

Рис. 3. Распределение положительных [5] и отрицательных ионов по горизонту плоского диффузионного пламени пропан-бутана на высоте 6 мм.

ионов: $C_2H_2^+$, $C_2H_5^+$, $C_3H_3^+$ [5], максимальные концентрации которых, как показано на рис. 3, предшествуют максимальным концентрациям $C_2H_3^-$ (CNH^-), $C_2H_5^-$, HO_2^- и т. д., причем концентрация $C_2H_5^+$, имеющего довольно низкий потенциал ионизации (8,3 эВ), выше относительно других заряженных частиц.

Таким образом, исходя из распределений активных центров и заряженных частиц, как положительных, так и отрицательных, можно сделать вывод о взаимообусловленности радикальных процессов и ионизации. Возможно, что зарождение заряженных частиц идет через канал сильноэкзотермических реакций рекомбинации и диспропорционирования, когда выделяющаяся энергия расходуется на возбуждение продукта реакции и на его ионизацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фялков Б. С., Осипов Б. С., Абрамович А. А. и др. // Проблемы обеспечения пожарной безопасности объектов народного хозяйства.— М., 1987.
2. Осипов Б. С., Фялков Б. С., Щербаков Н. Д. Пожарное дело, 1987, 5, 24.
3. Островский М. Д., Фялков Б. С. // Тр. Всесоюз. совещ. повышения технического уровня нагревательных устройств в прокатном производстве.— М.: Металлургия, 1987.
4. Ботова В. И. // Тез. докл. научно-практического семинара по электрофизике горения.— Караганда, 1985.
5. Фялков Б. С., Щербаков Н. Д. ЖФХ, 1980, 54, 10, 2655.
6. Манташян А. А., Бейбутиян М. А., Саакян А. С. и др. Докл. АН СССР, 1972, 202, 1, 120.
7. Панфилов В. П. Кинетика и катализ, 1964, 5, 1, 60.
8. Ксандопуло Г. И. Химия пламени.— М.: Химия, 1980.

Поступила в редакцию 7/VIII 1987

УДК 536.468

О МЕТОДЕ УСРЕДНЕНИЯ В РАСЧЕТАХ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ В СИСТЕМЕ ПОРИСТОЕ ТЕЛО — ГАЗ

Л. А. Жукова, С. И. Худяев
(Черноголовка)

В качестве простейшей модели для описания экзотермической реакции в пористой системе с диффузионным подводом газообразного реагента в работе [1] предложена следующая система уравнений баланса тепла и вещества:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= (1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} + \frac{1}{k} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2}, \\ \frac{\partial \eta}{\partial \tau} &= \gamma (1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} + \frac{1}{m} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями

$$\tau = 0: \eta = 1, \Theta = 0; \quad (2)$$

$$\xi = 0: \partial\eta/\partial\xi = \partial\Theta/\partial\xi = 0; \quad (3)$$

$$\xi = 1: \partial\eta/\partial\xi = -\text{Vi}_D\eta, \partial\Theta/\partial\xi = -\text{Vi}_T\Theta.$$

Выражение безразмерных величин через размерные определяется формулами (ср. [1])

$$\Theta = \frac{E}{RT_0^2} (T - T_0), \eta = \frac{c_0 - c}{c_0}, \xi = \frac{x}{b}, \tau = t \frac{QE c_0 k_0 \exp(-E/RT_0)}{c_p \rho k T_0^2},$$

$$\gamma = \frac{RT_0^2 c_p \rho}{QE c_0}, m = \frac{b^2 E Q c_0 k_0 \exp(-E/RT_0)}{D RT_0^2 c_p \rho}, l_0 = \frac{EQ b^2 c_0 k_0 \exp(-E/RT_0)}{\lambda RT_0},$$

$$\beta = RT_0/E, \text{Vi}_T = \alpha_T b/\lambda, \text{Vi}_D = \alpha_D b/D,$$

где T — температура пористого тела; T_0 — температура газа над пористым телом; c_0, c — концентрация газа соответственно над пористым телом и в самом теле; Q, k_0, E — тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации; R — универсальная постоянная; λ, D — коэффициенты теплопроводности и диффузии в образце; α_T, α_D — коэффициенты тепло- и массоотдачи; ρ — насыпная плотность образца; t — время; x — пространственная координата.

В [1] выполнен анализ упрощенной системы уравнений, полученной приближенным усреднением по ξ . В качестве весовых функций при усреднении уравнений (1) использовались собственные функции v_T и v_D уравнения

$$\frac{d^2 v}{d\xi^2} + \lambda v = 0,$$

отвечающие крайевым условиям (ср. (3))

$$dv/d\xi + \text{Vi}_T v = 0 \text{ при } \xi = 1, dv/d\xi = 0 \text{ при } \xi = 0,$$

$$dv/d\xi + \text{Vi}_D v = 0 \text{ при } \xi = 1, dv/d\xi = 0 \text{ при } \xi = 0$$

и соответственно наименьшим собственным значениям λ_T и λ_D . Известно, что v_T и v_D знакопостоянны в области $0 < \xi < 1$ и определены с точностью до постоянного множителя, который может быть выбран так,

$$\text{что } v_T > 0, v_D > 0 \text{ и } \int_0^1 v_T d\xi = \int_0^1 v_D d\xi = 1, \text{ что и позволяет их использовать}$$

в качестве весовых функций. Отметим, что $\lambda_T = \lambda_D$ и $v_T = v_D$ при $\text{Vi}_T = \text{Vi}_D$, и в этом случае примененное в [1] усреднение ничем не отличается от ранее применявшегося (см. [2—4]) приближенного усреднения, в котором при усреднении нелинейных функций $\Phi(\Theta, \eta)$ принималось допущение $\langle \Phi(\Theta, \eta) \rangle \simeq \Phi(\langle \Theta \rangle, \langle \eta \rangle)$. В [1] из-за отличия v_T и v_D принималось более сильное предположение

$$\langle \Phi(\Theta, \eta) \rangle_T \simeq \langle \Phi(\Theta, \eta) \rangle_D \simeq \Phi(\langle \Theta \rangle_T, \langle \eta \rangle_D), \quad (4)$$

что позволило перейти от системы (1) к обыкновенной системе дифференциальных уравнений (знак усреднения опускается)

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = (1 - \eta) \exp \frac{\Theta}{1 + \beta\Theta} - \frac{\Theta}{\delta}, \quad (5)$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = \gamma \left[(1 - \eta) \exp \frac{\Theta}{1 + \beta\Theta} - \frac{S}{\delta} \eta \right];$$

$$\delta = k/\lambda_T, \quad S = \lambda_D k/\lambda_D m \gamma. \quad (6)$$

Как показано в [5], система вида (5) обладает очень сложной структурой фазовой плоскости, в которой в зависимости от параметров различаются 35 фазовых портретов. Некоторые характерные режимы с коли-

качественными условиями переходов между ними выделены в [1] и обсуждались в [6].

Однако выводы [1, 6], сделанные на основе анализа упрощенной системы (5), нуждаются в более строгом обосновании. Усреднение с одной весовой функцией достаточно подробно изучалось в работах [2—4], где показана его широкая применимость как по условиям теплообмена, так и по нелинейным функциям тепловыделения. В [7] эта методика модифицирована применительно к задаче Стефана с объемными источниками тепла. Предложенное в [1] усреднение с двумя весовыми функциями и с допущением (4) ранее не применялось, и его правомерность, особенно при сильно отличающихся числах Vi_T и Vi_D , требует специального исследования.

В [8] выполнены расчеты критических условий воспламенения на основе уравнений (1), а также с учетом цилиндрической и сферической симметрии, которые показали прекрасное согласие с расчетами по усредненной системе [1] (полагалось, что Vi_T и Vi_D совпадают или отличаются слабо). Работа [8] лишний раз подтверждает высказанное выше соображение о правомерности усреднения при одинаковых или близких весовых функциях v_T и v_D .

Основным мотивом настоящей работы (см. также [9]) была необходимость качественной и количественной проверки усредненных уравнений (5) или допущений (4) при различных Vi_T и Vi_D . С этой целью определены критические условия воспламенения и потухания в широком диапазоне изменения Vi_T и Vi_D , а также возможные сложные колебательные режимы в областях параметров, предсказываемых усредненной системой. Основной вывод работы — удовлетворительная применимость существенно более простой усредненной системы (5) не только к предсказанию качественных особенностей исходных уравнений (1), но и к расчету ряда количественных характеристик. Тем самым получают подтверждение и результаты работ [1, 6], основанные на анализе усредненных уравнений.

Горение пористых систем охватывается активно развиваемой в последние годы теорией фильтрационного горения, однако обсуждение результатов в этой области выходит за рамки настоящей работы. По этому поводу мы отсылаем читателя к обзорам [10—12]. Из работ, непосредственно примыкающих к теме настоящей статьи, помимо названных выше, следует отметить [13], в которой широко используется в различных задачах горения другой вариант приближенного усреднения путем замены вторых пространственных производных трехточечной конечной разностью.

Воспламенение и потухание. При достаточно больших γ второе уравнение (5) можно заменить стационарным, что позволяет исключить η из первого и тем самым свести задачу к модели о гетерогенном воспламенении и потухании, проанализированной в [14]. Анализ стационарной системы (5) ничем не отличается от [14, 15] и при малых γ . Существенные отличия от [14] имеют место в вопросе об устойчивости стационарных состояний при малых γ (при $\gamma < 0,148$, см. ниже). При $\beta = 0$ стационарное значение Θ ищется из уравнения [1]

$$\delta = \frac{\Theta e^{-\Theta}}{1 - \Theta/S} \equiv g(\Theta). \quad (7)$$

При этом $\eta = \Theta/S$. В области $\Theta < S$ функция $g(\Theta)$, вообще говоря, немонотонна. При $S > 4$ у нее имеются два экстремума: максимум в точке Θ_- и минимум в точке Θ_+ ,

$$\Theta_+ = S/2 \cdot (1 + \sqrt{1 - 4/S}), \quad \Theta_- = S/2 \cdot (1 - \sqrt{1 - 4/S}). \quad (8)$$

Соответствующие экстремальные значения

$$\delta_+ = \Theta_+^2 \exp(-\Theta_+), \quad \delta_- = \Theta_-^2 \exp(-\Theta_-) \quad (9)$$

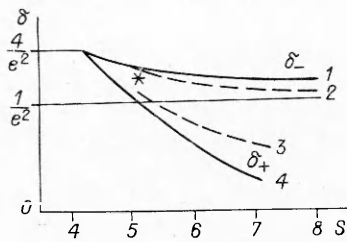


Рис. 1. Критические условия воспламенения (1, 2) и потухания (3, 4).

1 — усредненная система; 2 — полная система (1), точка — случай резко отличающихся Vi_T и Vi_D при $S = 5$; 3 — полная система (1); 4 — $\delta_+(S)$.

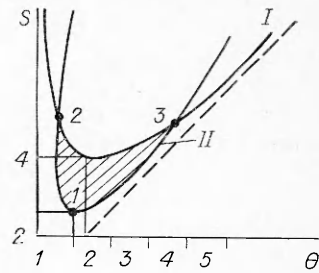


Рис. 2. Область неустойчивости, обусловленная неравенством (11).

и определяют критические условия воспламенения ($\delta > \delta_-$) и потухания ($\delta < \delta_+$). При $S > 4$, $\delta_+ < \delta < \delta_-$ существуют три стационарные точки, из которых с промежуточным значением Θ всегда неустойчива, а с крайними значениями Θ устойчивы при $\gamma > 0,148$ и определяют высокотемпературный кинетический режим. Если $S < 4$, решение единственно при любом δ и устойчиво при $\gamma > 0,148$. Этим полностью определяется качественная структура стационарных состояний усредненной системы (5) при $\gamma > 0,148$, $\beta = 0$. Критические условия воспламенения и потухания (9) определяются как функции одного параметра S (см. (8)) в области $S > 4$. В общем случае критическое условие выражает некоторую связь между параметрами k , m , Vi_T , Vi_D , γ в системе (1), которую в рамках приближенных уравнений (5) удастся представить в виде зависимости δ от одной переменной (см. (6)).

Численное решение исходной задачи (1) показало, что и в общем случае зависимость $\delta_-(S)$ играет роль универсальной функции, аппроксимирующей критическое условие воспламенения. Значения $\delta_{кр}$, полученные при одного порядка значениях Vi_T и Vi_D как функции S , мало отличаются от $\delta_-(S)$ (рис. 1). Расчеты критического условия воспламенения проводились при $k = 0,2$, $m = 0,2$, $\gamma = 0,15$, $S = 5, 6, 7$ и 8 , $Vi_T = 0,498, 0,518, 0,539$ и $0,546$, $Vi_D = 0,358, 0,458, 0,571$ и $0,682$. Даже при резко отличающихся значениях Vi_T и Vi_D ($Vi_T = 0,021$, $Vi_D = 65,36$), как видно из рис. 1, при $S = 5$, $k = 0,01$, $m = 0,1$ расхождение с аппроксимирующей функцией $\delta_-(S)$ составляет всего 2%.

Критические условия потухания для полной системы (1) заметно расходятся с аппроксимирующей функцией $\delta_+(S)$. Значения параметров задачи, при которых проводились эти расчеты: $S = 5, 6$ и 7 , $Vi_T = 0,712, 1,623$ и $8,958$, $Vi_D = 0,502, 1,374$ и $11,85$ для случая $k = 0,2$, $m = 0,2$, $\gamma = 0,15$. Расчет условий потухания выходит за рамки применимости приближенного усреднения даже с одной весовой функцией [2—4], поскольку условия потухания достигаются в высокотемпературных режимах с большими градиентами и пространственной неоднородностью.

Колесательные режимы. Как показано в [1], устойчивость стационарного состояния системы (5) или уравнения (7) обеспечивается одновременным выполнением неравенств

$$\Theta - (\Theta - 1)(S - \Theta) > 0, \quad (10)$$

$$\gamma S - (\Theta - 1)(S - \Theta) > 0. \quad (11)$$

Нарушение хотя бы одного из них означает потерю устойчивости. Поскольку всегда $\Theta < S$ (см. (7)), то из (10), (11) следует устойчивость любой стационарной точки с $\Theta \leq 1$. Неравенство (10) равносильно условию $g'(\Theta) > 0$, и при $S > 4$ оно не может быть выполнено, если $\Theta_- < 0 < \Theta_+$, где $g'(\Theta) < 0$. Неравенство (11) автоматически выполняется

и не содержит дополнительных ограничений при

$$\begin{aligned} \gamma > \gamma_+(S) &= \max_{\Theta < S, \Theta < \Theta_-, \Theta > \Theta_+} S^{-2} (\Theta - 1)(S - \Theta) = \\ &= \begin{cases} (S - 1)^2/4S^2, & 1 < S < \sqrt{5} + 2; \\ (1 + \sqrt{1 - 4/S})/2S, & S > \sqrt{5} + 2. \end{cases} \end{aligned}$$

Абсолютный максимум γ_+ достигается при $S = 4,5$ и составляет $4/27 \approx 0,148$, так что при $\gamma > 0,148$ устойчивость стационарной точки определяется одним лишь неравенством (10) или знаком $g'(\Theta)$, как и в [14, 15], где рассматривалась по существу квазистационарная по η система уравнений, что, как видно из (5), справедливо при достаточно больших γ . При $\gamma < 0,148$ неравенство (11) вносит существенное ограничение на устойчивость стационарных точек $\Theta < \Theta_-(S)$ и $\Theta > \Theta_+(S)$ при $S > 4$, а также на устойчивость единственной стационарной точки при $S < 4$. На плоскости (Θ, S) область, описываемая неравенством (10), лежит ниже кривой I на рис. 2:

$$S = \Theta^2/(\Theta - 1), \quad (12)$$

а область, описываемая неравенством (11), ниже и левее двузначной кривой

$$S = \frac{\Theta - 1}{2\gamma} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\gamma\Theta}{\Theta - 1}} \right). \quad (13)$$

Эта кривая зависит от γ . При малых γ она схематически изображена на рис. 2, II. Экстремальная точка I (минимум S) имеет координаты

$$\Theta = (1 - \sqrt{\gamma})/(1 - 2\sqrt{\gamma}), \quad S = 1/(1 - 2\gamma).$$

Можно отметить, что кривая (13) имеет вертикальную касательную в точке $\Theta = (1 - 4\gamma)^{-1}$, а точки 2 и 3 при малых γ выражаются соответственно асимптотическими формулами при $\gamma \ll 1$

$$\begin{aligned} \Theta &= 1 + \sqrt{\gamma} + \gamma/4 + \dots, \quad S = 1/\sqrt{\gamma} + 1/2 + \sqrt{\gamma}/4 + \dots, \\ \Theta &= 1/\gamma - 2 + \gamma + \dots, \quad S = 1/\gamma - 1 - 2\gamma - \dots \end{aligned}$$

На рис. 2 заштрихована та область неустойчивости, которая обусловлена неравенством (11). Ее значительная часть располагается в области $S < 4$, и, следовательно, здесь неустойчива единственная стационарная точка. Кроме того, при $S > 4$ неустойчивость распространяется на небольшие области, примыкающие к однозначным ветвям $\Theta_+(S)$ и $\Theta_-(S)$ кривой (12) (см. (8)), где происходит потеря устойчивости как высокотемпературной ($\Theta > \Theta_+(S)$), так и низкотемпературной ($\Theta < \Theta_-(S)$) стационарных точек.

Кривая (13) выражает равенство нулю следа матрицы коэффициентов линеаризованной в стационарной точке системы (5), а кривая (12) — равенство нулю соответствующего определителя. Поскольку вдоль дуги 2—1—3 этот определитель положителен, то собственные значения соответствующей матрицы являются чисто мнимыми вдоль этой дуги. Как известно [16] (см. также [5]), при входе в область неустойчивости через эту границу происходит бифуркация рождения устойчивого предельного цикла. Вся заштрихованная область оказывается областью автоколебательных решений усредненной системы (5). Нельзя, конечно, рассчитывать, что здесь же будет и область автоколебаний для исходной системы (1). Интересно уже и то, что область автоколебаний для (1) при $\gamma < 0,148$ также существует.

На рис. 3 приведены кривые изменения температуры теплоизолированной границы во времени при $\beta = 0$, $\gamma = 0,1$, $S = 3,5$, $\delta = 0,6341$, $\Theta_n = 1,9$, $\eta_n = 0,6$ для усредненной и полной систем при $Bi_T = Bi_D = 0,01$, $k = 0,0063$, $m = 0,018$. В области единственного стационарного состояния

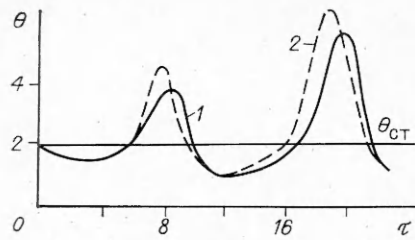


Рис. 3. Автоколебания в области единственного стационарного состояния.

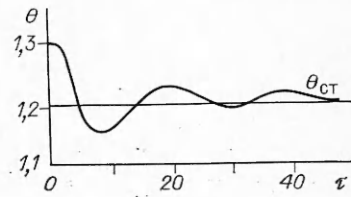


Рис. 4. Затухающие колебания в области трех решений.

($S < 4$) имеется неплохое совпадение периода и амплитуды колебаний для исходной (см. рис. 3, 1) и усредненной (2) систем.

При $S > 4$ в области, примыкающей к возрастающей ветви $\Theta_+(S)$ кривой 1, не удалось обнаружить автоколебаний системы (1). Расчеты проводились при $\beta = 0$, $\gamma = 0,04$, $S = 5$, $\Theta_n = 1,3$, $\eta_n = 0,26$, $m = 0,0239$, $k = 0,004787$, $Vi_T = Vi_D = 0,001$ и показали лишь наличие затухающих колебаний (рис. 4). Эта область, как и область, примыкающая к убывающей ветви $\Theta_-(S)$ кривой 1 (см. рис. 3), слишком мала, чтобы рассчитывать в ней на качественное соответствие систем (1) и (5).

В целом, однако, можно сделать вывод, что усредненная система уравнений (5) позволяет правильно предсказать возможные характерные режимы для исходной системы (1) даже при сильно различающихся Vi_T и Vi_D . При расчете критических условий воспламенения и даже некоторых автоколебательных режимов имеется хорошее количественное соответствие результатов для систем (1) и (5).

Метод численного решения. Полная система (1) с начальными и граничными условиями (3)–(5) решалась на ЭВМ численно методом сеток. Уравнения теплопроводности и диффузии аппроксимировались разностными уравнениями на переменной сетке с шагом h_i и временным шагом τ . Производные по времени заменялись односторонними разностями, производные по координате — центральными. Первые члены в уравнениях (1) аппроксимировались следующим образом: выделялась линейная часть по концентрации, которая считалась в рассматриваемый момент времени, оставшийся нелинейный сомножитель брался с предыдущего временного слоя.

Конечно-разностная форма записи уравнений (1) для реакций j -го порядка относительно концентрации реагирующего вещества $a = 1 - \eta$ имеет следующий вид:

$$\frac{\Theta_i^n - \Theta_i^{n-1}}{\tau} = \frac{1}{k} \frac{\sigma_{i-1} \Theta_{i+1}^n - 2\Theta_i^n + \sigma_i \Theta_{i-1}^n}{h_i h_{i-1}} + a_i^n \left[(a_i^{j-1})^{n-1} e^{1+\beta \Theta_i^{n-1}} \right],$$

$$\frac{a_i^n - a_i^{n-1}}{\tau} = \frac{1}{m} \frac{\sigma_{i-1} a_{i+1}^n - 2a_i^n + \sigma_i a_{i-1}^n}{h_i h_{i-1}} - \gamma a_i^n \left[(a_i^{j-1})^{n-1} e^{1+\beta \Theta_i^{n-1}} \right],$$

$$\text{где } \sigma_i = \frac{2h_i}{h_i + h_{i-1}}; \quad \sigma_{i-1} = \frac{2h_{i-1}}{h_i + h_{i-1}}.$$

Для решения полученных формул применялся метод прогонки. Сначала считалось второе кинетическое уравнение и определялось значение концентрации a_i^n , которое затем использовалось при счете уравнения теплопроводности. Граничные условия аппроксимировались с точностью h_i . При резких изменениях функций Θ и a применялась подвижная, неравномерная по пространству сетка, адаптирующаяся к виду решения [17]. Расчеты проводились при $\beta = 0$, $j = 1$ для величин Vi_T и Vi_D , как близких, так и существенно отличающихся друг от друга.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коловертных Н. Е., Худяев С. И., Штейнберг А. С. ФГВ, 1980, 16, 4, 67.
2. Барзыкин В. В., Гонтковская В. Т., Мержанов А. С. и др. ФГВ, 1964, 3, 118.
3. Барзыкин В. В., Худяев С. И. Докл. АН СССР, 1966, 169, 6, 13.
4. Вольперт А. И., Худяев С. И. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики.— М.: Наука, 1975.
5. Vaganov D. A., Samoilenko N. G., Abramov V. G. Chem. Engng. Sci., 1978, 33, 8, 1133.
6. Коловертных Н. Е., Улыбин В. Б., Худяев С. И. и др. ФГВ, 1982, 18, 1, 72.
7. Худяев С. И., Маклаков С. В. Воспламенение и остывание в переохлажденном сосуде // Кинетика и горение: Матер. VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка, 1986.
8. Селезнев А. А., Кренин Д. А., Максименко М. Р. Хим. физика, 1987, 6, 4, 538.
9. Жукова Л. А., Худяев С. И. Численный анализ протекания экзотермической реакции в системе пористое тело — газ/АН СССР, ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1987.
10. Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Теория фильтрационного горения: Общие представления и состояние исследований/АН СССР, ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1987.
11. Бабкин В. С., Лавский Ю. М. ФГВ, 1987, 23, 5, 27.
12. Киселев О. В., Матрос Ю. Ш. ФГВ, 1987, 23, 5, 167.
13. Лукьянов А. Т., Артюх Л. Ю., Ицкова П. Г. Математическое моделирование задач теории горения.— Алма-Ата: Наука КазССР, 1981.
14. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.
15. Макаренко А. Г., Хайкин Б. И., Худяев С. И. ФГВ, 1983, 19, 3, 9.
16. Марден Дж., Мак-Кранен М. Бифуркация рождения цикла и ее приложения.— М.: Мир, 1980.
17. Ивлева Т. П., Шкадинский К. Г. Информационный бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР, 1979, 1(27), 18.

*Поступила в редакцию 20/VI 1987,
после доработки — 25/XII 1987*

УДК 536.46 : 662.612.31

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУХФАЗНОГО РЕАГИРУЮЩЕГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА

*А. В. Воронцовский, Д. Г. Павлов, А. В. Сухов, Д. А. Ягодников
(Москва)*

Уровень технического совершенства в большинстве промышленных установок, применяемых в химической технологии, порошковой металлургии, энергетике, определяется степенью интенсификации различных физико-химических процессов, которые протекают в турбулентных многофазных реагирующих потоках. Однако теоретический анализ таких систем (без которого невозможно решение названной проблемы) существенно затруднен необходимостью учета турбулентного перемешивания, полифракционности состава частиц конденсированных компонентов, термодинамической неравновесности фаз и т. д.

В [1—3] используется распространенный в теории турбулентности подход, основанный на полуэмпирическом замыкании осредненных уравнений тепло- и массопереноса. Однако в рамках такого подхода пока что не получено удовлетворительных результатов даже применительно к гомогенным реагирующим потокам, что в первую очередь обусловлено сложностью описания осредненных источников членов, учитывающих кинетику химических реакций. Для многофазных систем задача еще более усложняется, и использование в этом случае полуэмпирических моделей турбулентности представляется еще более проблематичным.

Значительно более многообещающими можно считать получившие в последнее время достаточно широкое распространение статистические методы, использующие понятие функции плотности распределения вероятности (ПРВ) одной или нескольких термодинамических величин [4—6]. Основное достоинство этих методов состоит в возможности учета влияния турбулентных пульсаций различных параметров потока на