

УДК 536.468

## **Влияние радиационно-конвективного теплопереноса на характеристики и условия воспламенения капель водоугольного топлива\***

**С.В. Сыродой**

*Томский политехнический университет*

E-mail: sсыродой@yandex.ru

Приведены результаты математического моделирования процессов термической подготовки и воспламенения капель водоугольного топлива в условиях радиационно-конвективного нагрева. Полученные данные демонстрируют хорошее соответствие теоретических и экспериментальных значений интегральных характеристик процесса зажигания — времен задержки воспламенения. Показано, что радиационная составляющая теплообмена оказывает влияние на характеристики и условия зажигания. Увеличение размеров топливной частицы приводит к росту этого влияния. Выполнен анализ прогностического потенциала различных моделей радиационного теплопереноса. Показано, что времена задержки воспламенения, рассчитанные с применением моделей лучистого теплообмена типа «серая стенка», хорошо согласуются с их экспериментальными значениями. В то же время использование метода, основанного на приближении диффузии излучения, приводит к расчетным значениям времен задержки воспламенения, существенно превышающим экспериментальные значения. Обосновано, что в процессе инициирования горения водоугольной частицы решающая роль принадлежит не термохимическому взаимодействию горючего с окислителем, а комплексу совместно протекающих процессов термической подготовки, к которым относятся радиационно-конвективный нагрев, испарение воды и термическое разложение.

**Ключевые слова:** водоугольное топливо, тепловое излучения, термическое разложение, зажигание кокса, воспламенение летучих.

### **Введение**

Технология сжигания угля в виде водоугольного топлива (ВУТ) в топках энергетических котлов уже на протяжении нескольких десятилетий (начиная с середины 40-х годов прошлого века [1]) рассматривается как перспективная. Однако несмотря на ряд объективных преимуществ ВУТ над традиционными твердыми (уголь) [2], жидкими (мазут) [3] и газообразными (природный газ) [4] топливами примеры широкомасштабного внедрения ВУТ в производственном цикле тепловых электрических станций [5] практически отсутствуют. Такая ситуация типична не только для России [6], но и для других стран (например, Европейского союза и США [7], Китая и Японии [8]). Такое положение дел, скорее всего, связано с рядом объективных экономических и технологических причин. К экономическим можно отнести существенное ценовое преимущество газового топлива перед углем. Вместе с тем стоит отметить, что использование природного газа в качестве топлива для тепловых электрических станций нецелесообразно вследствие

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта президента РФ (проект НШ-7538-2016.8).

его высокой ценности для химической промышленности [9]. К технологическим причинам можно отнести слабую развитость общей теории термической подготовки и инициирования горения таких существенно неоднородных и гетерогенных топлив.

Разработанные к настоящему времени математические модели базируются, как правило, на упрощающих допущениях, которые в ряде случаев могут существенно влиять на результаты прогностического моделирования процессов воспламенения капель ВУТ. Так, например, в работах [10, 11] приведены результаты математического моделирования процесса воспламенения капель водоугольного топлива в условиях высокотемпературного конвективного нагрева. Модели [10, 11] основаны на решении одномерного уравнения теплопроводности без тепловых источников термохимического реагирования. При этом критерием воспламенения является условие нагрева частицы до температуры воспламенения, которая известна из эксперимента. Другой пример — модели [12–15], основанные на дискретизации всего процесса воспламенения на отдельные стадии: инертный нагрев, испарение внутривлажной влаги, зажигание кокса. Такое приближение позволяет анализировать влияние достаточно большой группы значимых физических процессов на характеристики и условия воспламенения. Однако процессы термической подготовки (инертный нагрев, испарение воды, термическое разложение органической части угля, зажигание) протекают совместно в индукционный период. Соответственно применение моделей [12–15] может привести к ошибкам при проведении прогностического моделирования процессов воспламенения капель ВУТ (скорее всего, значения времен задержки воспламенения будут завышены). В публикациях [16–20] были приведены математические модели, лишенные недостатков упомянутых моделей [12–15]. Авторами [16–20] были решены задачи зажигания одиночной капли водоугольного топлива в условиях радиационно-конвективного нагрева с учетом совместного протекания основных процессов термической подготовки в условиях существенных фазовых (испарение воды с учетом неравновесности температуры на границе фронта испарения) и термохимических (термическое разложение угля, термохимическое взаимодействие углерода кокса и водяных паров, воспламенение летучих) превращений. С использованием математического аппарата в этих работах был проведен теоретический анализ влияния большой группы значимых факторов (характерный размер угольных частиц [16], вид угля [17], формы частицы [18], гетерогенность структуры топлива [20]) на характеристики и условия воспламенения капель водоугольного топлива. Стоит отметить, что подход здесь основывался на предположении о том, что окисление продуктов пиролиза протекает в очень узкой (можно сказать бесконечно тонкой) приповерхностной зоне. Однако из работ [21, 22] известно, что диффузия газообразных продуктов термического разложения в малой окрестности топливной частицы оказывает влияние на характеристики воспламенения топлива.

Отдельно стоит отметить модель [23], в которой учитывались наиболее значимые процессы термической подготовки (радиационно-конвективный нагрев, испарение влаги, термическое разложение органической части топлива, выход летучих, газофазное воспламенение продуктов пиролиза) в индукционный период времени. В этой модели процесс испарения рассматривался в рамках представлений о равновесности температуры на границе фронта испарения. Другими словами, решалась классическая задача Стефана. Однако еще из работ Н.А. Фукса (см., например, [24]) известно, что вода испаряется при любой температуре выше точки тройного состояния вещества.

В работе [25] были приведены результаты экспериментальных исследований лазерного инициирования горения капли водоугольного топлива с использованием  $\text{CO}_2$ -лазера. Можно обоснованно предположить, что характеристики излучения внутритопочной среды и такого оптического квантового генератора будут отличаться. Это обусловлено тем, что лазер, как правило, излучает узконаправленный, сфокусированный монохроматический пучок фотонов с высокой плотностью энергии [26], в то время как характеристики

теплового излучения внутритопочной среды существенно зависят от интенсивности турбулентных флуктуаций температуры [27]. Соответственно можно сделать вывод, что использование результатов работы [25] при проведении опытно-конструкторских работ при разработке топочных устройств водоугольных котельных агрегатов недостаточно обосновано.

Стоит отметить, что несмотря на большой объем существующих теоретических исследований, до настоящего времени не проведен анализ влияния теплового излучения внешней среды на характеристики и условия воспламенения капель водоугольного топлива. Из работ Л.Н. Хитрина (см., например, [28]) известно, что тепловое излучение топочного пространства при использовании высокотемпературных 3-х атомных газов и котловых экранов является значимым фактором, определяющим стабильность зажигания топлива. При этом стоит отметить, что при сжигании топлива в топке формируется существенно неоднородное по спектру [29] и по пространству [30] поле излучения. Последнее обусловлено турбулентными флуктуациями высокотемпературной газовой среды [31]. Соответственно можно обоснованно предположить, что динамика воспламенения капель ВУТ будет существенно зависеть от характеристик теплоизлучающей среды, но пока этот фактор ни экспериментально, ни теоретически не исследовался.

Целью настоящей работы является математическое моделирование процессов тепло- и массопереноса, протекающих совместно при воспламенении частицы водоугольного топлива, и анализ влияния теплового излучения на характеристики и условия зажигания.

### **Постановка задачи**

#### ***Физическая постановка задачи***

Физическая модель процесса воспламенения капли водоугольного топлива сформулирована на основе детального анализа основных закономерностей процессов термической подготовки, установленных в экспериментах [20]. Принято, что водоугольная частица в начальный момент времени попадает в высокотемпературную окислительную среду (воздух) и нагревается за счет конвекции и излучения. Затем внутритопочная влага начинает испаряться. Фронт испарения движется от поверхностных слоев в глубинные. В результате обезвоживания топлива формируется пористый угольный каркас с высоким термическим сопротивлением. Пары воды фильтруются сквозь углеродистый каркас и вступают в термохимическое взаимодействие с углеродом кокса. Так образуются горючие продукты химических реакций — CO и H<sub>2</sub>. В процессе продолжающегося нагрева инициируется термическое разложение органической части топлива с выходом газообразных продуктов пиролиза. Последние, совместно с водяными парами, водородом и монооксидом углерода, вдуваются в пристенную область и формируют слой высокорреакционной парогазовой смеси. В результате термического разложения выделяется существенно неоднородный по химическому составу газ [32], состоящий как из горючих (CO, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>), так и из негорючих (CO<sub>2</sub>) компонентов.

#### ***Математическая постановка задачи***

Математическая постановка задачи воспламенения ВУТ, соответствующая сформулированной выше физической модели, включает систему нестационарных дифференциальных уравнений. Область решения — «частица ВУТ–газовая среда» — приведена на рис. 1. В период термической подготовки каплю ВУТ можно разделить на две зоны: исходное насыщенное влагой топливо и сухой угольный каркас. Распределение температуры в такой неоднородной гетерогенной системе описывается уравнением энергии, которое учитывает удаление влаги, термическую деструкцию топлива, взаимодействие водяных паров и углерода кокса, а также фильтрационный тепло- и массоперенос [33]:

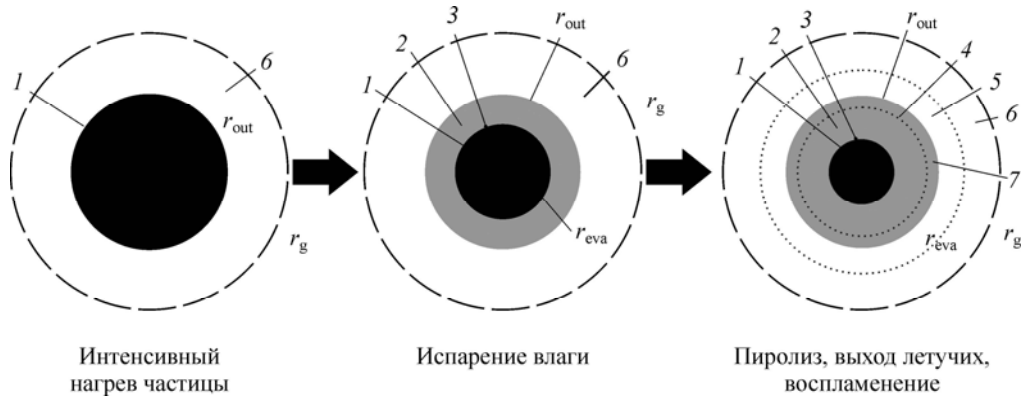


Рис. 1. Схема области решения задачи.

1 — частица ВУТ, 2 — слой сухого топлива, 3 — граница раздела системы «исходное ВУТ–слой сухого топлива», 4 — граница раздела системы «слой сухого топлива–сухой уголь при температуре  $T > T_{std}$ », 5 — область взаимодействия продуктов пиролиза и окислителя, 6 — высокотемпературный газ, 7 — уголь при температуре  $T > T_{std}$ .

$$\frac{\partial H_{wcf}}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot \lambda_{wcf} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\sin \theta}{r} \cdot \lambda_{wcf} \cdot \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) - \frac{Q_{eva} \cdot W_{eva}}{h_{spr}} \cdot \delta(r_{eva}, \theta_{eva}) - \sum_{i=1}^{i=2} Q_i \cdot W_i - C_s \cdot \rho_s \cdot \left( U_s \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + V_s \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \cdot \Phi(r - r_{eva}, \theta - \theta_{eva}), \quad (1)$$

где:

$$\sum_{i=1}^{n=2} Q_i \cdot W_i = Q_{c \rightarrow vol} \cdot W_{c \rightarrow vol} + Q_{C+H_2O} \cdot W_{C+H_2O},$$

$$H_{wcf} = C_{wcf}(r, \theta) \cdot \rho_{wcf}(r, \theta) \cdot T(r, \theta, t),$$

здесь  $\delta$  — функция Дирака,  $\Phi$  — функция Хевисайда. Теплофизические характеристики ( $\lambda_{wcf}$ ,  $C_{wcf}$  и  $\rho_{wcf}$ ) рассчитываются с учетом положения фронта испарения. Массовая скорость испарения ( $W_{eva}$ , кг/(м<sup>2</sup>с)) вычислялась из выражения [34]

$$W_{eva} = W_f \cdot \exp \left[ \frac{Q_{eva} \cdot \mu_{wat} \cdot (T(r_{eva}, \theta_{eva}) - T_f)}{R \cdot T_f \cdot T(r_{eva}, \theta_{eva})} \right]. \quad (2)$$

Координата границы испарения определялась из выражения

$$r_{eva} = r_{out} - \int_0^{\tau} u_F d\tau, \quad (3)$$

где  $u_F = W_{eva} / \rho$  — линейная скорость движения фронта испарения, м/с.

При постановке задачи учитывалось, что водяные пары совместно с продуктами термического разложения движутся сквозь пористый угольный каркас. Распределение давления по радиусу частицы вычислялось при решении уравнения пьезопроводности [35]

$$\frac{\partial(p\Pi)}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot \frac{K}{\nu \cdot \beta} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\sin \theta}{r} \cdot \frac{K}{\nu \cdot \beta} \cdot \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\rho \cdot \beta} \cdot \sum_{m=1}^{n=3} f_i, \quad (4)$$

где  $\sum_{m=1}^{n=3} f_i = [W_{c \rightarrow vol} + (W_{C+H_2O \rightarrow CO+H_2} + W_{eva} \cdot \delta(r_{eva}, \theta_{eva})) / s]$ ,  $W_{c \rightarrow vol}$ ,  $W_{C+H_2O \rightarrow CO+H_2}$ ,  $W_{eva}$  — массовые скорости выхода летучих, термохимического взаимодействия водяных паров и

углерода кокса и испарения соответственно;  $f_i$  — функция, описывающая изменение массового расхода смеси паров воды и пиролизных газов в результате выхода летучих и поглощения водяного пара при его термохимическом взаимодействии с углеродом. Скорость фильтрации пара определялась из дифференциального выражения закона Дарси:

— в радиальном направлении:

$$U_s = -\frac{K}{v} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (5)$$

— в азимутальном направлении:

$$V_s = -\frac{K}{v} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial p}{\partial \theta}. \quad (6)$$

Распределение температуры в слое газа вокруг частицы описывается уравнением энергии. Последнее учитывает экзотермические эффекты реакций окисления основных горючих компонентов воздухом [23]:

$$\begin{aligned} C_g \cdot \rho_g \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + C_g \cdot \rho_g \cdot \omega(r) \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot \lambda_g \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \\ + \frac{1}{r \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\sin \theta}{r} \cdot \lambda_g \cdot \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \sum_{i=1}^{i=3} Q_i \cdot W_i, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\sum_{i=1}^{i=3} Q_i \cdot W_i = Q_{\text{CH}_4+\text{O}_2} \cdot W_{\text{CH}_4+\text{O}_2} + Q_{\text{CO}+\text{O}_2} \cdot W_{\text{CO}+\text{O}_2} + Q_{\text{H}_2+\text{O}_2} \cdot W_{\text{H}_2+\text{O}_2}$ ,  $\omega(r)$  — скорость движения парогазовой смеси, которая вычислялась по формуле [36]

$$\omega(r) = U_s(r_{\text{out}}, \theta, t) \cdot \frac{0,96}{(0,07 \cdot r)/s + 0,29}. \quad (8)$$

На границе раздела системы «частица ВУТ–газовая среда» принималось граничное условие 4-го рода. При этом учитывались экзотермический эффект реакции углерода с кислородом воздуха (по аналогии с тем, что это было сделано в работе [37]) и тепловое излучение внешней среды [38]:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = K_\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{Q_{\text{C}+\text{O}_2} \cdot W_{\text{C}+\text{O}_2}}{\lambda_{\text{wcf}}} + \frac{Q_{\text{rad}}}{\lambda_{\text{wcf}}}, \quad (9)$$

$$T(r, \theta, t)|_{r=r_{\text{out}+0}} = T(r, \theta, t)|_{r=r_{\text{out}-0}},$$

здесь  $K_\lambda = \lambda_g / \lambda_{\text{wcf}}$ ,  $Q_{\text{rad}}$  — тепловой поток, поступающий от внешней среды за счет излучения, Вт/м<sup>2</sup>. Скорость реакции  $\text{C} + \text{O}_2 = \text{CO}_2 + 18,67$  МДж/кг вычислялась с использованием математического выражения закона Аррениуса

$$W_{\text{C}+\text{O}_2} = k_{\text{C}+\text{O}_2} \cdot \left[ 1 - \sum_{i=1}^n c_i(r_{\text{out}}, \theta, t) \right] \cdot \eta(r_{\text{out}}, \theta, t) \cdot \rho_g \cdot \exp\left(-\frac{E_{\text{C}+\text{O}_2}}{R \cdot T}\right). \quad (10)$$

При постановке задачи зажигания исследовались три различных модели радиационного теплопереноса. На первом этапе процесс излучения рассматривался в рамках закона Стефана–Больцмана (модель «серая стенка») [39]:

$$Q_{\text{rad}} = \varepsilon_{\text{wcf}}(T) \cdot \sigma \cdot \left( T_g^4 - T^4 \right) \Big|_{r=r_{\text{out}}}. \quad (11)$$

В экспериментах [20] водоугольные частицы помещались в цилиндрический канал диаметром  $d = 0,05$  м, заполненный окислителем. Стенки канала нагревались до высокой

температуры. Учитывая, что воздух в общем случае является оптически тонкой средой [40, 41], можно предположить, что геометрия пространства, определяемая совокупностью расположения и форм источника и приемника излучения, может оказать влияние на характеристики и условия воспламенения топливной частицы. Соответственно, представляет интерес изучение влияния расположения и форм объектов системы «капля ВУТ–источник нагрева» на условия воспламенения. В случае рассматриваемой задачи лучистый тепловой поток рассчитывается из выражения [42]

$$Q_{\text{rad}} = \frac{\sigma \cdot T_{\text{cil}}^4 - \sigma \cdot T^4 \Big|_{r=r_{\text{out}}}}{\left[ \frac{1}{\varepsilon_{\text{wcf}}(T)} + \left( \frac{r_{\text{out}}}{r_{\text{cil}}} \right)^2 \cdot \left( \frac{1}{\varepsilon_{\text{cil}}} - 1 \right) \right]}. \quad (12)$$

Однако известно [43], что воздух при высоких температурах ( $T_g \geq 1200$  К) может поглощать тепловое излучение. Представляет интерес изучение влияния поглощения теплового излучения окислителем на характеристики и условия зажигания. В соответствии с приближением диффузии теплового излучения [44] радиационный тепловой поток может быть рассчитан по формуле

$$Q_{\text{rad}} = \varepsilon_{\text{wcf}}(T) \cdot \sigma \cdot \left( T^4 \Big|_{r=r_g} - T^4 \Big|_{r=r_{\text{wcf}}} \right) \cdot \psi, \quad (13)$$

$$\text{где } \psi = (1 + E_{\text{wcf}}) \cdot \left\{ \frac{3}{8} \cdot \left[ \alpha \cdot d_{\text{out}} \cdot \left( 1 - \frac{d_{\text{out}}}{d_{\text{cil}}} \right) + 2 \cdot \frac{1 - (d_{\text{out}}/d_{\text{cil}})^3}{\alpha \cdot d_{\text{out}}} \right] + \left( E_{\text{wcf}} + \frac{1}{2} \right) + \frac{d_{\text{out}}^2}{d_{\text{cil}}^2} \cdot \left( E_{\text{cil}} + \frac{1}{2} \right) \right\}^{-1},$$

$E_j = (1 - \varepsilon_j) / \varepsilon_j$ ,  $\alpha$  — средний по Планку [43] коэффициент поглощения излучения.

В экспериментах [20] в качестве окислителя использовался воздух, в котором отсутствовали рассеивающие примеси. В этих условиях рассеивание света является рэлеевским, и на таких малых масштабах оно пренебрежимо мало [42]. При постановке задачи учитывалось изменение среднеинтегральной степени черноты водоугольной частицы вследствие изменения температуры ее поверхности.

При постановке задачи принималось, что водяной пар вступает в эндотермическое химическое взаимодействие с углем ( $\text{C} + \text{H}_2\text{O} = \text{CO} + \text{H}_2 - 118,485$  МДж/кг). Скорость этой реакции вычислялась из выражения [21]

$$W_{\text{C}+\text{H}_2\text{O}} = k_{\text{C}+\text{H}_2\text{O}} \cdot c_{\text{H}_2\text{O}} \cdot \rho_s \cdot \exp(-E_{\text{C}+\text{H}_2\text{O}} / (R \cdot T)). \quad (14)$$

Также было принято, что разложение топлива с выделением летучих начинается при достижении на поверхности частицы условия  $T_{\text{sur}} \geq T_{\text{std}}$ , где  $T_{\text{sur}}$  — температура поверхности частицы,  $T_{\text{std}}$  — температура начала термического разложения. Процесс термического разложения описывается уравнением химической кинетики

$$\partial \eta / \partial t = [1 - \eta] \cdot k_{\text{c} \rightarrow \text{vol}} \cdot \exp(-E_{\text{c} \rightarrow \text{vol}} / (R \cdot T)). \quad (15)$$

Скорость пиролиза рассчитывалась с использованием выражения

$$W_i = V_0 \cdot [1 - \eta] \cdot k_{\text{c} \rightarrow \text{vol}} \cdot \rho_{\text{wcf}} \cdot \exp(-E_{\text{c} \rightarrow \text{vol}} / (R \cdot T)). \quad (16)$$

Процесс воспламенения ВУТ развивается следующим образом. Продукты термической деструкции и химического взаимодействия твердого остатка и водяных паров вдуваются в «пристенную» область. Формируется газовая смесь, воспламеняющаяся при достижении критических значений температуры и концентрации горючего [21, 22]. Период времени от начала теплового воздействия на частицу до начала процесса интенсивного тепловыделения в результате термохимического реагирования газообразных

продуктов пиролиза с окислителем считался временем задержки воспламенения ( $t_{\text{ing}}$ ). В малой окрестности частицы ВУТ учитывалось протекание трех наиболее значимых реакций [20]:

1.  $\text{H}_2 + 0,5\text{O}_2 = \text{H}_2\text{O} + 141900 \text{ кДж/кг}$ ,
2.  $\text{CO} + 0,5\text{O}_2 = \text{CO}_2 + 10090 \text{ кДж/кг}$ ,
3.  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 = 2\text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2 + 55000 \text{ кДж/кг}$ .

Скорость этих реакций вычислялась из математического выражения закона Аррениуса:

$$W_i = k_i \cdot c_i(r, \theta, t) \cdot \left(1 - \sum_{i=1}^n c_i(r, \theta, t)\right) \cdot \rho_g \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{R \cdot T}\right). \quad (17)$$

Концентрации компонентов парогазовой смеси ( $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ ) в пристенной области рассчитывались при решении уравнений диффузии для соответствующего компонента реакции:

$$\begin{aligned} \rho_g \cdot \frac{\partial c_i}{\partial t} + \rho_g \cdot \omega(r) \cdot \frac{\partial c_i}{\partial r} = \rho_g \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot D_i \cdot \frac{\partial c_i}{\partial r} \right) + \\ + \frac{\rho_g}{r \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\sin \theta}{r} \cdot D_i \cdot \frac{\partial c_i}{\partial \theta} \right) - \sum_{i=1}^{i=3} W_i. \end{aligned} \quad (18)$$

Известно, что при термическом разложении угля происходит деструкция, сопровождающаяся увеличением размеров пор [45]. В этих условиях при постановке задачи учитывалось изменение плотности и пористости топлива:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = (\rho - \rho_{\text{etd}}) \cdot k_{c \rightarrow \text{vol}} \cdot \exp\left(-\frac{E_{c \rightarrow \text{vol}}}{R \cdot T}\right), \quad (19)$$

$$\Pi = \Pi_0 \cdot (\rho - \rho_0) / (\rho_{\text{etd}} - \rho_0). \quad (20)$$

Система уравнений (1–20) решалась при следующих начальных и граничных условиях:

$$t=0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} T(r, \theta, 0) = T_0 = 298 \text{ К}, \quad p(r, \theta, 0) = p_{\text{atm}}, \\ \rho(r, \theta, 0) = \rho_0, \quad \eta(r, \theta, 0) = 0, \\ T(r, \theta, 0) = T_g, \quad c_i(r, \theta, 0) = 0, \quad r_{\text{out}} < r < r_g, \quad 0 < \theta < \pi \end{array} \right\} \quad 0 < r < r_{\text{out}}, \quad 0 < \theta < \pi,$$

и

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{\substack{r=0 \\ 0 < \theta < \pi}} = 0, \quad (21)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \theta} \right|_{\substack{0 < r < r_g \\ \theta=0 \\ \theta=\pi}} = 0, \quad (22)$$

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right|_{\substack{r=r_g \\ 0 < \theta < \pi}} = 0, \quad (23)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{\substack{r=0 \\ 0 < \theta < \pi}} = 0, \quad (24)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \theta} \right|_{\substack{0 < r < r_{\text{out}} \\ \theta=0 \\ \theta=\pi}} = 0, \quad (25)$$

$$p|_{\substack{r=r_{\text{out}} \\ 0 < \theta < \pi}} = p_{\text{atm}}, \quad (26)$$

$$\frac{\partial c_i}{\partial r} \Big|_{\substack{r=r_{\text{out}} \\ 0 < \theta < \pi}} = \frac{W_i}{\rho_g \cdot D_i}, \quad (27)$$

$$\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} \Big|_{\substack{r=r_g \\ 0 < \theta < \pi}} = 0, \quad (28)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \theta} \Big|_{\substack{0 < r < r_g \\ \theta=0 \\ \theta=\pi}} = 0. \quad (29)$$

Теплопроводность, теплоемкость и плотность влажной и «обезвоженной» частей топлива рассчитывались с учетом объемных долей компонент:

$$\lambda_{\text{wcf}} = \begin{cases} \lambda_1, & r \leq r_{\text{eva}} \\ \lambda_2, & r > r_{\text{eva}} \end{cases}, \quad C_{\text{wcf}} = \begin{cases} C_1, & r \leq r_{\text{eva}} \\ C_2, & r > r_{\text{eva}} \end{cases}, \quad \rho_{\text{wcf}} = \begin{cases} \rho_1, & r \leq r_{\text{eva}} \\ \rho_2, & r > r_{\text{eva}} \end{cases}, \quad (30)$$

$$\lambda_1 = \varphi_3 \cdot \lambda_3 + \varphi_4 \cdot \lambda_4, \quad \lambda_2 = \varphi_3 \cdot \lambda_3 + \varphi_5 \cdot \lambda_5, \quad (30)$$

$$C_1 = \varphi_3 \cdot C_3 + \varphi_4 \cdot C_4, \quad C_2 = \varphi_3 \cdot C_3 + \varphi_5 \cdot C_5, \quad (31)$$

$$\rho_1 = \varphi_3 \cdot \rho_3 + \varphi_4 \cdot \rho_4, \quad \rho_2 = \varphi_3 \cdot \rho_3 + \varphi_5 \cdot \rho_5, \quad (32)$$

где  $\varphi$  — объемная доля соответствующего компонента топлива, обозначенного индексами: 3 — уголь, 4 — вода, 5 — водяные пары. Теплофизические характеристики парогазовой смеси рассчитывалась аналогично:

$$\lambda_g = \sum_{i=1}^n \varphi_i \lambda_i + \left( 1 - \sum_{i=1}^n \varphi_i \right) \cdot \lambda_g, \quad (33)$$

$$C_g = \sum_{i=1}^n \varphi_i C_i + \left( 1 - \sum_{i=1}^n \varphi_i \right) \cdot C_g, \quad (34)$$

$$\rho_g = \sum_{i=1}^n \varphi_i \rho_i + \left( 1 - \sum_{i=1}^n \varphi_i \right) \cdot \rho_g. \quad (35)$$

Объемные доли компонентов парогазовой смеси вычисляются из их массовых концентраций

$$\varphi_i = (c_i / \rho_i) / \sum_{i=1}^n \frac{c_i}{\rho_i}. \quad (36)$$

### Исходные данные

Исследовалось загорание частиц водоугольного топлива, выполненных из каменного угля марки Д. Теплофизические и термодинамические характеристики последнего приведены в табл. 1. Как было указано ранее, нагрев угля приводит к термическому разложению органической части топлива и сопровождается выходом летучих. Состав последних приведен в табл. 2.

Термодинамические константы реакций пиролиза, паровой газификации и воспламенения приведены в табл. 3. Численные исследования проводились при следующих исходных данных:  $T_0 = T(r, \theta, t) = 298 \text{ К}$ ,  $p_0 = 101325 \text{ Па}$ ,  $\eta_0 = 0$ ,  $\mu = 0,018 \text{ кг/моль}$ ,  $K = 10^{-11} \text{ м}^2$ .



Таблица 1

## Теплофизические характеристики основных компонентов топлива

Компонент топлива	$\lambda$ , Вт/(м·К)	$C_p$ , Дж/(кг·К)	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>
Уголь марки Д	0,116	1150	1253 [46]
Вода	0,56	4190	1000
Водяной пар	0,025	2038	0,58

Таблица 2

## Состав газообразных продуктов пиролиза [47]

Компонент	Содержание компонента, %
Углекислый газ (CO <sub>2</sub> )	2,3
Моноксид углерода (CO)	5,7
Метан (CH <sub>4</sub> )	65,9
Водород (H <sub>2</sub> )	18,6
Азот (N <sub>2</sub> )	7,5

Таблица 3

## Константы термохимических реакций

Реакция	Энергия активация $E_p$ , Дж/(моль)	Предэкспонент реакция $k_p$ , 1/с
Термическое разложение $c \rightarrow vol$	$39,4 \cdot 10^3$	178 [48]
$C + O_2 = CO_2$	$124,8 \cdot 10^3$	$6,4 \cdot 10^4$ [48]
$C + H_2O = CO + H_2$	$220 \cdot 10^3$	$2,07 \cdot 10^7$ [49]
$CO + 0,5 \cdot O_2 = CO_2$	$200,0 \cdot 10^3$	$2,50 \cdot 10^{12}$ [50]
$H_2 + 0,5 \cdot O_2 = H_2O$	$105,0 \cdot 10^3$	$1,13 \cdot 10^{17}$ [51]
$CH_4 + O_2 = CO_2$	$35 \cdot 10^3$	$5,1 \cdot 10^{14}$ [52]

## Метод решения уравнений

Сформулированная задача математической физики решена методом конечных разностей [53, 54]. Система (1)–(20) решалась в период времени до достижения условий, адекватных условиям зажигания твердых, жидких и гетерогенных топлив [20]. Необходимо отметить, что расчеты процессов зажигания топлива при наличии интенсивных фазовых превращений (в частности испарения) являются одними из самых сложных в теории горения. Это связано с тем, что испарение воды протекает в очень узкой (много меньше линейного размера частицы) области, называемой фронтом испарения. При этом, как правило, тепловые эффекты фазовых переходов очень высоки (до  $2,5 \cdot 10^6$  Дж/кг). В результате во влажной частице возникает внутренний локальный сток теплоты. Численное исследование усложняется тем, что асимптотики процессов испарения и зажигания существенно отличаются, т.к. зажигание — быстропротекающий процесс, испарение — существенно более медленный. По этой причине для решения поставленной задачи был разработан специальный алгоритм, основанный на вычислении скорости испарения воды методом неявного выделения фронта фазового перехода [55].

## Результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведены результаты сравнительного анализа времен задержек воспламенения капель водоугольного топлива. Сравнение значений  $t_{ign}(T)$ , полученных теоретически (из решения системы (1)–(36) при использовании модели излучения типа «серая стенка») и экспериментально, показывает, что в достаточно широком диапазоне температур внешней среды ( $T_g = 870$ – $1270$  К) эти значения хорошо согласуются в пределах доверительного интервала. Соответственно можно сделать вывод, что разработанная математическая модель процесса термической подготовки и воспламенения капель водоугольного топлива обладает достаточно высоким прогностическим потенциалом.

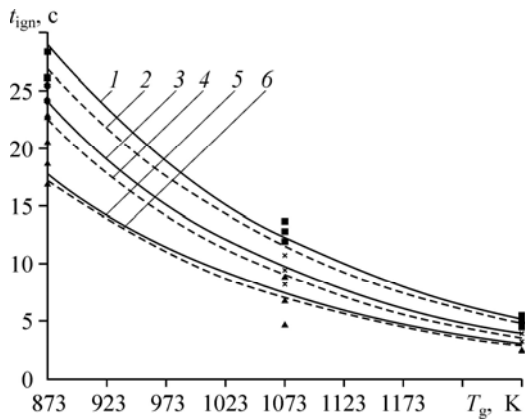


Рис. 2. Времена задержки воспламенения частиц водоугольного топлива на основе угля марки Д.

Диаметр частиц ВУТ:  $d = 3 \cdot 10^{-3}$  (1, 2),  $2,5 \cdot 10^{-3}$  (3, 4),  $2 \cdot 10^{-3}$  (5, 6) м;  
1, 3, 5 — эксперимент [20],  
2, 4, 6 — численное решение.

Следует отметить нелинейный характер зависимостей  $t_{ign} = f(T)$ , обусловленный значительным влиянием комплекса протекающих совместно теплофизических и термохимических процессов при наличии существенно

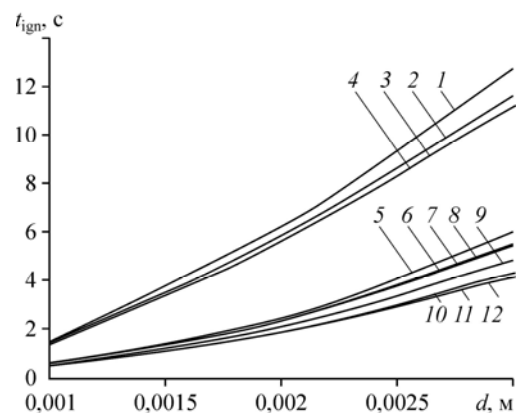
нелинейных эффектов, к которым относятся испарение воды, термическое разложение, воспламенение летучих. Таким образом, использование методов моделирования зажигания таких существенно неоднородных и гетерогенных топлив как ВУТ на основе «нульмерных» моделей (по аналогии с [10]) с применением методов линеаризации систем уравнений и асимптотического «отбрасывания» нелинейного компонента может привести к большим (до 55 %) погрешностям прогнозирования времен задержки зажигания.

На рис. 3 приведены времена задержки воспламенения в зависимости от характерных размеров частиц водоугольного топлива при различных температурах внешней среды. Можно сказать, что размер частицы ВУТ оказывает существенное влияние на характеристики и условия воспламенения. Так, в случае воспламенения сфероподобной частицы увеличение ее диаметра от 1 до 3 мм приводит к удлинению периода индукции при  $T_g = 973$  К практически в 6 раз. Это свидетельствует о том, что выбор конструктивных характеристик форсунок горелок ВУТ (в частности диаметра сопла) играет существенную роль при проведении опытно-конструкторских работ при выборе топочных устройств водоугольных котельных агрегатов.

Анализ зависимостей, приведенных на рис. 3, показывает, что радиационный теплоперенос может оказывать существенное влияние на характеристики и условия воспламенения. Отметим, что условное «зануление»  $Q_{rad}$  приводит к значительному возрастанию расчетного значения  $t_{ign}$ . Наиболее отчетливо такое увеличение времен задержки зажигания проявляется в условиях малых температур ( $T_g \leq 973$  К) внешней среды для частиц диаметром  $d = 3 \cdot 10^{-3}$  м. Последнее обусловлено высокой инерционностью процесса зажигания, поэтому влияние лучистой составляющей теплообмена в периоде термической подготовки становится более значительным. На рис. 3 также видно, что времена задержки зажигания, полученные с использованием модели радиационного теплопереноса типа «серая стенка» без учета угловых коэффициентов [39] и при их учете [42], практически не отличаются.

Рис. 3. Времена задержки воспламенения в зависимости от характерных размеров частицы ВУТ.

Модели радиационного теплопереноса:  
1, 5, 9 —  $Q_{rad} = 0$ ; 2, 6, 10 — расчет по формуле (13);  
3, 7, 11 — расчет по формуле (12);  
4, 8, 12 — расчет по формуле (11);  
1-4 —  $T_g = 970$  К, 5-8 —  $T_g = 1070$  К;  
9-12 —  $T_g = 1270$  К.



Это обусловлено тем, что в экспериментах [20] площадь излучающей поверхности много больше площади поверхности топливной частицы ( $S_{wcf} \ll S_{cil}$ ). Соответственно можно сделать вывод, что член выражения (12)

$$(r_{out}/r_{cil})^2 \Rightarrow 0.$$

Тогда условие (12) преобразуется к следующему виду:

$$Q_{rad} = \frac{\sigma \cdot T_{cil}^4 - \sigma \cdot T^4 \Big|_{r=r_{out}}}{\left[ \frac{1}{\varepsilon_{wcf}(T)} + \left( \frac{r_{out}}{r_{cil}} \right)^2 \cdot \left( \frac{1}{\varepsilon_{cil}} - 1 \right) \right]} \Rightarrow \varepsilon_{wcf}(T) \cdot \sigma \cdot \left( T_{cil}^4 - T^4 \Big|_{r=r_{out}} \right).$$

Другими словами, выражение (12) обращается в условие (11).

Проанализировав рис. 3, можно отметить, что значения времен задержки воспламенения, рассчитанные с использованием модели радиационного теплопереноса в рамках приближения диффузии [44], больше значений, полученных при применении моделей [39], и меньше значений, рассчитанных при условии  $Q_{rad} = 0$ . Это связано с тем, что при использовании метода, предложенного в работе [44], учитывается ослабление теплового потока за счет поглощения теплового излучения внешней средой (воздухом). Следовательно, интенсивность нагрева за счет излучения снижается.

На рис. 4 отображена динамика изменения температуры поверхности топливной частицы в период индукции для различных моделей радиационного теплопереноса (температура внешней среды  $T_g = 1273$  К). Анализ зависимостей  $T_{sur} = f(t)$  показывает, что период индукции состоит из ряда последовательных и взаимосвязанных стадий: инертного нагрева (конвекцией и излучением), испарения внутриспорной влаги, термического разложения с выходом и воспламенением летучих. Инертный нагрев топлива длится не более 18 % от  $t_{ign}$  и характеризуется высоким градиентом  $T_{sur}$ . В результате нагрева начинается испарение воды, в частице формируется пористая углеродистая структура. При этом происходит рост температуры поверхности частицы. Последнее обусловлено снижением радиационного теплового потока от внешней среды к частице и существенным влиянием эндотермического эффекта испарения на динамику прогрева. Можно отметить, что период удаления воды из частицы составляет до 70 % от общего времени задержки зажигания. На рис. 4 виден характерный излом кривой  $T_{sur}(t)$  в момент времени  $t \approx 0,9 \cdot t_{ign}$ , который соответствует моменту воспламенения. Зависимость  $T_{sur} = f(t)$  принимает экспоненциальный характер ( $\partial T_{sur} / \partial \tau \approx \exp[E/(R \cdot T_{sur})]$ ). Результаты, приведенные на рис. 4, по своему виду соответствуют зависимостям [16–20] и данным, полученным в работах [56, 57].

На рис. 5 приведены распределения температур (в безразмерном виде) в системе «водоугольная частица — газовая среда» в момент воспламенения летучих при температуре внешней среды  $T_g = 1270$  К. Видно, что зона

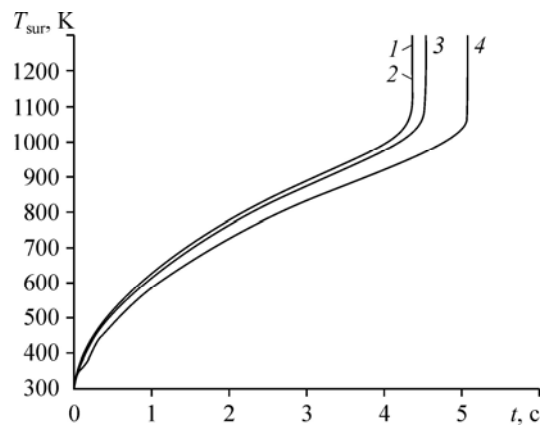


Рис. 4. Динамика изменения температуры поверхности частицы водоугольного топлива в процессе нагрева при температуре внешней среды  $T_g = 1270$  К. 1–3 — соответственно расчеты по формулам (11)–(13), 4 —  $Q_{rad} = 0$ .

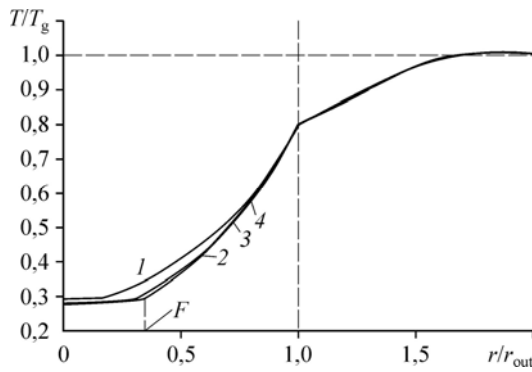


Рис. 5. Распределение температуры в системе «водоугольная частица–газовая среда» в момент воспламенения летучих при температуре внешней среды  $T_g = 1270$  К.  $F$  — фронт испарения; модели радиационного переноса: 1 —  $Q_{rad} = 0$ , 2–4 — соответственно расчеты по формулам (11)–(13).

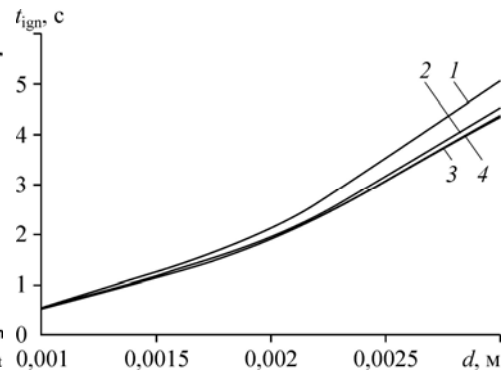
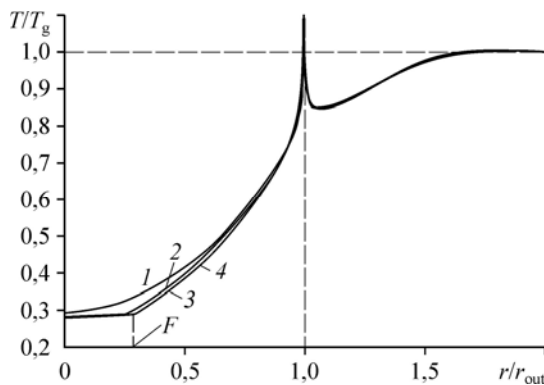


Рис. 6. Времена задержки зажигания коксового остатка частиц водоугольного топлива при температуре внешней среды  $T_g = 1270$  К. Модели радиационного теплопереноса: 1 —  $Q_{rad} = 0$ , 2–4 — соответственно расчеты по формулам (11)–(13).

воспламенения топлива находится на некотором расстоянии (примерно  $0,5 \cdot d_{wcf}$ ) от поверхности частицы. Это связано с существенным влиянием конвекции газообразных продуктов пиролиза, вызванной интенсивным вдувом последних в малую окрестность топливной частицы. В этом случае применение метода бесконечно тонкой приведенной «пленки» (по аналогии с [16]) в зонах зажигания водоугольных топлив недостаточно обосновано. Также можно отметить, что воспламенение летучих может происходить еще до полного испарения внутрипоровой влаги топлива.

На рис. 6 приведены времена задержки воспламенения коксового остатка. Анализ зависимостей  $t_{ign}(T_g)$  показывает, что кокс начинает гореть практически сразу после воспламенения летучих. Интервал между моментами времени воспламенения летучих веществ и кокса не превышает 0,8 с. Это обусловлено тем, что в условиях горения летучих тепловой поток к поверхности частицы существенно возрастает. В результате инициируется процесс горения коксового остатка топлива.

На рис. 7 приведено температурное поле в системе «водоугольная частица–газовая среда» в момент зажигания кокса угля. Следует отметить, что разница температур в центре частицы ВУТ и на ее поверхности составляет около 600 К. Очевидно, что коксовый остаток загорается после прогрева основного слоя топлива выше температуры парообразования. При этом наблюдается формирование высоких температурных градиентов. Соответственно, уместно предположить, что при зажигании в структуре частицы возможно



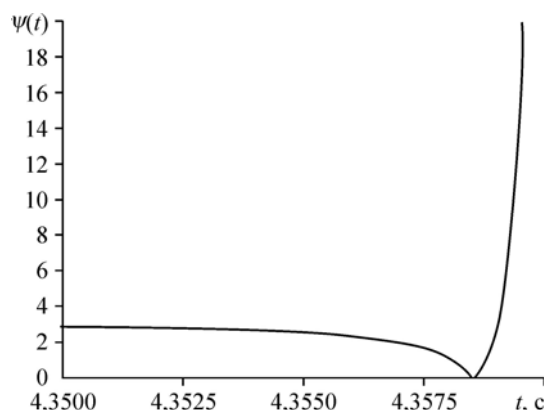
возникновение больших температурных напряжений, которые могут привести к диспергированию угольного каркаса.

При проведении опытно-конструкторских работ с целью разработки

Рис. 7. Распределение температуры в системе «водоугольная частица–газовая среда» в момент воспламенения кокса при температуре внешней среды  $T_g = 1270$  К. Обозначения см. на рис. 5.

Рис. 8. Зависимость функции  $\psi$  от времени.

топочных устройств водоугольных котельных агрегатов важным является определение доли времени процессов термической подготовки в общем периоде зажигания. Последнее обусловлено целесообразностью допущения о незначительности периода индукции (времени активного химического реагирования горючего с окислителем) по сравнению с временем задержки воспламенения. С целью проведения такого асимптотического анализа введем новую переменную — скорость нагрева топливной частицы:



$$\Theta = d\bar{T}/dt, \quad \text{где } \bar{T} = \frac{1}{V} \iiint T(r, \theta, \varphi, t) dV.$$

С целью установления доли времени индукции во всем периоде инициирования горения выделим асимптотику функции скорости нагрева частицы. Для этого воспользуемся методом нахождения минимума функционала  $\Theta$  на частных интервалах:

$$\psi = \min \left\{ \int_t^{t+\tau} [\Theta(\tau) - \bar{\Theta}] dt \right\},$$

где  $\bar{\Theta}$  — средне квадратичное значение  $\Theta$ . Из условия минимума функции  $\psi$  можно определить время начала термохимического реагирования горючего с окислителем.

На рис. 8 приведена зависимость функции  $\psi$  от времени при зажигании частиц водоугольного топлива диаметром  $d = 3 \cdot 10^{-3}$  м при использовании модели теплопереноса «серая стенка» [39] и температуре внешней среды  $T_g = 1270$  К. Наименьшее значение функции  $\psi$  (экстремум) соответствует моменту времени начала термохимического взаимодействия горючего с окислителем. Время начала термохимического реагирования соответствует  $t_{\text{sti}} = 0,98 \cdot t_{\text{ign}}$ . Следовательно, можно обоснованно сделать вывод, что на временные характеристики (продолжительность) процесса зажигания наибольшее влияние оказывают процессы термической подготовки (инертный нагрев, испарение воды, пиролиз топлива), а не химическая кинетика.

### Выводы

Разработана математическая модель процесса воспламенения частицы водоугольного топлива в условиях, соответствующих топочным пространствам котельных агрегатов. Сравнительный анализ времен задержек зажигания частиц, полученных теоретически и экспериментально, показал их хорошее согласование. По результатам математического моделирования установлено, что радиационная составляющая теплопереноса может оказывать существенное влияние на характеристики и условия воспламенения, но при этом для отдельных частиц диаметром  $d \leq 1 \cdot 10^{-3}$  м такое влияние незначительно.

По результатам численного моделирования выявлено влияние теплового излучения (с учетом условий проведенных экспериментов [20]) на значение времен задержки воспламенения. Установлено, что наиболее приближенными к экспериментальным значениям  $t_{\text{ign}}$  получаются времена задержки, рассчитанные с использованием модели теплоизлучения

типа «серая стенка». Также показано, что учет реальных условий эксперимента, таких как совокупность расположения и форм источника и приемника теплового излучения, не оказывает значительного влияния на характеристики и условия воспламенения. Это обусловлено практически бесконечно малой по сравнению с нагревателем площадью топливной частицы. Установлено, что времена задержки воспламенения, рассчитанные с применением модели диффузии теплового излучения [44], имеют промежуточные значения между  $t_{\text{ign}}$ , полученными при использовании моделей [39, 42], и при условии  $Q_{\text{rad}} = 0$ . Последнее объясняется тем, что при использовании метода [44] учитывается поглощение теплового излучения воздухом.

Проведенный асимптотический анализ динамики нагрева частицы ВУТ показал, что наиболее (определяющее) влияние оказывает комплекс процессов термической подготовки, в частности, инертный нагрев, испарение воды, термическое разложение, а не процесс термохимического взаимодействия горючего с окислителем.

### Условные обозначения

$T$ — температура, К,	$\Pi$ — пористость топлива,
$\sigma$ — постоянная Стефана–Больцмана, Вт/(м <sup>2</sup> ·К <sup>4</sup> ),	$K$ — коэффициент проницаемости угля, м <sup>2</sup> ,
$\alpha$ — коэффициент поглощения 1/м,	$\nu$ — коэффициент динамическая вязкость, Па·с,
$\varepsilon$ — интегральная степень черноты,	$Q$ — тепловой эффект, Дж/кг,
$p$ — давление, Па,	$\lambda$ — коэффициент теплопроводности Вт/(м·К),
$\eta$ — степень пиролиза топлива	$C$ — теплоемкость, Дж/(кг·К),
$k$ — предэкспонент, гетерогенной (м/с) или гомогенной (1/с) реакции,	$c$ — концентрация,
$U$ — скорость движения водяных паров в радиальном направлении, м/с,	$\rho$ — плотность, кг/м <sup>3</sup> ,
$V$ — скорость движения водяных паров в азимутальном направлении, м/с,	$r$ — радиус, м,
	$h_{\text{spr}}$ — параметр трансформации фронта испарения, м,
	$s$ — характерный размер поры, м,
	$t$ — время, с.

### Нижние индексы

0 — начальный момент времени,	eva — граница раздела системы «влажное топливо — сухой углеродистый каркас»,
1 — область исходного топлива,	ign — зажигание,
2 — область сухого топлива,	out — внешний радиус частицы,
f — состояние воды при температуре замерзания,	std — начало термического разложения,
F — фронт испарения,	sti — начало процесса термохимического реагирования,
g — высокотемпературный газ,	sur — поверхность частицы,
c — коксовый остаток,	c→vol — процесс термического разложения,
$i$ — номер реакции,	wcf — водоугольная суспензия,
s — пар,	wat — жидкая вода.
atm — внешняя среда,	
cil — цилиндрический нагреватель (см. схему экспериментальной установки [20]),	

### Список литературы

1. Кустов В.Ф. Топливные суспензии. М.: Изд-во АН СССР, 1942. 182 с.
2. Ходаков Г.С., Горлов Е.Г., Головин Г.С. Суспензионное угольное топливо // Химия твердого топлива. 2005. № 6. С. 15–32.
3. Мурко В.И. Водоугольное топливо — реальная альтернатива жидким и газообразным природным горючим ископаемым // ТЭК и ресурсы Кузбасса. 2001. № 4. С. 30–33.
4. Круть А.А. Водоугольное топливо — альтернатива природному газу и жидким нефтепродуктам // Геотехническая механика. 2009. № 83. С. 269–274.
5. Wang A., Lin B. Assessing CO<sub>2</sub> emissions in china's commercial sector: determinants and reduction strategies // J. of Cleaner Product. 2017. № 164. P. 1542–1552.
6. Саломатов В.В. Состояние и перспективы угольной и ядерной энергетик России (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, № 4. С. 531–544.
7. Miller B.G., Tillman D.A. Chapter 2. Coal characteristics // Combustion engng issues for solid fuel systems. 2008. P. 33–81.
8. Hao H., Liu Z., Zhao F., Du J., Chen Y. Coal-derived alternative fuels for vehicle use in China: a review // J. of Cleaner Production. 2017. Vol. 141. P. 774–790.
9. Bailera M., Espatolero S., Lisbona P.L.M. Romeo power to gas-electrochemical industry hybrid systems: a case study // Applied Energy. 2017. Vol. 202. P. 435–446.

10. Kijo–Kleczkowska A. Combustion of coal-water suspensions // Fuel. 2011. Vol. 90. P. 865–877.
11. Gajewski W., Kijo-Kleczkowska A., Leszczyn J. Analysis of cyclic combustion of solid fuels // Fuel. 2009. Vol. 88. P. 221–234.
12. Huang, Z., Qin C., Gao G. Theoretical analysis on CWM drop combustion history // Proc. 8-th Symp. (Intern.) Coal Slurry Fuels Preparation and Utilization. Part 1. USA, Orlando, 1986. P. 343–358.
13. Matthews K.J., Jones A.R. The effect of coal composition on coal-water slurry combustion and ash deposition characteristics // Proc. 8-th Symp. (Intern.) Coal Slurry Fuels Preparation and Utilization. Part 1. USA, Orlando, 1986. P. 388–407.
14. Salomatov V.V., Syrodoy S.V., Gutareva N.Y. Modelling of heat and mass transfer to solve the problem of particle ignition water-coal fuel // IOP Conf. Series: Materials Sci. and Engng. 2014. Vol. 66. P. 012040-1–012040-7.
15. Саломатов В.В., Кравченко И.В. Теория горения капли водоугольного топлива // Горение твердого топлива: сб. докл. VII всерос. конф. с междунар. участием, Новосибирск, 10–13 нояб. 2009. В 3 ч. Ч. 3. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2009. С. 213–227.
16. Кузнецов Г.В., Саломатов В.В., Сыродой С.В. Численное моделирование зажигания частиц водоугольного топлива // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, № 4. С. 12–19.
17. Саломатов В.В., Сыродой С.В., Кузнецов Г.В. Тепломассоперенос в частице водоугольного топлива на стадии “термической” подготовки // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 4. С. 627–636.
18. Сыродой С.В., Кузнецов Г.В., Саломатов В.В. Влияние форм частиц на характеристики воспламенения водоугольного топлива // Химия твердого топлива. 2015. Т. 3, № 6. С. 28–34.
19. Salomatov V.V., Syrodoy S.V., Gutareva N.Yu. Concentration organic components in the hydrocarbon fuel particles conditions and characteristic of ignition // EPJ Web of Conferences. 2014. Vol. 76. No. 01018-1–01018-6.
20. Syrodoy S.V., Kuznetsov G.V., Zhakharevicha A.V., Gutareva N.Yu., Salomatov V.V. The influence of the structure heterogeneity on the characteristics and conditions of the coal-water fuel particles ignition in high temperature environment // Combustion and Flame. 2017. Vol. 80. P. 196–206.
21. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1947. 367 с.
22. Сполдинг Д.Б. Основы теории горения. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1959. 320 с.
23. Ahn K.Y., Bbaek S.W., Choi C.E. Investigation of a coal-water slurry droplet exposed to hot gas stream // Combustion Sci. and Technology. 1994. Vol. 97, No. 4–6. P. 429–447.
24. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 93 с.
25. Burdukov A.P., Popov V.I., Tomilov V.G., Fedosenko V.D. The rheodynamics and combustion of coal-water mixtures // Fuel. 2002. Vol. 81, No. 7. P. 927–933.
26. Pressley R.J. Handbook of Lasers. Cleveland, OH: CRC Press, 1971. 645 p.
27. Рубцов Н.А. Теплообмен излучением в сплошных средах. Новосибирск: Наука, 1984. 277 с.
28. Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва. М.: 1957. 452 с.
29. Garces H.O., Arias L., Rojas A.J., Carrasco C., Fuentes A., Farias O. Radiation measurement based on spectral emissions in industrial flames // Measurement. 2016. Vol. 87. P. 62–73.
30. Mayr V., Prieler R., Demuth M., Hochenauer C. Comparison between solid body and gas radiation in high temperature furnaces under different oxygen enrichments // Applied Thermal Engng. 2017. No. 127. P. 679–688.
31. Yin Ch. On gas and particle radiation in pulverized fuel combustion furnaces // Applied Energy. 2015. Vol. 157. P. 554–561.
32. Wena X., Wang H., Luo Yu., Luo K., Fan J. Numerical investigation of the effects of volatile matter composition and chemical reaction mechanism on pulverized coal combustion characteristics // Fuel. 2017. Vol. 210. P. 695–704.
33. Данилюк И.И. О задаче Стефана // Успехи математических наук. 1985. Т. 40, вып. 5. С. 133–185.
34. Хашенко А.А., Вечер О.В., Дискаева Е.И. Исследование температурной зависимости скорости испарения жидкостей со свободной поверхности и скорости кипения жидкости на твердой поверхности нагрева // Изв. АлтГУ. 2016. Т. 89, № 1. С. 84–87.
35. Chen Y., Aanjaneya K., Atreya A. A study to investigate pyrolysis of wood particles of various shapes and sizes // Fire Safety J. 2017. Vol. 91. P. 820–827.
36. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. 720 с.
37. Энхжаргал Х., Саломатов В.В. Математическое моделирование термодготовки и горения угольной частицы. V. Стадия выгорания // Инж.-физ. журн. 2011. Т. 84, № 4. С. 836–841.
38. Maksimov V.I., Nagornova T.A. Influence of heatsink from upper boundary on the industrial premises thermal conditions at gas infrared emitter operation // EPJ Web of Conferences. 2014. Vol. 76. P. 01006-1–01006-5.
39. Planck M. The Theory of heat radiation. N.Y.: Dover Publications, 1959. 224 p.
40. Armstrong B.H., Sokoloff J., Nicholis R.W., Holland D.H., Meyerott R.E. Radiative properties of high temperature air // J. of Quantitative. Spectroscopy and Radiative Transfer. 1961. Vol. 1, Iss. 2. P. 143–162.
41. Armstrong B.H., Meyerott R.E. Mean absorption coefficient of air, nitrogen and oxygen from 22000 to 220000 // Lockheed Missiles and Space Division, Rept № LMSD 49759, Palo Alto, Calif 1959. P. 13.
42. Ощипок М.Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. 616 с.
43. Meyerott R.E., Sokoloff J., Nicholls R.W. Absorptions Coefficient of Air Bedford, Mass.: Air Force Cambridge Research Center, Geophysics research paper No. 68, 1960. P. 143–162.

44. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. Москва: Мир, 1975. 934 с.
45. Бабий В.И., Куваев Ю.Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. М.: Энергоатомиздат, 1986. 208 с.
46. Агроскин А.А., Глейбман В.Б. Теплофизика твердого топлива. М.: Недра, 1980. 256 с.
47. Липович В.Г. Химия и переработка угля. М.: Химия, 1988. 336 с.
48. Померанцев В.В. Основы практической теории горения. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 312 с.
49. Watanabe H., Otake M. Numerical simulation of coal gasification in entrained flow coal gasifier // Fuel. 2006. Vol. 85. P. 1935–1943.
50. Mantzaras J. Catalytic combustion of syngas // Combustion Sci. and Technology. 2008. Vol. 180, No. 6. P. 1137–1168.
51. Jian W.C., Wen J., Lu S. Guo J. Single-step chemistry model and transport coefficient model for hydrogen combustion // Science China Technological Sci. 2012. Vol. 55. P. 2163–2168.
52. Zhang X., Wang T., Xu J., Zheng S., Hou X. Study on flame-vortex interaction in a spark ignition engine fueled with methane/carbon dioxide gases // J. of the Energy Institute. 2018. Vol. 91, Iss. 1. P. 133–144.
53. Roache P.J. Computational fluid dynamics. Albuquerque: Hermosa Publishers, 1976. 446 p.
54. Самарский А.А. Схемы повышенного порядка точности для многомерного уравнения теплопроводности // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1963. Т. 3, № 5. С. 812–840.
55. Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1965. Т. 5, № 5, С. 816–827.
56. Франк-Каменецкий Д.А. К диффузионной теории гетерогенных реакций // Журнал физической химии. 1939. Т. 13, № 6. С. 756–758.
57. Тодес О.М. Теория теплового взрыва. I. Тепловой взрыв реакции «нулевого» порядка // Журнал физической химии. 1939. Т. 13, № 7. С. 868–879.

*Статья поступила в редакцию 17 октября 2017 г.,  
после доработки — 13 ноября 2017 г.*