DOI: 10.15593/2224-9982/2020.60.05

УДК 541.1; 662.6; 51-74

А.Ю. Крюков, В.И. Малинин

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия

ЗАВИСИМОСТЬ РАЗМЕРА ЗОНЫ ПЛАМЕНИ ОДИНОЧНЫХ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ ОТ ДАВЛЕНИЯ

На основе обобщения экспериментальных данных и результатов термодинамического анализа выполнено математическое моделирование геометрических размеров и термодинамических параметров пламени вокруг одиночной частицы алюминия при горении в атмосфере 79 % Ar + 21 % O₂. Установлены взаимосвязи температуры и концентрации окислителя (кислорода) на границе пламени, давления окружающей среды и размера частицы, отношение радиуса пламени к радиусу частицы. Расчеты выполнялись по модели горения в диффузионном режиме в предположении квазистационарности и термодинамической равновесности процессов, сферической симметрии пламени. Определены граница пламени из условия заданной полноты превращения алюминия в ультрадисперсный оксид Al₂O₃, температура и концентрация окислителя на границе. Установлено, что при изменении давления среды с 0,1 до 6 МПа относительный радиус зоны пламени уменьшается с 6,8 до 4,5. По мере выгорания частицы относительный размер зоны пламени и концентрация окислителя на его границе увеличиваются. С уменьшением радиуса частицы уменьшается доля лучистого теплообмена в общем балансе ее энергии и для промышленных порошков алюминия с диаметром частиц менее 50 мкм не превышает 8 %. Давление окружающей среды существенно влияет на значение рассчитываемых параметров, за исключением доли радиационного потока тепла.

Ключевые слова: математическое моделирование, физическая модель, горение, частица, алюминий, термодинамика, давление, концентрация окислителя, размер зоны пламени.

A.Yu. Kryukov, V.I. Malinin

Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia

PRESSURE DEPENDENCE OF FLAME ZONE SIZE OF SINGLE ALUMINIUM PARTICLES

Mathematical modeling of geometric dimensions and thermodynamic parameters of flame around single aluminium under combustion in the 79 % Ar + 21 % O₂ atmosphere was implemented. The modeling was carried out on the basis of summarizing of experimental data and results of thermodynamic analysis. The dependencies of temperature and oxidizer (oxygen) concentration on the flame boundary and pressure of surrounding medium on particle size were determined. Also relation of flame radius with particle radius was established. The calculations was realized according to model of diffusion mode combustion with taking into account quasistationarity and thermodynamic equilibrium of processes, from the assumption of spherical symmetry of the flame. The flame boundary, oxidizer concentration and temperature on the boundary are determined on the basis of condition of predetermined completeness of aluminium transformation into ultrafine oxide Al₂O₃. The relative size of flame zone is established to decrease from 4.5 to 6.8 when surrounding medium pressure changes from 0.1 to 6 MPa. The relative size of flame zone and oxidizer concentration on the flame boundary increase as the particle burn out. As the particle radius decreases the part of radiative heat exchange decreases in total balance of it's energy. And the part of radiative heat exchange does not exceed 8 % for industrial aluminium powders with particles diameter less than 50 μm. The surrounding medium pressure influences on values of parameters calculated essentially with the exception of part of radiation heat flow.

Keywords: mathematical modeling, physical model, combustion, particle, aluminium, thermodynamics, pressure, oxidizer concentration, flame zone size.

Введение

Моделирование горения частиц алюминия является задачей, актуальной для разработки энергетических и технологических установок, поскольку дает возможность детально изучить особенности влияния физико-химических и теплофизических явлений на параметры

рабочих процессов. В работе [1] была представлена физическая модель сферически симметричного горения одиночной частицы алюминия [2], в которой учтена конечная ширина фронта пламени, введены геометрические параметры, соответствующие термодинамическим ограничениям по заданному количеству конденсированного оксида алюминия. Пред-

ложенный подход к описанию горения частицы должен позволить более точно определять химический состав зоны пламени и коэффициенты эффективности взаимодействия газообразных и конденсированных компонентов.

Размеры зоны пламени, численный расчет величины областей и параметров горения требуется производить на основе моделирования реальной динамики процессов горения [3, 4]. Но для их адекватного описания, правильной постановки начальных и граничных условий, корректного функционирования применяемого программного обеспечения, контроля получаемых результатов требуется устанавливать соответствующие связи термодинамики и термохимии, учитывать термодинамические ограничения значений температуры, давления и концентрации компонентов.

Таким образом, целью настоящей работы является расчет размера зоны пламени (определение положения внешней границы горения) одиночных частиц алюминия. Расчет выполняется на основе термодинамического анализа параметров на границе пламени и определения их взаимосвязей друг с другом и с размерами пламени и частицы, на основе экспериментальных данных работ [2, 5]. Исследования выполнены для горения частиц алюминия с начальным диаметром 220 мкм в среде 79 % Ar + 21 % O₂.

Основные задачи исследований заключались в следующем:

- определение внешней границы пламени вокруг горящей частицы алюминия;
- расчет зависимости температуры на границе пламени от давления окружающей среды и концентрации окислителя;
- определение радиуса внешней границы зоны горения и расчет его величины в зависимости от давления и радиуса частицы;
- расчет концентрации окислителя на внешней границе зоны горения и определение структуры теплообмена пламени с окружающей средой в зависимости от радиуса частицы.

Физическая модель горения частицы

Схема физической модели горения представлена на рис. 1. Предложено разделение прилегающего к частице пространства на три части, ограниченные радиусами R_1 , R_S и R_3 , значения которых определяются балансом потоков

Рис. 1. Схема процессов горения одиночной частицы алюминия в условиях сферической симметрии: 1 – поток окислительных компонентов из окружающей среды в области пламени и к поверхности частиц; 2 – поток металла и субоксида Al_2O от частицы в области химических реакций; 3 – поток окислителя (O и O_2) и Al от области пламени к поверхности частицы

тепла, массы и скоростей физико-химических процессов [1, 6].

На границе области с радиусом R_1 начинается образование оксида, R_1 определяется из условия равенства скоростей реакций образования Al_2O_3 и его разложения. Внутри зоны встречаются потоки металла и окислителя. В пределах данной зоны можно выделить область радиусом R_S , на границе которой обеспечивается стехиометрическое соотношение потоков алюминия и кислорода, которые рассчитываются на основе скоростей диффузии. Радиус R_3 – внешняя граница зоны пламени – условный рубеж, где количество конденсированного оксида Z достигает существенной доли η от максимально возможной $Z_{\max}$ ($\eta = Z/Z_{\max}$). Внешняя граница определяется на основе баланса тепловых эффектов химических реакций и тепла, выделяющегося в окружающую среду при условии квазистационарности и термодинамической равновесности процессов, в предположении сферической симметрии пламени.

Расчет термодинамических параметров на границе пламени

Основные зависимости между термодинамическими параметрами устанавливаются на основании термодинамических расчетов. Термодинамическая температура T_{R3} рассчитывалась исходя из того, что доля конденса-

Рис. 2. Зависимость температуры на внешней границе зоны пламени от концентрации окислителя (а) и от давления среды (б)

рованного оксида η должна быть равна заданному значению 0,95. Эта температура зависит также и от концентрации окислителя на границе зоны пламени (относительного давления окислителя p_{ox}^{R3} – атомарного и молекулярного кислорода) [1]. Данная зависимость представлена на рис. 2, а.

Как видно, температура T_{R3} зависит от концентрации окислителя. Следовательно, если далее определять зависимость $T_{R3}(p)$ температуры на границе пламени от давления среды, то таких зависимостей может быть множество, и каждая будет соответствовать определенной концентрации p_{ox}^{R3} . Но в диапазоне $0,075 \leq p_{ox}^{R3} \leq 0,2$ температура T_{R3} от концентрации окислителя практически не зависит. Таким образом, можно считать, что в указанных пределах изменения p_{ox}^{R3} существует единственная зависимость $T_{R3}(p)$. И в работах [1, 6] указанная зависимость была определена и представлена. В графической форме она показана на рис. 2, б.

Определение внешней границы пламени и расчет взаимосвязей геометрических и термодинамических параметров

В разработанной физической модели [1] большое значение имеет радиус R_3 , который определяет размер зоны образования большей части ультрадисперсного Al_2O_3 и теплообмена пламени с окружающей средой. Исходя из определения данного радиуса в математической форме его можно определить из уравнения теплового баланса

$$4\pi R_0^2 g_{Al} \eta Q = 4\pi R_3^2 (Q_{cond} + Q_R),$$

где R_0 – значение радиуса частицы; g_{Al} – расход алюминия на единицу площади поверхности частицы (определяется по молярным скоростям испарения и химических реакций, в которых расходуется металл); Q – энтальпии химических реакций; Q_{cond} и Q_R – тепло, выделяющееся в окружающую среду кондукцией и излучением соответственно.

В диффузионном режиме горения текущий расход металла определяется следующим образом:

$$g_{Al} = \frac{g_{Al}^* R_0^*}{R_0}, \quad (1)$$

где g_{Al}^* , R_0^* – известные расход металла на единицу площади частицы и радиус частицы при определенном времени горения τ^* соответственно, вычисляемые по модели горения частицы в диффузионном режиме [7–11]:

$$D(\tau) = 2R_0 = \sqrt{D_{in}^2 - k\tau}, \quad (2)$$

где k – коэффициент, определяемый по данным экспериментальных работ [2, 5, 7], $k = 0,28$ мм²/с (причем результаты разных независимых экспериментов [2] и [7] дают очень близкие значения k); D – текущий диаметр частицы; D_{in} – начальный диаметр частицы. Время τ^* и R_0^* (диаметр D_{in}^*) выбираются из возможности применения в настоящей работе результатов теории и экспериментальных данных работы [5], $\tau^* = 15$ мс, $D_{in}^* = 220$ мкм. Время $\tau^* = 15$ мс – время установления значений распределения температуры и концентрации компонентов вокруг частицы, представленных в эксперименте [5].

Так, по данным работы [2] можно установить, что среднее значение k равно 0,267. В работах [5, 7] указано, что коэффициент k лежит в диапазоне 0,265–0,303 мм²/с. Таким образом, для расчетов в настоящей работе взято среднее значение $k = 0,28$ мм²/с, определенное по результатам работ [2, 7].

При анализе процессов горения частицы алюминия большое значение имеет учет его плотности ρ_{Al} , которая существенно зависит от температуры и фазового состояния (твердое или жидкое). Температура частицы при горении при давлении окружающей среды 0,1 МПа составляет 2500 К и выше. Поскольку объем частицы при нагреве до указанной температуры увеличивается примерно на 35 %, ее плотность примерно равна 2,0 г/см³ [12] (плотность алюминия при нормальной температуре – 2,7 г/см³). Соответственно, размер частицы при указанной температуре горения увеличивается примерно на 10,5 %. Следовательно, коэффициент k в законе горения (2) увеличится на 22 % и его значение составит 0,34 мм²/с.

В формуле (1) g_{Al}^* – мольный расход алюминия на единицу площади поверхности частицы при значении радиуса частицы R_0^* . Мольный расход алюминия на единицу площади поверхности частицы при произвольном значении текущего диаметра D определяется следующим образом:

$$g_{Al} = -\frac{\rho_{Al}}{\mu_{Al}} \frac{1}{2} \frac{dD(\tau)}{d\tau} = \frac{\rho_{Al}}{\mu_{Al}} \frac{1}{4} \frac{k}{\sqrt{D_{in}^2 - k\tau}}, \quad (3)$$

где μ_{Al} – молярная масса алюминия.

По формуле (2) определим радиус R_0^* , далее по формуле (3) – расход g_{Al}^* с учетом скорректированного значения k и D_{in}^* вследствие описанного выше изменения плотности: $k = 0,34$ мм²/с, $D_{in}^* = 243$ мкм, $R_0^* = 116$ мкм, $g_{Al}^* = 2,7 \cdot 10^{-3}$ моль/см²·с.

Потоки тепла в окружающую среду

$$Q_{cond} = \alpha(T_{R3} - T_{\infty});$$

$$Q_R = \varepsilon_{eff} \sigma_{SB} (T_{R3}^4 - T_{\infty}^4),$$

где α – коэффициент теплоотдачи; T_{R3} – температура на радиусе R_3 ; T_{∞} – температура окружающей среды, $T_{\infty} = 300$ К; ε_{eff} – эффективный коэффициент черноты конденсиро-

ванной фазы; σ_{SB} – постоянная Стефана – Больцмана.

В расчете радиационного потока тепла применена величина ε_{eff} , названная эффективным коэффициентом черноты, которая показывает эффективность процессов теплообмена зоны пламени с окружающей средой в целом. Она учитывает, в том числе, экранирование излучения пламени облаком частиц конденсированной фазы (ультрадисперсного Al_2O_3). В данном случае теплообмен излучением – это достаточно сложный процесс, и теоретически определить его параметры, в частности способность конденсированной фазы поглощать энергию, не представляется возможным. Следовательно, определение величины ε_{eff} на основании экспериментальных данных – рациональный и достаточно практичный способ ее расчета.

Таким образом, получаем соотношение между температурой T_{R3} и размером зоны пламени R_3 (с учетом определения α при критерии Нуссельта $Nu = 2$ для неподвижной частицы в условиях сферически симметричного горения):

$$R_0^2 g_{Al} \eta Q = R_3^2 \left[\frac{\lambda(\bar{T})}{R_3} (T_{R3} - T_{\infty}) + \varepsilon_{eff} \sigma_{SB} (T_{R3}^4 - T_{\infty}^4) \right], \quad (4)$$

где η – отношение количества конденсированного Al_2O_3 на радиусе R_3 к максимально возможному (значение η принято равным 0,95); λ – коэффициент теплопроводности газовой фазы, который определяется как функция температуры по данным справочника [13] для среды 79 % Ar + 21 % O₂. При расчете значение λ вычисляется при температуре $\bar{T}$, являющейся средней между значениями T_{R3} и T_{∞} :

$$\lambda = \lambda(\bar{T}) = 0,625 \cdot 10^{-6} \bar{T}^{0,74}.$$

Давление окислителя (атомарного и молекулярного кислорода) рассчитываем по формуле

$$p_{ox}^{R_3} = 0,5 p_{O_2}^{R_3} + p_{O_2}^{R_3}.$$

При заданных термодинамических параметрах для смеси 79 % Ar + 21 % O₂ давление окислителя можно рассчитать следующим образом:

$$p_{\text{ox}}^{R_3} = p_{\text{ox}}^{\infty} - \Delta p_{\text{ox}}^{R_3}, \quad (5)$$

где p_{ox}^{∞} – давление окислителя в окружающей среде, $p_{\text{ox}}^{\infty} = 0,21p$; $\Delta p_{\text{ox}}^{R_3}$ – изменение давления окислителя от его значения в окружающей среде до границы пламени.

Расчет изменения давления производим на основе уравнения баланса потоков алюминия от поверхности частицы и ультрадисперсного оксида на границе пламени:

$$4\pi R_0^2 g_{\text{Al}} v = 4\pi R_3^2 \frac{D(\bar{T})}{R_3} \frac{\Delta p_{\text{ox}}^{R_3}}{R_g \bar{T}}, \quad (6)$$

где v – стехиометрический коэффициент для реакции окисления, $v = 0,75$; R_g – универсальная газовая постоянная; D – коэффициент диффузии, определяемый при средней температуре и заданном давлении окружающей среды p [13] для газовой смеси 79 % Ar + 21 % O₂:

$$D(\bar{T}) = 0,167 \cdot \left(\frac{\bar{T}}{273} \right)^{1,74} p. \quad (7)$$

Уравнение (5) справедливо и для относительных давлений окислителя (т.е. относительных концентраций). На основе этого уравнения, с учетом уравнений (1), (7), уравнения баланса потоков (6), принимая во внимание, что $p_{\text{ox}}^{\infty}/p = 0,21$, получим выражение для относительной концентрации окислителя на границе пламени:

$$\begin{aligned} \frac{p_{\text{ox}}^{R_3}}{p} &= 0,21 - \frac{\Delta p_{\text{ox}}^{R_3}}{p} = \\ &= 0,21 - \frac{g_{\text{Al}}^* R_0^* v R_g \bar{T}}{0,167 \cdot (\bar{T}/273)^{1,74} R_3 / R_0}. \end{aligned} \quad (8)$$

Из соотношения (4) следует, что $R_3 = f(T_{R3})$, а также относительный радиус зоны пламени является функцией температуры: $R_3/R_0 = f(T_{R3})$. Как указано выше, термодинамическими расчетами [1, 6] определена зависимость $T_{R3}(p)$. Таким образом, на основании зависимости $T_{R3}(p)$ можно получить зависимость относительного размера зоны пламени как функцию давления окружающей среды $R_3/R_0(p)$, используя совместно выражение (4), связывающее T_{R3} и R_3 , и данные термодинамических расчетов [1, 6], отраженные на

рис. 2, б. Температура T_{R3} в зависимости от давления среды p в термодинамических расчетах по программе «Астра» [14] определялась методом последовательных приближений, изменением начальной энтальпии компонентов до достижения заданного значения $\eta = 0,95$ [1, 6].

Функция $R_3/R_0 = f(p)$ рассчитывается следующим образом. При известном значении T_{R3} решается уравнение (4) относительно R_3 . Далее полученному значению R_3 согласно зависимости $T_{R3}(p)$, представленной на рис. 2, б, ставится в соответствие нужное давление среды, и получается точка графика $R_3(p)$. При этом в расчетах зависимости $R_3(p)$ полагалось, что $R_0^* = R_0$, т.е. радиус R_0 не варьировался. Таким образом, с учетом рассчитанных значений R_3 получается зависимость относительного радиуса от давления среды $R_3/R_0 = f(p)$. В формуле (4) эффективный коэффициент ε_{eff} черноты конденсированной фазы (ультрадисперсного Al₂O₃), входящий в радиационный поток тепла, является неизвестной величиной и определяется методом последовательных приближений. Для определения значения ε_{eff} в формуле (4) используются экспериментальные данные, приведенные в работе [5] в виде зависимости температуры пламени от относительного радиуса (расстояния от поверхности частицы), представленной на рис. 3. Аппроксимирующая кривая описывается формулой

$$T_{R3} = f(R_3 / R_0) = A + BR_3 / R_0 + C(R_3 / R_0)^2.$$

Для данной термодинамической температуры (см. рис. 2, б) по аппроксимирующей формуле определялось значение относительного радиуса R_3/R_0 , далее по зависимости (4) последовательно уточнялся коэффициент ε_{eff} так, чтобы его величина соответствовала при заданной температуре T_{R3} нужной величине R_3/R_0 . Так, при давлении среды $p = 0,1$ МПа термодинамическая температура T_{R3} на границе пламени равна 3600 К (см. рис. 2, б). Для этой температуры $R_3/R_0 = 6,8$ (рис. 3, а). Расчеты (последовательные решения уравнения (4) при определенных значениях ε_{eff} результаты которых представлены на рис. 3, б) показывают, что в этом случае $\varepsilon_{\text{eff}} = 0,016$. Это значение используется далее. Зависимость $R_3/R_0 = f(p)$ представлена на рис. 4.

Рис. 3. Зависимость температуры пламени (а) от относительного радиуса по данным экспериментов [5] и определение эффективной степени черноты конденсированной фазы на границе пламени (б): • – экспериментальные данные; — – аппроксимирующая кривая

Рис. 4. Зависимость относительного радиуса пламени от давления окружающей среды

Как видно, относительная величина радиуса внешней границы пламени с ростом давления уменьшается, т.е. зона пламени сжимается. С повышением давления отношение R_3/R_0 становится менее чувствительно к изменению его величины, чем при относительно низких значениях (до 0,1 МПа). Таким образом, при уменьшении относительной величины радиуса границы с ростом давления (см. рис. 4) радиусы зон пламени (см. рис. 1) будут приближаться друг к другу.

Для получения зависимости относительного радиуса зоны пламени от размера частицы вновь воспользуемся уравнением энергетического баланса в форме (4) с учетом зависимости (1). Обозначив отношение R_3/R_0 как R_{3R} , получим

$$g_{Al}^* R_0^* \eta Q = R_{3R}^2 \left[\frac{\lambda(\bar{T})}{R_{3R}} (T_{R3} - T_\infty) + \varepsilon_{eff} \sigma_{SB} (T_{R3}^4 - T_\infty^4) R_0 \right]. \quad (9)$$

Из уравнения (8) можно получить зависимости между R_{3R} и R_0 для разных значений давления среды, которое непосредственно связано с соответствующими значениями термо-

динамической температуры на границе пламени T_{R3} (см. рис. 2, б).

$$R_0(R_{3R}) = \left[\frac{g_{Al}^* R_0^* \eta Q}{R_{3R}^2} - \frac{\lambda(\bar{T})}{R_{3R}} (T_{R3} - T_\infty) \right] / [\varepsilon_{eff} \sigma_{SB} (T_{R3}^4 - T_\infty^4)]. \quad (10)$$

Зависимости, рассчитанные по формуле (10) для значений давления 0,1 и 4 МПа, представлены на рис. 5, а. Можно сделать вывод, что для мелких частиц относительный радиус границы пламени больше, чем для крупных частиц, т.е. к концу процесса горения относительный размер зоны пламени увеличивается. Разница между относительными размерами зон пламени при низком и высоком давлении среды меняется незначительно в широком диапазоне изменения радиуса частицы R_0 .

По уравнению (8) с учетом формулы (10) получены зависимости относительного давления (концентрации) окислителя на границе пламени от радиуса частицы R_0 для значений давления среды 0,1 и 4 МПа. Данные зависимости представлены на рис. 5, б. С увеличением радиуса частицы концентрация окислителя уменьшается. И для относительно больших значений радиуса при больших значениях давления она составляет малое значение (менее 0,07 при $R_0 \geq 150$ мкм).

Термодинамическая температура зависит от концентрации окислителя на границе пламени [1] (см. рис. 2, а). Причем этой зависимостью можно пренебречь при относительно высоких значениях концентрации $p_{ox}^{R3}/p \geq 0,075$. При низких же значениях концентрации

Рис. 5. Зависимости относительного радиуса зоны пламени (а) и относительного давления (концентрации) окислителя на границе пламени (б) от радиуса частицы

(см. рис. 2, а) температура T_{R_3} должна быть взята с учетом зависимости от концентрации окислителя, параметры R_{3R} , ϵ_{eff} пересчитаны и далее вновь определена концентрация окислителя в следующем приближении. Относительная концентрация окислителя по данным расчетов, представленным на рис. 5, б, составляет не менее 0,075 даже для крупных частиц (радиусом до 200 мкм) при давлении 0,1 МПа. По графикам рис. 2, а можно видеть, что до этого значения изменение температуры практически не зависит от концентрации окислителя. Таким образом, пересчет параметров зоны пламени для низких значений давления не требуется.

При высоких значениях давления (для графика при $p = 4$ МПа) для частиц радиусом 150 мкм и более нужно выполнить перерасчет. Следовательно, для таких частиц вопрос расчета параметров, определяемых в настоящей работе, требует отдельного изучения. Частицы с радиусом 150 мкм являются достаточно крупнодисперсными и редко применяются как самостоятельный вид горючего и как добавки к твердому ракетному топливу [8, 10, 15]. Таким образом, при расчете горения промышленных порошков алюминия [16] можно считать, что температура на границе пламени не зависит от концентрации окислителя и пользоваться значениями термодинамической температуры, рассчитанными в работах [1, 6] и отраженными на графике на рис. 2 в диапазоне $0,075 \leq p^{\text{ox}}_{R_3}/p \leq 0,2$.

Для оценки структуры процессов теплообмена пламени с окружающей средой оценим отношение тепла, отдаваемого излучени-

ем Q_R , и суммарного теплового потока Q_Σ (правая часть уравнения (4)) на границе пламени. Используя величину R_{3R} , введенную в выражении (10), получаем отношение Q_R/Q_Σ как функцию радиуса частицы R_0 :

$$\frac{Q_R}{Q_\Sigma} = \frac{\epsilon_{\text{eff}} \sigma_{\text{SB}} (T_{R_3}^4 - T_\infty^4)}{\lambda(\bar{T}) (T_{R_3} - T_\infty) / (R_{3R} R_0) + \epsilon_{\text{eff}} \sigma_{\text{SB}} (T_{R_3}^4 - T_\infty^4)} \quad (11)$$

Используя совместно выражения (10) и (11), можно построить графики функций $Q_R/Q_\Sigma = f(R_0)$ для значений давления среды 0,1 и 4 МПа, которые представлены на рис. 6.

Рис. 6. Зависимости отношения тепла, отдаваемого за счет излучения, к суммарной энергии, выделяющейся в окружающую среду, от радиуса частицы

С уменьшением радиуса частицы, по мере ее выгорания, относительный размер зоны пламени увеличивается, а доля теплообмена излучением значительно снижается. Если радиус частиц составляет 100 мкм и менее, теплообмен излучением занимает долю менее 30 % в общем обмене энергией с окружающей

средой. Для промышленных порошков АСД-1 и АСД-4 (со средним размером частиц 25 и 10 мкм соответственно) [16] доля теплообмена излучением составляет очень малую величину: приблизительно 8 % для АСД-1 и менее 4 % для АСД-4. Также можно сделать вывод, что чем больше исходный размер частиц, тем большую долю теплообмен излучением занимает на начальных стадиях горения. От давления окружающей среды структура процессов теплообмена практически не зависит (см. рис. 6).

Следовательно, для указанных промышленных порошков алюминия даже большая погрешность в определении коэффициента ε_{eff} не приведет к существенным ошибкам в расчетах размеров зоны пламени и представленная методика по его определению пригодна для анализа процессов их горения.

Выводы

1. На основе данных экспериментов и термодинамических расчетов с применением диффузионной модели горения определены зависимости размеров зоны пламени вокруг частицы и термодинамических параметров на его границе. Расчеты выполнены для сферически симметричного горения частицы в среде 21 % O_2 +79 % Ar , в предположении термодинамической равновесности и квазистационарности физико-химических процессов.

2. Установлена зависимость относительного размера зоны пламени от давления окружающей среды. С ростом давления от 0,1 до 6 МПа относительный размер уменьшается с 6,8 до 4,5.

3. Получены взаимосвязи термодинамических параметров: концентрации окислителя, давления, температуры на границе пламени и размера зоны пламени.

4. Расчеты показывают, что с уменьшением размера частицы относительный размер зоны пламени увеличивается.

5. Относительная концентрация окислителя на границе пламени понижается с увеличением размера частицы, но не опускается ниже 0,075 даже при высоких значениях давления и достаточно больших размерах (радиусе 150 мкм). При сопоставлении полученных результатов с данными термодинамического анализа можно сделать вывод, что для частиц размером менее 150 мкм влиянием концентрации окислителя на температуру на границе пламени можно пренебречь.

6. По мере выгорания частицы меняется структура теплообмена пламени с окружающей средой: уменьшается доля потока тепла излучением и увеличивается тепловой поток за счет теплопроводности. Пока размер частицы относительно крупный, т.е. радиус составляет 100–200 мкм, теплообмен излучением может составлять от 30 до 50 % энергии, отдаваемой в окружающую среду. С уменьшением же размера доля теплового потока излучением существенно уменьшается и для широко известных промышленных порошков алюминия не превышает 8 %. Таким образом, при описании их горения отдачей тепла излучением в окружающую среду можно пренебречь и для мелкодисперсных порошков точность определения эффективной степени черноты конденсированной фазы ε_{eff} не имеет существенного значения.

Полученные результаты учитывают фундаментальные ограничения, обусловленные термодинамикой процессов. Совместное применение термодинамических расчетов и экспериментальных данных позволяет установить адекватные значения важных параметров процессов тепло- и массопереноса.

Библиографический список

1. Крюков А.Ю., Малинин В.И. Анализ особенностей горения одиночной частицы алюминия в кислородсодержащих средах на основе модели неравновесной термодинамики // Перспективные технологии, материалы и приборы для космических исследований и земных приложений: докл. 9-й Междунар. конф. цикла «Космический вызов XXI века (SPACE'2019)», г. Ярославль, 7–11 окт. 2019 г. / Федер. исслед. центр хим. физики им. Н.Н. Семенова РАН. – М.: [б. и.], 2019. – С. 35–37.
2. Особенности горения капли алюминия в смесях кислорода с аргоном и гелием / Г.П. Кузнецов, А.Г. Истратов, В.И. Колесников-Свинарев, И.Г. Ассовский // Горение и взрыв. – 2018. – Т. 11, № 2. – С. 83–87.

3. Kryukov A.Yu., Malinin V.I. Mathematical modeling of the combustion of an overfueled aluminum – air mixture based on the nonequilibrium thermodynamics of the process // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. – 2018. – Vol. 54, iss. 1. – P. 35–46.
4. Крюков А.Ю., Малинин В.И. Расчет горения полифракционной аэрозвеси частиц алюминия по модели неравновесной термодинамики // *Вестник Казан. технол. ун-та*. – 2016. – Т. 19, № 12. – С. 128–131.
5. PLIF species and ratiometric temperature measurements of aluminum particle combustion in O₂, CO₂ and N₂O oxidizers, and comparison with model calculations / P. Bucher [et al.] // *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion* / The Combustion Institute. – Pittsburgh, Pennsylvania, U.S., 1998. – P. 2421–2429.
6. Крюков А.Ю., Малинин В.И. Расчет горения одиночной частицы алюминия в кислородсодержащих средах на основе неравновесной термодинамики // *Перспективные технологии, материалы и приборы для космических и земных приложений: материалы 9-й Междунар. науч.-техн. конф. цикла «Космический вызов XXI века (SPACE'2019)»*, г. Ярославль, 7–11 октября 2019 г. – М.: Изд-во ФИЦ ХФ РАН, 2019. – С. 21–23.
7. Prentice J.L., Kraentle K.L. Metal particle combustion report / Naval Weapons Center, NWC TP 4658. – California, 1969. – 86 p.
8. Похил П.Ф., Беляев А.Ф., Фролов Ю.В. Горение порошкообразных металлов в активных средах. – М.: Наука, 1972. – 294 с.
9. Бекстед М.В., Лианг У., Паддупаккам К.В. Математическое моделирование горения одиночной алюминиевой частицы (обзор) // *Физика горения и взрыва*. – 2005. – Т. 41, № 6. – С. 15–33.
10. Гремячкин В.М. Гетерогенное горение частиц твердых топлив. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015. – 230 с.
11. Гремячкин В.М., Истратов А.Г., Лейпунский О.И. К теории горения металлических частиц // *Физические процессы при горении и взрыве*. – М.: Атомиздат, 1980. – С. 4–68.
12. Троицкий И.А., Железнов В.А. *Металлургия алюминия*. – М.: Metallurgy, 1977. – 392 с.
13. Физические величины: справ. / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский [и др.]; под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 563 с.
14. Трусов Б.Г. Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1991. – 40 с.
15. Ягодников Д.А. Воспламенение и горение порошкообразных металлов. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. – 432 с.
16. Костюков А.А., Киль И.Г., Никифоров В.П. *Справочник металлурга по цветным металлам. Производство алюминия*. – М.: Metallurgy, 1971. – 320 с.

References

1. A.Yu. Kryukov, V.I. Malinin. Analiz osobennostey gorenija odinochnoy chastitsy aljuminija v kislorodsoderzhaschih sredah na osnove modeli neravnovesnoj termodinamiki [Analysis of combustion peculiarities of single aluminium particle in oxygen-containing media on the basis of nonequilibrium thermodynamics model]. *Perspektivnyje tehnologii, materialy i pribory dlja kosmicheskikh issledovanij i zemnykh prilozhenij*: [abstracts of the 9th international conference of the series “The Space Challenge of the 21st Century. (SPACE'2019)», Yaroslavl, 7-11 october 2019]. Moscow, 2019, pp. 35-37.
2. G.P. Kuznetsov, A.G. Istratov, V.I. Kolesnikov-Svinarev, I.G. Assovskiy. Osobennosti gorenija kapli alyuminiya v smesyakh kisloroda s argonom i geliyem [Peculiarities of aluminum drop combustion in mixtures of oxygen with argon and helium]. *Combustion and explosion*, 2018, vol. 11, no. 2, pp. 83-87.
3. A.Yu. Kryukov, V.I. Malinin. Mathematical Modeling of the Combustion of an Overfueled Aluminum–Air Mixture Based on the Nonequilibrium Thermodynamics of the Process // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2018, Volume 54, Issue 1, pp. 35-46.
4. A.Yu. Kryukov, V.I. Malinin. Raschet gorenija polifraktsionnoy aerovzvesi chastits alyuminiya po modeli neravnovesnoj termodinamiki [Computation of combustion of polyfractional aluminium particles air suspension by model of nonequilibrium thermodynamics]. *Vestnik Kazanskogo tehnologicheskogo universiteta*, 2016, Vol. 19 no. 12, pp. 128-131.
5. Bucher P. et. al. PLIF species and ratiometric temperature measurements of aluminum particle combustion in O₂, CO₂ and N₂O oxidizers, and comparison with model calculations // *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion*. The Combustion Institute, 1998. pp. 2421-2429.
6. A.Yu. Kryukov, V.I. Malinin. Raschet gorenija odinochnoy chastitsy alyuminiya v kislorodsoderzhashchikh sredakh na osnove neravnovesnoj termodinamiki [Computation of combustion of single aluminium

particle in oxygen-containing media on the basis of nonequilibrium thermodynamics]. Perspektivnyye tehnologii, materialy i pribory dlja kosmicheskikh issledovanij i zemnyh prilozhenij: [abstracts of the 9th international conference of the series "The Space Challenge of the 21st Century. (SPACE'2019)», Yaroslavl, 7-11 october 2019]. Moscow, 2019, pp. 21-23.

7. Prentice J.L. and Kraentle K.L., Metal Particle Combustion Report, Naval Weapons Center, NWC TP 4658, 1969, 86 p.

8. Pokhil P.F., Belyayev A.F., Frolov YU.V. Gorenije poroshkoobraznykh metallov v aktivnykh sredakh [Combustion of powdery metals in active mediums]. Moscow: Nauka, 1972, 294 p.

9. M.V. Beksted, U. Liang, K.V. Padduppakkam. Matematicheskoye modelirovaniye gorenija odinochnoy alyuminiyevoy chastitsy (obzor) [Mathematical modeling combustion of single aluminium particle (review)]. Combustion, Explosion and Shock Waves, 2005, vol. 41, no. 6, pp. 15-33.

10. Gremyachkin V.M. Geterogennoye gorenije chastits tverdykh topliv [Heterogeneous combustion of particles of solid propellants]. Moscow: MSTU named by N.E. Bauman, 2015, 230 p.

11. V.M. Gremyachkin, A.G. Istratov, O.I. Leypunskiy. K teorii gorenija metallicheskih chastits [On the theory of combustion of metal particles]. In book: Fizicheskiye protsessy pri gorenii i vzryve [Physical processes during combustion and explosion]. Moscow: Atomizdat, 1980, pp. 4-68.

12. Troitskiy I.A., ZHeleznov V.A. Metallurgiya alyuminiya [Aluminum metallurgy]. Moscow: Metallurgiya, 1977, 392 p.

13. A.P. Babichev, N.A. Babushkina, A.M. Bratkovskiy. Fizicheskiye velichiny: Spravochnik [Physical magnitudes: Reference book]. Moscow: Energoatomizdat, 1991, 563 p.

14. Trusov B.G. Modelirovaniye khimicheskikh i fazovykh ravnovesiy pri vysokikh temperaturakh [Modeling of chemical and phase equilibriums at high temperatures]. Moscow: MSTU named by N.E. Bauman, 1991, 40 p.

15. Yagodnikov D.A. Vosplameneniye i gorenije poroshkoobraznykh metallov [Ignition and combustion of powdery metals]. Moscow: MSTU named by N.E. Bauman, 2009, 432 p.

16. A. A. Kostyukov, Kil I. G., Nikiforov V.P. Spravochnik metallurga po tsvetnym metallam. Proizvodstvo alyuminiya [Non-ferrous metals handbook of metallurgist. Manufacture of aluminum]. Moscow: Metallurgiya, 1971, 320 p.

Об авторах

Крюков Алексей Юрьевич (Пермь, Россия) – кандидат технических наук, доцент кафедры «Инновационные технологии машиностроения» ФГБОУ ВО ПНИПУ (614990, г. Пермь, Комсомольский пр., д. 29, e-mail: alexkryukov@list.ru).

Малинин Владимир Игнатьевич (Пермь, Россия) – доктор технических наук, профессор кафедры «Ракетно-космическая техника и энергетические системы» ФГБОУ ВО ПНИПУ (614990, г. Пермь, Комсомольский пр., д. 29, e-mail: malininvi@mail.ru).

About the authors

Aleksey Yu. Kryukov (Perm, Russian Federation) – CSc in Technical Sciences, Assistant Professor of Innovation Technologies of Machine Engineering Department, Perm National Research Polytechnic University (29, Komsomolsky av., Perm, 614990, Russian Federation; e-mail: alexkryukov@list.ru).

Vladimir I. Malinin (Perm, Russian Federation) – Doctor of Technical Sciences, Professor of Rocket and Space Engineering and Power Generating Systems Department, Perm National Research Polytechnic University (29, Komsomolsky av., Perm, 614990, Russian Federation; e-mail: malininvi@mail.ru).

Получено 21.01.2020