

Рис. 3.

На рис. 4 приведены также уровни концентрации сажи в продуктах сжигания углеводородных топлив (кривая 1) от $(H/C)_{\Sigma}$ [10].

Результаты проведенных исследований показывают, что существенное снижение эмиссии ПАУ с отработавшими газами двигателей может быть достигнуто при реализации прогрессивных способов сжигания жидких углеводородных топлив, в том числе с применением небольших добавок водорода в камеру сгорания.

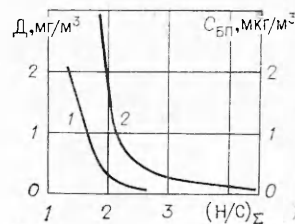


Рис. 4.

На рис. 4 представлена экспериментально полученная зависимость концентрации БП в отработавших газах ГТД типа АИ-9 (кривая 2) от $(H/C)_{\Sigma}$. В данных исследованиях водород использовался и как распыливающий компонент

Поступила в редакцию 29/III 1983,
после доработки — 4/VIII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. П. М. Канило, А. П. Малеваный, А. А. Никишов. — В кн.: Защита воздушного бассейна от загрязнения токсичными выбросами транспортных средств. Т. 1. Харьков, 1977.
2. П. М. Канило. Токсичность ГТД и перспективы применения водорода. Киев: Наукова думка, 1982.
3. Э. Клар. Полициклические углеводороды. М.: Химия, 1971.
4. Л. М. Шабад. О циркуляции канцерогенов в окружающей среде. М.: Медицина, 1973.
5. Л. М. Шабад, Г. А. Смирнов, А. Я. Хесина. — В кн.: Защита воздушного бассейна от загрязнения токсичными выбросами транспортных средств. Т. 1. Харьков, 1977.
6. Н. В. Лавров, Э. И. Розенфельд, Г. П. Хаустович. Процессы горения топлива и защита окружающей среды. М.: Металлургия, 1981.
7. П. П. Дикун, А. Я. Хесина. Методические указания по качественному и количественному определению канцерогенных полициклических ароматических углеводородов в продуктах сложного состава. М.: Онколог. науч. центр АМН СССР, 1976.
8. П. М. Канило, В. П. Рябека, А. П. Малеваный и др. Результаты исследований канцерогенных веществ с отработавшими газами газотурбинных двигателей. Препринт АН УССР. Ин-т. пробл. машиностроения, № 98, Харьков, 1981.
9. А. В. Ивлиев, В. Г. Розно. — В кн.: Вопросы прикладной механики в авиационной технике. Куйбышев, 1981. Деп. ВИНТИ, № 1240—81.
10. D. W. Naegeli, C. A. Moses. Effects of fuel properties on soot formation in turbine combustion. SAE Techn. Pap. Ser., N 78-1026, 1978.

МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ ПРИ ОБДУВЕ, УЧИТЫВАЮЩАЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ С ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИЕЙ

В. К. Булгаков, А. М. Липанов

(Ижевск)

Современная теория горения твердых топлив при обдуве, например [1, 2], использует для описания процессов турбулентного тепло- и массопереноса в зоне горения газовой фазы зависимости теории турбулент-

ного химически не реагирующего пограничного слоя и не учитывает влияние турбулентных пульсаций среды на эффективную скорость химических реакций. Вместе с тем анализ взаимодействия химической реакции с турбулентностью показывает, что реакция непосредственным образом влияет на турбулентный тепло- и массоперенос в зоне горения, а турбулентные пульсации параметров среды изменяют эффективную скорость реакции.

Содержание настоящей работы составляет математическая модель эрозионного эффекта, основанная на более детальном рассмотрении механизма турбулентного тепло- и массопереноса в волне горения, а также учитывающая влияние турбулентных пульсаций среды на химическую реакцию в ней. Модель апробирована численно для асимптотического режима обдува [2], допускающего одномерное описание.

Постановка задачи. Рассмотрим горение плоской поверхности топлива, находящейся в неограниченном обдуваемом потоке. Примем следующие допущения: 1) химические реакции в газовой фазе описываются одной брутто-реакцией; 2) теплофизические характеристики исходного реагента и конечного продукта одинаковы; 3) течение газовой среды является пограничным. Тогда в системе координат x, y , связанной с поверхностью горения, законы сохранения массы, количества движения и энергии в случае стационарного горения можно записать в виде

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\text{Pr}_m \kappa_m}{c_p} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T \rho u}{\partial x} + \frac{\partial T \rho v}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\kappa_m}{c_p} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{Q}{c_p} W, \quad (3)$$

$$\frac{\partial a \rho u}{\partial x} + \frac{\partial a \rho v}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\text{Le}_m \kappa_m}{c_p} \frac{\partial a}{\partial y} - W. \quad (4)$$

Здесь κ_m — коэффициент молекулярной теплопроводности, его зависимость от температуры имеет вид $\kappa_m = \kappa_{m_0} (T/T_0)^{\omega}$; Pr_m, Le_m — молекулярные числа Прандтля, Льюиса — Семенова; $W = k_0 a^n \rho \exp(-E/R_0 T)$ — скорость химической реакции; остальные обозначения общепринятые.

Система уравнений (1)–(4) замыкается уравнением состояния

$$P = R \rho T. \quad (5)$$

Проводя осреднение системы (1)–(5) и обозначив корреляционные функции $-\langle T'(\rho v)' \rangle, -\langle a'(\rho v)' \rangle$, описывающие турбулентный тепло- и массоперенос, через Q_T, Q_a , получаем следующую систему уравнений для осредненных характеристик:

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle \langle u \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle \rho v \rangle}{\partial y} = 0, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \\ & = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\text{Pr}_m \kappa_m}{c_p} + \mu_t \right) \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} - \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} = \\ & = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\kappa_m}{c_p} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} + \frac{\partial Q_T}{\partial y} + \frac{Q}{c_p} \langle W \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle a \rangle}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \langle a \rangle}{\partial y} = \\ & = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\text{Le}_m \kappa_m}{c_p} \frac{\partial \langle a \rangle}{\partial y} + \frac{\partial Q_a}{\partial y} - \langle W \rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\langle P \rangle = R(\langle \rho \rangle \langle T \rangle + \langle \rho' T' \rangle), \quad (10)$$

где μ — коэффициент турбулентной динамической вязкости.

Разложив зависимость скорости химической реакции от температуры среды и концентрации реагента в ряд в окрестности математических ожиданий $\langle T \rangle$, $\langle a \rangle$ и проведя операцию осреднения, получаем с точностью до моментов второго порядка представление

$$\begin{aligned} \langle W(a, T) \rangle = & W(\langle a \rangle, \langle T \rangle) + 0,5W_{TT} \langle T'^2 \rangle + \\ & + 0,5W_{aa} \langle a'^2 \rangle + W_{aT} \langle a' T' \rangle. \end{aligned} \quad (11)$$

Отметим, что удержание квадратичных членов в последней формуле позволяет учесть влияние пульсаций температуры и концентрации реагента на осредненные параметры через химическую реакцию. Удержание последующих членов не внесло бы принципиальной корректировки в рассматриваемый механизм воздействия пульсаций на профили осредненных параметров газовой фазы. В случае нормального распределения корреляций точное разложение функции $\langle W \rangle$ будет иметь структуру формулы (11).

В уравнения для осредненных характеристик входят корреляционные функции, описывающие поля пульсаций параметров. Используя известную в теории турбулентности методику получения «транспортных» уравнений, запишем уравнения для корреляций. Так, для корреляционных функций Q_T , Q_a , описывающих турбулентный тепло- и массоперенос, можно получить

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial Q_T}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial Q_T}{\partial y} = & \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\chi_m}{c_p} + \right. \\ & \left. + c_1 \mu_t \right) \frac{\partial Q_T}{\partial y} + c_2 \langle \rho \rangle \mu_t \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right| - \\ & - c_3 \frac{k}{\mu_t \varphi} \langle \rho \rangle^2 Q_T + \frac{Q}{c_p} W_T Q_T + \frac{Q}{c_p} W_a Q_a, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial Q_a}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial Q_a}{\partial y} = & \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Le_m \chi_m}{c_p} + \right. \\ & \left. + c_1 \mu_t \right) \frac{\partial Q_a}{\partial y} + c_2 \langle \rho \rangle \mu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \frac{\partial \langle a \rangle}{\partial y} - \\ & - c_3 \frac{k}{\mu_t \varphi} \langle \rho \rangle^2 Q_a - W_T Q_T - W_a Q_a. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь c_1 , c_2 , c_3 — постоянные, равные 1; 1,6; 0,5 соответственно; $\varphi = 1 - \exp\left(-B \frac{\varepsilon \langle \rho \rangle}{k \langle W \rangle}\right)$; $B \simeq 1$; k , ε — кинетическая энергия и диссипация турбулентности.

Аналогично для корреляционных функций $\langle T'^2 \rangle$, $\langle a'^2 \rangle$, $\langle a' T' \rangle$ можно записать уравнения:

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle T'^2 \rangle}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \langle T'^2 \rangle}{\partial y} = & \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\chi_m}{c_p} + \right. \\ & \left. + \alpha_T \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\varphi}{1 - \delta} \right) \frac{\partial \langle T'^2 \rangle}{\partial y} + 2Q_T \left| \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right| - 2 \frac{\beta_T k}{\mu_t \varphi} \langle \rho \rangle^2 \langle T'^2 \rangle + \\ & + 2 \frac{Q}{c_p} W_T \langle T'^2 \rangle + 2 \frac{Q}{c_p} W_a \langle a' T' \rangle, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle a'^2 \rangle}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \langle a'^2 \rangle}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Le_m \alpha_m}{c_p} + \right. \\ & \left. + \alpha_a \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\varphi}{1 - \delta} \right) \frac{\partial \langle a'^2 \rangle}{\partial y} + 2Q_a \left| \frac{\partial \langle a \rangle}{\partial y} \right| - \\ & - 2 \frac{\beta_{a'k}}{\mu_t \varphi} \langle \rho \rangle^2 \langle a'^2 \rangle - 2W_T \langle a' T' \rangle - 2W_a \langle a'^2 \rangle, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle a' T' \rangle}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \langle a' T' \rangle}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[0,5 (1 + \right. \\ & \left. + Le_m) \frac{\alpha_m}{c_p} + \alpha_{aT} \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\varphi}{1 - \delta} \right] \frac{\partial \langle a' T' \rangle}{\partial y} + \\ & + Q_T \left| \frac{\partial \langle a \rangle}{\partial y} \right| + Q_a \left| \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right| - \frac{\beta_{aT'k}}{\mu_t \varphi} \langle \rho \rangle^2 \langle a' T' \rangle + \\ & + \left(\frac{Q}{c_p} W_T - W_a \right) \langle a' T' \rangle - \frac{Q}{c_p} W_a \langle a'^2 \rangle - W_T \langle T'^2 \rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

В уравнениях (14)–(16) α_T , α_a , $\alpha_{aT} \simeq 1$ — постоянные, а β_T , β_a , $\beta_{aT} \simeq 0,5$, $\delta = 2 \frac{\mu_t \varphi}{\langle \rho \rangle^2 k} \frac{Q}{c_p} \frac{\partial W(\langle T \rangle)}{\partial \langle T \rangle}$.

Если пренебречь пульсациями давления, из уравнения состояния с точностью до моментов второго порядка имеем

$$\langle \rho' T' \rangle = - \frac{\langle \rho \rangle}{\langle T \rangle} \langle T'^2 \rangle. \quad (17)$$

Для описания характеристик динамической турбулентности μ , k , ε в полуэмпирической теории турбулентности предложено много моделей [3–5]. Характерной особенностью рассматриваемой здесь задачи является тот факт, что волна горения содержит в себе вязкий и буферный подслои, причем важна точность расчета указанных выше характеристик в этих подслоях, так как от этого существенно зависит величина коэффициента эрозии. В задачах теплообмена реагирующего пограничного слоя при $Pr_m \sim 1$ теплообмен определяется коэффициентами турбулентного переноса в ядре пограничного слоя. Поэтому в отличие от реагирующего пограничного слоя в нашем случае модели турбулентности, применимые только в области турбулентного ядра, оказываются малоприменимыми. Проведенный численный эксперимент показал, что для рассматриваемой задачи наилучшим образом подходят модель турбулентности $k - \varepsilon$ Джонса — Лаундера, модифицированная для вязкого подслоя [3]

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial k}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_m + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} + \mu_t \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon - \frac{2\mu_m k}{y^2}, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_m + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + c_1 \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right)^2 - \langle \rho \rangle \frac{\varepsilon}{k} \left\{ c_2 \varepsilon \left[1 - \right. \right. \\ \left. \left. - 0,22 \exp \left(- \frac{k^2 \langle \rho \rangle}{6\mu_m \varepsilon} \right) \right] + \frac{2\mu_m k}{\langle \rho \rangle y^2} \exp \left(- \frac{c_4 u_\tau \langle \rho \rangle y}{\mu_m} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\mu_t = c_\mu \frac{k^2 \langle \rho \rangle}{\varepsilon} \left[1 - \exp \left(- \frac{c_3 u_\tau \langle \rho \rangle y}{\mu_m} \right) \right], \quad (20)$$

где $u_\tau = \sqrt{\tau_s / \rho_s}$ — динамическая скорость [3]; $\tau_s = \frac{Pr_m \alpha_m}{c_p} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \Big|_{y=0}$ — напряжение трения на поверхности горения, и модель А. Н. Секундова

для коэффициента кинематической турбулентной вязкости ν_t [4]

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \nu_t}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \nu_t}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (\mu_m + \kappa \mu_t) \frac{\partial \nu_t}{\partial y} + \alpha \mu_t \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| - \frac{\gamma \mu_t (\nu_m + \beta \nu_t)}{y^2} + \xi \nu_t \langle u \rangle \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial x} \quad (21)$$

где $\mu_t = \langle \rho \rangle \nu_t$; $\kappa = 2$; $\gamma = 12$; $\beta = 0,34$; $\xi = 0,7$;

$$\alpha = \begin{cases} 0,28 \left(\frac{\nu_t}{\nu_m} \right)^{0,71} & \text{при } \frac{\nu_t}{\nu_m} \leq 1, \\ 0,28 & \text{при } \frac{\nu_t}{\nu_m} > 1, \end{cases}$$

дополненная «равновесными» соотношениями

$$k = \frac{1}{c_k} \left(\frac{\nu_t}{l} \right)^2, \quad l = Ky \left[1 - \exp \left(- \frac{y}{y_*} \sqrt{\tau_s \rho_s} \right) \right], \quad \varepsilon = c_D \frac{k^2}{\nu_t} \quad (22)$$

где $c_k = 0,3$; $K = 0,4$; $y_* = 26$; $c_D = 0,09$.

Полученная выше система уравнений в частных производных, определяющая изменение осредненных и пульсационных параметров в волне горения, довольно сложна. При ее численной реализации могут возникнуть трудности, связанные с методами численного расчета, с затратами машинного времени, с анализом корректности принятых феноменологических соотношений для корреляционных моментов, с оценкой достоверности полученных результатов (через сравнение тестовых вариантов). Поэтому рассмотрим некоторые упрощенные постановки задачи, имеющие как самостоятельный практический интерес, так и полезные при реализации полной системы. Упрощенные постановки задачи основаны на рассмотрении следующих случаев:

- 1) число Льюиса — Семенова газовой среды $Le_m = 1$;
- 2) турбулентные пульсации температуры среды и концентрации реагента являются локально изотропными.

В случае, когда $Le_m = 1$, система (1)–(4) допускает интеграл

$$\frac{a}{a_s} = \frac{T_\Gamma - T}{T_\Gamma - T_s},$$

которым можно заменить уравнение (4). Тогда в сформулированной системе для осредненных и пульсационных параметров (9) можно заменить соотношением

$$\frac{\langle a \rangle}{a_s} = \frac{T_\Gamma - \langle T \rangle}{T_\Gamma - T_s}, \quad (23)$$

транспортное уравнение для Q_a — соотношением

$$Q_a = \frac{c_p}{Q} Q_T, \quad (24)$$

уравнение (15), определяющее $\langle a'^2 \rangle$, — соотношением

$$\langle a'^2 \rangle = \left(\frac{c_p}{Q} \right)^2 \langle T'^2 \rangle, \quad (25)$$

уравнение для корреляционной функции $\langle a' T' \rangle$ — соотношением

$$\langle a' T' \rangle = - \frac{c_p}{Q} \langle T'^2 \rangle. \quad (26)$$

Таким образом, в случае $Le_m = 1$ в исходной постановке задачи четыре дифференциальных уравнения в частных производных заменяются простейшими алгебраическими зависимостями. В случае, когда турбулентные пульсации температуры среды и концентрации реагента явля-

ются локально изотропными, решения транспортных уравнений для турбулентного потока тепла и квадрата интенсивности пульсаций температуры имеют вид

$$Q_T = \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\varphi}{1-\delta} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y}, \quad (27)$$

$$\langle T'^2 \rangle = 2 \frac{\mu_t^2}{\langle \rho \rangle^2 Pr_t^k} \frac{\varphi^2}{(1-\delta)^2} \left(\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right)^2. \quad (28)$$

В этом наиболее простом случае расчет параметров газовой фазы сводится к решению следующей системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \langle \rho \rangle \langle u \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle \rho v \rangle}{\partial y} &= 0, \\ \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Pr_m \kappa_m}{c_p} + \mu_t \right) \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} - \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x}, \\ \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\kappa_m}{c_p} + \frac{\kappa_t}{c_p} \right) \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} + \\ &+ \frac{Q}{c_p} (W \langle T \rangle + 0,5 W_{TT} \langle T'^2 \rangle), \\ \frac{\langle a \rangle}{a_s} &= \frac{T_r - \langle T \rangle}{T_r - T_s}, \\ \langle P \rangle &= R \langle \rho \rangle \langle T \rangle \left(1 - \frac{\langle T'^2 \rangle}{\langle T \rangle^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

дополненной одной из рассмотренных моделей динамической турбулентности.

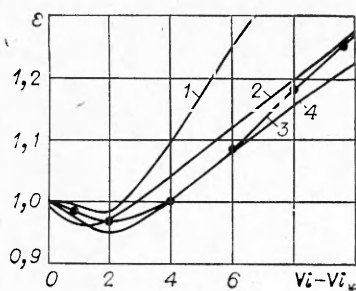
Подчеркнем, что в уравнении энергии системы (29) W_{TT} — полная вторая производная, на это указывает единственный аргумент предыдущего слагаемого. По-видимому, будет полезным также отметить, что при подстановке в разложение (11) зависимостей (25), (26) последние три слагаемых (11) дают полную производную $0,5 \frac{d^2 W}{d \langle T \rangle^2}$. Это следует из того, что $\frac{d \langle a \rangle}{d \langle T \rangle} = -c_p / Q$. Граничные условия задачи рассмотрены в [6].

Результаты расчетов асимптотического режима обдува. Предположим, что, начиная с некоторого сечения по x , имеет место асимптотический режим обдува [2], при котором рассмотренную выше постановку задачи можно свести к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Простейший прием такого сведения заключается в интегрировании по y уравнения неразрывности (6) и количества движения (7), в результате получаем

$$\langle \rho v \rangle = \rho_k v_k, \\ \frac{d \langle u \rangle}{dy} = \frac{1}{\left(\frac{Pr_m \kappa_m}{c_p} + \mu_t \right)} \left[\tau_s + \rho_k v_k \langle u \rangle + \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x} y \right]$$

в пренебрежении в остальных уравнениях слагаемыми вида $\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial (\cdot)}{\partial x}$, как малых величин. Алгоритм численного решения задачи на ЭВМ основан на идее построения решения краевой задачи как сходящейся последовательности задач Коши, он описан [6].

На рисунке представлены зависимости коэффициента эрозии ϵ (отношения скорости горения при обдуве к скорости без обдува) в функции параметра $Vi - Vi_*$ для конденсированного вещества Н. Теплофизические характеристики вещества приведены в [6]. Параметр В. Н. Ви-



лююва $V_i - V_{i*}$ пересчитывался по напряжению трения на поверхности горения τ_s по формуле: $V_i - V_{i*} = \sqrt{8\rho_\infty \tau_s / (\rho_k v_k)}$. Кривая 3 рассчитана по предлагаемой методике, 1 — без учета влияния реакции на турбулентный перенос и влияния пульсаций температуры на эффективную скорость реакции, 2, 4 — эксперимент [7, 8]. Сравнение кривых показывает, что модель эрозионного горения топлив, учитывающая взаимодействие турбулентности с реакцией, лучше описывает эксперимент.

лююва $V_i - V_{i*}$ пересчитывался по напряжению трения на поверхности горения τ_s по формуле: $V_i - V_{i*} = \sqrt{8\rho_\infty \tau_s / (\rho_k v_k)}$. Кривая 3 рассчитана по предлагаемой методике, 1 — без учета влияния реакции на турбулентный перенос и влияния пульсаций температуры на эффективную скорость реакции, 2, 4 — эксперимент [7, 8]. Сравнение кривых показывает, что модель эрозионного горения топлив, учитывающая взаимодействие турбулентности с реакцией, лучше описывает эксперимент.

Поступила в редакцию 22/VIII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. В. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
2. В. Н. Виллюнов. Докл. АН СССР, 1961, 136, 2, 381.
3. К.-Ю. Чжен. РТК, 1982, 20, 30.
4. Г. Н. Абрамович, С. Ю. Крашениников, А. Н. Секундов. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтомоделности. М.: Машиностроение, 1975.
5. Турбулентность, принципы и применение/Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. М.: Мир, 1980.
6. В. К. Булгаков, А. М. Липанов. ФГВ, 1983, 19, 3, 32.
7. В. Н. Виллюнов, А. А. Дворянин. ФГВ, 1971, 7, 1, 45.
8. В. П. Виллюнов, Ю. М. Нсаев, А. Т. Кузнецов. ФГВ, 1981, 17, 3, 133.

УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СРЕДАХ

А. К. Колесников
(Пермь)

В настоящее время хорошо известны многочисленные примеры различного рода систем, которые при определенных условиях могут находиться в нескольких стационарных состояниях и переходить из одного состояния в другое гистерезисным образом. В связи с этим упомянем лишь явления воспламенения и потухания при гетерогенном катализе [1] и скачкообразные смены режимов движения при течении жидкостей с нелинейной зависимостью вязкости от температуры [2]. Традиционно в такого рода задачах критические условия перехода с одного равновесного режима на другой определяются из решения стационарной задачи. В данной работе показано, что использование этого метода оправдано только в тех случаях, когда возможно простое решение проблемы устойчивости получающихся режимов, например, с помощью диаграмм Семёнова [1]. При исследовании же систем, для которых качественный анализ устойчивости невозможен, определение критических условий гистерезисной смены стационарных режимов должно проводиться совместно с детальным решением соответствующей задачи устойчивости. Ниже такой подход к определению критических условий реализуется при исследовании смены стационарных режимов тепло- и массопереноса в плоском слое двухкомпонентной смеси, состоящей из реагента и пассивного продукта, в которой протекает гомогенная экзотермическая реакция первого порядка. Рассмотрены некоторые вопросы устойчивости тепло- и массопереноса в такой среде, представляющие самостоятельный интерес.