплота фазового перехода зависят от давления, вклад и сама возможность конденсационного механизма теплопереноса будут определяться давлением в зоне прогрева.

Фазовые переходы сопровождаются резким изменением свойств теплоносителя, а следовательно, и законов теплообмена. Они неизбежно влияют на условия фильтрации в зоне прогрева (за счет изменения газопроницаемости топлива). Если же указанная температура велика, то конденсация, по-видимому, способна вызвать зажигание к-фазы.

Тепловыделение в зоне прогрева может быть связано с химическим взаимодействием к-фазы и продуктов горения. При этом возможно как выделение, так и поглощение тепла. Общее тепловыделение в зоне прогрева будет зависеть от состава топлива и продуктов его горения. Это в принципе дает возможность регулировать скорость горения.

В реакциях между продуктами горения и к-фазой, сопровождающихся уменьшением числа молей газа, а также при фазовом переходе газ — жидкость происходит уменьшение давления в зоне прогрева. Это усиливает фильтрацию газа из зоны горения и интенсивность теплопереноса. Если же реакции идут с выделением газа, то общий теплоперенос уменьшается. Таким образом, должна существовать определенная взаимосвязь между различными механизмами теплопереноса, а также между теплопередачей и химическими реакциями в зоне прогрева.

При возмущенном горении перечисленные выше виды теплопередачи могут действовать совместно. Вклад каждого из них будет определяться условиями горения и свойствами системы. Поэтому для расчета процессов горения необходимо иметь данные о динамике реального теплообмена в порах топлива. Однако такую интегральную характеристику, как скорость горения, в некоторых случаях можно рассчитать и без знания динамики теплообмена. Подобный расчет должен основываться на балансе тепла в системе при исключении коэффициента теплообмена, значение которого заранее неизвестно.

Рассмотрим пример расчета параметров возмущенного горения, используя развитые ранее представления о его особенностях [4]. Примем следующие допущения.

1. В направлении распространения горения газом переносится лишь часть тепла, необходимого для воспламенения топлива. Рост скорости горения u_k пропорционален увеличению конвективной составляющей теплопереноса.

2. При установившемся горении в порах перед областью переборски [5] на длине, равной ширине прогретого слоя к-фазы, находится такое же

количество газа, какое участвует в конвективном теплопереносе за время задержки воспламенения к-фазы t_a [1].

3. Температура воспламенения к-фазы T_v равна температуре поверхности горения при нормальном горении.

4. Время t_a равно времени создания прогретого слоя при нормальном горении. Это условие выполняется, если диаметр пор не превышает 40—100 мкм [1].

5. При возникновении конвективного горения конвекцией в к-фазу передается такое же количество тепла, какое имеется в ней при нормальном горении (тепловыделение за счет химических реакций в зоне прогрева несущественно).

6. Горение не влияет на газопроницаемость топлива.

7. Проскоки горения в отдельные поры отсутствуют. Накопление газа в зоне фильтрации устраняется по механизму дискретного диспергирования [5].

8. В теплообмене в зоне прогрева участвует вся масса к-фазы.

9. Фильтрация происходит под действием начального перепада давления Δp_0 на входе в поры. Зона фильтрации успевает подстраиваться под изменения внешнего давления p_0 (квазистационарный режим фильтрации).

Запишем уравнение теплового баланса:

$$c_g \rho_g V_g (T_g - \bar{T}) = c_k \rho_k V_k \Delta \bar{T}_k. \quad (1)$$

Здесь $V_g = S_T m_0 L$, $V_k = S_T (1 - m) l_k$ — объемы газовой и конденсированной фаз, участвующие в теплообмене; c_k , c_g — удельная теплоемкость к-фазы и продуктов горения; S_T — площадь поперечного сечения заряда; l_k — ширина зоны прогрева; L — глубина проникновения газа, участвующего в создании прогретого слоя; T_g — максимальная (адиабатическая) температура горения; m_0 , m — открытая и общая пористость топлива; $\Delta \bar{T}_k$ — средний разогрев к-фазы в зоне прогрева за счет конвективного теплообмена с газом; $\bar{T}$ — средняя температура проникшего в поры газа; ρ_g , ρ_k — плотность газа и к-фазы.

Учитывая, что $c_k \rho_k = \lambda_k / a_k$, а $c_g \rho_g = \bar{p} / (k - 1) T$, из (1) получим

$$\frac{L}{l_k} = \frac{(1 - m) \lambda_k (k - 1) \Delta \bar{T}_k}{a_k m_0 \bar{p} (T_g / \bar{T} - 1)}, \quad (2)$$

где a_k , λ_k — коэффициенты температуропроводности и теплопроводности к-фазы; $\bar{p}$ — среднее давление проникшего в поры газа; k — показатель адиабаты.

Введем коэффициент n , учитывающий вклад конвекции в общий теплоперенос. Зная запас тепла в к-фазе при нормальном горении (например, [6]), можно записать:

$$\frac{\lambda_k}{u_n} (T_v - T_n) n = c_k \rho_k l_k (1 - m) \Delta \bar{T}_k = \frac{\lambda_k}{u_n^2} u_n (1 - m) \Delta \bar{T}_k, \quad (3)$$

где u_n — скорость нормального горения; T_n — начальная температура к-фазы. С учетом (3) выражение (2) примет вид

$$\frac{L}{l_k} = \frac{(k - 1) \lambda_k (T_v - T_n) n}{a_k m_0 \bar{p} (T_g / \bar{T} - 1)} \cdot \frac{u_n}{u_k}. \quad (4)$$

Согласно принятым допущениям, $L = l_k$, а $\bar{p} = p_0 - \Delta p / 2$ (Δp — перепад давления на длине, равной l_k перед областью переброски). Используя (4), получим

$$\frac{u_k}{u_n} = \frac{2 (k - 1) \lambda_k (T_v - T_n) n}{a_k m_0 (2 p_0 - \Delta p) (T_g / \bar{T} - 1)}.$$

Введем обозначения

$$a = \frac{a_K m_0 (T_r/\bar{T} - 1)}{2(K-1) \lambda_K (T_R - T_H)}, \quad b = \frac{a_K m_0 \mu}{0,656 K}, \quad z = \frac{u_R}{u_H},$$

$$\mu = \mu_H (\bar{T}/T_H)^n, \quad \bar{T} = T_H + (T_r - T_*) / \ln \left(\frac{T_r - T_H}{T_* - T_H} \right),$$

где μ_H — вязкость остывших газообразных продуктов горения; μ — средняя вязкость газа в зоне прогрева; T_* — температура обрезки температурного профиля газа в порах топлива, K — газопроницаемость топлива.

Подставив значение Δp для $p_0 \leq p_\Phi$ (p_Φ — внешнее давление, при котором $t_0 = t_3$) [1], получим

$$z = \frac{2n}{a(4p_0 - bz^2)}, \quad z > 1, \quad n > 0. \quad (5)$$

Ограничение значений z и n вызвано тем, что случай $n = 0$ и $z = 1$ соответствует нормальному горению, которое данным уравнением не описывается (при формальной подстановке в (5) $n = 0$ получается неопределенность вида $0/0$, так как при $n = 0$ $\bar{T} = T_r$ и, значит, $a = 0$).

В точке начала конвективного горения ($p_0 = p_*$) [1] выполняются равенства $\bar{p} = (p_* + p_H)/2$ и $n = 1$. Это позволяет определить из уравнения (4) зависимость $z_*(p_*)$: $z_* = 1/a(p_* + p_H)$. Давление p_* определится из условия $t_3 = 4t_0(\Delta p_*)$ [1]

$$p_* = p_H + bz_*^2/4. \quad (6)$$

Подставив p_* в предыдущее выражение, получим уравнение

$$z_*^3 + 8p_H/b \cdot z_* - 4/ab = 0 \quad (7)$$

при $p_* \gg p_H$, $z_* \approx \sqrt[3]{4/ab}$. Учитывая сказанное выше, введем нормировку n : при $z = 1$ $n = 0$, при $z = z_*$ $n = 1$. В других точках кривой $z(p_0)$ полагаем, что величина n пропорциональна скорости горения

$$n = (z - 1)/(z_* - 1) = x(z - 1), \quad (8)$$

тогда (5) запишется в виде

$$z^3 + \frac{2}{b} \left(\frac{x}{a} - 2p_0 \right) z - \frac{2x}{ab} = 0, \quad z > 1, \quad p_0 \leq p_\Phi. \quad (9)$$

Зная величину Δp [1] и учитывая (8), из (4) получим уравнение для скорости горения в области $p_\Phi < p_0 < p_*$

$$z^3 + \frac{2}{\sqrt{b\Delta p_0}} \left(\frac{x}{a} - 2p_0 \right) z - \frac{2x}{a\sqrt{b\Delta p_0}} = 0. \quad (10)$$

Уравнения (9) и (10) позволяют определить скорость возмущенного горения при уже сформированной зоне фильтрации.

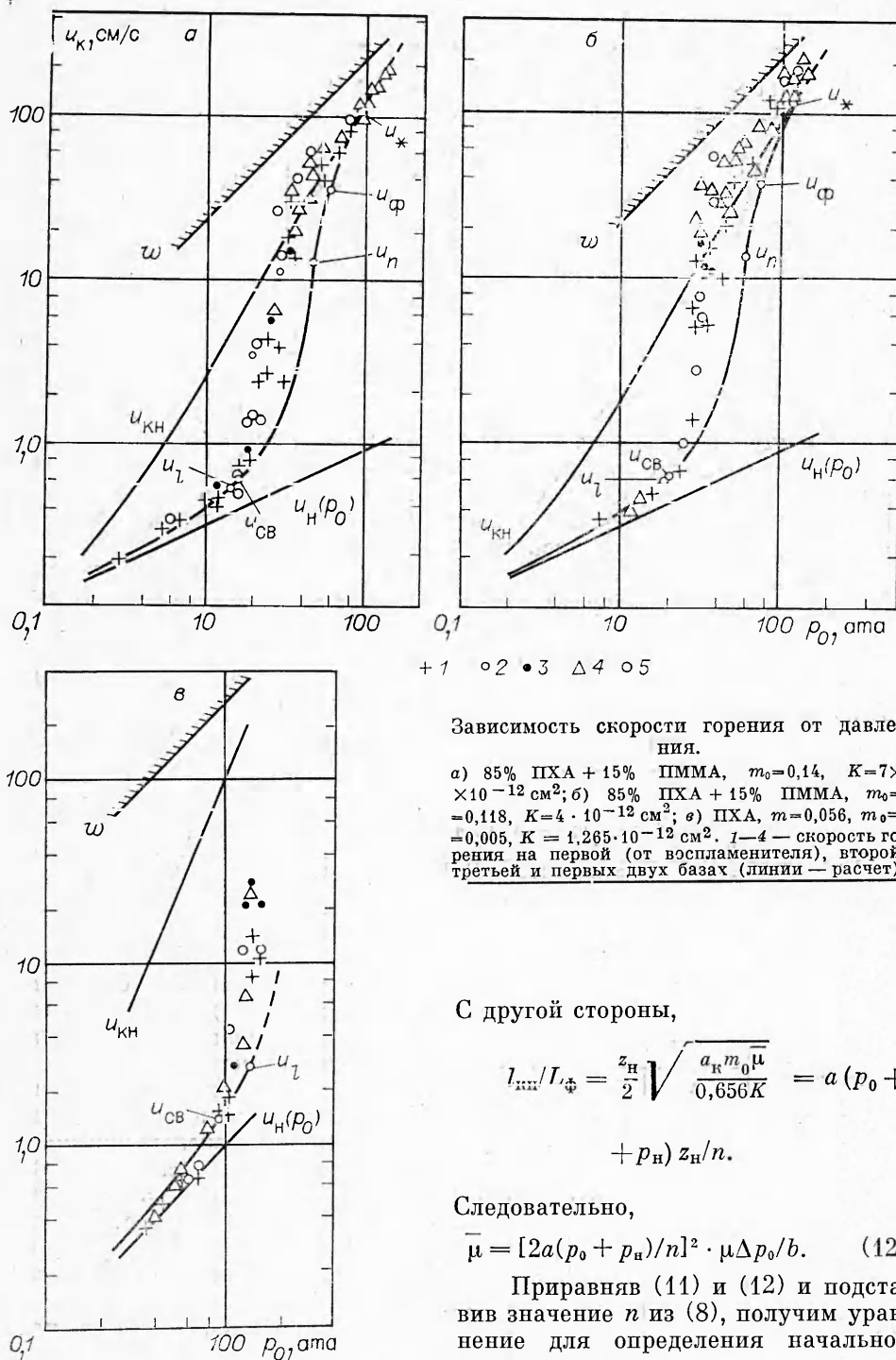
Начальная («стартовая») скорость возмущенного горения определяется запасом тепла в газе, проникшем в поры за время t_3 от начала фильтрации на глубину L_Φ (см. [1]). Давление газа в порах $\bar{p} = (p_0 + p_H)/2$.

Средняя вязкость газа $\bar{\mu}$ в зоне фильтрации меняется в зависимости от соотношения начальной ширины зоны прогрева l_{KH} и L_Φ . Если ввести обозначение $\mu_1 = \mu - \mu_H$, то

$$\bar{\mu} = [l_{KH}\mu + (L_\Phi - l_{KH})\mu_H]/L_\Phi = \mu_H + \mu_1 l_{KH}/L_\Phi.$$

Подставив сюда из (4) значение l_{KH}/L_Φ , получим

$$\bar{\mu} = \mu_H + \mu_1 \cdot a(p_0 + p_H)/n \cdot z_H. \quad (11)$$



Зависимость скорости горения от давления.

а) 85% ПХА + 15% ПММА, $m_0=0,14$, $K=7 \times 10^{-12} \text{ см}^2$; б) 85% ПХА + 15% ПММА, $m_0=0,118$, $K=4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$; в) ПХА, $m=0,056$, $m_0=0,005$, $K=1,265 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$. 1—4 — скорость горения на первой (от воспламенителя), второй, третьей и первых двух базах (линии — расчет).

С другой стороны,

$$l_{\text{кин}}/L_{\Phi} = \frac{z_n}{2} \sqrt{\frac{a_K m_0 \bar{\mu}}{0,656K}} = a(p_0 + p_n) z_n/n.$$

Следовательно,

$$\bar{\mu} = [2a(p_0 + p_n)/n]^2 \cdot \mu \Delta p_0/b. \quad (12)$$

Приравняв (11) и (12) и подставив значение n из (8), получим уравнение для определения начальной скорости горения

$$z^2 - \frac{2x\mu_n + a\mu_1(p_0 + p_n)}{x\mu_n + a\mu_1(p_0 + p_n)} \cdot z + \frac{x^2\mu_n - 4a^2\mu \Delta p_0(p_0 + p_n)^2/b}{x[x\mu_n + a\mu_1(p_0 + p_n)]} = 0. \quad (13)$$

В процессе формирования зоны фильтрации скорость горения будет уменьшаться от начального значения (13) до конечного, определяемого уравнениями (9) и (10).

На рисунке (а, б, в) приведены экспериментальные [1] и расчетные зависимости $u_k(p_0)$ для составов А, Б, В соответственно, а также область

Таблица 1

p_0 , ата	$l_K \cdot 10^3$, см	t_0 , с	$t_3 \cdot 10^3$, с	$n \cdot 10^3$	z	u_K , см/с
4	7,7	2,94	35	0,6	1,07	0,22
10	5,8	3,12	15,4	1,7	1,2	0,37
30	6,0	1,37	5,8	8,3	2,0	1,0
50	13,9	0,15	3,6	41,5	6,0	3,9
80	102,0	0,002	2,35	443	54,4	43,4

запирания потока оттекающих продуктов горения [7]:

$$w \geq \frac{p_0}{\rho_K(1-m)} \sqrt{\frac{(k+1)M}{2kRT_0}}, \quad (14)$$

где M — средняя молекулярная масса продуктов сгорания. Дополнительные данные по расчету помещены в табл. 1 (см. рисунок, а) и 2.

В целом расчет согласуется с экспериментом. Имеющиеся различия связаны главным образом с влиянием проскоков горения в поры топлива. Во всяком случае наибольшие расхождения наблюдаются как раз в области, где развитие проскоков наиболее вероятно (см. [1]).

Как следует из экспериментальных данных, зависимость $u_K(p_0)$ (в логарифмических координатах) в области конвективного горения ($p_0 \geq p_*$) может быть представлена в виде прямой. Если предположить, что наклон этой прямой совпадает с наклоном функции $u_K(p_0)$ в точке $p_0 = p_*$, то можно построить зависимость скорости конвективного горения от давления.

Дифференцируя уравнение (13) и учитывая, что $z = b_z \cdot p_0^{\nu_z}$, а $dz/dp_0 = \nu_z \cdot z/p_0$, получим

$$\nu_K \approx \nu_H + \frac{p_*}{z_*} \cdot \frac{\frac{4a^2\mu}{b} [2a\mu_1 p_*^3 + (3x\mu_H + 4a\mu_1 p_H) p_*^2 + 2p_H p_* (x\mu_H - \mu_{H1}^2) - x[2x\mu_H(z_* - 1) + a\mu_1(p_0 + p_H)(2z_* - 1)][x\mu_H + x\mu_H p_H^2] + x^2 a\mu_H \mu_1 (z_* - 1)]}{+ a\mu_1(p_* + p_H)]} \rightarrow$$

Расчетные значения p_* , z_* и ν_K приведены в табл. 2, а на рисунке (а, б) по этим данным построена зависимость $u_K(p_0)$ в области конвективного горения.

Таблица 2

Параметры	Состав		
	А	Б	В
m_0	0,14	0,118	0,005
$K \cdot 10^{12}$, см ²	7	4	1,265
$u_H(p_0)$, см/с	$0,111 \cdot p_0^{0,45}$		
T_r , К	3000	3000	1300
$T_{\text{д}}$, К	723	723	630
z_*	130,4	121,4	888,7
p_* , ата	92,1	117,5	553,8
$z_{\text{св}}$	1,53	1,52	1,5
$p_{\text{св}}$, ата	16,2	20,5	93,15
z_n	20,6	19,6	73,5
p_n , ата	46,7	59,5	277,5
p_l , ата	14,5	18,5	138,7
ν_K	1,643	1,642	—

Примечание. $p_H = 1$ ата, $T_H = 300$ К, $\mu_H = 1,8 \cdot 10^{-4}$ г, $k = 1,25$, $\kappa = 1$, $T_* = 310$ К, $\lambda_K = 8 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град), $a_H = 1,5 \cdot 10^{-2}$ см²/с.

С уменьшением пористости образца расхождение расчета с экспериментом увеличиваются (см. рисунок, а, б). Это можно объяснить влиянием прочности образца на давление в зоне горения. Если в расчете увеличить p_0 на величину перепада давления, фиксируемого в порах образца при его горении (для состава Б при $p_0 \geq p_*$ он равен 15—20 ата), то согласие расчета с экспериментом улучшится.

В [1] отмечалось, что вид зависимости $u_K(p_0)$ не всегда такой, как на рисунке, а, б. Действительно, если при

горении под давлением p_* происходит закипание потока оттекающего газа, то после давления срыва ($p_{св}$) даже относительно небольшое увеличение p_0 вызовет переход горения во взрыв. Следовательно, рассчитав u_* и p_* по формулам (6) и (7) и область закипания (14), можно определить характер горения при $p_0 > p_{св}$. Например, из рисунка (а, б) видно, что $u_* < w$, поэтому перехода горения во взрыв не происходит. Расчет для гексогена показывает, что его горение в тех условиях, при которых оно проводилось [1], должно переходить во взрыв. Эксперимент подтверждает этот вывод.

На кривой $u_k(p_0)$ можно выделить несколько характерных точек. Прежде всего, точку, отвечающую давлению срыва возмущенного горения. В ней выполняется условие [1]

$$d/dp \cdot (t_0/t_s) = 0.$$

Используя это условие и уравнение (9), можно определить параметры срыва

$$z_{св} = \sqrt{2(6p_{св} - 4p_n - x/a)/3b}, \quad p_{св} \approx \frac{4p_n - x/a}{6}.$$

Значения $z_{св}$ и $p_{св}$ приведены в табл. 2 и на рисунке.

Из характера зависимости $u_k(p_0)$ при $p_0 < p_*$ следует, что существует давление p_n , при котором скорость горения наиболее чувствительна к изменению p_0 . В этой точке (точке перегиба кривой) $d^2z/dp_0^2 = 0$. Из уравнения (9) для этой точки получим

$$z_n = \sqrt[3]{\frac{2x}{ab}}, \quad p_n = \frac{x}{2a}.$$

Значения z_n и p_n приведены в табл. 2 и на рисунке, а, б.

Параметры точки, отвечающей условию $t_s = t_0(\Delta p_0)$, определяются графически — пересечением кривых, описываемых уравнениями (9) и (10). Полученные точки (с координатами p_ϕ и u_ϕ) показаны на рисунке, а, б.

При нормальном горении ширина зоны прогрева l_n с ростом давления непрерывно уменьшается ($l_n \sim p_0^{-1/2}$). При возмущенном горении ширина этой зоны l_k изменяется немонотонно. При небольших Δp_0 конвективный теплоперенос способен лишь сдерживать уменьшение l_k . Но при определенном давлении p_l уменьшение зоны прогрева прекращается и она начинает расти. В точке минимума $dz/dp_0 = 0$. Это условие позволяет определить параметры горения, при которых l_k минимальна

$$z_l = \sqrt{2[2p_l(1 + 1/v_n) - x/a]/3b}, \quad p_l \approx \frac{x}{2a(1 + 1/v_n)}.$$

Давление p_l может быть как больше (см. рисунок, в), так и меньше (см. рисунок, а, б) $p_{св}$. Несовпадение p_l и $p_{св}$ указывает на то, что само по себе расширение зоны прогрева еще не создает условий для быстрого роста скорости горения.

В заключение следует отметить, что в данной работе сравнение расчета с экспериментом проводилось только при $p_n = 1$ ата и $p_* \gg p_n$. Применимость полученных уравнений при других соотношениях давлений p_* и p_n требует дополнительной проверки.

Поступила в редакцию 27/V 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1982, 18, 2.
2. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения и конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
3. J. D. Blackwood, F. P. Bowden. Proc. of the Royal Soc. of London, 1952, A213, 285.
4. F. A. Williams. AIAA J., 1976, 14, 5, 637.

5. В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1979, 15, 2, 88.
6. Б. В. Орлов, Г. Ю. Мазинг. Основы проектирования ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1964.
7. Б. С. Ермолаев. Канд. дис. М.: ИХФ АН СССР, 1978.

УДК 536.46

К АНАЛИЗУ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ

А. В. Гужиев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин
(Ленинград)

Диффузное горение жидкостей, поверхность которых обтекается потоком газообразного окислителя, описано в работе [1]. При допущении о бесконечно большой скорости реакции получены автомодельные решения динамической, тепловой и диффузионной задач, найдены температуры факела и свободной поверхности, а также массовая скорость горения жидкости. В силу известной ограниченности использованной модели полученные результаты не отражают ряда важных эффектов, обусловленных протеканием реакции в объеме — явления срыва пламени, проскок реагентов через зону горения и др. В связи с этим целесообразно рассмотреть процесс горения жидкости в более общей постановке, отражающей конечную скорость превращения компонентов.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением задачи о горении полубесконечного слоя жидкости, обтекаемого однородным потоком газообразного окислителя (рис. 1). Как и ранее [1], для анализа процесса используем приближение теории пограничного слоя и допущение о постоянстве давления во всей области течения. В этом случае исходная система уравнений имеет вид

$$\rho_i u_i \cdot \partial u_i / \partial x + \rho_i v_i \cdot \partial u_i / \partial y = \partial / \partial y \cdot (\mu_i \cdot \partial u_i / \partial y), \quad (1)$$

$$\partial \rho_i u_i / \partial x + \partial \rho_i v_i / \partial y = 0, \quad (2)$$

$$c_p i \rho_i u_i \frac{\partial T_i}{\partial x} + c_p i \rho_i v_i \frac{\partial T_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y} \right) + (2 - i) q_\tau W, \quad (3)$$

$$\rho_1 u_1 \frac{\partial c_j}{\partial x} + \rho_1 v_1 \frac{\partial c_j}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_1 D_j \frac{\partial c_j}{\partial y} \right) - \Omega_j W, \quad (4)$$

$$\rho_1 T_1 = \text{const}, \quad (5)$$

$$c_a + c_b + c_\pi + c_\kappa = 1. \quad (6)$$

Здесь u, v, ρ, T, c — соответственно скорости, плотность, температура и концентрация; μ, λ, D — коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности и диффузии; $W = z_\tau \rho_a^s \rho_b^r \exp(-E/RT_1)$ — скорость реакции; z_τ, s и r — кинетические коэффициенты; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; индекс $i = 1, 2$ относится соответственно к газовой и жидкой фазам; индекс $j = a, b, \pi$, и — соответствует окислителю, парам жидкости, продуктам реакции и инертной примеси в газе; Ω — стехиометрический коэффициент ($\Omega_b = 1, \Omega_a = \Omega, \Omega_\pi = 1 + \Omega, \Omega_\kappa = 0$); q_τ — удельная теплота реакции.

Граничные условия, соответствующие рассматриваемой задаче, имеют вид

$$y = +\infty, u_1 = u_{1*}, T_1 = T_{1*}, c_b = c_\pi = 0, c_a = c_{a*}, \quad (7)$$

$$y = 0, u_1 = u_2 = u_0, T_1 = T_2 = T_0, c_j = c_{j0}, \quad (8)$$

$$y = -\infty, u_2 = u_{2*}, T_2 = T_{2*}, \quad (9)$$