

Рис. 3. Зависимость массовой скорости горения рассматриваемой смеси от  $T_r$ , уменьшение которой достигалось понижением начального давления (1) и введением воды (2).

$+ 0,03\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7 + 0,6\text{H}_2\text{O} = 2,6\text{H}_2\text{O}_{\text{пар}} + \dots$  и т. д.) дает температуру горения 643 К, что значительно выше экспериментальной (598 К). По-видимому, вода снижает  $T_r$  не только за счет затраты тепла на испарение, но и изменяет состав продуктов горения в сторону увеличения содержания более эндотермичных NO и  $\text{N}_2\text{O}$ .

Таким образом, уменьшение температуры горения смеси наблюдалось при понижении начального давления и при добавлении воды. Интересно отметить, что независимо от способа снижения температуры, ее влияние на скорость горения было одинаковым (рис. 3). Отметим в заключение, что не удалось осуществить горение изученной смеси при  $p < 40$  кПа даже при повышении начальной температуры до 373 К и диаметре заряда 24 мм. Из этого следует, что при горении нитрата аммония процессы в газовой фазе играют значительную роль.

Поступила в редакцию 3/ХІ 1983,  
после доработки — 9/ІІ 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Глазкова. Катализ горения взрывчатых веществ. М.: Наука, 1976.
2. А. А. Шидловский. Тр. МХТИ им. Д. И. Менделеева. Вып. 22. М., 1956.
3. А. Р. Фрагина, Е. Я. Гольшева, А. А. Шидловский. Изв. вузов. Химия и хим. технология. 1966, 9, 3.
4. Г. Н. Беспалов, Л. Ф. Филатова, А. А. Шидловский. ЖФХ, 1968, ХІІ, 10.

### ГОРЕНИЕ СИСТЕМЫ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ МГД-УСТАНОВОК

А. М. Головин, В. Р. Песочин  
(Москва)

В МГД-генераторах открытого цикла, работающих в базовом режиме, в качестве топлива будет применяться в основном уголь [1]. В камерах сгорания прямоточного или циклонного типа он будет сжигаться в пылевидном состоянии с предварительным подогревом воздуха до 2000 К под давлением порядка  $10^6$  Па [2]. Таким образом, условия сжигания угольной пыли в камерах сгорания МГД-генераторов будут отличаться от условий работы топочных камер парогенераторов электростанций [3], и возникает необходимость в проведении теоретического исследования горения системы угольных частиц в высокотемпературной среде.

В работе [4] описан приближенный метод расчета высокотемпературной камеры сгорания, работающей на угле. Стадией, определяющей горение угольной частицы, является, как известно [5—8], выгорание коксового остатка, которое в [4] рассматривается как гетерогенная реакция образования двуокси углерода в результате непосредственного взаимодействия углерода с молекулярным кислородом. Такая схема оправдана для горения пылеугольных частиц при относительно низких температурах, а при горении в высокотемпературной среде кислород не достигает поверхности угольной частицы, расходуясь полностью на догорание окиси углерода, образующейся при восстановлении двуокси

углерода на поверхности угольной частицы [5—8]. Расчет горения угольной частицы в высокотемпературной среде в соответствии с принятой схемой догорания окиси углерода представлен в [9].

В настоящей работе результаты [9] использованы для расчета горения поллдисперсной системы угольных частиц в условиях, которые предположительно будут реализовываться в камерах сгорания МГД-генераторов [2]. Течение в камере считается стационарным и одномерным, предполагается идеальное перемешивание в направлении, перпендикулярном движению, а в направлении движения перемешивание отсутствует. Игнорируется влияние внутренней зольности угольных частиц. Предполагается, что частицы имеют сферическую форму и что их скорость и начальная температура совпадают со скоростью и начальной температурой газового потока.

Исследуется эволюция спектра частиц и определяется длина, на которой происходит сгорание системы угольных частиц. Для случая монодисперсного спектра рассчитано распределение температур газа и частиц по длине камеры сгорания. Проведены оценочные расчеты радиационных потерь на стенки камеры сгорания.

При начальной температуре газовой среды  $T = 2000$  К для угольных частиц радиуса  $a \approx 50$  мкм можно ограничиться допущением о бесконечной тонкой поверхности пламени, возникающего при догорании СО, образующегося при восстановлении  $\text{CO}_2$  на поверхности частицы. Последняя реакция тоже считается протекающей в режиме диффузионного контроля, т. е. предполагается, что можно пренебречь концентрацией  $\text{CO}_2$  на поверхности частицы. Кроме того, считается, что все коэффициенты бинарной диффузии  $D$  одинаковы и равны температуропроводности газовой смеси.

В этом случае, как показано в [9], плотность потока массы с поверхности угольной частицы

$$I = -\rho'v \frac{da}{dx} = \frac{\rho D}{a} \left( \frac{2M}{M_1} c_1 + \frac{M}{M_2} c_2 \right), \quad (1)$$

где  $\rho$ ,  $\rho'$  — плотности газовой смеси и угля соответственно;  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  — молекулярные массы и концентрации кислорода и углекислого газа соответственно;  $M$  — атомная масса углерода;  $v$  — скорость частиц;  $x$  — продольная координата, отсчитываемая от начального сечения.

Для описания эволюции спектра угольных частиц введем функцию распределения  $f(a, x)$  таким образом, что  $N(x)f(a, x)$  будет представлять число частиц, радиусы которых находятся в интервале от  $a$  до  $a + da$  в единице объема в сечении  $x$ . Полное число частиц в единице объема в сечении  $x$  обозначено через  $N(x)$ . Эволюция функции распределения будет описываться кинетическим уравнением [10]:

$$\frac{\partial}{\partial a} \dot{a} N f + \frac{\partial}{\partial x} v N f = 0, \quad \dot{a} = v \frac{\partial a}{\partial x}. \quad (2)$$

В начальном сечении  $x = 0$  предполагаются известными функции

$$N = N_0, \quad v = v_0, \quad f = f_0.$$

Здесь и далее величины, относящиеся к сечению  $x = 0$ , обозначены индексом нуль.

Скорость частиц считается независимой от ее радиуса и равной скорости газового потока. Изменение концентрации кислорода и углекислого газа в области, где  $c_1 > 0$ , и при условии  $c_{20} = 0$  будет описываться уравнениями

$$\begin{aligned} \rho v c_1 / M_1 &= 4/3 \pi \rho' [N v \langle a^3 \rangle + (\alpha - 1) N_0 v_0 \langle a^3 \rangle_0] / M, \\ \rho v (c_1 / M_1 + c_2 / M_2) &= \rho_0 v_0 c_{10} / M_{10} \langle a^3 \rangle = \int_0^\infty a^2 f da. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент избытка окислителя. В соответствии с (1) и (3)

изменение радиуса угольной частицы может быть представлено в виде

$$v \frac{da}{dx} = -\frac{\psi}{av}, \quad \psi = \frac{v_0 a_0^2}{\tau} \left( 2 - \frac{1}{\alpha} + \frac{Nv \langle a^3 \rangle}{\alpha N_0 v_0 \langle a^3 \rangle_0} \right), \quad \tau = \frac{\rho' M_1 a_0^2}{\rho_0 M D c_{10}}$$

Предполагаемая схема расчета может быть приемлема, если среднеобъемный начальный радиус частиц будет величиной порядка 50—150 мкм. Скорость горения частиц, радиус которых лежит вне этого диапазона, может заметно отличаться от величины, соответствующей формуле (1). Ниже принимается, что потребление окислителя этими частицами относительно невелико.

Решение уравнения (2):

$$\frac{vNf}{a} = \bar{F}(\varphi), \quad \varphi = \left( a^2 + 2 \int_0^x \frac{\psi}{v^2} dx \right)^{1/2},$$

где  $F$  — произвольная функция от своего аргумента. Воспользовавшись граничными условиями в начальном сечении, можно получить

$$Nf = N_0 f_0(\varphi) a / \varphi \cdot v_0 / v. \quad (4)$$

Если проинтегрировать это соотношение по  $a$  от 0 до  $\infty$ , то

$$N = N_0 \frac{v_0}{v} \int_0^\infty f_0(\varphi) d\varphi, \quad \gamma = \left( 2 \int_0^\infty \frac{\psi}{v^2} dx \right)^{1/2}.$$

В соответствии с экспериментальными данными [3] пылеприготовительные установки обеспечивают получение спектра частиц, удовлетворяющего для  $a > 30$  мкм соотношению

$$R(a) = \frac{\int_a^\infty a^3 f_0(a) da}{\langle a^3 \rangle_0} = \exp(-\beta a^k),$$

где  $\beta$  и  $k$  — некоторые постоянные. Причем  $k$  находится в пределах от 0,8 до 1,2. Принимая во внимание, что эта зависимость является результатом обработки сравнительно небольшого числа измерений и заведомо непригодна для описания распределения угольных частиц малых размеров, ниже предлагается в качестве начального распределения принять функцию

$$f_0(a) = \beta (\beta a)^n e^{-\beta a} / \Gamma(n+1). \quad (5)$$

Здесь  $\Gamma(n+1)$  — гамма-функция. Параметры  $n$  и  $\beta$  связаны со средним радиусом и кубом радиуса частиц в начальном сечении соотношениями

$$a_0 = \langle a \rangle_0 = (n+1)/\beta, \quad \langle a^3 \rangle_0 = a_0^3 (n+2)(n+3)/(n+1)^2.$$

В этом случае экспериментально измеряемая так называемая зерновая характеристика угольной пыли будет иметь вид

$$R(a) = \Gamma(n+4, \beta a) / \Gamma(n+4),$$

где  $\Gamma(n+4, \beta a)$  — неполная гамма-функция.

Можно считать, что имеющиеся экспериментальные данные [3], приведенные на рис. 1, для сравнительно тонкого помола могут быть приближенно описаны функцией вида (5) при  $n=0$  (сплошные кривые). Выбор  $n=-3$  (штриховые кривые) позволил бы обеспечить лучшее согласие с частью спектра, отвечающей крупным частицам, но такой спектр не пригоден для описания частиц малого размера, так как приводит к бесконечно большому числу мелких частиц в единице объема.

Таким образом, в соответствии с формулой (5) можно получить

$$f = \beta \frac{a}{\varphi} \frac{(\beta \varphi)^n e^{-\beta \varphi}}{\Gamma(n+1, \beta \varphi)}, \quad \frac{N}{N_0} = \frac{v_0 \Gamma(n+1, \beta \gamma)}{v \Gamma(n+1)}. \quad (6)$$

Для вычисления этой функции требуется знать изменение массовой доли угольных частиц по длине камеры сгорания, а также изменение скорости

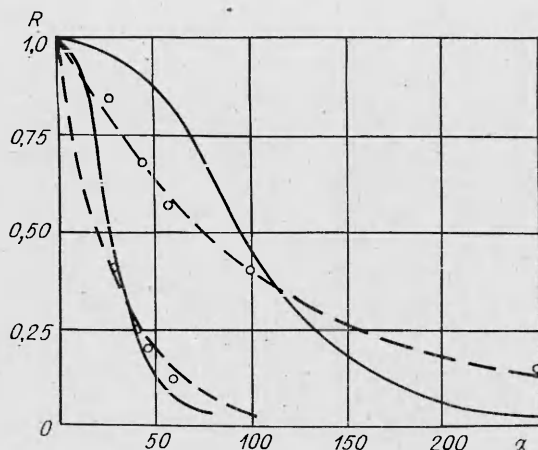


Рис. 1.

газового потока. Будем считать, что изменение  $v$  относительно невелико, и примем  $v = v_0$ . Тогда из формулы (6) можно получить уравнение для отыскания  $\langle a^3 \rangle$ :

$$\frac{N}{N_0} \langle \frac{a^3}{a_0^3} \rangle = \int_0^\infty \frac{b^4 z^{n-1} e^{-z} db}{(n+1)^2 \Gamma(n+2)},$$

$$z = \sqrt{b^2 + A}, \quad (7)$$

$$A = \frac{2}{v_0 \tau} (n+1)^2 \int_0^x \left( 2 - \frac{1}{\alpha} + \frac{N}{\alpha N_0} \langle \frac{a^3}{a_0^3} \rangle \right) dx.$$

Вычисление этого интеграла [11], выполненное для двух частных случаев  $n = 0$  и  $n = 1$ , приводит к следующему уравнению:

$$\frac{N}{N_0} \langle \frac{a^3}{a_0^3} \rangle = \frac{3}{8^n} A^{1+n/2} K_{2+n}(\sqrt{A}), \quad (8)$$

где  $K_{2+n}$  — функция Макдональда.

Из уравнений (7) и (8) можно получить уравнение для отыскания функции  $A(x)$

$$\frac{dA}{dx} = \frac{2(n+1)^2}{v_0 \tau} \left[ 2 - \frac{1}{\alpha} + \frac{3(n+1)^2 A^{1+n/2}}{\alpha(n+2)(n+3)8^n} K_{2+n}(\sqrt{A}) \right].$$

Результаты расчета  $A(x)$  при  $\alpha = 1$  представлены ниже (цифры над чертой относятся к случаю  $n = 0$ , под чертой —  $n = 1$ ).

$x/v_0 \tau$	0,263	0,577	2,40	5,33	9,23	14,5
	0,0645	0,137	0,550	1,215	1,93	3,19
A	1	2	3	4	5	6

Значения  $A = 36$  при  $\alpha = 1$ , как следует из формулы (8), соответствуют расстояниям, на которых сгорает углерода 97 и 93% при  $n = 0$  и 1 соответственно.

Как видно из представленных выше результатов, длина, на которой происходит сгорание, например 95% углерода, при одинаковом среднем радиусе  $\langle a \rangle_0$  по спектру в начальном сечении сильно зависит от формы спектра. Ниже показано, что для монодисперсного спектра реализуется полное сгорание частиц на существенно меньших расстояниях:  $x = 0,374 v_0 \tau$ . Формулы (6) и (8) позволяют исследовать эволюцию спектра угольных частиц, а также (с учетом (3)) — изменение концентрации кислорода и углекислого газа по длине камеры сгорания.

Более подробные результаты, относящиеся к изменению радиуса частиц, распределению температуры газа и частиц и концентрации окислителя, получены ниже для случая монодисперсного спектра

$$f(a, x) = a \delta(\varphi - a_0) / \varphi,$$

где  $\delta$  — дельта-функция. В этом случае

$$\langle a^3 \rangle = a^3 = \left( a_0^2 - 2 \int_0^x \frac{v}{v_0^3} dx \right)^{3/2}.$$

Считаем, что расход кислорода соответствует стехиометрическому ( $\alpha = 1$ ). Тогда изменение радиуса угольной частицы будет связано с из-

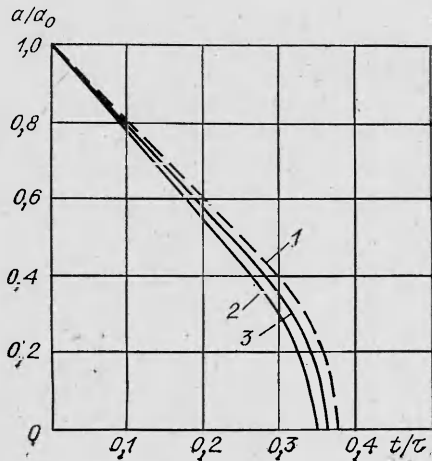


Рис. 2.

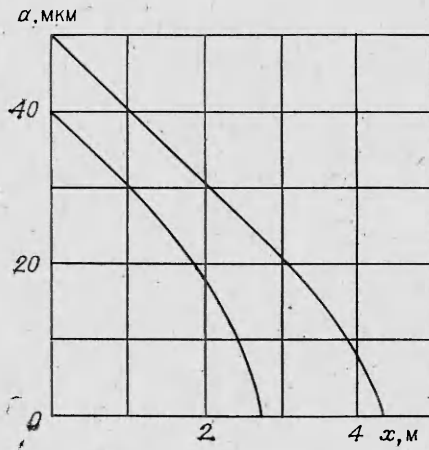


Рис. 3.

менением концентрации кислорода соотношением

$$\frac{a^3}{a_0^3} = \frac{\rho}{\rho_0} \frac{v}{v_0} \frac{c_1}{c_{10}}. \quad (9)$$

Учитывая формулы (3) и (8), скорость горения угольной частицы можно записать следующим образом:

$$I = -\rho \frac{da}{dt} = \frac{\rho_0 D M C_{10}}{a M_1} \left( 1 + \frac{a^3}{a_0^3} \right) \frac{v_0}{v}. \quad (10)$$

Если пренебречь изменением  $v$  по мере горения угольных частиц, то из этой формулы следует, что радиус частиц убывает со временем  $t$  в соответствии с уравнением

$$\frac{\pi}{6\sqrt{3}} - \frac{t}{\tau} = \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2a - a_0}{a_0\sqrt{3}} - \frac{1}{6} \ln \frac{(a + a_0)^2}{4(a^2 - aa_0 + a_0^2)}.$$

Отсюда видно, что время полного сгорания частиц

$$(\pi/\sqrt{3} - \ln 2)\tau/3 = 0,374\tau.$$

Изменение  $a/a_0$  со временем изображено на рис. 2, 1 в соответствии с приведенной формулой; 2, 3 — результаты численных расчетов, учитывающих изменение  $v$  с расстоянием: 2 соответствует  $a_0 = 50$  мкм,  $c_{10} = 0,32$ ,  $\tau = 0,165$  с, 3 —  $a_0 = 40$  мкм,  $c_{10} = 0,23$ ,  $\tau = 0,150$  с. Начальные температуры частиц и газа считаются равными 2000 К, расход воздуха 50 кг/с, радиус поперечного сечения камеры сгорания 1 м.

На рис. 3 представлены результаты расчетов изменения радиуса угольных частиц в зависимости от пути, проходимого ими в камере сгорания, для  $a_0 = 50$  и 40 мкм при  $c_{10} = 0,23$  и прочих указанных выше значениях остальных параметров.

Газовая среда рассматривается как смесь идеальных газов, движущихся в условиях, близких к изобарическим. Плотность потока газовой среды определяется в соответствии с уравнением баланса массы

$$\frac{d}{dx} \rho v = 4\pi a^2 N I. \quad (11)$$

Уравнения, определяющие изменение температур угольных частиц и газовой среды, имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi \rho' a^3 c_p' v \frac{dT_a}{dx} &= Q_1 - Q_R - 4\pi a^2 I \frac{Q'}{M}, \\ \rho v c_p \frac{dT}{dx} &= N Q_0 - \frac{2}{R_w} \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4), \end{aligned} \quad (12)$$

$$Q_R = 4\pi a^2 \varepsilon' \sigma (T_a^4 - T_w^4),$$

где  $c_p, c_p'$  — удельные теплоемкости газа и угольной частицы соответственно;  $\varepsilon', \varepsilon$  — эффективные степени черноты поверхности угольной частицы и газовой среды;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $T_w$  — температура внутренней поверхности стенки камеры сгорания,  $Q'$  — тепло, требуемое для восстановления 1 г/моль  $\text{CO}_2$  на поверхности угольной частицы.

Величины  $Q_1$  и  $Q_2$  определены в соответствии с решением задачи о горении одиночной угольной частицы в высокотемпературной среде [9]

$$Q_1 = 4\pi \kappa (T_b - T_a) ab / (b - a),$$

$$Q_2 = 4\pi \kappa b (T_b - T),$$

$$b/a = 1 + M_1/M_2 \cdot c_2/c_1 = 1 + a_0^3/a^3,$$

$$\kappa(T_b - T) + \kappa(T_b - T_a)a/(b - a) = \rho D c_1 Q/M_1,$$

где  $\kappa$  — коэффициент молекулярной теплопроводности газа;  $Q$  — теплота, выделяющаяся при сгорании 1 г/моля кислорода в реакции догорания окиси углерода.

Подстановка величин  $b$  и  $T_b$  в выражения для  $Q_1$  и  $Q_2$  приводит к следующим результатам:

$$Q_1 = 4\pi \kappa a (T - T_a + Q/M_1 \cdot c_1/c_p),$$

$$Q_2 = 4\pi \kappa a (T_a - T + Q/M_1 \cdot c_1/c_p \cdot a_0^3/a^3).$$

Уравнения (12) не учитывают радиационный обмен энергии между газом и частицами. В такой форме они пригодны, когда длина поглощения излучения в газе велика по сравнению с характерными размерами камеры сгорания.

Как показывают оценки, тепло, выделяющееся за счет реакции догорания  $\text{CO}$ , переносится к поверхности частицы и к окружающему газу в основном за счет молекулярной теплопроводности. Радиационные потери для частицы радиуса 50—100 мкм в рассматриваемом диапазоне изменения температур пренебрежимо малы по сравнению с потоком тепла, обусловленным молекулярной теплопроводностью.

Ниже для оценки радиационных потерь энергии степень черноты газовой среды принималась в расчетах равной сумме степеней черноты углекислого газа [12], водяных паров [13] и недостаточно изученного излучения атомарного калия [14, 15]. Чтобы оценить возможные радиационные потери, представлены результаты расчетов в двух предельных случаях, когда излучение от частиц полностью экранируется другими частицами, и в другом предельном случае, когда энергия, излучаемая

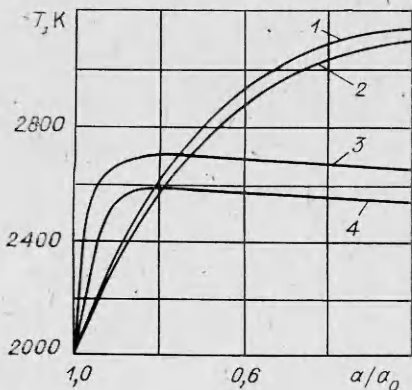


Рис. 4.

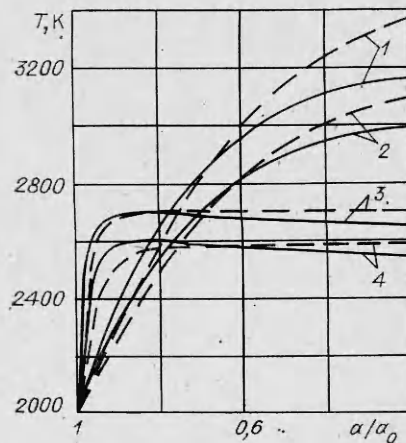


Рис. 5.

каждой частицей, не поглощается газом или другими частицами, а попадает на стенки камеры сгорания, температура которых считается заданной.

На рис. 4, 3, 4 изображена зависимость  $T_a$  и  $T$  (кривые 1, 2) от радиуса угольной частицы для двух вариантов расчета, отличающихся выбором степени черноты поверхности угольных частиц. Кривые 2, 4 соответствуют  $\varepsilon' = 0,8$ , а кривые 1, 3 —  $\varepsilon' = 0$ . Кроме того, при  $\varepsilon' = 0,8$  степень черноты газовой среды определялась с учетом излучения калия. Расчет проводился для частиц начального радиуса  $a_0 = 50$  мкм,  $T_0 = 2000$  К,  $c_{10} = 0,328$ , расход воздуха в начальном сечении камеры сгорания  $50$  кг/с,  $R_w = 1$  м,  $T_w = 1600$  К. Повышение температуры стенки до  $T_w = 2000$  К незначительно увеличивает наивысшую температуру газа с  $3107$  до  $3122$  К (при  $\varepsilon' = 0,8$ ). Аналогичные расчеты, выполненные без учета излучения угольных частиц и калия, приводят к повышению максимальной температуры газа на  $60$  К. Длина, на которой происходит полное выгорание частиц, отличается незначительно в этих вариантах и составляет  $2,7$  м.

Если пренебречь изменением плотности и теплоемкости газа по длине камеры сгорания, а также радиационным переносом энергии, то из уравнений (10), (12) следует, что

$$T_a - T = \frac{1}{\xi c_p M} \left[ Q \frac{a^3}{a_0^3} - Q' \left( 1 + \frac{a^3}{a_0^3} \right) - 2^{\xi-1} (Q - 2Q') \left( \frac{a}{a_0} \right)^{3\xi} \left( 1 + \frac{a^3}{a_0^3} \right)^{1-\xi} \right],$$

$$T = T_0 + \frac{c_{10}}{M_1 c_p} \left\{ (Q - Q') \left( 1 - \frac{a^3}{a_0^3} \right) - 2^{\xi-1} (Q - 2Q') \left[ B(1) - B \left( \frac{a^3}{a_0^3} \right) \right] \right\},$$

$$\xi = \frac{M_1 c_p}{M c_p c_{10}}, \quad B(x) = \int_0^x \left( \frac{t}{1+t} \right)^\xi dt.$$

Принимая во внимание, что  $\xi \gg 1$ , для подсчета  $B(x)$  можно воспользоваться его асимптотикой

$$Bx = \frac{x^{\xi+1}}{(\xi+1)(1+x)^{\xi-1}} \left[ 1 - \frac{2!}{\xi+2} x + \frac{3!x^2}{(\xi+2)(\xi+3)} - \frac{4!x^3}{(\xi+2)(\xi+3)(\xi+4)} + \dots \right].$$

Погрешность этих формул, в основном связанная с предположением о постоянстве  $c_p$  в рассматриваемом диапазоне изменения температур газа; иллюстрируется на рис. 5. Результаты расчетов по этим формулам изображены штриховыми линиями. Сплошными линиями представлены результаты численных расчетов изменения температуры частиц (3, 4) и температуры газа (1, 2). Кривые 2 и 4 относятся к случаю  $a_0 = 40$  мкм,  $\varepsilon = \varepsilon' = 0$ ,  $c_{10} = 0,233$ ; 1, 3 соответствуют  $a_0 = 50$  мкм,  $\varepsilon' = 0,8$ ,  $c_{10} = 0,328$ . Расход газа в начальном сечении  $50$  кг/с,  $R_w = 1$  м,  $T_0 = 2000$  К,  $T_w = 1600$  К. Видно, что аналитические формулы позволяют достаточно точно описать процесс изменения температур частиц и газа.

Поступила в редакцию 22/XII 1983,  
после доработки — 29/VI 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Кириллин, А. Е. Шейндлин. Вестн. АН СССР, 1978, 9.
2. В. В. Бреев, А. В. Губарев, В. П. Панченко. — В кн.: Генераторы прямого преобразования тепловой и химической энергии в электрическую. Т. 4. М.: ВИНТИ, 1978.
3. М. А. Стырикович, К. Я. Катковская, Е. П. Серов. Парогенераторы электростанций. М.—Л.: Энергия, 1966.
4. P. M. Chung, R. S. Smith. 16-th Symp. Eng. Aspects Magnetohydrodyn., Pittsburgh, Pa, 1977.
5. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957.
6. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергия, 1973.
7. Г. Ф. Кнорре и др. Теория топочных процессов. М.—Л.: Энергия, 1966.

8. Горение натурального твердого топлива/Под ред. А. Б. Резнякова. Алма-Аата: Наука, 1968.
9. А. М. Головин, В. Р. Песочин, И. Я. Толмачев. ФГВ, 1982, 18, 2.
10. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1971.
11. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962.
12. В. А. Каменщиков, Ю. А. Пластинин, В. М. Николаев и др. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1971.
13. С. П. Детков, А. Н. Береговой. ИФЖ, 1974, XXVII, 5.
14. Л. М. Биберман, М. Б. Железняк и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, 3.
15. М. Б. Железняк, В. И. Зателенин и др. ТВТ, 1981, 5.

## ТЕПЛОВОЙ ФРОНТ В СЛОЕ КАТАЛИЗАТОРА ПРИ ПРОТЕКАНИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ

О. В. Киселев, Ю. Ш. Матрос  
(Новосибирск)

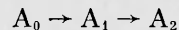
В предлагаемой работе описывается метод исследования процесса распространения теплового фронта при протекании сложных реакций в одном из простейших вариантов — две последовательные реакции.

Как известно, профиль установившегося теплового фронта не является точным решением соответствующих стационарных уравнений. Однако, так «подправить» коэффициенты этих уравнений (и, очевидно, это можно сделать неединственным образом), что решение новой системы уравнений будет описывать структуру установившегося теплового фронта. При этом, конечно, возникает вопрос о том, какое отношение имеет такая структура к теплому фронту, получающемуся в результате установления при решении динамической задачи.

В случае протекания одной реакции коэффициенты уравнений «подправляются» методом «срезки» константы скорости химической реакции. Этот имеющий ясный физический смысл метод предложен в [1], а обоснование выбора искусственно вводимого параметра — температуры «срезки» — дано в работе [2]. Выбор этого параметра должен осуществляться таким образом, чтобы внутренние характеристики теплового фронта и в первую очередь скорость его распространения были нечувствительны (с заданной точностью) к изменениям параметра в некоторой допустимой области его значений.

При протекании сложных реакций естественно также воспользоваться методом «срезки» константы скорости химической реакции для построения структуры установившегося теплового фронта. Но в этом случае констант несколько и имеются различные варианты метода «срезки».

Простейшее описание процессов тепло- и массопереноса в слое катализатора при протекании в нем реакций по схеме



имеет вид (квазигомогенная модель адиабатического слоя)

$$\begin{aligned} \Theta_\tau &= \Theta_{\xi\xi} - \Theta_\xi + Q_1 W_1 + Q_2 W_2, \\ \sigma x_\tau &= -x_\xi + W_1, \quad \sigma y_\tau = -y_\xi + W_2, \\ \xi &= -\xi_0: \Theta_\xi - \Theta = 0, \quad x = 0, \quad y = 0, \\ \xi &= \xi_0: \Theta_\xi = 0, \\ t = 0: \Theta &= \Theta^0(\xi), \quad x = x^0(\xi), \quad y = y^0(\xi), \end{aligned}$$

где  $\Theta = (T - T_0)/bT_0$ ;  $x = (C_{00} - C_0)/C^0$ ;  $y = (C_2 - C_{20})/C^0$ ;  $x^0 = C_{00}/C^0$ ;  $y^0 = C_{20}/C^0$ ;  $C^0 = C_{00} + C_{10} + C_{20}$ ;  $b = RT_0/E_1$ ;  $\xi = l/av$ ;  $\xi_0 = L/2av$ ;  $\tau = t/a(\varepsilon + (1 - \varepsilon)\rho_R c_R/\rho_r c_r)$ ;  $a = \lambda/\rho_r c_r v^2$ ;  $\sigma = [\varepsilon + (1 - \varepsilon)\varepsilon_3]/[\varepsilon + (1 - \varepsilon)\rho_R c_R/\rho_r c_r] < 1$ ;  $Q_j = q_j C^0/\rho_r c_r b T_0$ ;  $W_1 = K_1(\Theta)(x_0 - x)$ ;  $W_2 = K_2(\Theta)[1 - (x_0 - x) - (y_0 + y)]$ ;  $v_j = E_j/E_1$ ;  $K_j(\Theta) = ak_{j0} \exp[v_j \Theta/(1 + b\Theta)]$ ;  $T$ ,  $T_0$  — температура