

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАКЕЛЬНОГО КОНТИНУУМА В ЗОНЕ ИНТЕНСИВНОГО ГОРЕНИЯ КОТЕЛЬНОГО АГРЕГАТА

Е.В. Торопов, К.В. Осинцев

Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск

Анализ характеристик гетерогенного факела показывает, что применение кривой полных остатков для описания процесса пофракционного сгорания топливной пыли затруднительно, поэтому в работе предлагается новая математическая модель горения полифракционной дисперсной среды, основанная на нормальной функции распределения фракций и стандартной функции отклонений. Для согласования функции выгорания частиц топливной пыли с пространственными и временными характеристиками факела предложен ряд зависимостей, адаптированных к реальным процессам горения. При этом учтены аэромеханические и тепловые процессы в факеле, выделен начальный участок до плоскости воспламенения летучих веществ и основной участок факела, связанный с пофракционным выгоранием коксового остатка. Согласование процесса выгорания топливных частиц с линейными размерами факела позволяет определить распределение адиабатической температуры факельного континуума по его длине и с учетом модели теплообмена в зоне интенсивного горения котельного агрегата определить практическую температуру факельной среды.

Ключевые слова: горение, аэромеханика, факельный континуум, зона интенсивного горения, котельный агрегат.

Введение

Эффективность сжигания топлива и теплообмена в участках котельного агрегата (КА), как и минимизация вредных выбросов, в значительной мере формируются в начале газомеханического тракта КА и в системе подготовки компонентов горения. В свою очередь, компоновка КА и вид сжигаемого топлива должны быть согласованы с системой подготовки и подачи компонентов горения, конструкцией топливосжигающих устройств (ТСУ) и оформлением зоны интенсивного горения (ЗИГ). Таким образом, система подготовки и подачи компонентов горения, конструкция ТСУ формируют в ЗИГ условия устойчивого воспламенения и эффективного выгорания топлива, что связано с температурой факела и теплообменом в ЗИГ.

Достаточно широко применяемый в исследованиях анализ ситового состава топливной пыли основывается на расчете полного остатка по формуле Розина – Раммлера $R_\delta = \exp(-b\delta^n)$, где b и n – постоянные коэффициенты, характеризующие соответственно тонкость измельчения и однородность зернового состава топливной пыли. Применение характеристики полного остатка R_δ удобно для сведения всех фракций пыли к 1,0 с учетом потерь при анализе, что отвечает закону сохранения массы. Этот анализ также соответствует принятой стандартной методике рассева дисперсных твердых частиц [1] и широко используется на практике.

Но, при движении в факельном континууме в процесс нагрева, выделения и горения летучих, горения кокса топливная пыль входит пофракционной смесью, начиная с мелких фракций с разме-

ром δ_{\min} и заканчивая крупными фракциями с размером частиц δ_{\max} . Поэтому для анализа тепловых и температурных процессов в факельном континууме необходимо связать анализ полного остатка с локальным значением фракции в ансамбле топливных частиц $F(\delta_i)$.

Обычно применяемая на практике методика основана на анализе фракционного состава для интервала значений δ от δ_1 до δ_2 $F(\delta_1/\delta_2)$, что отвечает дискретному характеру процесса рассева топливной пыли. Для получения непрерывной зависимости $F(\delta_i)$ необходимо выбрать представительную точку для интервала ($\delta_1; \delta_2$). Рекомендательный в работе [2] метод фракционного анализа, когда $F(\delta + \Delta\delta)$ делится на интервал изменения фракционного состава от δ до $\Delta\delta$, то есть на $\Delta\delta$, не отвечает задаче, так как, согласно определению, $F[\delta/(\delta + \Delta\delta)] = R(\delta) - R(\delta + \Delta\delta)$, и далее

$$\begin{aligned} \frac{F[\delta/(\delta + \Delta\delta)]}{\Delta\delta} &= \frac{R(\delta) - R(\delta + \Delta\delta)}{\Delta\delta} = \\ &= \frac{\exp(-b\delta^n) - \exp(-b(\delta + \Delta\delta)^n)}{\Delta\delta}. \end{aligned} \quad (1)$$

Для монотонно убывающей с увеличением δ величины полного остатка $R(\delta)$ формула (1) дает относительное снижение полного остатка на интервале $[\delta; \delta + \Delta\delta]$, который стандартно определяется в долях от общей массы топлива, то есть, формула (1) дает изменение полного остатка с изменением $\Delta\delta$. Это скорость изменения полного остатка $R(\delta)$ на интервале изменения δ с изменением этого интервала, почти не связанная с изменением фракционного остатка на этом интервале.

Постановка задачи

Рационально для определения характерного значения фракционного остатка на интервале изменения размера δ применить среднюю арифметическую величину от двух интервалов $F(\delta_1/\delta_2)$ и $F(\delta_2/\delta_3)$, памятуя о том, что между средней арифметической любой величины y_{ar}^m , средней геометрической y_g^m и средней гармонической y_s^m величинами существует соотношение $y_s^m \leq y_g^m \leq y_{ar}^m$ [4]. Отсюда

$$F_i = 0,5 \left[F(\delta_1/\delta_2) + F(\delta_2/\delta_3) \right] = 0,5 \left[\exp(-b\delta_1^n) - \exp(-b\delta_3^n) \right]. \quad (2)$$

Полученные таким способом характерные точки F_i дают возможность сформировать непрерывную кривую фракционного состава ансамбля топливных частиц, что позволяет применить для математического описания поведения ансамбля частиц в топке дифференциальное и интегральное исчисление. Достоверность такого приближения, то есть, адекватность замены ступенчатой функции $F[\delta/(\delta + \Delta\delta)]$ непрерывной кривой F_i увеличивается с увеличением числа замеров на ситах для рассева топливной пыли. Необходимо также учесть, что одной точке фракционного состава соответствует достаточно большое число частиц; так как 1 % от массы навески в 25 г фракции 200 мкм соответствует 330 частиц этого размера.

Возможно, точность и оперативность определения доли фракций в топливной пыли можно повысить с применением пневматического рассеивателя типа РП-5 [3], который позволяет выделять фракции, начиная с самой мелкой.

Разработка основных математических соотношений

Как показывает качественный анализ в рамках теории специальных распределений вероятностей [5], фракционный состав пыли твердого топлива можно описать уравнением гипергеометрического распределения, которое при увеличении числа замеров приводит к биномиальному распределению. При переходе к непрерывному распределению вероятностей, как показано выше, этому соответствует кривая Гаусса с плотностью нормального распределения вероятностей отклонения от среднего значения

$$\varphi(u) = \exp(-0,5u^2) / \sqrt{2\pi}, \quad (3)$$

где в качестве аргумента введено $u = (\delta - \xi) / (\xi \cdot \sigma)$ – стандартное нормальное отклонение; ξ соответствует размеру частиц δ , отвечающему максимуму на кривой $F_i = f(\delta)$; σ^2 – дисперсия, σ – стандарт отклонения. Нормализация в данном случае означает размещение ансамбля топливных частиц по их числу около максимума ξ и приведение всех значений к безразмерному виду; стандартизация – определение характеристик ансамбля к виду зависимости от стандарта отклонений σ . Функция ошибок $\varphi(u)$, которую в данном случае лучше назвать функцией отклонений, табулирована и приводится в справочниках [5]. Для условий рассматриваемой задачи функция отклонений изображена на рис. 1. Следует отметить, что стандартное отклонение как обобщающий аргумент однозначно определяет функцию (3) и значениям $u=1$ и $u=-1$ соответствуют точки перегиба на кривой, построенной по зависимости (3). Также по построенной в соответствии с фракционным со-

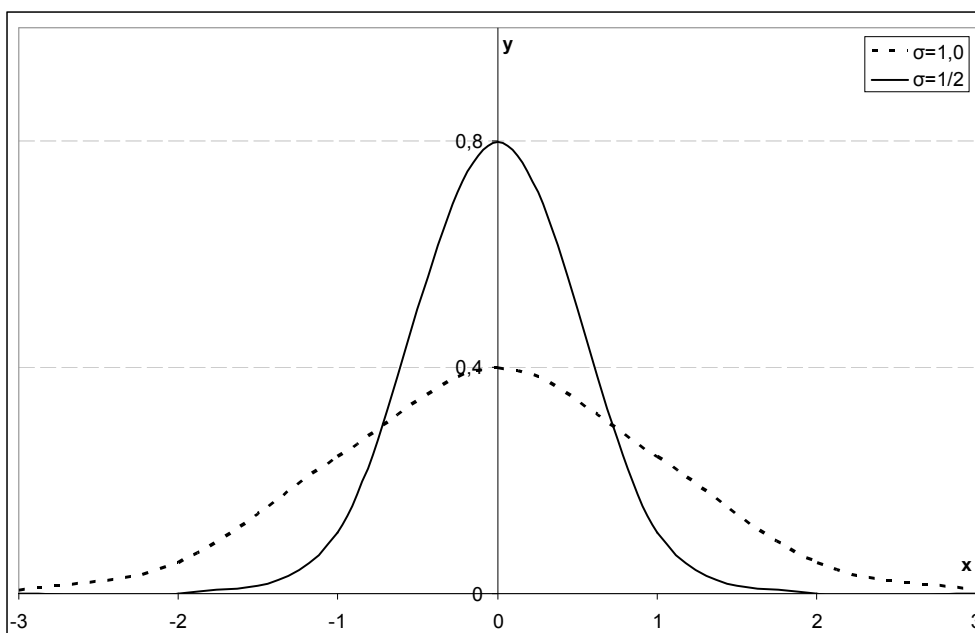


Рис. 1. Плотность распределения Гаусса нормализованной случайной величины $y = \varphi(u)$, где $x = u = (\delta_i - \xi) / (\xi \cdot \sigma)$, с центром ξ и дисперсией σ^2

ставом кривой $\varphi(u)$ легко определяется дисперсия $\sigma^2 = (\delta - \xi)^2 / (\xi \cdot u)^2$.

Достоверность описания практического распределения фракционного состава топливной пыли $y_{\text{пр}} \equiv y_1$ уравнением кривой Гаусса (3), построенной по предложенной методике $y_{\text{расч}} \equiv y_2$, можно определить расчетом коэффициента корреляции r_{y_1, y_2} , характеризующим тесноту линейной связи между y_1 и y_2 . Для этого рационально зависимость (3) подвергнуть логарифмической линеаризации

$$y_2 = \ln \varphi(u) = -(0,92 + 0,5u^2). \quad (4)$$

Определив обычным путем [5] коэффициент корреляции $-1,0 \leq r_{1,2} \leq 1,0$ между практическими результатами по рассеву топливной пыли и кривой Гаусса, можно количественно оценить достоверность описания (3). Эту методику можно также применить на стадии определения $F(\delta_i)$.

Ансамбль частиц топлива с характеристиками (1)–(3) движется совместно с потоком воздуха со скоростью w_1 , изменяющейся по длине факела l вследствие расширения факела и изменения его температуры и размеров из-за нагрева и выгорания топлива. Учесть расширение факела можно по падению средней кинетической энергии $E_i/E_0 = 0,56d_0/0,15l$ для круглой струи с выходным диаметром топливо – сжигающего устройства d_0 [6]. Тогда для локальной скорости факельного континуума без учета изменения его температуры $w_i^2 = 3,73w_0^2 d_0/l$, откуда $w_i = 1,93w_0(l/d_0)^{-0,5}$. Аналогичные зависимости предложены для плоского и закрученного факелов.

Учет температурного фактора в изменении скорости по длине факела возможен в первом приближении на основе следующих соотношений. Так как $E_i/E_0 = \rho w^2 / \rho_0 w_0^2$, то при выделении в величине ρw^2 плотности потока массы ρw , которая согласно уравнению сплошности постоянна $\rho w = \rho_0 w_0 = \text{const}$, можно определить температурную зависимость $E_{i,T}/E_0 = (\rho_0 w_0 w_T) / (\rho_0 w_0 w_0) = w_T/w_0$ и далее

$$w_{i,T} = 1,93w_0 (T/T_0)(l/d_0)^{-0,5}. \quad (5)$$

Таким образом, в рамках поставленной задачи скорость факельного континуума растет пропорционально увеличению его абсолютной температуры и убывает обратно пропорционально корню квадратному из относительной длины в калибрах l/d_0 . Более точный учет температурного фактора возможен при расчете теплоты адвективных потоков массы, образующихся за счет эжекционного эффекта факела, и теплоты тепловыделения при сгорании топлива (advection – движение присоединенных масс, *англ.* [8]).

Согласование модели с факельными характеристиками

При адаптации соотношений полифракционного потока топлива к аэромеханике факельного

континуума необходимо уточнить два условия асимптотического характера, которые связаны с начальным и конечным участками факела. Предельное минимальное значение координаты $u_{\text{пр}}$, соответствующее размеру частицы топливной пыли $\delta_{\text{пр}}$, которая еще не участвует в нагреве, воспламенении и не учитывается в расчете, определяется по формуле $u_{\text{пр}} = (\delta_{\text{пр}} - \xi) / (\xi \cdot \sigma)$. Если расположить сечение факела $l_{\text{ф}} = 0$ в месте начала смешения топливного потока с воздухом и принять для этого сечения $\delta_{\text{пр}} = 0$, тогда $u_{\text{пр}} = -\xi / (\xi \cdot \sigma)$, то есть, расположение начального сечения факельного континуума зависит от фракционных характеристик ансамбля топливной пыли.

Частицы топлива, имеющие малую термическую массивность (число $Bi \leq 0,1$) нагреваются практически без перепада температуры по сечению частицы, поэтому безразмерную температуру Θ частицы с диаметром δ_i можно описать зависимостью

$$\Theta = \exp(-3BiFo), \quad (6)$$

где $Bi = \alpha \delta_i / \lambda$, $Fo = at / \delta_i^2$; λ , ρ , c , $a = \lambda / \rho c$ – теплопроводность, плотность, массовая теплоемкость материала частицы в согласованных единицах. Как показывает численный анализ, при нагреве крупных топливных частиц с высокой интенсивностью теплоотдачи число Bi может превышать значение 0,1. Влияние термической массивности частиц на температурное поле (6) можно учесть введением коэффициента термической массивности.

Коэффициент термической массивности топливной частицы m определяется отношением коэффициента теплоотдачи на поверхность топливной частицы α и коэффициента теплопередачи k , причем в k входит только часть внутреннего термического сопротивления с учетом коэффициента формы частицы σ

$$m = 1 + \alpha \delta / 2\lambda (\zeta + 2) = \alpha [1/\alpha + 0,5\delta/\lambda (\zeta + 2)] = 1 + 0,5Bi / (\zeta + 2). \quad (7)$$

В сферическом приближении топливной частицы $\sigma = 3$ и $m = 1 + 0,1Bi$, при максимальном значении $Bi = 1,0$ коэффициент термической массивности в этом случае равен $m = 1,10$. Если принять коэффициент теплопроводности угольной частицы равным $\lambda = 0,15$ Вт/м·К, то для частицы размером 50 мкм $= 0,05 \cdot 10^{-3}$ м при коэффициенте теплоотдачи на поверхность частицы $\alpha = 100$ Вт/м²·К можно получить $Bi_{\text{min}} = 0,03$, $m = 1,003$, что относится к области термически тонких тел. При этих же условиях частица максимального размера $\delta = 1000$ мкм $= 1 \cdot 10^{-3}$ м будет соответствовать числу $Bi_{\text{max}} = 0,67$, при этом отклонение от расчета температурного поля частицы по закономерностям термически тонкого тела достигнет 6,7 % при коэффициенте массивности $m = 1,067$. Время нагрева до заданной температуры интенсивного выделения летучих веществ необходимо рассчитывать по

формуле, полученной логарифмированием зависимости (7)

$$\tau_{\text{инт}} = [\delta \rho c m / (2\alpha \zeta)] \ln(\theta_0 / \theta_{\text{инт}}), \quad (8)$$

где $\theta_0 = t_r - t_0$ – разность температур между топочными газами t_r и начальной температурой частицы t_0 ; $\theta_{\text{инт}} = t_r - t_{\text{инт}}$ – разность температур между топочными газами и температурой интенсивного выделения летучих. В первом приближении можно считать $t_{\text{инт}}$ температурой воспламенения горючей смеси. С повышением $t_{\text{инт}}$ разность температур $\theta_{\text{инт}}$ снижается и требуемое время $\tau_{\text{инт}}$ увеличивается; согласно результатам работы [6] время сушки частицы топлива можно не учитывать.

Последовательному характеру вступления частиц топлива в процессы теплообмена в факеле и аддитивной зависимости общего теплосодержания отвечает интеграл от функции распределения вероятности отклонений (3), причем пределы интегрирования рационально установить от $-\infty$ до максимального значения размера топливной частицы δ_{max} , соответствующего верхнему пределу интегрирования U ,

$$\begin{aligned} \Phi(\delta) &= \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\delta_{\text{max}}} \exp\left\{-0,5\left[(\delta-\xi)/(\sigma\cdot\zeta)\right]^2\right\} d\delta = \\ &= \Phi(U). \end{aligned} \quad (9)$$

Причем нормальная функция распределения $\Phi_u(U)$ связана с интегралом вероятностей $\Phi(U)$ и функцией ошибок $\text{erf}(U/2^{0,5})$ зависимостью

$$\Phi_u(U) - 1/2 = 0,5\text{erf}(U/\sqrt{2}) = \Phi(U). \quad (10)$$

Таким образом, нормальная функция распределения $\Phi(U)$ может быть определена через интеграл вероятностей $\Phi(U)$ или через функцию

ошибок $\text{erf}(U/\sqrt{2})$, обе эти зависимости табулированы [4]. Но при практической адаптации этих зависимостей есть особенности, которые связаны с достоверностью применяемых зависимостей. Эти особенности можно определить на основе анализа результатов численного анализа зависимостей (8)–(9) при изменении интервалов варьирования аргументов и их функций. На рис. 2 показана функция распределения $\Phi_u(U)$.

Численный анализ показывает, что при применении интеграла вероятностей (9) для области положительных и отрицательных значений $u = (\delta - \xi)/(\xi \cdot \sigma)$ разность между $\Phi(U)$ и $\Phi(\delta)$ не превышает 0,10 % во всем интервале изменения u , в то время как при расчете $\Phi_u(U)$ по зависимости (10) разность может превышать 10 % в области отрицательных значений u , что связано с нижним пределом интегрирования при получении функции ошибок

$$\text{erf}(U/\sqrt{2}) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^{\pi} \exp\left(-[U/\sqrt{2}]^2\right) du. \quad (11)$$

Нижний предел интегрирования определяется фракционным составом топливных частиц в области малых значений δ и имеет важное значение для расчета процессов воспламенения топливно-воздушной смеси, а верхний предел связан с расчетом недожога топлива при заданной длине факела, либо с определением требуемой длины факела при заданном недожоге топлива, что также связано с фракционным составом топлива в области больших значений δ .

Полученная интегральная функция связана с известным интегралом вероятностей [5], который приводится в справочниках в виде таблиц, она позволяет рассчитать не только полный остаток по

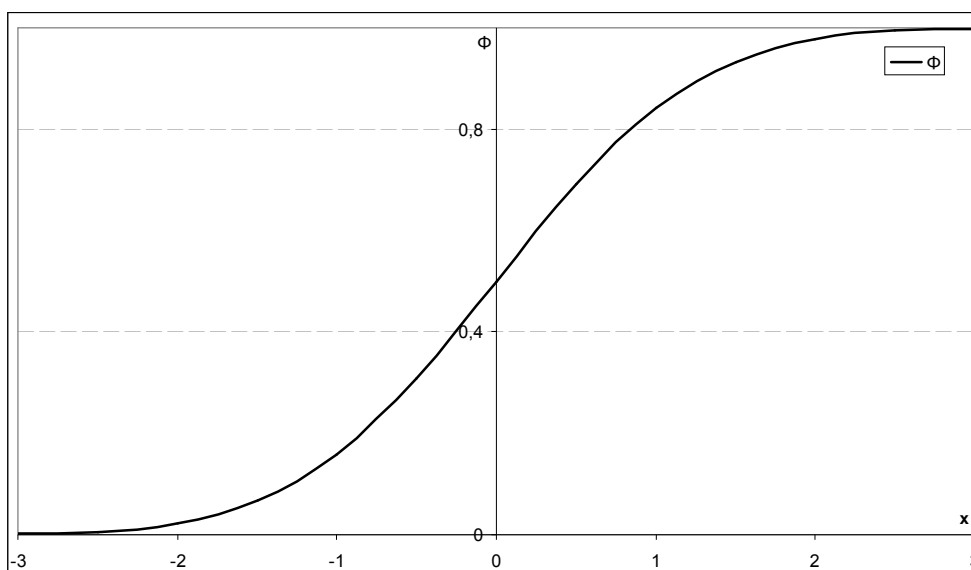


Рис. 2. Нормальная функция распределения Φ случайной величины $x = u = (\delta - \xi)/(\xi \cdot \sigma)$

известному фракционному составу, но и определить ряд свойств полифракционного топливного факела. Так, приведенная зависимость (8) позволяет определить наступление определенного температурного режима в зависимости от размера частицы и условий движения ее с полифракционным факелом. Для того, чтобы определить выгорание частиц топлива различного размера, к принятой схеме необходимо добавить условия взаимодействия горячей частицы с потоком топочной и факельной среды.

Если принять схему взаимодействия горячей частицы топлива с топочной средой [6] по плоскостной модели, что отвечает плоскому диффузионному слою между сферической частицей и топочной средой, то скорость выгорания частицы можно определить при $G_c = \text{const}$ по уравнению $d\delta/dt = -2M_c G_c / \rho$, при этом $M_c = 12$ кг/кмоль – молярная масса углерода, $\rho \approx 800$ кг/м³ – плотность кокса. Принятая схема поверхностного одномерного горения по первичной реакции с образованием CO₂ имеет первый порядок по кислороду, горение считается квазистационарным и автотельным во времени. При этом полное время выгорания частицы начального размера δ_0 :

$$\tau = -\frac{1}{2M_c} \int_{\delta_0}^{\delta} (\rho/G_c) d\delta = 0,0417 \int_{\delta}^{\delta_0} (\rho/G_c) d\delta. \quad (12)$$

При подстановке в (7) времени τ в интегральном выражении для процесса, связанного с нагревом и горением топлива в факеле можно получить функцию распределения тепловыделения в факеле по его длине. Но эта схема требует уточнения как в части допущения сферических поверхностей плоскими, так и в части зависимости G_c от δ .

Учет полидисперсности среды в факельном континууме требует применения зависимости для функции выгорания одиночной частицы, связанной с локальным значением кинетических и диффузионных характеристик процесса. В первом приближении можно пренебречь влиянием горения CO в пределах пограничного слоя, восстановительными реакциями и внутренним реагированием [6]. Тогда для одномерной модели процесса горения первого порядка реакции по кислороду, находящемуся в недостатке, получается зависимость для потока выгорающего углерода G_c : $G_c = \omega C_{ок}$, где ω – параметр кинетичности процесса выгорания топлива, определяемый в соответствии со вторым электротехническим правилом Кирхгофа для параллельной цепи из двух проводимостей. Функция окисления определяется количеством кислорода в факельном газе $0,21P_r/RT$ и его расходом на горение летучих веществ и углерода по стехиометрическим соотношениям.

Учет динамики горения частиц

Динамика горения полифракционного топлива связана с распределением температуры и кон-

центраций компонентов по длине факельного континуума; применение электротепловой аналогии и электрофизических правил Кирхгофа для узлов и цепей позволяет связать между собой ряд факторов. Обозначив узлами точки на поверхности горячей частицы, где окислитель отсутствует $C_{ок} = 0$, и на внешней поверхности диффузионного пограничного слоя, где концентрация окислителя равна таковой в факельном континууме $C_{ок}^{\phi}$, получим разность потенциалов переноса окислителя $\Delta C_{ок} = C_{ок}^{\phi} - 0 = C_{ок}^{\phi}$. Расположив параллельно распределенное диффузионное сопротивление $1/\alpha_D$ и сосредоточенное кинетическое сопротивление $1/k_1$, получим общее диффузионно-кинетическое сопротивление процессу горения $R_{\Sigma} = 1/\alpha_D + 1/k_1 = 1/\omega$, где диффузионно-кинетическая проводимость $\omega = 1/R_{\Sigma} = \alpha_D k_1 / (\alpha_D + k_1)$.

Фактор ω также можно назвать показателем кинетичности процесса выгорания топлива ω_k , при $\alpha_D \gg k_1$, когда диффузионные процессы не ограничивают скорость горения, $\omega_k = 1,0$; при $\alpha_D \ll k_1$, когда лимитирующими становятся диффузионные процессы, $\omega_k \rightarrow 0$. При $\alpha_D = k_1$ $\omega_k = k_1/2$, что отвечает промежуточному режиму; таким образом, применение показателя кинетичности процесса горения ω_k позволяет формально обозначить границы кинетического и диффузионного режимов с включением промежуточной области, что отвечает трансрежимным представлениям в части динамики процесса выгорания твердого топлива.

Локальная концентрация кислорода в факельном континууме $C_{ок}^{\phi}$, кмоль/м³, определяется через начальную объемную концентрацию $C_{ок.н}$, связанную со способом сжигания и конструкцией горелки – с применением воздушного дутья $C_{ок.н} = 0,21$, и с расходом кислорода на горение летучих и кокса по кислородному балансу

$$C_{ок}^{\phi} = \frac{C_{ок.н} P_r V_k^0}{RT V_r} \left[(\alpha - 1) \frac{V^0}{V_k^0} + K_H^p \right]. \quad (13)$$

В (13) учтено, что стехиометрический расход воздуха V^0 , м³/кг топлива, равен расходу на горение кокса и летучих $V^0 = V_k^0 K^p + V_n^0 V_n^p$. Содержание кислорода согласно (13) обеспечивает локальное выгорание топливной частицы начальным размером δ_i по этой зависимости без учета переносности кинетического фактора [6]

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = -\frac{2M}{\rho_k} \omega_k C_{ок}^{\phi}. \quad (14)$$

Диффузионный коэффициент массоотдачи α_D определяется в общем случае через зависимость Nu_D от чисел Re и Pr, причем в качестве определяющей в число Re входит относительная скорость частицы в потоке. При развитии факельного потока относительная скорость и число Re падают до нуля, при этом $Nu_D \approx 2$. Таким образом,

показатель кинетичности процесса горения частиц топлива при этих условиях определяется по формуле

$$\begin{aligned} \omega_{\kappa} &= k_1 \text{Nu}_D D / \delta_i / (k_1 + \text{Nu}_D D / \delta_i) = \\ &= 2k_1 D / \delta_i / (k_1 + 2D / \delta_i). \end{aligned} \quad (15)$$

С учетом (13)–(15) скорость сгорания частицы топлива размером δ_i определится по формуле

$$\begin{aligned} \frac{d\delta_i}{d\tau} &= -\frac{2M}{\rho_{\kappa}} \frac{2k_1 D / \delta_i}{(k_1 + 2D / \delta_i)} \times \\ &\times \frac{C_{\text{ок.н}} P_T V_{\kappa}^0}{RTV_{\Gamma}} \left[(\alpha - 1) \frac{V^0}{V_{\kappa}^0} + K_{\text{н}}^{\text{р}} \right] = -\omega_{\kappa} \frac{B}{T}. \end{aligned} \quad (16)$$

В зависимости (16) в параметр B включены все константы конкретной задачи, доля несгоревшего кокса $K_{\text{н}}^{\text{р}}$ принимается одинаковой для частицы любого размера, температуру факельного континуума T можно связать с абсциссой X и длиной факела, таким образом, влияние фракционного состава сосредоточено в факторе ω_{κ} . Это позволяет разделить дифференциалы и проинтегрировать зависимость (16) с получением функции выгорания топливных частиц размером δ_i .

$$\tau_{\text{выг}} = -\frac{T}{B} \int_{\delta_{i0}}^0 \frac{2D + k_1 \delta_i}{2k_1 D} d\delta_i = \frac{T}{B} \left(\frac{\delta_{i0}}{k_1} + \frac{\delta_{i0}^2}{4D} \right). \quad (17)$$

Смена знака в (17) связана с изменением пределов интегрирования от 0 до δ_{i0} , что соответствует динамике выгорания частиц топлива. Температура факельного континуума, влияющая на время выгорания частиц топлива, в рамках задачи определяется аппроксимацией от $T_{\text{инт}} = t_{\text{инт}} + 273$ до $T_{\text{кон}}$, соответствующей конечному сечению факела $L_{\Phi} = 1,0$

$$T = T_{\text{инт}} + L_{\Phi} (T_{\text{кон}} - T_{\text{инт}}). \quad (18)$$

Продольные габариты факельного континуума можно определить с применением диагностических методик различного теплофизического содержания: аэромеханического, температурно-радиационного, концентрационно-аналитического характера, а также с применением методик математической статистики. Выбранный диагностический метод при этом должен соответствовать основной задаче исследования. В настоящей работе характеристики факела определяются на основе дисперсионного анализа топливной пыли, поэтому начальный участок факела l_0 рационально определить по моменту воспламенения самых мелких частиц топливной пыли, согласно (8). При этом l_0 будет отличаться от расстояния до устья горелки на величину, требуемую для прогрева и воспламенения самых мелких частиц пыли.

Основная задача в рамках поставленных условий заключается в определении степени влияния на начальную скорость на выходе из сопла $F_0 = \pi r_0^2$ в основном трех факторов: расширения струи вследствие вовлечения в поток среды из

ЗИГ, изменения скорости вследствие изменения состава потока из-за горения и изменения температуры факельной среды от T_0 до T_{Φ} . Таким образом, изменение скорости факельной среды в процессе ее движения с горением от $L_{\Phi} = 0$ до $L_{\Phi} = 1,0$ можно представить зависимостью

$$w_{\Phi} = w_0 k_F k_V k_T, \quad (19)$$

где k_F, k_V, k_T – факторы влияния изменения сечения факела, изменения объемного расхода среды в факеле и изменения его температуры соответственно:

$$k_F = \frac{1}{(1 + 0,2 l_{\Phi} / d_0)^2}; \quad (20)$$

$$k_V = \frac{1}{\left[1 + L_{\Phi} \left(\frac{V_{\Gamma}^{\alpha}}{V_{\text{в}}^{\alpha}} - 1 \right) \right]}; \quad (21)$$

$$k_T = T_{\Phi} / T_0 = 1 + \Delta T_{\text{гор}} L_{\Phi} / T_0. \quad (22)$$

Соотношение (20) получено из геометрических соображений, основанных на экспериментально измеренных центральных углах раскрытия гетерогенного факела, равных 12° , при этом учитывались адвективные потоки массы. Соотношения (21)–(22) допускают линейную аппроксимацию зависимости $\Phi = f(X)$, связанную с выгоранием топлива и повышением температуры в факеле, как показано на рис. 3. Фактор l_{Φ} / d_0 является расстоянием от сопла в калибрах, здесь применен этот фактор, так как до плоскости начала воспламенения топлива развитие факельной струи идет по законам аэромеханики без внутренних источников теплоты. Фактор $\Delta T_{\text{гор}}$ учитывает эффект увеличения температуры факела за счет реакции горения топлива.

После воспламенения топлива при $L_{\Phi} = 0$ пофракционное выгорание топлива и повышение температуры факельного континуума идет в соответствии с интегральной кривой $\Phi = f(X)$, но учет этого фактора делает задачу итеративной, поэтому возможным решением является линейная аппроксимация $\Phi = f(X)$, так как зависимости (20)–(22) описывают факторы второго порядка влияния. Собственно, эти аппроксимации являются следствием разложения функции $V(L_{\Phi})$, как показано ниже.

Количество газообразной фазы в факельном континууме V_{Γ} , $\text{м}^3/\text{кг}$ топлива, изменяется от αV^0 в начале факела при $L_{\Phi} = 0$ до воспламенения с $(\alpha - 1)V^0 + V_{\Gamma}^{\alpha=1}$ при завершении горения в конце факела, где $L_{\Phi} = 1,0$. При разложении функции $V_{\Gamma}(L_{\Phi})$ в ряд Тейлора первые два слагаемых ряда дают

$$V_{\Gamma}(L_{\Phi}) = \alpha V^0 + L_{\Phi} \frac{\partial V_{\Gamma}^{\alpha=1}}{\partial L_{\Phi}}. \quad (23)$$

Входящие в формулу (23) переменные V^0 и $V_{\Gamma}^{\alpha=1}$ определяются справочными данными для

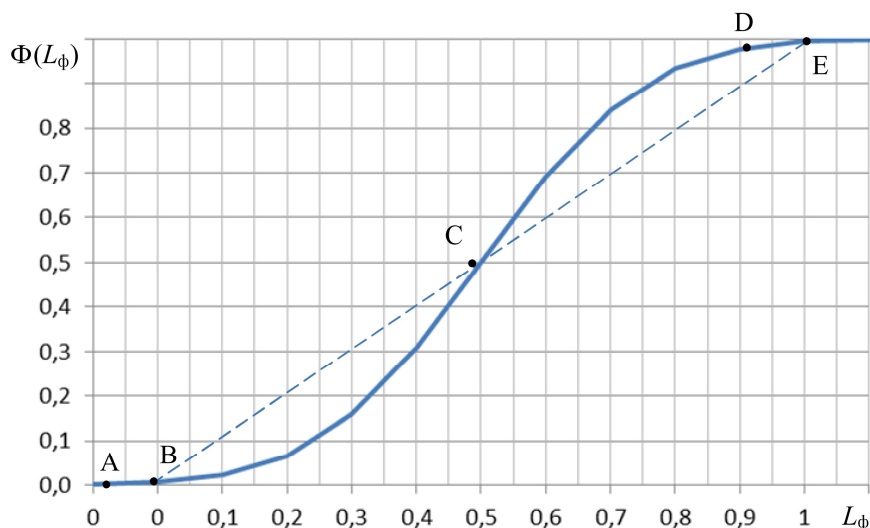


Рис. 3. Изменение интегральной функции $\Phi(L_\phi)$ по длине факела L_ϕ : линия А–В – начальный участок факела до воспламенения; точка В – начало горения; точки D, E – завершение горения с заданной степенью недожога; пунктирная линия В–Е – линейная аппроксимация степени выгорания топлива

конкретного вида твердого топлива [9] при $0 \leq L_\phi \leq 1,0$. Аналогичным образом определяется энтальпия факельного континуума в функции изменения его температуры, причем изменения температуры можно в первом приближении определить по изменению энтальпии при $c_p = \text{const}$.

Определенные таким образом границы факела позволяют нанести на координате X точки начала и конца факельного континуума и, в соответствии с этим, на координате Φ найти начало и конец факела как источника тепловыделения с учетом начального участка факела. Поправки в скорость факельного континуума (19) вводятся последовательно: на участке от $l_\phi = 0$ до $l_\phi = l_n$ вводится только поправка k_F , затем вводятся все три поправки вплоть до конечных сечений факела.

Протяженность начального участка до начала воспламенения $l_n = l_{n,k} d_0$ зависит от начальной скорости факельного потока w_0 и интенсивности теплоотдачи в конвективном выражении α , Вт/м²К, что при учете только k_F дает

$$l_{n,k}^3 + 9,5238 l_{n,k}^2 + 11,3378 d_0 l_{n,k} = 56,44 w_0 / (d_0 \alpha) \quad (24)$$

или при применении безразмерных чисел подобия $Re = w_0 d_0 / \nu$ и $Nu = \alpha d_0 / \lambda$

$$l_{n,k}^3 + 9,5238 l_{n,k}^2 + 11,3378 d_0 l_{n,k} = 40,6368 Re / d_0 Nu \quad (25)$$

Решить уравнение (24) можно либо методом Кардано, либо численно; адаптационные расчеты показывают, что длина начального участка составляет $(0,95 \dots 1,30) l_{n,k}$, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Произведенные преобразования с абсциссой на рис. 3 позволяют численно определить функ-

цию Φ на ординате графика как интегральную функцию увеличения энтальпии факельного континуума, что можно связать с его адиабатической температурой

$$t_{ад} = \Phi(L_\phi) \frac{Q_p^p}{c_p V_\Gamma} \quad (26)$$

Подстановка в формулу (26) располагаемой теплоты топливного потока Q_p^p и выхода продуктов сгорания с единицы топливной массы V_Γ при теплоемкости продуктов сгорания c_p позволяет определить локальное значение адиабатической температуры факельного континуума $t_{ад}$ при умножении полученного результата на нормальную функцию отклонений $\Phi(L_\phi)$ для данной координаты L_ϕ [5]. Переход от $\Phi(U)$ согласно рис. 2 к $\Phi(L_\phi)$ на рис. 3 осуществляется расчетом времени пофракционного выгорания по (17), которое соответствует времени, определенному по фактической скорости частиц в факеле $\tau = l_\phi / w_\phi$ по (19). Полученная зависимость решается относительно связи $u = (\delta_i - \xi) / (\xi \cdot \sigma)$.

Заключение

Применение нового метода математического описания поведения ансамбля полидисперсного потока топливных частиц в процессе горения позволило определить функцию пофракционного выгорания и связанные с ней энтальпию и локальную адиабатическую температуру факельного континуума.

Определена протяженность начального участка факела l_n , где топливо еще не воспламенилось, которая зависит от интенсивности подвода тепла к начальному участку α , принятой температуры ин-

тенсивного выделения летучих веществ $t_{\text{инт}}$, скорости потока на выходе из горелки w_0 и ее изменения с повышением температуры и раскрытием факела.

Время выгорания частиц размером δ_i полифракционного потока зависит от характеристик топлива и параметра кинетичности процесса горения ω_k при учете влияния температуры факельного континуума T_ϕ .

Литература

1. ГОСТ 2093–82. Топливо твердое. Ситовый метод определения гранулометрического состава. – М.: Изд-во стандартов, 2001. – 20 с.

2. Белосельский, Б.С. Технология топлива и энергетических масел / Б.С. Белосельский. – М.: Изд-во МЭИ, 2003. – 340 с.

3. Трёмбовля, В.И. Теплотехнические испытания котельных установок / В.И. Трёмбовля, Е.Д. Фингер, А.А. Авдеева. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 412 с.

4. Двайт, Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы / Г.Б. Двайт. – М.: Наука, Физматгиз, 1983. – 176 с.

5. Корн, Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Г. Корн, Т. Корн. – М.: Физматгиз, 2003. – 720 с.

6. Померанцев, В.В. Основы практической теории горения / В.В. Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахмедов и др. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312 с.

7. Торопов, Е.В. Концепция факельного континуума для зоны интенсивного горения котельного агрегата / Е.В. Торопов, К.В. Осинцев // Вестник ЮУрГУ. Серия «Энергетика». – 2015. – Т. 15, № 3. – С. 5–10. DOI: 10.14529/power150301

8. Malyavskaya, G. Russian-English Dictionary of Scientific and Engineering Terms: A Guide to Usage / G. Malyavskaya, N. Sveyeva. – New York: Begell House, Inc., 2000. – P. 1238.

9. Тепловой расчет котельных агрегатов. Нормативный метод / под ред. Н.В. Кузнецова и др. – 2-е изд., перераб. – М.: ЭКОЛИТ, 2011. – 296 с.

Торопов Евгений Васильевич, д-р техн. наук, профессор, заслуженный деятель науки и техники РФ, профессор кафедры «Промышленная теплоэнергетика», Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск; evtor@mail.ru.

Осинцев Константин Владимирович, канд. техн. наук, доцент, заведующий кафедрой «Промышленная теплоэнергетика», Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск; osintsev2008@yandex.ru.

Поступила в редакцию 5 мая 2016 г.

DOI: 10.14529/power160202

MAIN CHARACTERISTICS OF FLAME CONTINUUM WITHIN ACTIVE COMBUSTION AREA OF BOILER UNIT

E.V. Toropov, evtor@mail.ru,

K.V. Osintsev, osintsev2008@yandex.ru

South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation

The analysis of heterogeneous flame characteristics shows that using the curve of complete residues for describing fractional combustion of coal dust is difficult. For this reason, an innovative mathematical model of combustion of multi-fractional disperse medium is proposed, which is based on the normal function of the distribution of fractions and the standard deviation function. A number of dependencies adapted to actual combustion processes is offered to adjust the function of the coal dust combustion according to spatial and time flame variables. The authors consider aeromechanical and thermal processes in the flame. They highlight the initial flame portion to the volatile ignition plane and the main flame portion connected with a fractional burn-off of carbon residuals. Adjustment of carbon residual burn-off to linear flame dimensions allows determining a longitudinal distribution of the adiabatic temperature of the flame continuum and an actual flame temperature value with due regard to the model of heat transfer within an active combustion area of the boiler unit.

Keywords: combustion, aeromechanics, flame continuum, intensive combustion area, boiler unit.

References

1. GOST 2093–82. *Toplivo tverdoe. Sitovyy metod opredeleniya granulometricheskogo sostava* [Method for Determination of Particle Size Distribution]. Moscow, Standart Publ., 2001. 20 p.
2. Belosel'skiy, B.S. *Tekhnologiya topliva i energeticheskikh masel* [Fuel and Energy Oil]. Moscow, MEI Publ., 2003. 320 p.
3. Trembovl'a, V. I., Finger, E.D., Avdeeva, A.A. *Teplotekhnicheskie ispytaniya kotelnykh ustanovok* [Heat Engineering Tests of Boiler Plants]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1991. 416 p.
4. Dwight, G.B. *Tablitsy integralov i drugie matematicheskie formuly* [Tables of Integrals and Other Mathematical Formulas]. Moscow, Nauka and Fizmatgiz Publ., 1983. 176 p.
5. Korn G., Korn T. *Spravochnik po matematike dlya nauchnykh rabotnikov i inzhenerov* [Mathematical Handbook for Scientists and Engineers]. Moscow, Fizmatgiz Publ., 2003. 720 p.
6. Pomerantsev V.V., Arefev K.M., Akhmedov D.B. *Osnovy prakticheskoy teorii goreniya* [Fundamentals of Practical Combustion Theory]. Leningrad, Energoatomizdat Publ., 1986. 312 p.
7. Toropov E.V., Osintsev K.V. [The Concept of the Flame Continuum for Zone of Intense Burning of Boiler Unit]. *Bulletin of South Ural State University. Ser. Power Engineering*, 2015, vol. 15, no. 3, pp. 5–10. DOI: 10.14529/power150301 (in Russ.)
8. Malyavskaya G., Sveyeva N. *Russian-English Dictionary of Scientific and Engineering Terms: A Guide to Usage*. New York, Begell House, Inc., 2000. 1238 p.
9. *Teplovoj raschet kotelnykh agregatov. Normativnyy metod* [Thermal Design of Steam Generators. Standard Method]. 2nd edition, revised, reprint, Moscow, ECOLIT Publ, 2011. 296 p.

Received 5 May 2016

ОБРАЗЕЦ ЦИТИРОВАНИЯ

Торопов, Е.В. Основные характеристики факельного континуума в зоне интенсивного горения котельного агрегата / Е.В. Торопов, К.В. Осинцев // Вестник ЮУрГУ. Серия «Энергетика». – 2016. – Т. 16, № 2. – С. 14–22. DOI: 10.14529/power160202

FOR CITATION

Toropov E.V., Osintsev K.V. Main Characteristics of Flame Continuum within Active Combustion Area of Boiler Unit. *Bulletin of the South Ural State University. Ser. Power Engineering*, 2016, vol. 16, no. 2, pp. 14–22. (in Russ.) DOI: 10.14529/power160202