

РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ ЛЕТУЧИХ ВЕЩЕСТВ, РАЗЛАГАЮЩИХСЯ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ И ГАЗОВОЙ ФАЗАХ

В. А. Струнин, А. Н. Фирсов, К. Г. Шкадинский, Г. Б. Манелис
(Черноголовка)

Характеристики горения веществ, способных к испарению (сублимации) и экзотермическому разложению в конденсированном и газовом состояниях, сложным образом зависят от кинетических и термодинамических параметров. Иллюстрацией может служить классическая модель режимов горения Беляева — Зельдовича [1, 2], когда превращение идет только в газовой фазе. Выводы о закономерностях горения в более сложных случаях, как правило, опираются на численный анализ (например, [3]). В настоящей работе предлагается приближенный аналитический анализ подобной модели горения, позволяющий провести исследования в широком диапазоне изменения параметров, достаточно наглядно и просто оценить характеристики горения, что существенно для многопараметрического процесса.

Рассмотрим класс веществ, механизм превращения которых имеет два параллельных маршрута [3]. Кроме прямого превращения в к-фазе возможно испарение (сублимация), а затем разложение в газовой фазе. Исследуем горение, при котором разложение к-фазы не приводит к существенному повышению давления внутри образующихся пор, а процесс сублимации менее активирован, чем процесс разложения конденсированной фазы. В этом случае можно приближенно установить связь между глубиной сублимации η_c , температурой поверхности горения T_π и внешним давлением p [4] в виде

$$p = \left(1 + \frac{\mu_c}{\mu_p} \frac{1 - \eta_c}{\eta_c}\right) B e^{-L/RT_\pi}, \quad (1)$$

где μ_p , μ_c — молекулярные массы продуктов разложения и сублимации; B , L — параметры сублимации. Таким образом, сублимация предполагается объемным процессом, протекающим равновесным образом в порах разлагающегося твердого вещества.

Запишем уравнения стационарного процесса горения в конденсированной фазе ($x < 0$)

$$\lambda_k \frac{d^2 T}{dx^2} - c u_m \frac{dT}{dx} + (W_k + W_r) \left[Q_k - Q_c \frac{\rho_c(T_\pi)}{\rho_\pi(T_\pi)} \right] = 0, \quad (2)$$

$$u_m \frac{d\eta}{dx} = W_k + W_r;$$

в газовой фазе

$$\lambda_r \frac{d^2 T}{dx^2} - c u_m \frac{dT}{dx} + W_r (Q_k + Q_c) = 0, \quad (3)$$

$$u_m \frac{d\eta}{dx} = W_r;$$

на поверхности горения ($x = 0$)

$$T|_{0+} = T|_{0+} = T_\pi; \quad \lambda_k \frac{dT}{dx} \Big|_{0-} = \lambda_r \frac{dT}{dx} \Big|_{0+}; \quad (4)$$

$$\eta|_{0+} + \eta_c = 1.$$

Здесь T — температура; x — координата; η — глубина разложения; η_c — глубина сублимации; λ — коэффициент теплопроводности; c — теплоемкость; ρ — плотность газа; u_m — массовая скорость горения; W — скорость превращения; Q — тепловой эффект; индексы: к, г — конденсированная и газовая фазы; с — сублимация; $Q_r = Q_k + Q_c$; $T_r = T_0 + Q_r/c$.

Режимы горения

В основе дальнейшего приближенного исследования лежит идея разделения фронта на зоны прогрева и реакции. Такая возможность обусловлена сильной активированностью процессов химического превращения.

Рассмотрим случай малой W_r , когда скорость горения определяют процессы в к-фазе. Разложение вещества в газовой фазе протекает в **режиме отрыва**, который называют также режимом самовоспламенения или индукционным [5, 6]. Пространственное распределение температуры в этом случае показано схематично на рис. 1, 3.

Для получения соотношений, определяющих характеристики горения, проинтегрируем уравнение (2) от $-\infty$ до 0:

$$cu_m(T_{II} - T_0) = Q_K(1 - \eta_c)u_m - Q_c\eta_c u_m + \lambda_K \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0-}. \quad (5)$$

Разобьем фронт горения в к-фазе на зоны прогрева и реакции. Воспользуемся известной процедурой «узких зон». В первой из них пренебрегаем химическим источником тепла, во второй — конвективным переносом тепла. Проинтегрируем и «срастим» полученные результаты и получим выражение, определяющее скорость горения:

$$u_m^2 = \frac{2\lambda_K I_K}{[Q_K(1 - \eta_c) - Q_c\eta_c][2c(T_{II} - T_0) - Q_K(1 - \eta_c) + Q_c\eta_c]}.$$

Через I_K обозначен интеграл, который можно приближенно вычислить:

$$I_K = \int_{T_0}^{T_{II}} \left[Q_K - Q_c \frac{\eta_c(T_{II})}{1 - \eta_c(T_{II})} \right] (W_K + W_r) dt.$$

В пределах конденсированной фазы протекают реакции разложения к-фазы

$$W_K = \rho_K k_{0K} e^{-E_K/RT}$$

и разложения сублимированного вещества в порах

$$W_r = \rho_c k_{0r} e^{-E_r/RT}$$

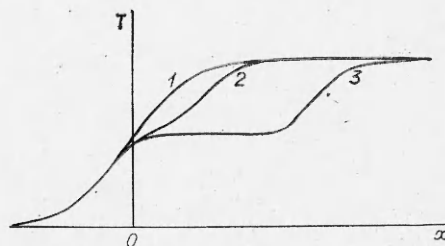
где $\rho_c = \frac{\rho_c}{R^*T} B e^{-L/RT}$.

Линеаризуя показатель экспоненты в окрестности температуры поверхности, получим приближенное выражение для I_K и, следовательно, два квадрата скорости

$$u_m^2 = \frac{2\lambda_K \left[\frac{RT_{II}^2}{E_K} \rho_K k_{0K} e^{-E/RT_{II}} + \frac{RT_{II}^2}{E_r + L} \frac{\rho_c}{R^*T_{II}} k_{0r} B e^{-(E_r+L)/RT_{II}} \right]}{(1 - \eta_c)[2c(T_{II} - T_0) - Q_K(1 - \eta_c) + Q_c\eta_c]}. \quad (6)$$

Скорость горения можно найти, если указать путь определения T_{II} . Для этого надо учесть процессы в газовой фазе. Воспользуемся спецификой рассматриваемого случая, когда реакция протекает в индукци-

Рис. 1. Схема распределения температур во фронте горения в режимах слияния (1), смешанном (2) и отрыва (3).



онном режиме, причем в окрестности T_{π} нужно пренебречь кондуктивным переносом тепла в уравнении (3)

$$cu_{\pi} \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0+} = (Q_{\kappa} + Q_c) W_{\pi}(T_{\pi}). \quad (7)$$

Используя непрерывность теплового потока на поверхности и соотношение (5), получим

$$u_{\pi}^2 = \frac{\lambda_{\pi} (Q_{\kappa} + Q_c) \frac{u_c}{R^* T_{\pi}} k_{0\pi} B e^{-(E_{\pi}+L)/RT_{\pi}}}{c [c (T_{\pi} - T_0) - Q_{\kappa} (1 - \eta_c) + Q_c \eta_c]}. \quad (8)$$

Соотношения (6) и (8) образуют систему уравнений для определения u_{π} и T_{π} .

Рассмотрим режим горения, при котором существенно превращение как в конденсированной, так и в газовой фазе, но эти зоны разделены зоной прогрева в газовой фазе (рис. 1, 2). Режим назовем **смешанным** или **промежуточным**. Обе реакции в нем приблизительно равноценным образом влияют на характеристики горения. Возможность существования такого режима в широком диапазоне изменения внешних условий обусловлена тем, что скорости реакций в конденсированной и газовой фазах растут с давлением: газовая — по обычному механизму протекания газозафазных реакций, вторая — из-за увеличения температуры поверхности и большой плотности вещества.

Для скорости горения в конденсированной зоне по-прежнему справедлива формула (6), а в зоне прогрева газовой фазы имеет место балансное соотношение

$$cu_{\pi} (T_{\pi} - T_0) = \lambda_{\pi} \frac{dT}{dx} \Big|_{x=x_*} - \lambda_{\pi} \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0+}, \quad (9)$$

где x_* — координата, разделяющая зоны прогрева и газозафазной реакции.

Интегрируя в зоне реакции для газовой фазы и используя ранее примененные приближенные подходы, получим выражение для скорости распространения зоны реакции

$$u_{\pi}^2 = \frac{2\lambda_{\pi} Q_{\pi} R T_{\pi}^2 u_c B k_{0\pi} e^{-L/RT_{\pi}} e^{-E_{\pi}/RT_{\pi}}}{E_{\pi} R^* T_{\pi} [c (T_{\pi} - T_0) - Q_{\kappa} (1 - \eta_c) + Q_c \eta_c]^2}. \quad (10)$$

Снова получена система уравнений относительно u_{π} и T_{π} , которая позволяет определить характеристики горения.

Рассмотрим **режим слияния**, когда реакционная зона к-фазы находится в непосредственном контакте с газозафазной зоной реакции (рис. 1, 1). Здесь при интегрировании уравнений (3) необходимо учитывать существенное химическое взаимодействие в газовой фазе уже при температуре поверхности

$$\left(\lambda_{\pi} \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0+} \right)^2 = 2\lambda_{\pi} \int_{T_{\pi}}^{T_{\pi}} Q_{\pi} W_{\pi} dT,$$

которое с учетом соотношения (5) определяет скорость газозафазной зоны реакции

$$u_{\pi}^2 = \frac{2\lambda_{\pi} R T_{\pi}^2 u_c B k_{0\pi} e^{-L/RT_{\pi}} (e^{-E_{\pi}/RT_{\pi}} - e^{-E_{\pi}/RT_{\pi}})}{E_{\pi} R^* T_{\pi} [c (T_{\pi} - T_0) - Q_{\kappa} (1 - \eta_c) + Q_c \eta_c]^2}. \quad (11)$$

Температура поверхности и массовая скорость стационарного горения определяются в этом случае из (6) и (11).

Метод расчета

Выше описана идейная сторона приближенного метода определения характеристик горения. Кроме массовой скорости и температуры поверхности горения в расчетах определяются глубина сублимации η_c и характеристики теплового баланса конденсированной фазы $c(T_n - T_0)$ и $q_r = 1 - \frac{Q_k(1 - \eta_c) - Q_c \eta_c}{c(T_n - T_0)}$ (относительная доля теплоприхода из газовой фазы). Нетрудно также найти выражения для коэффициентов давления $\nu = \partial \ln u_m / \partial \ln p$ и температуры $\beta = \partial \ln u_m / \partial T_0$, продифференцировав оба выражения скорости горения по соответствующим параметрам в каждом режиме. Эти соотношения ввиду их громоздкости не приводятся.

Имеются два удобных пути проведения расчетов. По первому способу T_n принимается за независимую переменную. Значения η_c находят как корень квадратных уравнений, получаемых для каждого режима, соответственно из (6) и (8), (6) и (10), (6) и (11). Затем рассчитываются u_m и p по формулам (6) и (1). По второму способу в качестве независимой величины задается p и c с помощью указанных выше формул из трансцендентных уравнений (графически или на ЭВМ) находят T_n , а затем u_m и η_c . Заметим, что в том и другом случае следует выделять физически разумное решение, тем не менее возникающие здесь трудности носят чисто технический характер. В приложении приведены соответствующие расчетные уравнения.

Анализ результатов

Для анализа зависимости характеристик горения от параметров представим результаты в безразмерном виде

$$\nu^2 = \frac{Q_k E_k u_m^2}{2 \lambda_k \rho_k R T_n^2 k_{0k}}, \quad \Phi = \frac{\lambda_r E_k u_c B k_{0r}}{\lambda_k E_r R^* T_r \rho_k k_{0k}} e^{-E_r/RT_r},$$

$$\pi = p/B, \quad \Theta_i = cT_i/Q_k, \quad q_i = Q_i/Q_k, \quad \kappa = Lc/RQ_k, \quad \varepsilon_i = E_i c/RQ_k, \quad \bar{\beta} = \beta Q_k/c.$$

На рис. 2—5 показаны расчетные зависимости характеристик горения от давления при различных значениях параметра Φ , пропорционального отношению скоростей разложения в газовой и конденсированной зонах (протекание реакции в порах не учитывается) при следующих значениях исходных параметров: $\varepsilon_k = \varepsilon_r = \kappa = 15$, $q_k = 1$, $q_c = 0$, $\Theta_0 = 0,3$, $\Theta_r = 1,3$, $\Phi = 0,1; 1; 10$ (значение Φ менялось за счет реакции в газовой фазе). Для сравнения приведены также кривые для случаев протекания реакции только в конденсированной фазе или только в газовой.

Если $\Phi = 0,1$, в области низких давлений реализуется режим отрыва, который при $p \rightarrow 0$ асимптотически сливается с к-фазным режимом (см. рис. 2). При средних давлениях начинает сильнее проявляться влияние газовой фазы реакции

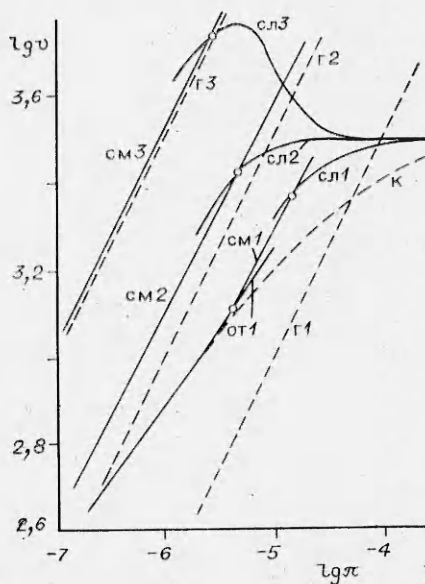


Рис. 2. Зависимость скорости горения от давления в безразмерном виде в различных режимах горения.

Режимы: от — отрыва, см — смешанный, сл — сублимационный, к, г — горение в конденсированной и газовой фазах; цифры: 1 — $\Phi = 0,1$; 2 — $\Phi = 1$; 3 — $\Phi = 10$.

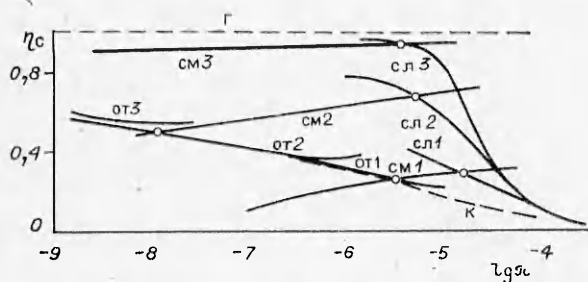


Рис. 3. Зависимость глубины сублимации от давления.

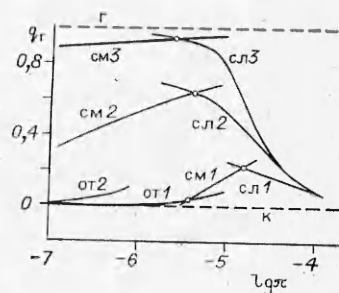


Рис. 4. Изменение относительного теплоприхода из газовой фазы с давлением.

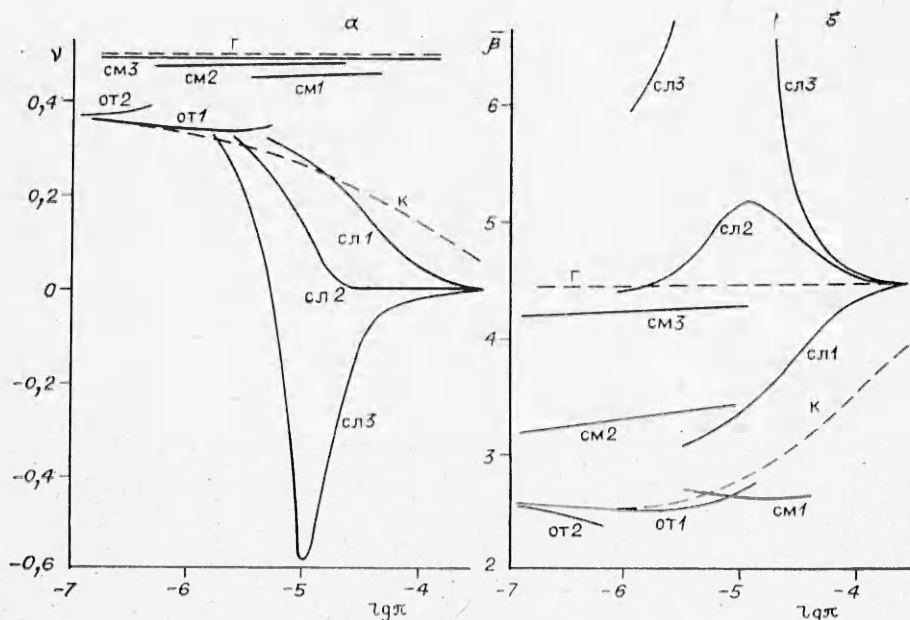


Рис. 5. Изменение с давлением коэффициентов ν (а) и $\bar{\beta}$ (б).

(смешанный режим), и при высоких давлениях горение протекает в режиме слияния, для которого характерно замедление роста скорости горения вследствие перехода реакции полностью в к-фазу при $p \rightarrow \infty$. Переход от одного режима к другому отмечен точками в местах пересечения кривых.

Из рис. 2 видно, что для правильного выбора режима горения можно использовать правило «средней скорости», предложенное в [7] для последовательных реакций: истинная скорость горения является средней из трех возможных. Для режимов отрыва и смешанного оно выполняется полностью, а для слияния — с оговоркой, поскольку истинная скорость горения меньше (в соответствии с правилом) скорости смешанного режима и меньше (вопреки ему) экстраполированной в область высоких давлений скорости режима отрыва.

Для случая $\phi = 1$ качественная картина смены режимов сохраняется, за исключением того, что вследствие близости скоростей реакции в обеих фазах расширяется область реализации смешанного режима, а режим отрыва уходит в область очень низких давлений.

При $\phi = 10$ интересная картина изменения скорости горения наблюдается в режиме слияния: рост скорости, обусловленный очень большой скоростью газовой фазной реакции при высоких давлениях, сменяется

падением из-за перехода горения в чисто к-фазной режим, скорость которого стремится к постоянной при $p \rightarrow \infty$.

На рис. 3—5 показаны закономерности изменения других характеристик горения с давлением. Глубина сублимации (см. рис. 3) в режиме отрыва падает при повышении давления, в смешанном растет, в режиме слияния снова падает. Относительный теплоприход из газовой фазы (см. рис. 4) увеличивается в режимах отрыва и смешанном и уменьшается в режиме слияния. Коэффициент давления (или показатель в законе скорости горения) повышается в двух первых режимах (в данном конкретном примере газофазная реакция дает $\nu = 0,5$, а к-фазная — $\nu < \nu_{\max} = \epsilon_K/2\kappa = 0,5$) и уменьшается в режиме слияния ($\nu \rightarrow 0$). Но для $\phi = 10$ в режиме слияния имеется минимум в зависимости $\nu(\pi)$ (см. рис. 5, а).

Зависимость температурного коэффициента от давления для чисто к-фазного горения выражается кривой с минимумом [8]. В соответствии с этим в режиме отрыва при низких давлениях для β качественно повторяется подобный вид кривой (см. рис. 5, б). В смешанном режиме для $\phi = 1; 10$ β с увеличением давления растет, так как в этой области давлений $\beta_r \geq \beta_{\infty}$. В режиме слияния вид кривой $\beta(\pi)$ зависит от соотношения кинетических констант ϕ . Для $\phi = 0,1$ наблюдается монотонный рост β , в случае $\phi = 1; 10$ появляется максимум на зависимости $\beta(\pi)$, причем β становится аномально высокой (больше чем $\beta_r = \epsilon_r/2\Theta_r^2$). Данное явление коррелирует с интенсивным протеканием сублимации в этих условиях вследствие мощного теплоприхода из газовой фазы, тогда как при малых ϕ величина η_c остается сравнительно небольшой (см. рис. 3, 4).

Расчет характеристик горения при других значениях параметров, в частности при $\epsilon_K = 20$, показал, что качественная картина в основном сохраняется. Однако из-за различия энергий активации разложения и сублимации (ϵ_K и κ) имеются определенные особенности в закономерностях горения. Например, η_c и β в этом случае уменьшаются в смешанном режиме в отличие от предыдущего расчета, а зависимость $\beta(\pi)$ в режиме слияния характеризуется кривой с минимумом, и всюду ее величина меньше, чем предельная $\beta_K = \epsilon_K/2\Theta_r^2$.

Параметр ры*	p , атм	$u_{\text{числ}}$ мм/с**	$u_{\text{анал}}$ мм/с	$\Delta u/u$ %	$T_{\text{п числ}}$, К	$T_{\text{п анал}}$, К	$\eta_{\text{с числ}}$	$\eta_{\text{с анал}}$	Режим
1	0,1	0,037	0,046	+25	774	772	0,556	0,529	Отрыв
	1,0	0,102	0,122	+20	872	864	0,508	0,441	»
	10,0	0,410	0,382	-7	1028	998	0,628	0,452	Смешанный
	100,0	1,349	1,260	-7	1202	1166	0,516	0,406	»
	1000,0	2,148	2,600	+21	1299	1282	0,177	0,149	Слияние
2	0,1	0,021	0,025	+17	746	742	0,309	0,279	Отрыв
	1,0	0,068	0,088	+29	856	860	0,394	0,414	Смешанный
	10,0	0,280	0,282	+1	1011	986	0,531	0,394	»
	100,0	0,977	0,940	-4	1181	1145	0,457	0,335	»
	1000,0	1,983	2,260	+14	1294	1272	0,169	0,139	Слияние
3	0,1	0,118	0,145	+23	772,3	771,4	0,537	0,529	Отрыв
	1,0	0,215	0,269	+25	867,2	862,5	0,470	0,437	»
	10,0	0,378	0,486	+28	974,7	971,4	0,349	0,329	»
	100,0	0,635	0,869	+36	1105,3	1107,6	0,226	0,232	Слияние
	1000,0	1,01	1,34	+32	1251,8	1236,0	0,118	0,102	»

* 1: $k_{OK} = 10^9 \text{ с}^{-1}$, $k_{OG} = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $E_K = E_r = L = 3 \cdot 10^4 \text{ кал/м}$, $B = 10^7 \text{ атм}$, $Q_K = 300 \text{ кал/г}$, $Q_C = 0$, $T_0 = 300 \text{ К}$, $c = 0,3 \text{ кал/(г} \cdot \text{град)}$, $\lambda_K = 10^{-3} \text{ кал/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{град)}$, $\lambda_r = 10^{-4} \text{ кал/(см} \cdot \text{г} \cdot \text{град)}$, $\mu_c = 60$, $\mu_r = 30$, $\rho_K = 2 \text{ г/см}^3$, $T_r = 1300 \text{ К}$; 2: аналогичны 1, кроме $Q_C = 300 \text{ кал/г}$; 3: аналогичны 1, кроме $k_{OK} = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $k_{OG} = 10^9 \text{ с}^{-1}$, $E_K = 2 \cdot 10^4 \text{ кал/м}$.

** Индексы числ означают точное значение, анал — приближенное.

Сравнение расчета по формулам с численным счетом на ЭВМ [3] для различных режимов приведено в таблице. Наряду с разложением в конденсированной и газовой зонах здесь учитывалось протекание реакции в порах. В приближенном расчете реакции полагались нулевого порядка по концентрации, а при счете на ЭВМ — первого порядка. Такое различие в порядках реакции может дать разницу в скоростях горения к-фазных режимов $\sim 10\%$ при $\eta_{\text{п}} = 0,5$ и $\sim 40\%$ при $\eta_{\text{п}} = 1$ [9]. Согласие данных, рассчитанных двумя способами, вполне удовлетворительное; различие в скоростях горения колеблется от -7 до $+36\%$ и в среднем составляет $\sim 20\%$.

Таким образом, аналитическое описание модели позволяет достаточно корректно и быстро рассчитывать необходимые характеристики горения, оценивать вклад каждой из стадий разложения в эти характеристики, определять вид режима горения и делать определенные выводы о механизме горения конкретных систем на основе сопоставления экспериментальных и теоретических зависимостей.

Приложение

Расчетные формулы для определения $\eta_{\text{с}}$. В качестве исходной независимой переменной принимается $T_{\text{п}}$.

Режим отрыва

$$\eta_{\text{с}} = \frac{D_1 \pm \sqrt{D_1^2 - 4G_1}}{2}, \quad D_1 = 1 - \frac{2c(T_{\text{п}} - T_0)}{Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}} - \Phi_1,$$

$$G_1 = \frac{c(T_{\text{п}} - T_0) - Q_{\text{к}}}{Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}} \Phi_1 - \frac{2c(T_{\text{п}} - T_0) - Q_{\text{к}}}{Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}},$$

$$\Phi_1 = \frac{2\lambda_{\text{к}} c}{\lambda_{\text{к}}(Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}})} \frac{\bar{W}_{\text{к}}(T_{\text{п}}) + \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\text{п}})}{\bar{W}_{\text{г}}(T_{\text{п}})}.$$

Смешанный режим

$$\eta_{\text{с}} = \frac{D_2 \pm \sqrt{D_2^2 - 4A_2 G_2}}{2A_2}, \quad A_2 = 1 + \Phi_2,$$

$$D_2 = 1 - \frac{2c(T_{\text{п}} - T_0) - Q_{\text{к}}}{Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}},$$

$$G_2 = -\frac{2c(T_{\text{п}} - T_0) - Q_{\text{к}}}{Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}},$$

$$\Phi_2 = \frac{\lambda_{\text{к}}}{\lambda_{\text{г}}} \frac{\bar{W}_{\text{к}}(T_{\text{п}}) + \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\text{п}})}{\bar{W}_{\text{г}}(T_{\text{г}})}.$$

Режим слияния

$$\eta_{\text{с}} = \frac{D_3 \pm \sqrt{D_3^2 - 4A_3 G_3}}{2A_3}, \quad A_3 = 1 + \Phi_3,$$

$$D_3 = 1 - \frac{2c(T_{\text{п}} - T_0) - Q_{\text{к}}}{Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}} - 2 \frac{c(T_{\text{п}} - T_0) - Q_{\text{к}}}{Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}} \Phi_3,$$

$$G_3 = -\frac{2c(T_{\text{п}} - T_0) - Q_{\text{к}}}{Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}} + \left[\frac{c(T_{\text{п}} - T_0) - Q_{\text{к}}}{Q_{\text{к}} + Q_{\text{с}}} \right]^2 \Phi_3,$$

$$\Phi_3 = \frac{\lambda_{\text{к}}}{\lambda_{\text{г}}} \frac{\bar{W}_{\text{к}}(T_{\text{п}}) + \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\text{п}})}{\bar{W}_{\text{г}}(T_{\text{г}}) - \bar{W}_{\text{г}}(T_{\text{п}})}.$$

Во всех случаях для $\eta_{\text{с}}$ выбирается то значение корня квадратного уравнения, которое удовлетворяет условию $0 \leq \eta_{\text{с}} \leq 1$. Величины $u_{\text{м}}$ и p рассчитывают соответственно по формулам (6) и (1).

Трансцендентные уравнения для определения T_{Π} . В качестве исходной независимой переменной принимается p .

Режим отрыва

$$\left(T_{\Pi} - T_{\Gamma} + \frac{Q_K + Q_c}{c} \eta_c\right) [\bar{W}_K(T_{\Pi}) + \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\Pi})] + \frac{\lambda_{\Gamma}}{\lambda_K} \frac{Q_K + Q_c}{2c} \times \\ \times \left[T_0 - T_{\Pi} + \frac{Q_K(1 - \eta_c)}{2c} - \frac{Q_c \eta_c}{2c}\right] (1 - \eta_c) \bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi}) = 0.$$

Смешанный режим

$$\left(\frac{Q_K + Q_c}{c} \eta_c\right)^2 [\bar{W}_K(T_{\Pi}) + \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\Pi})] + \\ + \frac{\lambda_{\Gamma}}{\lambda_K} \frac{Q_K + Q_c}{c} \left[T_0 - T_{\Pi} + \frac{Q_K(1 - \eta_c)}{2c} - \frac{Q_c \eta_c}{2c}\right] (1 - \eta_c) \bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi}) = 0.$$

Режим слияния

$$\left(T_{\Pi} - T_{\Gamma} + \frac{Q_K + Q_c}{c} \eta_c\right)^2 [\bar{W}_K(T_{\Pi}) + \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\Pi})] + \\ + \frac{2\lambda_{\Gamma}}{\lambda_K} \frac{Q_K + Q_c}{c} \left[T_0 - T_{\Pi} + \frac{Q_K(1 - \eta_c)}{2c} - \frac{Q_c \eta_c}{2c}\right] (1 - \eta_c) [\bar{W}_{\Gamma}(T_{\Gamma}) - \bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi})] = 0.$$

u_m находится из (6), η_c — из (1). Принятые обозначения:

$$\bar{W}_K(T_{\Pi}) = \frac{RT_{\Gamma}^2}{E_K} \rho_K k_{0K} e^{-E_K/RT_{\Pi}},$$

$$\bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi}) = \frac{\mu_c B k_{0\Gamma}}{R^* T_{\Pi}} e^{-(E_{\Gamma} + L)/RT_{\Pi}},$$

$$\bar{W}_{\text{кг}}(T_{\Pi}) = \frac{RT_{\Pi}^2}{E_{\Gamma} + L} \frac{\mu_c B k_{0\Gamma}}{R^* T_{\Pi}} e^{-(E_{\Gamma} + L)/RT_{\Pi}},$$

$$\bar{W}_{\Gamma}(T_{\Gamma}) = \frac{RT_{\Gamma}^2}{E_{\Gamma}} \frac{\mu_c B k_{0\Gamma}}{R^* T_{\Gamma}} e^{-L/RT_{\Gamma}} e^{-E_{\Gamma}/RT_{\Gamma}},$$

$$\bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi}) = \frac{RT_{\Gamma}^2}{E_{\Gamma}} \frac{\mu_c B k_{0\Gamma}}{R^* T_{\Gamma}} e^{-(E_{\Gamma} + L)/RT_{\Pi}},$$

$$R = 2 \text{ кал/град}\cdot\text{моль}, R^* = 82 \text{ атм}\cdot\text{см}^3/\text{град}\cdot\text{моль}.$$

Поступила в редакцию 28/XI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 100.
2. А. Ф. Беляев. ЖФХ, 1938, 12, 94.
3. В. А. Струнин, А. Н. Фирсов, К. Г. Шкадинский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 3.
4. В. А. Струнин, Г. Б. Манелис, А. Н. Пономарев и др. ФГВ, 1968, 4, 584.
5. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1, 143.
6. Б. П. Хайкин, Э. П. Руманов. ФГВ, 1975, 11, 5, 671.
7. Б. П. Хайкин, А. К. Филоненко, С. П. Худяев. ФГВ, 1968, 4, 4, 591.
8. В. А. Струнин, Г. Б. Манелис. ФГВ, 1975, 11, 5, 797.
9. В. А. Струнин. ЖФХ, 1965, 2, 433.

К РАСЧЕТУ ТУРБУЛЕНТНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ФАКЕЛОВ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

(Ленинград)

Структура гетерогенных факелов, образующихся при горении частиц мелкодисперсного топлива в турбулентных газовых струях, зависит от большого числа факторов, отражающих физические свойства конденсированного и газообразного реагентов, условия истечения двухфазной