

К ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ СТРУЙ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

(Ленинград)

1. Горение струй несмешивающихся жидкостей характерно для широкого класса процессов, в которых происходит истечение газообразного реагента в область, заполненную капельной жидкостью, или истечение жидкого реагента в атмосферу газообразного окислителя. Несмотря на специфические особенности, присущие каждому из этих типов течений, механизм формирования диффузионного факела при горении струй жидкости и газа является идентичным. В обоих случаях процесс поддерживается за счет испарения жидкого реагента со свободной поверхности и последующего горения парогазовой смеси на фронте пламени. При этом стационарность процесса обеспечивается за счет непрерывного подвода тепла от фронта к свободной поверхности, компенсирующего потери на испарение.

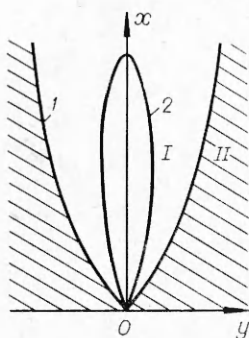


Рис. 1. Структура погруженного факела.

1 — свободная поверхность жидкости; 2 — фронт пламени. I — газ; II — жидкость.

В настоящей работе рассматриваются закономерности горения погруженного диффузионного факела, образующегося при истечении ламинарной струи газообразного окислителя в пространство, заполненное жидким реагирующим веществом (рис. 1).

При исследовании структуры погруженного факела будем считать, что он формируется в газовой струе, истекающей в жидкость из плоского или осесимметричного источника. Не будем учитывать влияние силы тяжести. Примем также, что пары жидкости являются совершенным газом, скорость химической реакции бесконечно велика, в результате реакции образуются газообразные продукты, а коэффициенты теплопроводности, диффузии и теплоемкости не зависят от температуры и состава. Учитывая относительно малое (по сравнению с отношением плотностей жидкости и газа) изменение плотности в газовой фазе, примем в ней $\rho = \text{const}$. Последнее позволяет в рамках единого подхода получить решение ряда задач теории факела и сопоставить результаты, относящиеся к плоским и осесимметричным течениям.

2. В приближении теории пограничного слоя система уравнений, описывающая рассматриваемое течение, имеет вид

$$\begin{aligned} u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial y} &= v_i \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^k \frac{\partial u_i}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial}{\partial x} (y^k u_i) + \frac{\partial}{\partial y} (y^k v_i) &= 0, \\ u_1 \frac{\partial c_j}{\partial x} + v_1 \frac{\partial c_j}{\partial y} &= D \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^k \frac{\partial c_j}{\partial y} \right), \\ c_a + c_b + c_n &= 1, \\ u_i \frac{\partial T_i}{\partial x} + v_i \frac{\partial T_i}{\partial y} &= a_i \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^k \frac{\partial T_i}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где T — температура; u, v — компоненты вектора скорости; c_j — концентрация газообразных компонентов; v, D и a — соответственно коэффициенты кинематической вязкости, диффузии и температуропроводности; $k = 0; 1$ отвечает плоскому или осесимметричному течению; $i = 1; 2$ от-

поисится к области, заполненной газом и жидкостью; $j = a, b, n$, за исключением оговоренных случаев, соответствует окислителю, пару и продуктам сгорания.

Граничные условия, с учетом которых следует интегрировать систему уравнений (1), имеют вид

$$\begin{aligned} y = 0, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = 0, \quad v_1 = 0, \quad \frac{\partial c_a}{\partial y} = \frac{\partial c_n}{\partial y} = 0, \quad c_b = 0, \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = 0, \\ y = y_\Phi(x), \quad c_a = c_b = 0, \quad c_n = 1, \quad T_1 = T_\Phi, \\ y = y_*(x), \quad u_1 = u_2, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = \rho_{21} v_{21} \frac{\partial u_2}{\partial y}, \quad c_a = 0, \quad T_1 = T_2 = T_*, \\ y \rightarrow \infty, \quad u_2 \rightarrow 0, \quad T_2 \rightarrow T_\infty, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\rho_{21} = \rho_2/\rho_1$, $v_{21} = v_2/v_1$; ρ — плотность; индексы Φ и $*$ относятся соответственно к фронту пламени и границе раздела фаз.

Условия (2) следует дополнить уравнениями материального и теплового баланса для фронта пламени и свободной поверхности и уравнением Клайперона — Клаузиуса, связывающим в равновесной модели испарения значения концентрации пара и температуры на границе раздела фаз

$$c_{b*} = \kappa \exp(-q_n/R_{nb}T_*), \quad (3)$$

а также интегральными инвариантами, обеспечивающими получение нетривиального решения. Здесь $\kappa = z_n R_r / p R_{nb}$, z_n — предэкспонент; q_r — тепловой эффект реакции; q_n — теплота парообразования; R_r и R_{nb} — газовые постоянные для смеси газов и паров; p — давление.

Балансные соотношения на фронте пламени можно найти, комбинируя между собой уравнения теплопроводности и диффузии с источниками, интегрируя их поперек фронта и устремляя ширину последнего к нулю. Как и в [1], полагая, что в рамках приближения пограничного слоя наклон фронта пламени к оси факела достаточно мал, т. е. $\partial/\partial y \simeq \partial/\partial n$ (n — нормаль к фронту), получим

$$(\partial c_a / \partial y)_\Phi + \Omega (\partial c_b / \partial y)_\Phi = 0, \quad (4)$$

$$(\partial T_1 / \partial y)_{b, \Phi} - (\partial T_1 / \partial y)_{a, \Phi} + q_r / c \cdot (\partial c_b / \partial y)_\Phi = 0. \quad (5)$$

Здесь Ω — стехиометрический коэффициент; c — удельная теплоемкость.

Аналогичные соотношения для свободной поверхности найдем, уравнивая между собой значения нормальных составляющих потоков тепла и вещества по обе стороны произвольного элемента свободной поверхности. В приближении $\partial/\partial y \simeq \partial/\partial n$, полагая, что перенос газообразных продуктов реакции через поверхность жидкости отсутствует, получим

$$v_{1*} c_{n*} - D (\partial c_n / \partial y)_* = 0, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \rho_2 v_{2*} - \rho_1 v_{1*} c_{b*} + \rho_1 D (\partial c_b / \partial y)_* &= 0, \\ \lambda_1 (\partial T_1 / \partial y)_* - \lambda_2 (\partial T_2 / \partial y)_* - \rho_2 v_{2*} q_n &= 0. \end{aligned}$$

Поскольку в пограничном слое изменение параметров в продольном направлении незначительно, а теплопроводность жидкости достаточно велика, то можно полагать $T_* = \text{const}$, и в соответствии с соотношением (3) принять также, что и $c_{b*} = \text{const}$. Для получения интегральных соотношений объединим уравнения движения и неразрывности и проинтегрируем их в пределах от 0 до y_* (область газа) и от y_* до ∞ (область жидкости). Сращивая полученные выражения с помощью условий,

отражающих равенство касательных напряжений на границе раздела фаз и сохранение потока массы на ней, получим

$$\int_0^{y_*} u_1^2 y^k dy + \rho_{21} \int_{y_*}^{\infty} u_2^2 y^k dy = I_0 / \rho_1 = \text{const.} \quad (7)$$

Интегрирование уравнений диффузии, преобразованных введением переменной Шваба — Зельдовича $\Delta c = c_a / \Omega - c_b$ [2], и уравнения неразрывности в пределах от 0 до y_* приводит после некоторых преобразований к соотношению

$$\frac{d}{dx} \int_0^{y_*} u_1 \Delta c y^k dy + c_{b*} y_*^k \left(u_{1*} \frac{dy_*}{dx} - v_{1*} \right) + D y_*^k \left(\frac{\partial c_b}{\partial y} \right)_* = 0. \quad (8)$$

Используя уравнение материального баланса на свободной поверхности

$$u_{1*} \frac{dy_*}{dx} - v_{1*} - c_{b*} \left(u_{1*} \frac{dy_*}{dx} - v_{1*} \right) + D \left(\frac{dc_b}{dy} \right)_* \quad (9)$$

и интеграл уравнения неразрывности

$$\frac{d}{dx} \int_0^{y_*} u_1 y^k dy = y_*^k \left(u_{1*} \frac{dy_*}{dx} - v_{1*} \right),$$

представим соотношение (8) в следующем виде:

$$\int_0^{y_*} u_1 (1 + \Delta c) y^k dy = M_0 / \rho_1 = \text{const.}$$

Вводя безразмерные переменные $\bar{u}_i = u_i / u_0$, $\bar{y} = y / L$ ($u_0 = I_0 / M_0$, $L = (M_0^2 / \rho_1 I_0)^{\frac{1}{k+1}}$), запишем интегральные условия сохранения потока импульса (7) и приведенной концентрации $G = 1 + \Delta c$ (9) в виде

$$\int_0^{\bar{y}_*} \bar{u}_1^2 \bar{y}^k d\bar{y} + \rho_{21} \int_{\bar{y}_*}^{\infty} \bar{u}_2^2 \bar{y}^k d\bar{y} = 1, \quad (10)$$

$$\int_0^{\bar{y}_*} \bar{u}_1 G \bar{y}^k d\bar{y} = 1. \quad (11)$$

Совокупность условий (2) — (6) и соотношений (10), (11) полностью определяет задачу и позволяет в результате решения системы уравнений (1) найти профили характерных величин, значения масштабных параметров T_Φ , T_* , c_{b*} , c_{n*} , длину факела, а также конфигурации фронта пламени и границы раздела фаз. При этом в силу допущения о постоянстве плотности в области, заполненной газом, динамическая и диффузионная задачи решаются раздельно.

3. При расчете поля скорости в погруженном факеле примем, что

$$\bar{u}_i = A_i \bar{x}^{-\alpha_i} \bar{F}_i(\sigma) / \varphi^k, \quad (12)$$

где $\varphi = y / y_*(x)$; $\bar{x} = x / L$; $\bar{y}_* = B \bar{x}^{\beta}$; A_i и B — постоянные, зависящие от интегральных характеристик струи; α_i и β — константы автомодельности.

Подстановка выражения (12) в уравнение движения и интегральное соотношение (10) приводит при $A_i B^2 = [1 - 5(k-1)] / \text{Re}_i$ [3] к следующему уравнению для определения функции F_i :

$$\left(\frac{F_i'}{\varphi^k} \right)^2 + \frac{F_i}{\varphi^k} \left(\frac{F_i'}{\varphi^k} \right)' + \frac{1}{\varphi^k} \left[\varphi^k \left(\frac{F_i'}{\varphi^k} \right)' \right] \frac{3-k}{(k+1)(6-5k)} = 0 \quad (13)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned}\varphi = 0, \quad (F'_1/\varphi^k)' &= 0, \quad F'_1/\varphi^k = 1, \quad F_1 = 0, \\ \varphi = 1, \quad F'_1 &= v_{21}F'_2, \quad (F'_1/\varphi^k)' = \rho_{21}v_{21}(F'_2/\varphi^k)', \\ \varphi \rightarrow \infty, \quad F'_2/\varphi^k &\rightarrow 0, \quad (F'_2/\varphi^k)' \rightarrow 0,\end{aligned}$$

где $Re_i = u_0 L / \nu_i$. При этом значения постоянных A_i и B , а также констант автомодельности находятся из соотношений

$$\begin{aligned}A_1 &= [I_1 + \rho_{21}v_{21}^2 I_2]^{-\frac{2}{3-k}} \left[\frac{Re_i}{6-5k} \right]^{\frac{1+k}{3-k}}, \quad A_2 = v_{21}A_1, \\ B &= [I_1 + \rho_{21}v_{21}^2 I_2]^{-\frac{1}{3-k}} \left[\frac{Re_i}{6-5k} \right]^{-\frac{2}{3-k}}, \\ \alpha_i &= -\frac{k+1}{3-k}, \quad \beta = \frac{2}{3-k},\end{aligned}$$

$$\text{где } I_1 = \int_0^1 \frac{(F'_1)^2}{\varphi^k} d\varphi; \quad I_2 = \int_1^\infty \frac{(F'_2)^2}{\varphi^k} d\varphi.$$

Интегрирование уравнения (13) для плоского и осесимметричного течений приводит к следующим соотношениям для функций F_1 и F_2

$$\begin{aligned}F_1 &= \operatorname{th} \varphi, \quad F_2 = a_1 \frac{\exp(a_1 \varphi) - a_2 \exp(-a_1 \varphi)}{\exp(a_1 \varphi) + a_2 \exp(-a_1 \varphi)}, \\ F_1 &= \frac{4\varphi^2}{8 + \varphi^2}, \quad F_2 = \frac{(2 + a_5) \varphi^{a_5} - (2 - a_5) a_3}{\varphi^{a_5} - a_3},\end{aligned} \quad (14)$$

$$\text{где } a_1 = \frac{1}{\operatorname{ch}(1)} \sqrt{v_{12} + (v_{12} \operatorname{sh}(1)/\rho_{21})^2}; \quad a_2 = \frac{a_1 - v_{12} \operatorname{th}(1)/\rho_{21}}{a_1 + v_{12} \operatorname{th}(1)/\rho_{21}} \exp(2a_1);$$

$$a_3 = \frac{4 - 9\rho_{21}v_{21}(a_5 + 2)}{4 + 9\rho_{21}v_{21}(a_5 - 2)}; \quad a_4 = \frac{8(1 + 8v_{21}\rho_{21}^2 - 9\rho_{21}v_{21})}{81(\rho_{21}v_{21})^2}; \quad a_5 = \sqrt{4 + 2a_4}.$$

Анализ показывает, что при $c_{b*} = \text{const}$ не может быть найдено физически непротиворечивого автомодельного решения уравнения диффузии. Поэтому при расчете распределения концентраций реагентов воспользуемся интегральным методом. Представляя функцию $G(\bar{x}, \bar{y})$ в виде степенного ряда

$G(\bar{x}, \bar{y}) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(\bar{x}) \bar{y}^n$ и ограничиваясь тремя членами разложения, определим значения коэффициентов $a_n(\bar{x})$ из условий на оси факела и границе раздела фаз

$$\bar{y} = 0, \quad dG/d\bar{y} = 0, \quad G = G_m; \quad \bar{y} = \bar{y}_*(\bar{x}), \quad G = G_*.$$

В результате, вводя автомодельную переменную, получим

$$G(\bar{x}, \bar{y}) = G_m(1 - \varphi^2) + G_*\varphi^2. \quad (15)$$

¹ В случае осесимметричного течения интегрирование уравнения (13) для области, заполненной жидкостью, приводит к трем видам решений, отвечающим различным значениям константы интегрирования: $a_4 > -2$, $a_4 = -2$, $a_4 < -2$. Анализ показывает, что физический смысл имеет лишь решение (14), соответствующее значению $a_4 > -2$.

Используя выражение (15) и интегральное условие (11), определим изменение приведенной концентрации по оси факела

$$G_m = \frac{1}{F_1(1) - I_3} \left(\frac{\bar{x}^\alpha}{A_1 B^{k+1}} - G_* I_3 \right), \quad (16)$$

где $I_3 = \int_0^1 \varphi^2 F_1' d\varphi$.

Из соотношения (16) и условий на фронте пламени и границе раздела фаз следует, что даже при $Le = 1$ профили приведенной концентрации не подобны. Поэтому при расчете поля температур в областях $0 \leq \varphi \leq \varphi_\Phi$ и $\varphi_\Phi \leq \varphi \leq 1$ воспользуемся методом, развитым для отыскания локально автомодельных решений [1]. В соответствии с этим получим

$$\Theta_1 = \Theta_m + \frac{G_m - G_*}{G_m - 1} (\Theta_\Phi - \Theta_m) \quad (17)$$

при $0 \leq \varphi \leq \varphi_\Phi$ и

$$\Theta_1 = \Theta_* + \frac{G - G_*}{1 - G_*} (\Theta_\Phi - \Theta_*) \quad (18)$$

при $\varphi_\Phi \leq \varphi \leq 1$, где $\Theta = T/T_\infty$.

Принимая во внимание, что температуры на свободной поверхности и на бесконечном удалении от нее постоянны, профиль температуры в жидкости будем искать в виде функции от автомодельной переменной. Используя полученные ранее выражения для компонентов вектора скорости и полагая $\Theta_2 = \Theta_2(\varphi)$, приведем уравнение энергии к виду

$$n F_2 \Theta_2' + (\varphi^k \Theta_2')' = 0, \quad (19)$$

где $n = (6 - 5k)(k + 1)Pr_2/(3 - k)$. Интегрирование уравнения (19) с граничными условиями $\varphi = 1$, $\Theta_2 = \Theta_*$; $\varphi \rightarrow \infty$, $\Theta_2 \rightarrow 1$ приводит к соотношению, определяющему поле температуры в жидкости

$$\Theta_2 = \Theta_* - \frac{\Theta_* - 1}{I_4} \int_1^\varphi \varphi^{-k} \exp[-nI(\varphi)] d\varphi, \quad (20)$$

где

$$I_4 = \int_1^\infty \varphi^{-k} \exp[-nI(\varphi)] d\varphi; \quad I(\varphi) = \int_1^\varphi \varphi^{-k} F_2 d\varphi.$$

4. Для определения входящих в соотношения (15)–(18) и (20) величин Θ_Φ , Θ_* , Θ_m , G_m и G_* используем уравнения материального и теплового баланса на фронте пламени и границе раздела фаз. Раскрывая значение производных в уравнении (4), легко показать, что оно обращается в тождество. Преобразуя уравнение (5) с учетом соотношений (15), (17), (18), после некоторых преобразований получим

$$\Theta_\Phi = \Theta_* + [\Theta_m - \Theta_* + (G_m - 1) \vartheta_T] (1 - G_*) / (G_m - G_*),$$

где $\vartheta_T = q_T / cT_\infty$.

Комбинируя соотношения (6) и раскрывая значения производных от концентрации и температуры, а также исключая Θ_Φ с помощью предыдущего соотношения, найдем

$$\Theta_m - \Theta_* + (G_m - 1) \vartheta_T = \gamma (\Theta_* - 1) + \vartheta_\Pi (G_m - G_*) / G_*, \quad (21)$$

где $\gamma = \rho_{21} a_{21} / 2I_4$. Левая часть Q_I уравнения теплового баланса (21) отражает подвод тепла к свободной поверхности, обусловленный кондуктивной теплопередачей от фронта пламени, а правая Q_{II} — теплоотвод, свя-

занпый с теплоотдачей в жидкость и с затратами энергии на ее испарение.

В дальнейшем воспользуемся уравнением (21), записанным для точки полюса факела, где $c_{am}=1$ и $\Theta_m = \Theta_{m0}$. Согласно [1], поперечник газовой полости в этом сечении следует принять за размер насадка, истечение газа из которого формирует факел, эквивалентный точечному. При этом параметр Θ_{m0} приобретает смысл степени перегрева газа на срезе сопла и поэтому считается заранее заданной величиной. Принимая во внимание, что зависимость Θ_* (c_{b*}) определяется формулой (3), получим уравнение теплового баланса свободной поверхности в виде трансцендентной функции только от одной неизвестной величины — концентрации c_{b*}

$$\Theta_{m0} - \frac{\varepsilon \vartheta_{II}}{\ln(\kappa/c_{b*})} + \frac{\vartheta_T}{\Omega} = \gamma (\varepsilon \vartheta_{II} / \ln(\kappa/c_{b*}) - 1) + \frac{\vartheta_{II}}{\Omega} \frac{1 + \Omega c_{b*}}{1 - c_{b*}}. \quad (22)$$

где $\vartheta_{II} = q_{II}/cT_{\infty}$; $\varepsilon = c/R_{fb}$. Уравнение (22) позволяет определить значения концентрации c_{b*} , отвечающие стационарным состояниям и соответственно связанные с ней величины Θ_{ϕ} , Θ_* , G_m , а также форму и длину факела. Последние могут быть найдены из соотношений (15) и (16) подстановкой в них условий на фронте пламени $G_{\phi}(\bar{x}, \bar{y}) = 1$ и в вершине факела $G_m = 1$

$$\bar{y}_{\phi} = \bar{y}_*(\bar{x}) \left[\frac{G_m(\bar{x}) - 1}{G_m(\bar{x}) - G_*} \right]^{0.5},$$

$$l_{\phi} = \frac{Re_i}{6 - 5k} (I_1 + \rho_{21} v_{21}^2 I_2)^{\frac{1-k}{1+k}} [F_1(1) - I_3(1 - G_*)]^{\frac{k-3}{k+1}}.$$

5. Исследуем стационарные режимы горения погруженного факела. С этой целью, используя графоаналитический метод, рассмотрим решения уравнения теплового баланса (22). Учитывая, что его левая и правая части отражают соответственно интенсивности теплоподвода к свободной поверхности — Q_I и теплоотвода от нее — Q_{II} , исследуем характер этих зависимостей в диаграмме $Q - c_{b*}$.

Функция $Q_I(c_{b*})$ является монотонно убывающей, касается линии $c_{b*} = 0$ и пересекает линию $c_{b*} = 1$ соответственно в точках с ординатами, равными $\vartheta_T/\Omega + \Theta_{m0}$ и $\vartheta_T/\Omega + \Theta_{m0} - \frac{\varepsilon \vartheta_{II}}{\ln \kappa}$ (рис. 2). Функция $Q_{II}(c_{b*})$ наоборот, монотонно возрастает, касаясь оси ординат в точке $\vartheta_{II}/\Omega - \gamma$, имеет точку перегиба и асимптоту $c_{b*} = 1$, отвечающую состоянию кипения жидкости. Так как обычно тепловой эффект реакции значительно превосходит затраты теплоты на парообразование, то $\vartheta_T/\Omega + \Theta_{m0} > \vartheta_{II}/\Omega - \gamma$ и, следовательно, пересечение кривых Q_I и Q_{II} всегда будет иметь место. Причем абсцисса точки пересечения обязательно будет находиться внутри интервала $0 < c_{b*} < 1$. Последнее означает, что горение в погруженном факеле не сопровождается кипением жидкости.

Рассматривая малые отклонения от стационарного состояния, в котором $dQ_I/dc_{b*} < 0$ и $dQ_{II}/dc_{b*} > 0$, и принимая во внимание, что увеличение c_{b*} , согласно (3), соответствует нагреву, а уменьшение c_{b*} — охлаждению свободной поверхности, можно показать, что найденное стационарное состояние устойчиво.

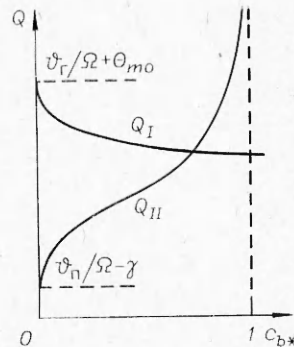


Рис. 2. К анализу стационарных состояний факела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис, Л. П. Ярип. Аэродинамика факела. Л., Энергия, 1978.
2. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 40.
3. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., Наука, 1965.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ДОБАВОК НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ, ОСНОВАННАЯ НА НЕКОТОРЫХ ФОРМАЛЬНЫХ СООТНОШЕНИЯХ

А. И. Лесникович, С. А. Воробьева

(Минск)

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по влиянию добавок разнообразных веществ на скорость горения u и показатель давления γ в зависимости

$$u = \beta p^\gamma \quad (1)$$

для различных гетерогенных конденсированных систем, однако общий подход к количественной оценке влияния добавок на характеристики горения еще не разработан. Это обусловлено тем, что далеко не всегда ясно, какие из свойств химических регуляторов горения влияют на горение названных систем, а также трудностями количественной характеристики этих свойств. При таком положении для оценки влияния добавок на горение гетерогенных систем целесообразно обратиться к вероятностно-статистическим методам, в которых с учетом свойств ансамбля объектов осуществляется вероятностное прогнозирование свойств нового объекта, относящегося к тому же типу объектов.

Такого рода возможность намечается на основе стохастической связи, найденной в [1], между коэффициентом давления β и γ

$$\lg \beta = a - b\gamma, \quad (2)$$

где a и b — параметры, определяющиеся природой основных компонентов системы и механизмом горения. Корреляционное по своей сущности соотношение (2), полученное из анализа данных [1—3] для ~20 серий систем, отличающихся основными компонентами, является достаточно общим. Отдельные отклонения от зависимости (2) имеют рациональное объяснение [1, 2]. Использование (2) позволяет охватить количественной связью родственные гетерогенные конденсированные системы, отличающиеся, например, природой и количеством введенных добавок. Системы, для которых выполняется соотношение (2), в дальнейшем будут называться (корреляционной) серией. Под типом смесей будут подразумеваться смеси, состоящие из одинаковых по химической природе основных компонентов (ВВ или окислителя и горючего).

Основываясь на соотношении (2), можно провести оценку значений скорости горения при различных труднореализуемых в эксперименте значениях γ и дать обобщенную картину зависимости скорости горения от давления гетерогенных систем одного и того же типа, образованных одной или несколькими корреляционными сериями. Некоторые результаты использования (2) в указанном аспекте и рассматриваются ниже.

Известно [3], что для многих типов систем значения γ можно варьировать в довольно широких пределах, однако в двигателях горение устойчиво лишь при $\gamma < 1$, а реально достигаемые для топлив минималь-