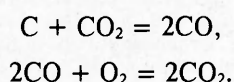


А. М. Головин, Ю. Г. Дегтев, В. В. Курятников,  
В. Р. Песочин

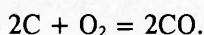
## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГОРЕНИЯ МЕЛКИХ ЧАСТИЦ УГЛЕРОДНОГО ТОПЛИВА

Рассчитана скорость горения одиночной частицы и монодисперсной системы угольных частиц в условиях, когда скорость горения лимитируется диффузией. Исследовано влияние отличия формы частиц от сферической на скорость их горения. Показано, что для частиц, форма которых соответствует вытянутому или сплюснутому сфероиду, отношение полюсов сфероида не меняется в процессе горения. Экспериментально исследовано высокотемпературное горение дисперсных частиц угля. Отмечается согласие результатов теоретического и экспериментального исследований по эволюции формы угольных частиц в процессе высокотемпературного горения.

В настоящее время в расчетах скорости горения углеродных частиц при высоких температурах и давлениях обычно используют модель, предложенную в [1]:



Из приведенных уравнений реакций следует, что кислород не доходит до поверхности частицы и весь расходуется на догорание оксида углерода в газовой фазе. Расчет скорости горения сферической угольной частицы для условий камеры сгорания промышленного МГД-генератора ( $p \sim 1$  МПа,  $T \approx 3000$  К) на основе модели Бурке — Шумана выполнен в [2], где показано, что она может быть использована для сравнительно крупных угольных частиц с эквивалентным радиусом 100—200 мкм. При горении более мелких частиц кислород может доходить до поверхности и необходимо дополнительно учитывать реакцию



В настоящей работе используется модель горения углеродной частицы в высокотемпературной среде [3], учитывающая все указанные выше реакции. В отличие от модели Бурке — Шумана этот метод может применяться при расчетах горения в высокотемпературной среде не только крупных частиц, но и мелких, когда толщина фронта пламени сравнима или даже превосходит размеры частиц и кислород доходит до поверхности. Расчет горения угольных частиц сферической формы по этой модели представлен в [3].

Известно [4], что форма частицы угольной пыли заметно отличается от сферической. Частицы перспективных углеродных топлив для импульсных МГД-генераторов (древесного угля и кокса каменного угля) имеют соответственно формы, близкие к вытянутым и сплюснутым сфероидам. В [5] в рамках модели Бурке — Шумана решена задача о скорости горения углеродной частицы, имеющей форму трехосного эллипсоида.

В настоящей работе на основе модифицированной модели Бурке — Шумана в диффузном приближении определяется скорость горения углеродных частиц, имеющих форму вытянутого и сплюснутого сфероидов. По заданной скорости подачи определяется длина, на которой происходит выгорание углеродных частиц.

При расчете скорости горения угольной частицы считается, что она полностью увлекается газовым потоком, что приемлемо для достаточно мелких частиц. Все коэффициенты бинарной диффузии принимаются одинаковыми и не зависящими от температуры и концентрации компонентов смеси. Коэффициент теплопроводности  $\kappa$ , удельная теплоемкость газовой смеси  $c_p$  и плотность  $\rho$  также считаются постоянными и не зависящими от темпера-

туры и концентрации компонентов. Кроме того, принимаются обычные в теории горения частиц допущения о несущественном влиянии на процессы тепло- и массообмена массовых сил и эффектов Соре и Дюфура [6]. Число Льюиса считается равным единице.

Распределение концентраций компонентов газовой смеси вне угольной частицы описывается уравнением

$$\operatorname{div} \rho (c_i v - D \nabla c_i) = w_i, \quad (1)$$

где  $\rho$ ,  $v$ ,  $D$  — плотность, среднemasсовая скорость и коэффициент диффузии газовой смеси;  $c_i$ ,  $w_i$  — безразмерная массовая концентрация и скорость возникновения  $i$ -го компонента в результате химической реакции догорания CO.

Здесь и далее индексы 1—4 соответствуют  $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $CO$  и  $N_2$ . Плотность газовой смеси и ее среднemasсовая скорость удовлетворяют уравнению неразрывности

$$\operatorname{div} \rho v = 0.$$

В газовой смеси, окружающей угольную частицу, соблюдаются условия стехиометрии

$$2w_1/M_1 = -w_2/M_2 = w_3/M_3,$$

где  $M_i$  — молекулярная масса  $i$ -го компонента. Граничные условия к уравнениям (1) имеют вид

$$c_{10} + c_{20} + c_{30} + c_{40} = 1,$$

при  $r \rightarrow \infty$

$$c_1 \rightarrow c_{1\infty}, \quad c_2 \rightarrow c_{2\infty}, \quad c_3 \rightarrow 0, \\ c_{1\infty} + c_{2\infty} + c_{4\infty} = 1.$$

Здесь индексы 0,  $\infty$  относятся к значениям величин на поверхности частицы и вдали от нее.

Граничные условия на поверхности частицы должны быть дополнены соотношением баланса потоков

$$\frac{\rho \omega v_0}{M} = -\frac{2I_{10}}{M_1} - \frac{I_{20}}{M_2} \left( I_{i0} = \rho c_{i0} v_n - \rho D \left( \frac{\partial c_i}{\partial n} \right)_0 \right), \quad (2)$$

где  $M$  — атомарная масса углерода;  $v_n$  — нормальная компонента среднemasсовой скорости;  $d/dn$  — производная по направлению нормали к поверхности частицы.

Исключая из (1) скорости образования веществ в результате химических реакций  $w_1$  и  $w_2$  с помощью соотношений стехиометрии, можно получить

$$\operatorname{div} \rho (Cv - D \nabla C) = 0, \quad (3)$$

$$C = c_1/M_1 + c_2/(2M_2).$$

Введем системы координат  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\varphi$  для вытянутого ( $a > b$ ) и сплюснутого ( $a < b$ ) сфероидов [7]:

$$\begin{array}{ll} a > b & a < b \\ b = a \operatorname{th} \xi_0, & b = a \operatorname{cth} \xi_0, \\ \frac{x}{a} = \frac{\operatorname{sh} \xi}{\operatorname{ch} \xi_0} \sin \eta \cos \varphi, & \frac{x}{a} = \frac{\operatorname{ch} \xi}{\operatorname{sh} \xi_0} \cos \eta \cos \varphi, \\ \frac{y}{a} = \frac{\operatorname{sh} \xi}{\operatorname{ch} \xi_0} \sin \eta \sin \varphi, & \frac{y}{a} = \frac{\operatorname{ch} \xi}{\operatorname{sh} \xi_0} \cos \eta \sin \varphi, \\ \frac{z}{a} = \frac{\operatorname{ch} \xi}{\operatorname{ch} \xi_0} \cos \eta, & \frac{z}{a} = \frac{\operatorname{sh} \xi}{\operatorname{sh} \xi_0} \sin \eta. \end{array} \quad (4)$$

Здесь  $a$  и  $b$  — размеры полуосей сфероидов; ось симметрии  $z$  проходит через полуось  $a$ ;  $\varphi$  — азимутальный угол;  $\xi_0$  — координата поверхности углеродной частицы.

Коэффициенты Ламе имеют вид при  $a > b$

$$h_\xi = h_\eta = \frac{a}{\text{ch } \xi_0} \sqrt{\text{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta}, \quad h_\varphi = \frac{a}{\text{ch } \xi_0} \text{sh } \xi \sin \eta,$$

при  $a < b$

$$h_\xi = h_\eta = \frac{a}{\text{sh } \xi_0} \sqrt{\text{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta}, \quad h_\varphi = \frac{a}{\text{sh } \xi_0} \text{ch } \xi \cos \eta.$$

Считаем, что поле скоростей газовой среды в окрестности горячей углеродной частицы имеет единственную, отличную от нуля компоненту скорости  $v_\xi$ . Тогда уравнение неразрывности можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial \xi} h_\eta h_\varphi v_\xi = 0.$$

Отсюда следует связь между  $v_\xi$  и значением скорости  $v_a$  на поверхности сфероида в точке  $\eta = 0$ , если  $a > b$ , и в точке  $\eta = \pi/2$ , если  $a < b$ :

$$\frac{v_\xi}{v_a} = \frac{\text{sh}^2 \xi_0}{\text{sh } \xi \sqrt{\text{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta}} \quad (a > b), \quad (5)$$

$$\frac{v_\xi}{v_a} = \frac{\text{ch}^2 \xi_0}{\text{ch } \xi \sqrt{\text{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta}} \quad (a < b). \quad (6)$$

С учетом (5), (6) запишем уравнение (3) для вытянутого и сплюснутого сфероидов

$$\text{Pe} \frac{dC}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \frac{\text{sh } \xi}{\text{sh } \xi_0} \frac{dC}{d\xi} \quad (a > b),$$

$$\text{Pe} \frac{dC}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \frac{\text{ch } \xi}{\text{ch } \xi_0} \frac{dC}{d\xi} \quad (a < b).$$

Здесь  $\text{Pe} = \frac{v_a b}{D}$  — число Пекле, представляющее собой безразмерную скорость горения углеродной частицы.

Решение этих уравнений имеет вид

$$C - C_\infty = (C_0 - C_\infty) \frac{1 - \text{th}^\alpha(\xi/2)}{1 - \text{th}^\alpha(\xi_0/2)} \quad (a > b), \quad (7)$$

$$C - C_\infty = (C_0 - C_\infty) \frac{1 - e^{-\zeta}}{1 - e^{-\gamma}} \quad (a < b), \quad (8)$$

$$\alpha = \text{Pe sh } \xi_0, \quad \zeta = \text{Pe ch } \xi_0 \text{ arcctg sh } \xi,$$

$$\gamma = \text{Pe ch } \xi_0 \text{ arcctg sh } \xi_0.$$

Уравнение баланса массы при  $\xi = \xi_0$  с учетом (2) запишем как

$$\frac{v_0}{M} = -\frac{2}{M_1} v_0 c_{10} - \frac{1}{M_2} v_0 c_{20} + \frac{2}{M_1} \frac{D}{h_{\xi_0}} \left( \frac{dc_1}{d\xi} \right)_0 + \frac{1}{M_2} \frac{D}{h_{\xi_0}} \left( \frac{dc_2}{d\xi} \right)_0.$$

Последнее выражение при переходе к величине  $C$  существенно упрощается

$$\text{Pe} \left( \frac{1}{M} + 2C_0 \right) = 2 \left( \frac{dC}{d\xi} \right)_0.$$

Отсюда с помощью (7) и (8) получим выражения для числа  $\text{Pe}$  в случае вытянутого и сплюснутого сфероидов

$$\text{Pe} = L / \left( \text{sh } \xi_0 \ln \text{cth} \frac{\xi_0}{2} \right) \quad (a > b), \quad (9)$$

$$\text{Pe} = L / (\text{ch } \xi_0 \text{ arcctg sh } \xi_0) \quad (a < b),$$

$$L = \operatorname{in} \frac{1 + 2 (M/M_1) c_{1\infty} + (M/M_2) c_{2\infty}}{1 + 2 (M/M_1) c_{10} + (M/M_2) c_{20}}. \quad (10)$$

Сравнивая эти формулы с полученным ранее [2] выражением для расчета числа  $Pe$  при горении сферической углеродной частицы, отметим, что учет несферичности приводит к появлению перед логарифмом множителя, характеризующего влияние формы частицы на скорость ее горения. При  $\xi_0 \gg 1$  результаты согласуются с [2].

Зная число  $Pe$ , с помощью (9), (10) вычислим скорость горения угольной частицы  $\dot{m}$

$$\dot{m} = -2\pi\rho \int_0^\pi v_0 h_\eta h_r d\eta \quad (a > b),$$

$$\dot{m} = -2\pi\rho \int_{-\pi/2}^{\pi/2} v_0 h_\eta h_r d\eta \quad (a < b).$$

Отсюда следует

$$\dot{m} = -4\pi\rho D b Pe.$$

В формулы для расчета  $\dot{m}$  входят величины  $b$  и  $Pe$ , зависящие от параметра  $\xi_0$ , характеризующего форму частицы. Можно показать, что при выгорании угольной частицы величина  $\xi_0$  остается постоянной, т. е. соотношение между полуосями углеродного сфероида при горении не меняется. Действительно, из (4) следует, что для вытянутого сфероида

$$\xi_0 = \frac{a}{a^2 - b^2} \left( \frac{b}{a} - \frac{ba}{a^2} \right). \quad (11)$$

Можно заметить, что в соответствии с (5)  $a$  и  $b$  связаны соотношением

$$\frac{b}{a} = \frac{v_\xi(\xi_0, \pi/2)}{v_\xi(\xi_0, 0)} = \operatorname{th} \xi_0 = \frac{b}{a}.$$

Тогда, подставляя последнее выражение в (11), получим  $\xi_0 = 0$ . Этот результат, как можно показать, остается справедливым и для сплюснутого сфероида.

Вывод о том, что для угольной частицы в форме вытянутого сфероида соотношение между полуосями не меняется в процессе ее горения, экспериментально подтверждается при исследовании горения частиц антрацита, имеющих удлиненную форму с соотношением полуосей  $\beta = \operatorname{cth} \xi_0 \approx 3$  в воздухе с температурой 1600 К [8].

Теперь, зная скорость горения углеродной частицы, определим практически важную величину — время горения. Используя выражение для  $Pe$ , можно записать следующие уравнения выгорания для вытянутых и сплюснутых углеродных сфероидов

$$\rho' f_a a \dot{a} = -\rho DL, \quad f_a = \operatorname{sh} \xi_0 \operatorname{th} \xi_0 \ln \operatorname{cth} \frac{\xi_0}{2}, \quad (12)$$

$$\rho' f_b b \dot{b} = -\rho DL, \quad f_b = \operatorname{sh} \xi_0 \operatorname{arcctg} \operatorname{sh} \xi_0. \quad (13)$$

где  $\rho'$  — плотность углерода. Начальные условия:

$$a = a_0, \quad b = b_0 \quad \text{при} \quad t = 0.$$

Сначала рассмотрим простейший случай — горение одиночной углеродной частицы в большом объеме, когда можно пренебречь изменением концентрации реагентов вдали от частицы. Интегрируя уравнения (12) и (13), соответственно получаем

$$\frac{a^2}{a_0^2} = 1 - \frac{t}{\tau_a}, \quad \tau_a = \frac{\rho' a_0^2 f_a}{2\rho DL} \quad (a > b),$$

$$\frac{b^2}{b_0^2} = 1 - \frac{t}{\tau_b}, \quad \tau_b = \frac{\rho' b_0^2 f_b}{2\rho DL} \quad (a < b).$$

Отметим, что эти выражения качественно похожи на известную формулу Срезневского [6], используемую при расчете времени испарения капель жидкости. При практическом применении полученных формул возникает определенная трудность, связанная с тем, что в  $L$  входят концентрации кислорода и диоксида углерода на поверхности частицы  $c_{10}$  и  $c_{20}$ . Их определение — самостоятельная задача.

Обширные экспериментальные данные по кинетике упомянутых гетерогенных реакций, представленные в [4, 9], показывают, что при температурах частиц углерода  $T \leq 2500$  К константа скорости рассматриваемой реакции взаимодействия углерода с кислородом существенно превышает константу скорости реакции восстановления  $\text{CO}_2$ . При более высоких температурах, согласно [4], имеет место противоположное неравенство. При диффузионном режиме гетерогенной реакции, как известно, должны выполняться условия  $ka \gg D$ ,  $kb \gg D$ , где  $k$  — константа скорости рассматриваемой химической реакции. Из этих неравенств в соответствии с экспериментальными данными [4, 9] по кинетике исследуемых реакций видно, что при температурах и давлениях, достигаемых в условиях работы камеры сгорания импульсного МГД-генератора ( $T \approx 3000$  К,  $p \approx 4 \div 10$  МПа), частицы углеродного топлива с характерным размером, превышающим 1 мкм, горят в диффузионном режиме. Поэтому величинами  $c_{10}$  и  $c_{20}$  в выражении для  $L$ , содержащемся в формулах (12) и (13), можно пренебречь.

Рассмотрим горение системы углеродных частиц в камере сгорания МГД-генератора. Течение в камере считается одномерным и стационарным. Предполагается отсутствие перемешивания в направлении, совпадающем с направлением потока, и идеальное перемешивание в поперечном направлении. Частицы считаются монодисперсными, а их скорости относительно газовой смеси полагаются равными нулю. Такого рода предположения обычны при предварительных расчетах камер сгорания мелкодисперсного топлива [6]. Уравнения неразрывности, конвективной диффузии и баланса энергии в газовой фазе имеют вид

$$\frac{d}{dx} \rho u = W, \quad (14)$$

$$\frac{d}{dx} \rho u c_1 = -\frac{M_1}{M} W, \quad (15)$$

$$\frac{d}{dx} \rho u c_p T = \frac{Q}{M} W, \quad (16)$$

$$W = -\dot{m}N = 4\pi\rho Db \text{Pe} N.$$

Здесь  $u$ ,  $c_p$ ,  $T$  — скорость, удельная теплоемкость при постоянном давлении и температура газовой смеси в камере сгорания;  $W$ ,  $N$  — скорость выгорания и число углеродных частиц в единице объема;  $Q$  — тепловой эффект реакции  $\text{C} + \text{O}_2 = \text{CO}_2$ . Граничные условия:

$$c_1 = c_1^0, \quad T = T^0 \quad \text{при } x = 0.$$

При выводе этих уравнений, как обычно, не учитывался молекулярный перенос массы и тепла, а также радиационный перенос тепла как малых величин по сравнению с конвективным переносом. Кроме того, считается  $c_1^0 \ll 1$ , а потому пренебрегается вкладом теплоемкости угольных частиц в теплоемкость пылегазовой смеси стехиометрического состава.

Исключим из последних уравнений величину  $W$ . Последующее позволяет получить

$$T = T^0 + \frac{Q}{M_1 c_p} (c_1^0 - c_1). \quad (17)$$

Из-за больших значений теплового эффекта реакции ( $Q/M_1 = 12,2$  МДж/кг  $\text{O}_2$ ) изменение температуры может быть значительным даже при малых концентрациях окислителя ( $c_1^0 \ll 1$ ).

При работе МГД-генератора между расходами топлива и окислителя обычно поддерживается соотношение стехиометрии. Для этого случая между концентрациями кислорода и диоксида кислорода и размерами сфероидов имеют место простые соотношения

$$\frac{c_1}{c_1^0} = \frac{a^3}{a_0^3}, \quad \frac{c_2}{c_1} = \frac{M_2}{M_1} \left( 1 - \frac{a^3}{a_0^3} \right) \quad (a > b),$$

$$\frac{c_1}{c_1^0} = \frac{b^3}{b_0^3}, \quad \frac{c_2}{c_1} = \frac{M_2}{M_1} \left( 1 - \frac{b^3}{b_0^3} \right) \quad (a < b).$$
(18)

Если считать  $c_1^0 \ll 1$ , выражение для  $L$ , определяющее безразмерную скорость горения в соответствии с формулами (9), (10), упрощается

$$L = \frac{2M}{M_1} c_1 + \frac{M}{M_2} c_2.$$

Изменение плотности числа частиц определяется соотношением

$$Nu = N_0 u_0. \quad (19)$$

Здесь индексом ноль отмечены значения величин в начальном сечении ( $x = 0$ ) камеры сгорания.

При малых концентрациях окислителя ( $c_1^0 \ll 1$ ) можно считать, что

$$\rho u = \rho_0 u_0. \quad (20)$$

Поскольку  $\rho \sim 1/T$ , из (12) и (20) следует  $N \sim 1/T$ . Далее, если принять  $D \sim T^2$ , получим

$$W = 4\pi\rho_0 D_0 b \text{Pe} N_0. \quad (21)$$

Выражение для числа частиц  $N_0$  в единице объема в начальном сечении для стехиометрической смеси при  $c_1^0 \ll 1$  можно записать через начальные параметры

$$N_0 = \frac{3M\rho_0 c_1^0}{4M_1 \rho' \pi a_0^3 \text{th}^2 \xi_0} \quad (a < b),$$

$$N_0 = \frac{3M\rho_0 c_1^0}{4M_1 \rho' \pi b_0^3 \text{th} \xi_0} \quad (a < b).$$

Тогда, учитывая (9), (10), получим

$$W = 3 \left( \frac{M}{M_1} \rho_0 c_1^0 \right)^2 \frac{D_0 a}{\rho' a_0^3 f_a} \left( 1 + \frac{a^3}{a_0^3} \right) \quad (a > b),$$

$$W = 3 \left( \frac{M}{M_1} \rho_0 c_1^0 \right)^2 \frac{D_0 b}{\rho' b_0^3 f_b} \left( 1 + \frac{b^3}{b_0^3} \right) \quad (a < b).$$

Подставляя эти выражения в уравнение диффузии

$$\rho_0 u_0 \frac{dc_1}{dx} = - \frac{M_1}{M} W,$$

находим

$$M_1 \rho' u_0 f_a a \frac{da}{dx} = -M \rho_0 c_1^c D_0 \left( 1 + \frac{a^3}{a_0^3} \right) \quad (a > b),$$

$$M_1 \rho' u_0 f_b b \frac{db}{dx} = -M \rho_0 c_1^c D_0 \left( 1 + \frac{b^3}{b_0^3} \right) \quad (a < b)$$

при граничных условиях:  $a = a_0$ ,  $b = b_0$  при  $x = 0$ . Заметим, что эти уравнения аналогичны полученному в [10] при исследовании выгорания монодисперсной системы сферических угольных частиц в диффузионном режиме. Решение имеет вид:

$$\frac{\pi}{6\sqrt{3}} - \frac{x}{l_a} = \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2a - a_0}{a_0\sqrt{3}} - \frac{1}{6} \ln \frac{(a + a_0)^2}{4(a^2 - a_0 + a_0^2)} \quad (a > b), \quad (22)$$

$$\frac{\pi}{6\sqrt{3}} - \frac{x}{l_b} = \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2b - b_0}{b_0\sqrt{3}} - \frac{1}{6} \ln \frac{(b + b_0)^2}{4(b^2 - bb_0 + b_0^2)} \quad (a < b), \quad (23)$$

$$l_a = \frac{M_1 \rho' u_0 a_0^2}{M \rho_0 c_1 D_0} f_a, \quad l_b = \frac{M_1 \rho' u_0 b_0^2}{M \rho_0 c_1 D_0} f_b. \quad (24)$$

Отсюда получаем расстояния, на которых полностью выгорают вытянутые и сплюснутые углеродные сфероиды:

$$x_a = \frac{l_a}{3} \left( \frac{\pi}{\sqrt{3}} - \ln 2 \right), \quad (25)$$

$$x_b = \frac{l_b}{3} \left( \frac{\pi}{\sqrt{3}} - \ln 2 \right). \quad (26)$$

По начальным размерам углеродных частиц и по (25), (26) и (20) можно вычислить распределение концентрации кислорода  $c_1$  по длине камеры сгорания. Далее, подставляя найденную концентрацию кислорода в (17), определим значение температуры газовой смеси в данном сечении.

Как следует из полученных результатов, частицы, форма которых соответствует сильно вытянутому или сильно сплюснутому сфероиду ( $\xi_0 \ll 1$ ), сгорают на меньших расстояниях, чем сферические угольные частицы эквивалентной массы:

$$x_a \sim \xi_0^{2/3} \ln \frac{2}{\xi_0}, \quad x_b \sim \xi_0^{1/3}.$$

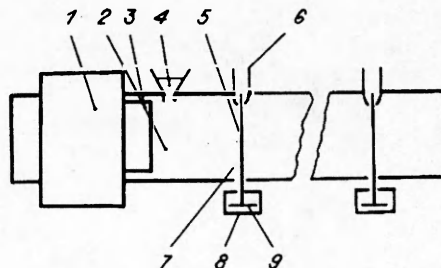
Ниже представлено сравнение полученных теоретических результатов с данными проведенного авторами экспериментального исследования высокотемпературного горения дисперсных частиц угля.

С целью определения скорости массообмена дисперсных углеродных частиц и дисперсного состава продуктов сгорания в условиях высокотемпературного сжигания экспериментально исследовалось горение углеродных частиц в плазменной струе, создаваемой с помощью плазмотрона УМП-6. В качестве плазмообразующего газа использовался азот. В сопло плазмотрона в плазменную струю подавался кислород вместе с частицами углеродного порошка, эжектируемыми в поток кислорода специальным датчиком.

Расход азота и кислорода составлял  $0,69 \cdot 10^{-3}$  и  $0,3 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с, т. е. безразмерная массовая концентрация кислорода в плазменной струе соответствовала 33 %. Расход порошка контролировался в каждом опыте путем взвешивания исходной, засыпаемой в датчик навески порошка и оставшегося в датчике порошка после проведения опыта. Порошок в плазменную струю подавался равномерно во времени. Время подачи порошка регистрировалось секундомером. По измеряемым значениям расходов газа и порошка определялась массовая концентрация частиц в плазменной струе, которая составляла  $\sim 30 \cdot 10^{-3}$  кг/м<sup>3</sup>. Столь малые значения концентрации частиц позволяло считать частицы, взвешенные в газовом потоке, одиночными.

В связи с техническими трудностями, возникающими при измерении скорости горения дисперсных частиц в высокотемпературной области, с помощью традиционных оптических методов, например метода треков [11], проведена отработка экспериментальной методики, основанной на отборе проб дисперсной фазы из газового потока. Существуют способы определения кинетических характеристик горения частиц путем отбора проб при помощи различных механических пробоотборников или сброса частиц в предвари-

Рис. 1. Схема установки.



тельно вакуумированный сборник (см. [12]). При высоких температурах вносимые в плазменный поток пробоотборники подвержены действию высоких температур и быстро разрушаются.

Кроме того, в пробоотборниках происходит догорание частиц. Однако указанные трудности можно устранить, если отобрать горящие частицы с помощью холодных струй инертного газа, достаточно тонких по сравнению с диаметром горящего факела. Такими струями, направленными перпендикулярно оси плазменного потока, можно прекратить массообмен (горение или газификацию) отдельных дисперсных частиц на заданном расстоянии от среза сопла плазмотрона и извлечь их из потока.

На рис. 1 представлена схема установки для реализации методики определения кинетических характеристик горения дисперсных частиц в высокотемпературном потоке. Из сопла плазмотрона 1 исходит плазменная струя 2 в реакционную камеру 3. Датчик 4 подает в струю дисперсные частицы горючего. Струи инертного газа 5, истекающие из сопел 6, прекращают горение и выносят частицы из плазменной струи через окна 7 в сборники 8 на предметные стекла 9 для дисперсного анализа.

Для создания поперечных струй, истекающих из сопел 6, диаметр которых на порядок меньше диаметра высокотемпературного потока, используется химически инертный по отношению к углероду баллонный газ (азот), давление которого предварительно устанавливается таким, чтобы скорость истечения струй была достаточной для пробивания поперечного по отношению к ним высокотемпературного потока и выноса из него недогоревших частиц.

Оценка дальнбойности и размывания струи, следующая из решения уравнения сохранения импульса для газа в теории турбулентных струй [13], показывает, что в рассматриваемом случае соотношение скоростей высокотемпературного потока и холодной струи должно быть порядка соотношения диаметров их сечений [14].

Струи инертного газа направляют поочередно через сопла перпендикулярно высокотемпературному потоку. Для отбора проб на различных расстояниях от среза сопла плазмотрона прострел высокотемпературного потока тонкими инертными струями осуществлялся с помощью устройства, представляющего собой планку с неподвижно закрепленными на ней соплами. Планка располагалась вдоль струи с наклоном  $20^\circ$  по отношению к горизонтали, совпадающей с направлением оси высокотемпературного потока. Это обеспечивало очередность струйного прострела высокотемпературного потока при движении планки в вертикальном направлении (начиная с наиболее удаленной инертной струи от среза сопла плазмотрона). Расстояния между соплами инертных струй и срезом сопла плазмотрона в опытах менялись. В некоторых опытах вместо сопел на движущейся планке крепились непосредственно предметные стекла, покрытые тонким слоем вазелина. При движении планки вниз стекла поочередно пересекали высокотемпературный поток, в результате на них осаждались дисперсные частицы. Однако некоторые стекла разрушались, а на других образовывались трещины в месте контакта их с плазменной струей и дисперсные частицы на них не осаждались. Кроме того, в результате отскока частиц, соударяющихся при большой скорости с поверхностью стекла, и возмущения аэродинамики потока пробоотборниками достоверность отбора сильно уменьшается. Эти опыты показали невозможность отбора проб при простреле затопленной плазменной струи пробоотборниками на расстояниях менее 15 см от среза сопла плазмотрона и плохую достоверность получаемых результатов при больших расстояниях.

Таким образом, путем струйного прострела высокотемпературного потока удается получить более достоверные данные о дисперсных частицах в



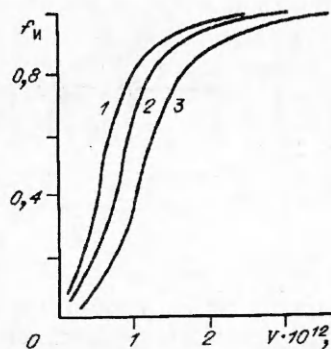


Рис. 2. Интегральные распределения угольных частиц по объему.

1, 2 — пробы, отобранные на расстояниях 0,345 и 0,245 м от среза сопла плазматрона; 3 — исходный уголь.

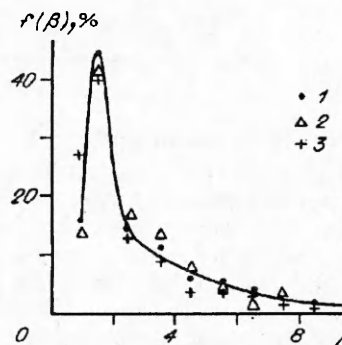


Рис. 3. Плотность вероятности распределения угольных частиц по параметру  $\beta$ .

1 — исходный уголь; 2, 3 — частицы, отобранные на расстояниях 0,245 и 0,345 м от среза сопла плазматрона.

процессе их массообмена. После проведения отбора частиц всеми струями инертного газа прекращают подачу порошка и кислорода. Затем выключают плазматрон и из сборников частиц извлекают стекла с осажденными на них дисперсными частицами.

С помощью микроскопа проводился дисперсный анализ отобранных из факела проб. Строились гистограммы и определялись функции распределения частиц по размеру и массе (объему). Интегральные функции распределения взятых на разных участках плазменной струи проб сопоставлялись между собой и сравнивались с функцией распределения исходного угольного порошка. При дисперсном анализе исследуемых частиц учитывалась их форма. Одновременно с измерением эквивалентного диаметра определялись максимальный и минимальный размер и объем каждой частицы. Функции распределения частиц по их объему для древесного угля марки ОУ-А, сжигаемого в затопленной струе плазматрона УМП-6, представлена на рис. 2.

Дисперсный анализ показал, что кривые распределения частиц по мере их выгорания смещаются влево по графику относительно распределения исходного угля. Если распределение смещается вправо, значит увеличивается содержание крупных частиц за счет более полного сгорания мелких. Крупные частицы при этом медленно сгорают либо вообще не воспламеняются.

По смещению интегральных кривых распределения частиц, отобранных в различных точках вдоль оси высокотемпературного потока, можно судить об изменениях размера или объема (массы) частиц за время пребывания их в потоке. О скорости процесса массообмена судят по изменению размера частиц за заданный промежуток времени. Это время определяется отношением расстояния между инертными струями, прекращающими массообмен дисперсных частиц, к скорости движения этих частиц в нагретом потоке.

Скорость движения угольных частиц в опыте определялась путем фотосъемки плазменной струи и горящих в ней угольных частиц через вращающийся с заданной скоростью диск-обтюратор. Несмотря на невозможность из-за сильного свечения плазмы определить методом треков время горения частицы, скорость их движения по отдельным участкам в целом засвеченном треке все же удастся определить.

Если расстояние между соседними струями равно 10 см, что соответствует представленным на рис. 2 кривым 1 и 2, а измеренная скорость частицы 12 м/с, то промежуток времени, за который частица проходит этот путь, равен  $8 \cdot 10^{-3}$  с. За время прохождения расстояния между этими струями, как следует из графика, частицы, например с эквивалентным диаметром 100 мкм, изменяют свой объем за счет массообмена от  $0,52 \cdot 10^{-12}$  до  $0,35 \cdot 10^{-12}$  м<sup>3</sup>. Значит, объемная скорость горения  $K_p = 2,1 \cdot 10^{-11}$  м<sup>3</sup>/с. Эта величина несколько больше полученной в [15] скорости горения в струе плазматрона частиц нефтяного кокса. Поверхностная скорость горения частиц нефтяного

кокса в опытах [15]  $K_s = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ , что соответствует  $K_v = 1,5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{с}$  для рассматриваемых в данном примере частиц с размером 100 мкм. Если учесть различие в форме и несколько более высокую плотность частиц нефтяного кокса по сравнению с древесным углем, то можно считать, что соответствие между результатами, полученными с разными углями и по разным методикам, достаточно хорошее.

Таким образом, измеренное значение поверхностной скорости горения, аналогичной константе Срезневского для испарения капель жидкости,  $K_s = 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  для частиц активированного древесного угля ОУ-А при диффузионном горении их в высокотемпературном потоке, создаваемом плазмотроном УМП-6.

Форма частиц при их дисперсном анализе учитывалась, для чего использовался стереоскопический микроскоп МБС-200. Анализ частиц древесного угля показал, что их форма близка к эллипсоиду, образованному вращением эллипса вокруг большой оси. Вытянутость формы частицы объясняется природой древесного угля, волокнистым строением древесины. Волокнистая структура четко наблюдается при боковой подсветке частиц на стереоскопическом микроскопе.

Проанализировано свыше 1000 частиц из каждой отобранной пробы, а также порошка исходного угля. Установлено, что часть частиц имеет очень вытянутую форму, близкую к форме иголок. Отношение максимального размера к минимальному для таких частиц достигает 7—8. Однако в общем количестве число таких частиц велико и оно, как правило, приходится на частицы наиболее крупные. Очевидно, что при измельчении угля волокнообразные частицы легче разламываются поперек волокон, чем вдоль его. Для большинства частиц отношение максимального размера к минимальному  $\beta = \text{cth } \xi_0 \approx 1,5$ .

Дифференциальное распределение частиц по параметру  $\beta$  показано на рис. 3. Эти распределения имеют максимум, который приходится на  $\beta = 1,5$  для исходного угля и для недогоревших частиц, отобранных из высокотемпературного потока проб. Число частиц, близких по своей форме к сфере, в общем количестве частиц исходного порошка и отобранных проб составляет 20 %. В опытах исследовалась фракция, полученная на ситах с размером ячеек 63 и 100 мкм. Однако в исследуемой фракции присутствовали и более мелкие частицы, наличие которых связано с разрушением достаточно хрупкого по своей прочности древесного угля во время его фракционирования на ситах. Мелкие частицы — это осколки более крупных при их ситовом рассеивании. Общая масса последних невелика, однако счетные концентрации сравнимы между собой. Поэтому спектр размеров частиц в этих опытах был достаточно широким и лежал в интервале  $0 \div 150$  мкм для исходного угля, а для частиц отобранных проб несколько сужался за счет выгорания частиц. Следует отметить, что измерить величины  $\beta$  для частиц с размером менее 10 мкм трудно, так как размер этих частиц составляет менее одного деления на окулярной сетке микроскопа.

Таким образом, приведенные на рис. 3 дифференциальные распределения соответствуют частицам с размером более 10 мкм, число которых в исследуемой фракции достаточно, чтобы показанную на рис. 3 выборку считать представительной. Как следует из рис. 3, дифференциальные распределения по параметру  $\beta$  частиц отобранных проб подобны распределению частиц исходного угля. Средние значения параметра  $\beta$  в пределах указанной выборки

$$\langle \beta \rangle = \int_1^{\infty} \beta f(\beta) d\beta,$$

где  $f(\beta)$  — плотность вероятности распределения частиц. Рассчитанные по распределению на рис. 3 значения  $\langle \beta \rangle = 2,6$  — для порошка исходного угля, 2,4 и 2,2 — для частиц проб, отобранных соответственно на расстояниях 24,5 и 34,5 см от среза сопла плазмотрона.

При обработке результатов дисперсного анализа по более узкой выборке, включающей наиболее крупные частицы в исследуемой фракции (попереч-

ный размер частиц  $<60$  мкм), сделанной в [16], замечено, что количество вытянутых частиц, для которых  $\beta = 5 \div 7$ , в отобранных пробах меньше, чем в исходном порошке. Однако обработка полученных результатов по более полной выборке, включающей все частицы с поперечным размером  $<10$  мкм, этого не показала.

Наблюдаемый же факт для полидисперсных порошков можно объяснить теоретически доказанной выше более высокой скоростью горения вытянутых частиц по сравнению со сферическими, в результате чего существенно уменьшается количество вытянутых частиц в интервале больших размеров.

Таким образом, результаты теоретических и экспериментальных исследований диффузионного горения углеродных частиц в области высоких температур (3000—4000 К) согласуются между собой и дополняют друг друга.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Теория топочных процессов/Под ред. Г. Ф. Кнорре.— М.; Л.: Энергия, 1966.
2. Головин А. М., Песочин В. Р., Толмачев И. Я. Горение угольной частицы в высокотемпературной среде // ФГВ.— 1982.— 18, № 2.— С. 23—30.
3. Головин А. М., Песочин В. Р. О диффузионном режиме горения угольной частицы в высокотемпературной среде // Там же.— 1989.— 25, № 6.— С. 29—36.
4. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева.— М.; Л.: Энергия, 1973.
5. Головин А. М., Пашков А. И. Горение угольной частицы эллипсоидальной формы в высокотемпературной среде // Вестник МГУ. Сер. Математика, механика.— 1987.— № 4.— С. 45—47.
6. Вильямс Ф. А. Теория горения.— М.: Наука, 1971.
7. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса.— М.: Мир, 1976.
8. Бабий В. И., Куваев Ю. Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела.— М.: Энергоатомиздат, 1986.
9. Виленский Т. В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива.— М.: Энергия, 1978.
10. Головин А. М., Песочин В. Р. Горение системы угольных частиц в условиях МГД-установок // ФГВ.— 1985.— 21, № 2.— С. 59—66.
11. Федосеев В. А. Метод треков и его применение к исследованию кинетики горения дисперсного топлива // Теплофизика и теплотехника.— Киев: Наук. думка, 1964.— С. 136—139.
12. Чесноков М. Н. Исследование физико-химических свойств продуктов сгорания алюминия и сплавов алюминия с магнием и цинком // Физика аэродинамических систем.— 1970.— № 3.— С. 103.
13. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика.— М.: Наука, 1969.— С. 353—355.
14. Курятников В. В., Вайнфельд А. И., Леонова Л. Ю. и др. Способ определения скорости массообмена частиц дисперсной системы в высокотемпературном потоке газа. Заявка № 4618386/25.
15. Чесноков М. Н., Курятников В. В., Вайнфельд А. И. Влияние способов диспергирования на кинетические характеристики горения углеродного топлива // Физико-технические проблемы создания МГДЭС.— М.: ИВТАН, 1985.— Ч. 3.— С. 67—70.
16. Курятников В. В., Вайнфельд А. И., Леонова Л. Ю. и др. Дисперсные характеристики порошкообразных углеродных горючих и их продуктов сгорания // XV Всесоюз. конф. Актуальные вопросы физики аэродисперсных систем.— Одесса, 1989.— Т. 2.— С. 168.

117234, Москва,  
МГУ, Механико-математический  
факультет

Поступила в редакцию  
24/11 1992