

нератор с комбинированным охлаждением камеры сгорания / Грязнов А. Н., Малышенко С. П.; заявитель и патентообладатель ОИВТ РАН, Грязнов А. Н., Малышенко С. П. – № 2007132543/06; заявл. 29.08.07; опубл. 10.06.09. – 3 с.

10. Пат. 2361146 Российская Федерация, МПК F 22 G 1/16. Вихревой водород-кислородный пароперегреватель / Пириалишвили Ш. А., Гурьянов А. И., Федоров В. А.; заявитель и патентообладатель ГОУ ВПО Рыбинская гос. авиационная технолог. академия им. П. А. Соловьева. – № 2007147083/06; заявл. 17.12.07; опубл. 10.07.09. – 3 с.

11. Гурьянов, А. И. Стабилизация пламени в потоке радиально-вдуваемыми высокотемпературными закрученными струями / А. И. Гурьянов, А. А. Модина // тр. 5 Росс. национ.. конф. по теплообмену. В 8 т. Т. 3. Свободная конвекция. Тепломассообмен при химических превращениях, 25-29 окт. 2010 г. – М.: МЭИ, 2010.–С. 176-179.

12. Гурьянов, А. И. Теплофизика водород-кислородных пароперегревателей высокотемпературных турбин комбинированных ПГУ / А. И. Гурьянов, Г. Ш. Пириалишвили, И. М. Верещагин // тр. 5 Росс. национ.. конф. по теплообмену. В 8 т. Т. 3. Свободная конвекция. Тепломассообмен при химических превращениях, 25-29 окт. 2010 г. – М.: МЭИ, 2010. – С. 180-183.

13. Pat. US 20040069245A1, Int. Cl. F 22 G 3/00. Metod for generating steam, in particular ultrapure steam, and steam generator / Griffin T., Schlegel A., Winkler D.; applicant and patentee Griffin T., Schlegel A., Winkler D., Alstom Technology Ltd. – № 10/662,376; appl. Sep. 16, 2003; pub. Apr. 15, 2004. – 5 p.

14. Pat. US 20020100678A1, Int. Cl. C 10 B 1/00. Oxyhydrogen steam generator / Primlani I. J.; applicant and patentee Primlani I. J. – № 09/771,341; appl. Jan. 26, 2001; pub. Aug. 1, 2002. – 2 p.

15. Pat. US 005088450A, Int. Cl. F 22 B 1/02. Steam generator / Sternfeld H., Wolfmueller K., Brunn A.; applicant and patentee Deutsche forsch luft raumfahrt. – № 605,802; appl. Oct. 30, 1990; pub. Feb. 18, 1992. – 3 p.

16. Научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы в обеспечение создания энергокомплекса с ВПТУ: Отчет о НИР / Институт теплофизики СО РАН (ИТ СО РАН); Руководитель С. В. Алексеенко. – Изв. № 959/6.1-2007; № ГК 02.526.11.6003 шифр «2007-6-2.6-19-01-001», Новосибирск, 2008. – 116 с.

□ Авторы статьи:

Богомолов
Александр Романович,
докт. техн. наук, ст. научн. сотр.
ИТ СО РАН, доц. каф. процессов,
машин и аппаратов химических производств КузГТУ,
e-mail: barom@kuzstu.ru

Прибатурина
Николай Алексеевич,
докт. техн. наук,
глав. научн. сотр. ИТ СО РАН,
e-mail: pribaturin@itp.nsc.ru

Темникова
Елена Юрьевна,
канд. техн. наук, доц. каф.
процессов, машин и
аппаратов химических
производств КузГТУ,
e-mail: teu.pmahp@kuzstu.ru
тел. (+7-384-2)39-63-32

УДК 622.61; 662.93

М.И.Шиляев, Ю.О. Афанасьев, А.Р.Богомолов

МОДЕЛИ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ ТОПЛИВА

Проанализированы три модели горения угольных частиц во второй ступени циклонного реактора, состоящего из четырех цилиндрических ступеней. Из первой ступени во вторую топливо поступает подсущенным с температурой T_{bx} и концентрацией c_{bx} . Установлено удовлетворительное согласование результатов расчетов и опытных данных профилей температур газа при сжигании измельченного угля.

С целью оптимизации конструкции циклонного реактора, предназначенного для сжигания низкосортного топлива [1], предлагается следующая физико-математическая модель процесса горения, происходящего в этом аппарате. Топливная смесь подогретого воздуха с сухими частицами из первой ступени реактора поступает во вторую (рис.

1). В результате проведенных аэродинамических опытов на “холодной” модели циклонного реактора отмечено, что траектории частиц топлива имеют весьма сложный характер. Наиболее крупные фракции топлива, вращаясь, отбрасываются на стенки второй ступени, а мелкие циркулируют в центре ступени и, выгорая, движутся в аксиальном направлении к третьей ступени, где осуществляется их после дующее сжигание. Четвертая ступень предназначается для дожигания, улавливания и отвода золы в бункер, и вывода продуктов сгорания. В целом в модели аэродинамика газа с частицами рассчитывается на основе приближенных аналитических зависимостей для прямоточных циклонов [2]. В модели горения частиц топлива предполагается, что продукты пиролиза полно-

стью сгорают у поверхности частицы с тепловым эффектом q_{gl} , отдавая тепло частице.

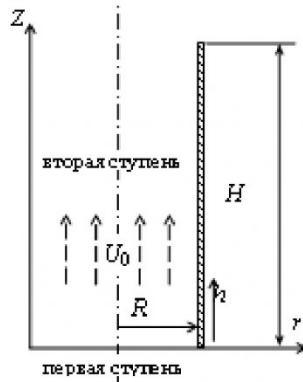


Рис. 1. Расчетная схема горения

Динамика выхода летучих и их сгорания подчиняется соотношению $\frac{dm^{gl}}{dt} = \frac{dm^{vl}}{dt}$, где $\frac{dm^{gl}}{dt}$ – скорость горения летучих, $\frac{dm^{vl}}{dt}$ – скорость выхода летучих.

Полагается далее, что изменение энталпии газовой смеси определяется только его конвективным теплообменом с частицами. Стенки реактора теплоизолированы. В этих условиях температуру стенки можно принять равной температуре газов у стенки. С учетом принятых допущений уравнение теплообмена для сухой частицы представляется в виде:

$$C_m m \frac{d\vartheta}{dt} = \alpha \pi \delta^2 (\vartheta_s - T) + \frac{dm^c}{dt} q_c + \frac{dm^{vl}}{dt} (q_{gl} - q_{vl}) - \varepsilon_p c_0 \left[\left(\frac{\vartheta_s}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right] \pi \delta^2 \quad (1)$$

где $m = m^c + m^z$ – общая текущая масса частицы с коксом и зольным остатком, кг; C_m – усредненная теплоемкость частицы, Дж/(кг·К); ρ_m – плотность горящей частицы, также усредненная по массе, кг/м³; ϑ , ϑ_s – среднеобъемная температура и температура поверхности частицы (принимаем $\vartheta_s = \vartheta$), К; α – коэффициент теплоотдачи частицы, рассчитывается по формуле Дрейка, Вт/м² К; T , T_c – температуры газовой смеси и стенки реактора соответственно, К; q_c , q_{gl} – теплотворные способности кокса и летучих, Дж/кг; для лучистого теплообмена коэффициент излучения абсолютно черного тела $c_0 = 5,7$ Вт/(м²·К⁴); ε_p – приведенный коэффициент черноты, принимается равным 0,9; δ – текущий диаметр горящей частицы, м.

Для всего диапазона изменений размера и температуры частицы используются диффузионно-кинетические зависимости [3, 4]:

для горения летучих

$$\frac{dm^{vl}}{dt} = - \frac{\chi_v m^{vl}}{1 + \frac{\delta}{6K} \chi_v};$$

для горения кокса

$$\frac{dm^c}{dt} = \frac{6\rho_{O_2} \rho_m^c}{\rho_m \delta n} \cdot \frac{\beta K_K}{\beta + K_K};$$

где χ_v – определяется по закону Аррениуса; $K = D/\delta$, принимается коэффициент диффузии $D = 10^{-6}$ м²/с; β – коэффициент массоотдачи по концентрационному напору, м/с; $R = 8314$ Дж/(кмоль·К) – универсальная газовая постоянная; $K_K = k_0 e^{-\frac{E_A}{R\vartheta}}$; k_0 , E_A – принято из [5]; n – счетная концентрация частиц топлива по объему 1/м³; ρ_{O_2} – парциальная плотность кислорода в газовой смеси, определяется из соответствующего уравнения неразрывности, кг/м³; ρ_m^c – массовая концентрация углерода, так же определяемая из уравнения неразрывности, кг/м³. Начальные значения m_0^{vl} и m_0^c при $t = 0$ определяются по содержанию летучих и углерода в исходной топливной частице.

Температура газовой смеси вычисляется из уравнения конвективного теплообмена газа с частицами

$$\rho_g \frac{dC_g T}{dt} = \alpha (\vartheta - T) \pi \delta^2 \cdot n, \quad (2)$$

где C_g и ρ_g – удельная теплоемкость и плотность газовой смеси.

Расчет эффективной плотности угольной горящей частицы, ее размера и теплоемкости проводится по трем моделям, учитывающим свойства золы различных классов углей, шламов и биомассы, ее количества в топливе, температуры плавления и компонентного состава минеральной части золы и ее спекаемости.

Модель концентрированного зольного остатка. В условиях горения частицы в кипящем слое второй ступени циклонного реактора эта модель реализуется при сжигании спекающихся углей с зольностью $A_0 < 20\%$ и температурой плавления золы 1450–1500°С.

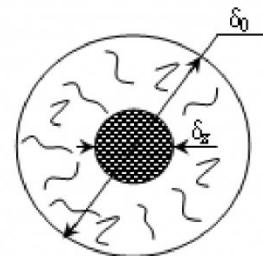


Рис. 2. Расчетная схема угольной частицы

В уравнении (1) масса частицы определяется как $m = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_m$. В этом соотношении надо определить текущий диаметр горящей частицы δ_m и эффективную плотность ρ_m – величины переменные в процессе выгорания частицы. Положим, что частица сферическая, содержит неизменяемую массу золы m^z с плотностью ρ_z и условным диаметром зольной массы δ_z , которую можно записать в виде

$m^z = \frac{\pi \delta_z^3}{6} \rho_z$. Зольная масса находится в центре сферы (рис. 2), состоящей из горящей массы, с внешним диаметром δ_0 . Известно, горению частицы предшествует процесс пиролиза (термического разложения) кокса и выхода летучих, диффундирующих, фильтрующихся через поры на ее поверхность. Этот процесс занимает незначительное время от всего времени выгорания частицы. Полагаем, что летучие на поверхности частицы при $\theta > T_f$ воспламеняются и полностью сгорают, передавая тепло только частице, что зафиксировано в уравнении (1).

Будем считать, что за период пиролиза частица сохраняет свой первоначальный размер δ_0 , но меняет свою плотность. Кроме того, будем полагать, что на сгорание подается просушенный уголь, в котором нет уже влаги, и испарившуюся воду в газовой компоненте учитывать не будем. Начальная масса частицы после испарения воды в процессе сушки и выхода летучих в процессе пиролиза в соответствии со схемой (рис.2) будет равна:

$$m_0(1 - V_0 - W_0) = \frac{\pi(\delta_0^3 - \delta_z^3)}{6} \rho_c + \frac{\pi \delta_z^3}{6} \rho_z,$$

где ρ_c – плотность кокса, откуда с учетом $\left(\frac{\delta_z}{\delta_0}\right)^3 = \frac{\rho_{m_0}^0}{\rho_z} \cdot A_0$ получим $\rho_c = \frac{\rho_{m_0}^0 \rho_z C_0}{\rho_z - \rho_{m_0}^0 A_0}$.

Здесь A_0 , V_0 , W_0 и C_0 – начальные содержания золы, летучих, воды и углерода в угольной частице, $\rho_{m_0}^0$ – начальная плотность частицы до сушки топлива, $\text{кг}/\text{м}^3$,

$$m_0 = \frac{\pi \delta_0^3}{6} \rho_{m_0}^0.$$

Текущая масса частицы с зольным остатком равна:

$$m = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_m = \frac{\pi(\delta^3 - \delta_z^3)}{6} \rho_c + \frac{\pi \delta_z^3}{6} \rho_z. \quad (3)$$

Из уравнения (3) получаем

$$\rho_m = \left[1 - \left(\frac{\delta_z}{\delta} \right)^3 \right] \rho_c + \left(\frac{\delta_z}{\delta} \right)^3 \rho_z.$$

Так что текущая масса частицы с учетом соотношения для ρ_c и условия $A_0 + V_0 + W_0 + C_0 = 1$ будет равна:

$$m = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_m = \frac{\pi}{6} \left[\frac{(\delta^3 - \delta_z^3)}{\rho_z - \rho_{m_0}^0 A_0} (1 - V_0 - W_0 - A_0) \rho_{m_0}^0 \rho_z + \delta_z^3 \rho_z \right]$$

откуда размер δ связывается зависимостью

$$\delta^3 = \frac{1}{\rho_m} \left[\frac{(\delta^3 - \delta_z^3)}{\rho_z - \rho_{m_0}^0 A_0} (1 - V_0 - W_0 - A_0) \rho_{m_0}^0 \rho_z + \delta_z^3 \rho_z \right].$$

Обозначая

$$\varphi = (1 - V_0 - W_0 - A_0) \frac{\rho_{m_0}^0 \rho_z}{\rho_z - \rho_{m_0}^0 A_0},$$

получим

$$\bar{\delta} = \left(\frac{\delta}{\delta_z} \right) = \left(\frac{\rho_z - \varphi}{\rho_m - \varphi} \right)^{1/3},$$

откуда видно, что при полном выгорании кокса, что соответствует $\rho_m \Rightarrow \rho_z$, размер частицы стремится к размеру зольного остатка $\bar{\delta} \Rightarrow 1$

$$(\delta \Rightarrow \delta_z), m \rightarrow \left(\frac{\pi \delta_z^3}{6} \right) \rho_z \text{ и } \frac{dm}{dt} \rightarrow 0.$$

Размер частицы вычисляется при решении полной задачи из диффузионно-кинетической полной задачи из диффузионно-кинетической зависимости для горения кокса при условии

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dm^c}{dt} \text{ КАК } \delta = \sqrt[3]{\frac{6m}{\pi \rho_m}}.$$

Текущая теплоемкость частицы определяется из уравнения

$$C_m \cdot m = C_c m^c + C_z m^z,$$

где C_c , C_z – теплоемкости кокса и золы. Текущая масса кокса в частице

$$m^c = \frac{\pi}{6} (\delta^3 - \delta_z^3) \rho_c.$$

Плотность, размер частиц и их теплоемкость в уравнении (1) определяются еще на основе двух моделей выгорания угольных частиц, описанных в [3].

Модель сегрегирующейся золы. При динамическом воздействии газа на горящую частицу в кипящем слое второй ступени циклонного реактора эта модель реализуется при сжигании высокозольных неспекающихся или слабоспекающихся углей или шламов с зольностью $A_0 > 20\%$ и температурой плавления золы $1450-1500^\circ\text{C}$.

В основе модели принимается плотность частиц после испарения влаги и выхода летучих постоянной. Зольные включения по мере выгорания кокса отваливаются. Это предполагает, что содержания кокса и золы остаются в процессе всего времени выгорания частицы величинами постоянными. Однако размер частиц в этом процессе уменьшается вплоть до 0.

После сушки топлива и испарения влаги, и выхода летучих масса частицы будет равна:

$$m_{0s} = \frac{\pi \delta_0^3}{6} \rho_{m_0}^0 (1 - V_0 - W_0) = \frac{\pi \delta_0^3}{6} \rho_c \frac{(1 - V_0 - W_0 - A_0)}{1 - V_0 - W_0} + \frac{\pi \delta_0^3}{6} \rho_z \frac{A_0}{1 - V_0 - W_0} \quad (4)$$

Из (4) получим

$$\rho_c = \frac{\rho_{m_0}^0 (1 - V_0 - W_0)^2 - \rho_z A_0}{1 - V_0 - W_0 - A_0}.$$

Плотность сухой частицы равна до начала горения $\rho_{m_s}^0 = (1 - V_0 - W_0) \rho_{m_0}^0$.

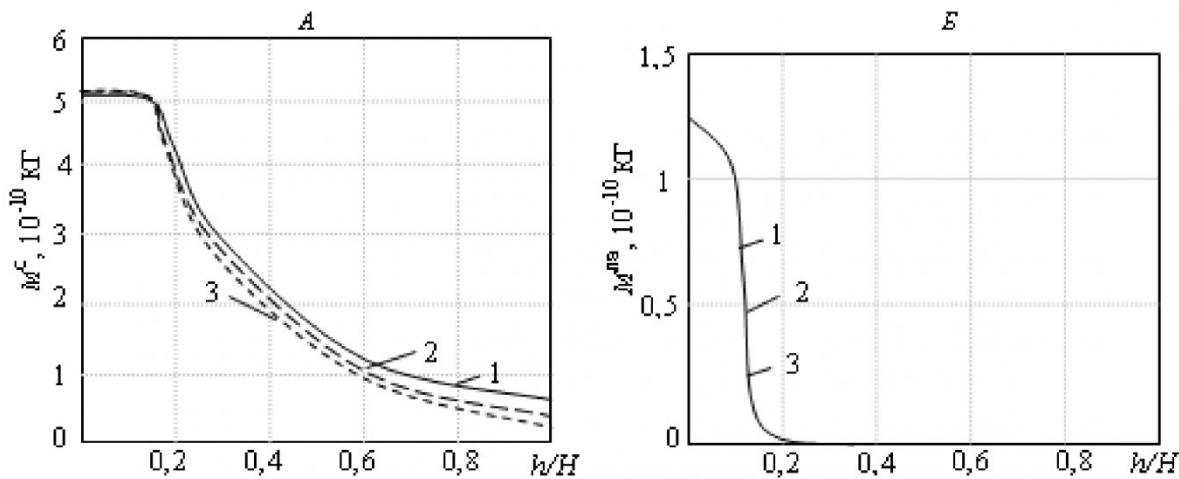


Рис. 3. Изменение массы коксовой частицы (а) и массы летучих (б) при горении: 1 – модель концентрированного зольного остатка; 2 – модель сегрегирующейся золы; 3 – модель прочного золового каркаса

Теплоемкость сухой частицы, вошедшая в уравнение (1), выразится соотношением

$$C_m \rho_{m_s}^0 = \frac{C_c \rho_c C_0 + C_z \rho_z A_0}{1 - V_0 - W_0},$$

или

$$C_m = \frac{C_c \rho_c (1 - V_0 - W_0 - A_0) + C_z \rho_z A_0}{\rho_{m_0}^0 (1 - V_0 - W_0)^2}.$$

Модель прочного золового каркаса. При горении биомассы (опилок мебельных отходов, лесопилок и лузги) при низкой зольности $A_0 < 10\%$, но и с низкой температурой плавления золы 1200–1300°C возможно горение по этой модели.

По этой модели предполагается, что размер частицы остается постоянной величиной вплоть до полного сгорания кокса ($\delta = \delta_0$), но плотность ее ρ_m меняется за счет уменьшения доли кокса и увеличения доли зольного остатка к общей массе частицы. Так, текущая масса частицы равна:

$$m = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_m = \frac{\pi \delta_z^3}{6} \rho_c \cdot C + \frac{\pi \delta_z^3}{6} \rho_z A, \quad (5)$$

где

$$C = \frac{m^c}{m} = \frac{m - m^z}{m} = 1 - \frac{m^z}{m} = 1 - A = 1 - \frac{\frac{\pi \delta_z^3}{6} \rho_{m_0}^0 \cdot A_0}{\frac{\pi \delta_z^3}{6} \rho_m} = \frac{\rho_{m_0}^0}{\rho_m} A_0;$$

$$A = \frac{\rho_{m_0}^0}{\rho_m} A_0.$$

Подставляя A и C в (5), получим

$$\rho_m^2 = \rho_c (\rho_m - \rho_{m_0}^0 A_0) + \rho_z \rho_{m_0}^0 A_0,$$

$$\text{или } \rho_m^2 - \rho_c \rho_m + (\rho_c - \rho_z) \rho_{m_0}^0 A_0 = 0. \quad (6)$$

Решая квадратное уравнение (6) относительно ρ_m , будем иметь

$$\rho_m = \frac{\rho_z}{2} \pm \sqrt{\frac{\rho_c^2}{4} + (\rho_z - \rho_c) \cdot \rho_{m_0}^0 A_0}. \quad (7)$$

В уравнении (7), поскольку $\rho_3 > \rho_c$, должен быть взят знак "+". Здесь плотность кокса определяется по уравнению (4). Текущая теплоемкость частицы определяется из выражения

$$C_m = \frac{C_c \rho_c \left(1 - \frac{\rho_{m_0}^0}{\rho_m}\right) A_0 + C_z \rho_z \frac{\rho_{m_0}^0}{\rho_m} A_0}{\rho_m}.$$

Расчет параметров горения по изложенным моделям показал следующие результаты. Принималось, что топливная смесь расходом газа $G = 0,25$ кг/с и массовой концентрацией частиц в потоке $c_{bx} = 0,04$ кг/м³ с эквивалентным (среднемассовым) диаметром частиц 100 мкм, движется вертикально, вращаясь в цилиндрическом канале высотой $H = 1$ м и диаметром $d = 0,5$ м. По данным опытов температура топливной смеси принималась равной $T_{bx} = 600$ К, средняя расходная аксиальная скорость потока воздуха на входе во вторую ступень $U_0 = 2,164$ м/с.

Вид данных	Безразмерная радиальная координата $\bar{r} = r/R$			Безразмерная осевая коорди- ната $\bar{h} = h/H$
	0	0,46	0,846	
Опыт	1035	1092	1102	0,606
Расчет	1020	1050	1065	
Расхождение	$\Delta = -1,4\%$	$\Delta = -0,9\%$	$\Delta = -3,4\%$	
Опыт	1080	1080	1106	0,909
Расчет	1115	1150	1170	
Расхождение	$\Delta = 3,2\%$	$\Delta = 6,5\%$	$\Delta = 5,8\%$	

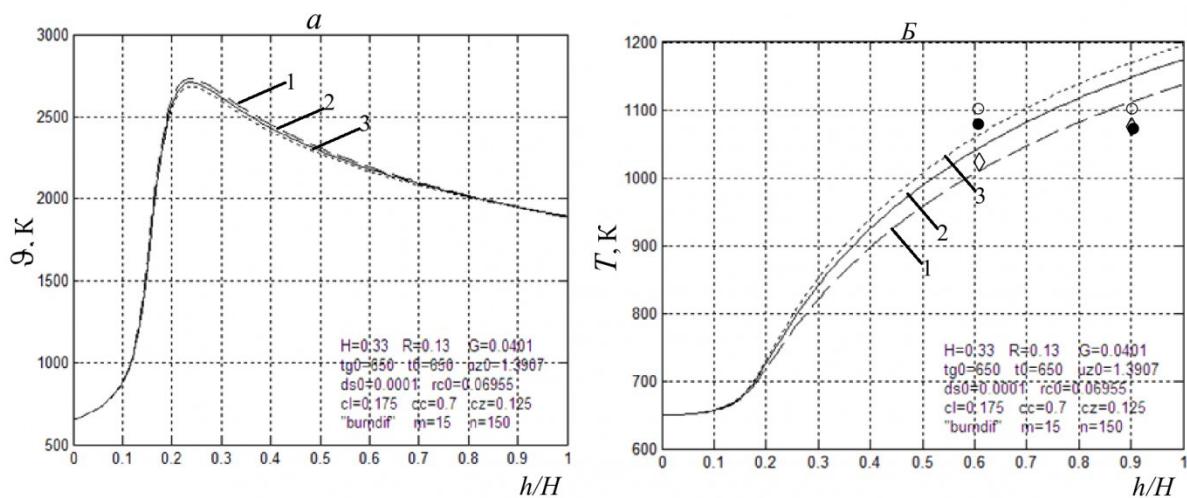


Рис. 4. Изменение парциальной плотности кислорода (а) и продуктов сгорания (б):
1 – модель концентрированного зольного остатка; 2 – модель сегрегирующейся золы; 3 – модель прочного золового каркаса

При сравнении параметров горения отмечено, что текущие массы частицы кокса и летучих веществ в частице мало отличаются при расчете по этим моделям (рис. 3).

Возможно, причиной этого является постоянный коэффициент диффузии, характеризующий динамику выхода летучих и процесс горения кокса, который был принят равным $D = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{s}$ [3], а в процессе горения он может иметь различные значения, например, для модели прочного золового каркаса и сегрегирующейся золы он отличается на порядок. Вероятно, в модели прочного золового каркаса перенос окислителя может происходить за счет газо-жидкостной диффузии при низкой температуре плавления золы.

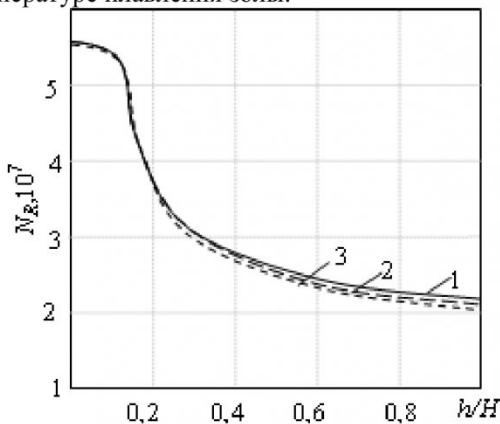


Рис. 5. Изменение счетной концентрации:
1 – модель 1; 2 – модель 2; 3 – модель 3

Интенсивное горение, согласно расчетам, проходит на высоте h от 0,1 до 0,3 м второй ступени реактора (рис. 4 а) и соответственно здесь же происходит образование продуктов сгорания (рис. 4 б), что соответствует высоте второй ступени полупромышленного циклонного реактора ($H = 0,3\text{м}$). В пределах этой высоты на этом уровне естественно интенсивно снижается и счетная кон-

центрация частиц топлива (рис.5).

С учетом данных расчета по приведенным моделям (рис. 3-5) дальнейшие исследования проводили при следующих условиях. В качестве основной модели приняли модель концентрированного зольного остатка. Расчеты производились при реальных размерах второй ступени циклонного реактора: высоте $H = 0,33$ м и ее диаметре $D = 0,26$ м ($R = 0,13$ м). Сжигание угля со среднемассовым размером частиц 100 мкм, со стехиометрическим расходом окислителя, проводилось в опытах при объемном расходе газа $Q = 0,0435 \text{ м}^3/\text{s}$ и с массовой концентрацией частиц топлива в потоке на входе во вторую ступень реактора $C_{\text{вых}} = 0,07 \text{ кг}/\text{м}^3$.

На рис. 6 представлены результаты расчета температуры частиц (рис. 6, а), температуры продуктов сгорания (6, б) и сравнение расчетных и измеренных данных температуры дымовых газов, образующихся при сгорании топлива. Температуры, измеренные при горении высокозольного угля на оси при $h = 0,2$ м и $h = 0,3$ м ($h/H = 0,606$, $h/H = 0,909$), мало отличаются друг от друга. Это можно объяснить интенсивным турбулентным перемешиванием топливно-газовой смеси в аксиальном направлении, что не учтено в расчетах. Турбулентная диффузия учитывалась только в радиальном направлении. Коэффициент турбулентного перемешивания для условий данного опыта в соответствии с моделью [2] $vT = 0,0216 \text{ м}^2/\text{s}$. На рис. 6 б можно отметить, с учетом принятых допущений, удовлетворительное согласие расчетных и измеренных температур газовой смеси в среднем сечении 2-ой ступени при $h/H = 0,606$ и на выходе из нее в сечении $h/H = 0,909$.

Из рис. 6, а видно, что различие в температурах частиц и газа у стенки весьма значительное, что требует сохранения в уравнении для теплообмена частиц лучистой составляющей, в то время как различие в температурах газа на различных

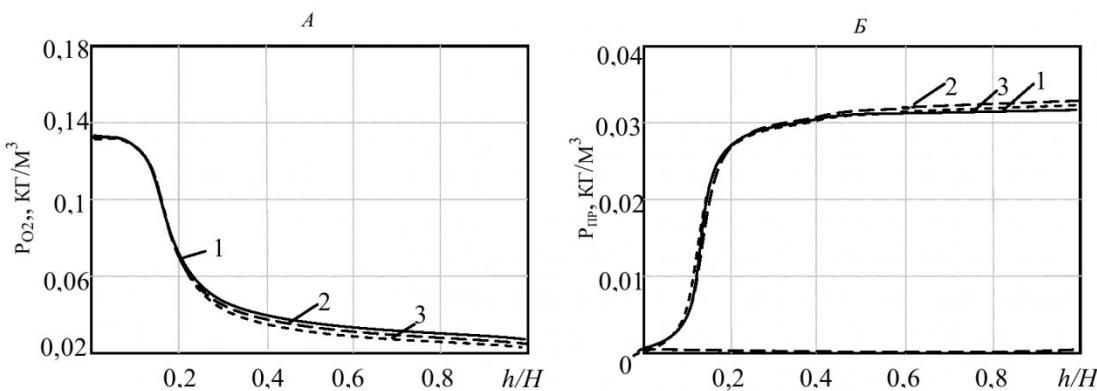


Рис. 6. Температура частиц топлива (а) и дымовых газов (б) при горении измельченного угля: 1 – на оси аппарата; 2 – на радиусе $r/R = 0,46$; 3 – на радиусе $r/R = 0,846$. Измеренные температуры: \diamond – на оси аппарата; \bullet – на радиусе $r/R = 0,46$; \circ – на радиусе $r/R = 0,846$

радиусах ступени невелико (рис. 6, б). Последнее доказывает правомерность пренебрежения лучистой составляющей в уравнении теплообмена газа частицами (2). В таблицу сведены измеренные и расчетные значения температур газа на входе и выходе из второй ступени реактора.

По данным сопоставления измеренных температур и результатов расчета по приведенным моделям можно сделать следующие выводы.

Несмотря на грубые приближения рассмотренных моделей, они удовлетворительно описывают процесс горения частиц топлива в центре второй ступени циклонного реактора, в условиях врачающегося кипящего слоя. При дальнейшей работе над моделями горения будет учитываться влияние потока вторичного подогретого воздуха, тангенциально вводимого в третью ступень циклонного реактора, а также зависимость коэффи-

циента диффузии от структуры зольных включений.

Расчетные данные и результаты измерений при горении во второй ступени реактора удовлетворительно согласуются между собой. Вместе с тем предложенные модели нуждаются в дальнейшей доработке в направлении учета процессов горения в третьей ступени циклонного реактора, учета турбулентной диффузии в аксиальном направлении, адекватного задания постоянных в законах горения кокса и летучих конкретных углей и шламов параллельно с экспериментальными исследованиями их горения на физической модели.

Исследования проводятся в рамках ФЦП Научные и научно-педагогические кадры инновационной России, Государственный контракт № П 563 от 5 августа 2009 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, Ю. О. Технология сжигания топливной смеси в гравитационно-рециркуляционной вихревой топке / Ю. О. Афанасьев [и др.] // Горение твердого топлива: сб. докл. VII Всерос. конф., ч. 2. 10-13 ноября 2009 г. / Ин-т теплофизики СО РАН. – Новосибирск, 2009. – С. 8-14.
2. Шиляев, М. И. Аэродинамика и тепломассообмен газодисперсных потоков / М. И. Шиляев, А. М. Шиляев. – Томск: Изд-во ТГАСУ, 2003. – 272 с.
3. Волков, Э. П. Моделирование горения твердого топлива / Э. П. Волков, Л. И. Зайчик, В. А. Першуков. – М.: Наука, 1994. – 320 с.
4. Основы практической теории горения / Под ред. В. В. Померанцева. – Л.: Энергоатомиздат, 1987.– 240 с.
5. Виленский Т. В. Динамика горения пылевидного топлива (Исследования на электронных вычислительных машинах) / Т. В. Виленский, Д. М. Хзмалиян. – М.: Энергия, 1977. – 248 с.

□ Авторы статьи:

Шиляев
Михаил Иванович,
докт. техн. наук,
Томский государственный архитектурно-строительный университет,
тел. (+7-382-2)44-68-79,
e-mail: shmi@mail.tomsknet.ru

Афанасьев
Юрий Олегович,
канд. техн. наук КузГТУ,
тел. (+7-384-2)54-55-50,
(+7-384-2)39-63-32,
e-mail: ayuo.pmahp@kuzstu.ru

Богомолов
Александр Романович,
докт. техн. наук, ИТ им.
С.С. Кутателадзе СО РАН,
г. Новосибирск,
тел. (+7-384-2)75-37-31,
(+7-384-2)39-63-32,
e-mail: barom@kuzstu.ru