

УДК 544:536.46:541.128

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЖЕЛЕЗА ИЗ МЕЛКОДИСПЕРСНОГО ПОРОШКА ОКАЛИНЫ В ЭЛЕКТРОДУГОВОМ ПЛАЗМОТРОНЕ

П.С. Гринчук¹, Б.Б. Хина²

¹ *«Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова» НАН Беларуси, г. Минск*

² *Физико-технический институт НАН Беларуси, г. Минск*

Проблемой получения порошков различных материалов в плазменных установках ученые и инженеры занимаются уже длительное время [1-3]. Как правило, плазма используется для получения тугоплавких соединений. Несмотря на обширный материал, полученный при разработке подобных технологий, получение каждого конкретного вещества требует индивидуального подхода в плане расчета параметров технологического процесса. Данная работа посвящена разработке теплофизической модели для процесса получения порошка железа из окалины в электродуговом плазматроне.

Одной из особенностей работы предприятий черной металлургии и машиностроения является образование значительного числа железосодержащих отходов, прежде всего окалины. Окалина образуется главным образом при термической обработке стальных заготовок. Так, в настоящее время на промышленных предприятиях Беларуси в год образуется около 100 тыс. тонн техногенных отходов в виде оксидов железа (окалина, пыль аспирационных установок) и железосодержащих отходов в виде отсевов, отстойных шламов травильных ванн, абразивной пыли и шламов от зачистных и шлифовальных станков. Только на РУП «БМЗ» ежегодно образуется около 30 тыс. тонн окалины и 20 тыс. тонн аспирационной пыли, на РУП «МАЗ» ежегодно образуется не менее 3.5 тыс. тонн абразивных шламов. Большинство этих отходов многие годы накапливаются на полигонах твердых отходов, ухудшая экологическую обстановку промышленных районов. Накопленные запасы железосодержащих отходов составляют сотни тысяч тонн. Один из возможных путей переработки данных отходов состоит в переработке и получении материала, альтернативного чугуна. По этому пути сегодня идут во многих государствах. Однако существует еще одна отрасль промышленности, в которой железосодержащие отходы могут быть обращены в доходы. Технологии порошковой металлургии позволяют сравнительно просто получать высокопрочные детали сложной формы, которые очень сложно производить литьем или путем механической металлообработки. Важно, что использование порошков, различных по химическому составу и свойствам, позволяет производить композитные детали с высокими эксплуатационными характеристиками (износоустойчивость, упругость, жаропрочность и т.д.). В настоящее время все потребности Республики в порошке железа покрываются за счет импортного сырья. В то же время эти порошки могут быть получены посредством восстановления порошкообразной окалины до железа, т.е. путем переработки отходов. Для этого предлагается использовать распыление порошкообразной окалины в восстановительной атмосфере, организованной в плазменной струе. К важным особенностям рассматриваемого процесса следует отнести его высокую температуру, большую скорость реакций восстановления, а, следовательно, и возможность построения технологических установок с высокой удельной производительностью.

В работе [4] рассмотрены термодинамические аспекты получения восстановительной атмосферы (конверсии метана в плазменной дуге) и процесса восстановления оксида железа до железа в данной атмосфере. Важно, что этот процесс

протекает в неизотермических условиях и для корректного описания химических превращений в отдельной частице необходимо рассчитать зависимость температуры частиц окалины от времени их пребывания в реакторе. Основная цель работы – построить модель процесса, которая бы с одной стороны учитывала бы все основные механизмы при нагреве и движении частиц порошка и газовой смеси, а с другой – позволяла бы достаточно быстро решать задачу для заданного набора входных параметров. Разработка технологии восстановления порошка железа требует решения задачи оптимизации по большому числу параметров, что возможно только при высокой скорости расчета процесса нагрева.

Модель нагрева порошка окалины в электродуговом плазматроне. В плазмохимический реактор, представляющий собой трубу радиуса R_{in} со стенками из теплоизоляционного материала толщиной δ снизу подается горячий газ (плазма) с массовым расходом G_g (кг/с) и начальной температурой $T_{g,in}$. По другому каналу снизу вверх в реактор подается монодисперсный порошок окалины (диаметр частиц d_p) с массовым расходом G_p и начальной температурой $T_{p,in}$. Порошок подается с помощью транспортирующего газа с массовым расходом G_{tr} и температурой $T_{tr,in}$. Согласно результатам термодинамического моделирования для проведения реакции восстановления окалины необходимо, чтобы она при пролете реактора нагрелась до температуры в интервале 1424 – 1536 °С и пребывала в данном температурном диапазоне в течение времени порядка 0.5 с [4]. Цель моделирования состоит в определении совокупности параметров G_g , $T_{g,in}$, G_p , $T_{p,in}$, G_{tr} , $T_{tr,in}$, которые обеспечивают попадание частиц окалины в требуемых технологический температурный диапазон и максимальное время пребывания в данном диапазоне.

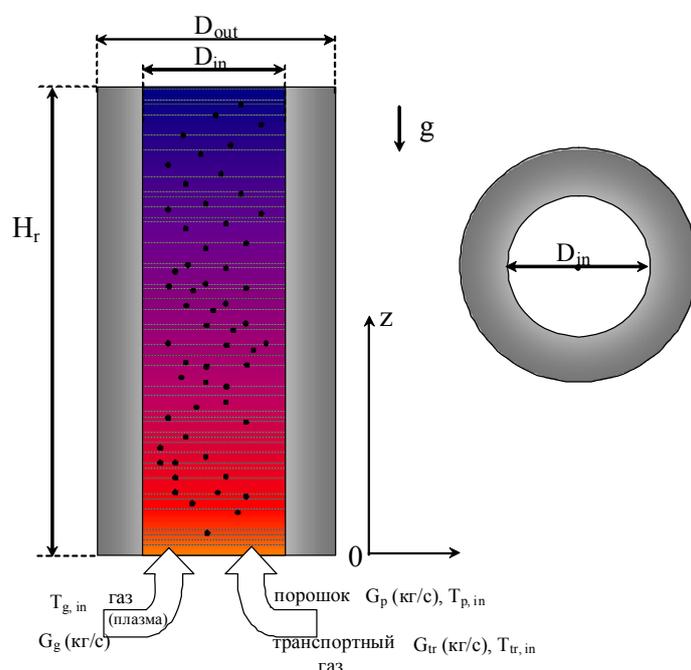


Рисунок 1 . Геометрическая схема задачи нагрева частиц окалины в плазменном реакторе.

Свойства газовой смеси. Согласно результатам термодинамического моделирования при конверсии метана и кислорода в плазменной дуге образуется

восстановительная атмосфера. Основные компоненты данной атмосферы это водород (молярная концентрация x_{H_2}), оксид углерода (x_{CO}), азот (x_{N_2}) и кислород (x_{O_2}). В качестве транспортного газа мы выберем аргон. Тогда для характеристик газовой смеси, в которой непосредственно будут нагреваться частицы окалины, можем записать следующие выражения:

Молярная масса восстановительной атмосферы – плазмообразующего газа

$$M_{pl} = M_{H_2}x_{H_2} + x_{CO}M_{CO} + M_{N_2}x_{N_2} + M_{O_2}x_{O_2} = \sum_i M_i x_i \quad (1)$$

Молярная концентрация i -го компонента, входящего в плазмообразующий газ, в газовой смеси

$$\tilde{x}_i = \frac{G_g M_{tr}}{G_g M_{tr} + G_{tr} M_{pl}} x_i, \quad (2)$$

Молярная концентрация транспортного газа в газовой смеси

$$\tilde{x}_{tr} = \frac{G_{tr} M_{pl}}{G_{tr} M_{pl} + G_g M_{tr}} x_{tr}, \quad (3)$$

Теплоемкость газовой смеси определится тогда как

$$\tilde{c}_{p,g} = \frac{1}{M_{mix}} \sum_{j=1}^{N_g} c_p^j \tilde{x}_j = \frac{\sum_{j=1}^{N_g} c_p^j \tilde{x}_j}{\sum_{j=1}^{N_g} M_j \tilde{x}_j}. \quad (4)$$

При теплофизических расчетах будут использованы средние молярные теплоемкости [5]: $c_p(H_2) = 30$ Дж/(моль К); $c_p(CO) = 30$ Дж/(моль К); $c_p(N_2) = 29$ Дж/(моль К); $c_p(O_2) = 32$ Дж/(моль К); $c_p(Ar_2) = 30$ Дж/(моль К).

Теплофизическая модель.

Рассмотрим нагрев монодисперсного порошка окалины. Пусть частицы имеют сферическую форму и диаметр d_p . Преимущественно окалина состоит из FeO. Свойства этого вещества согласно [6] следующие: плотность 5870 кг/м^3 ; стандартная теплоемкость 49.95 Дж/(моль К) или 694 Дж/(кг К); теплопроводность 0.23 Вт/(м К); теплота плавления 440 кДж/кг (она в модели учтена путем введения эффективной теплоемкости в окрестности точки плавления); температурная зависимость энтальпии и теплоемкости в модели учитываются и взяты из [6].

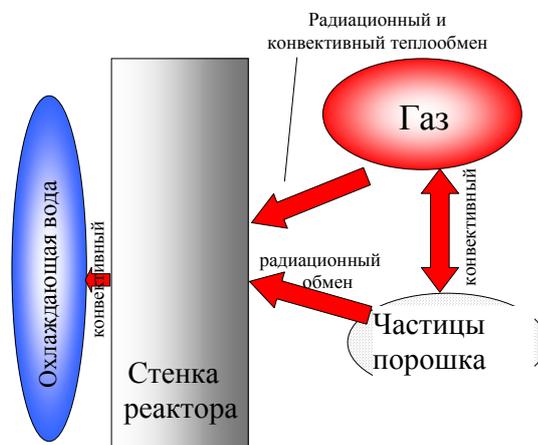


Рисунок 2. Механизмы теплообмена, учтенные в модели нагрева порошка

Система состоит из четырех основных объектов, тепловое взаимодействие которых учтено в модели: газовая смесь, частицы окалины, стены реактора и охлаждающая вода на наружной поверхности реактора.

Охлаждение газовой смеси при ее движении по трубе плазматрона происходит за счет ее взаимодействия со стенами реактора (конвективный и радиационный поток) и за счет передачи части тепла для нагрева частиц окалины. Начальная температура газа в сечении подачи порошка окалины (начало системы координат) определяется из условия мгновенного перемешивания горячих плазменных и транспортных газов на основе теплового баланса:

$$T_{g,0} = \frac{c_{p,tr} T_{tr} G_{tr} + c_{p,g} T_{g,in} G_g}{\tilde{c}_{p,g} (G_g + G_{tr})}, \quad (5)$$

Газовая смесь и частицы окалины движутся в положительном направлении оси OZ. Остывание газовой смеси описывается уравнением:

$$\tilde{c}_{p,g} (G_g + G_{tr}) \frac{dT_g}{dz} = -Q_{w,res}(z) 2\pi R_{in} - \alpha_{in} 2\pi R_{in} [T_g(z) - T_w(z)] - (N_p(z) \pi d_p^2) \pi R_{in}^2 \alpha_{p,con} [T_g(z) - T_p(z)] \quad (6)$$

Здесь первое и второе слагаемое в правой части представляет собой радиационный и конвективный потоки соответственно на стенки со стороны высокотемпературных газов (оптически активная среда), третье – конвективный поток на частицы окалины, $N_p(z)$ - число частиц в единице объема, $1/м^3$.

Радиационные тепловые потоки на стенки реактора и на частицы окалины определяются из решения двумерной задачи переноса излучения. Для этого весь реактор по высоте разбивается на кольцевые слои небольшой толщины. Температура газов в кольцевом слое предполагается постоянной и равной температуре, полученной из решения тепловой задачи для предыдущего слоя.

Для нахождения радиационных потоков необходимо решить интегро-дифференциальное уравнение переноса излучения [7]:

$$\vec{l} \nabla I_\lambda(\vec{r}, \vec{l}) + (\chi_\lambda(\vec{r}) + \sigma_\lambda(\vec{r})) I_\lambda(\vec{r}, \vec{l}) = \chi_\lambda(\vec{r}) B_\lambda(T_p) + \frac{\sigma_\lambda(\vec{r})}{4\pi} \int_{4\pi} p_\lambda(\vec{r}, \vec{l}, \vec{l}') I_\lambda(\vec{r}, \vec{l}') d\Omega' \quad (7)$$

где $I_\lambda(\vec{r}, \vec{l})$ - спектральная интенсивность излучения в точке \vec{r} в направлении \vec{l} . Граничные условия для уравнения (7) в предположении, что стена реактора является диффузно отражающей и излучающей, имеют вид:

$$I_\lambda(A, \vec{l}) \Big|_{(\vec{l} \cdot \vec{n}) < 0} = \varepsilon_\lambda(A) B_\lambda(T_w) + \frac{1 - \varepsilon_\lambda(A)}{\pi} \int_{(2\pi)} I_\lambda(A, \vec{l}') \cdot (\vec{l}', \vec{n}) \cdot d\Omega'. \quad (8)$$

Здесь λ - длина волны излучения; \vec{n} - внешняя нормаль к стенке реактора; ε и T_w - излучательная способность и температура стенки в точке A; χ_λ и σ_λ - спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния излучения потоком частиц соответственно; $B_\lambda(T)$ - спектральная интенсивность излучения черного тела при температуре T; $p(\vec{r}, \vec{l}, \vec{l}')$ - индикатриса рассеяния излучения при его взаимодействии с элементарным объемом среды. В первом приближении мы пренебрежем процессами рассеяния как на частицах окалины, так и в самом газе, полагая $\sigma_\lambda = 0$. Тогда уравнение переноса излучения примет вид:

$$\bar{l}\nabla I_\lambda(\bar{r}, \bar{l}) + \chi_\lambda(\bar{r})I_\lambda(\bar{r}, \bar{l}) = \chi_\lambda(\bar{r})B_\lambda(T_p), \quad (9)$$

После нахождения поля интенсивности излучения радиационный тепловой поток в точке А внутренней поверхности реактора будет определяться выражением:

$$Q_{w,res}(A) = \int_0^\infty \varepsilon_\lambda(A)(Q_{p\lambda} - \pi B_\lambda(T_w(A)))d\lambda, \quad (10)$$

где $Q_{p\lambda} = \int_{(2\pi)} I_\lambda(A, \bar{l}') \cdot (\bar{l}', \bar{n}) \cdot d\Omega'$ - спектральная плотность потока излучения, падающего

на стенку реактора в точку А на длине волны излучения λ . Тогда средний тепловой поток, фигурирующий в уравнении (6) можно найти как

$$Q_{w,res}(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Q_{w,res}(A(z))d\varphi. \quad (11)$$

Метод решения уравнения (9) описан в [8].

Приведенная выше постановка не учитывает радиационный теплообмен стен и частиц окалины. Если пренебречь поглощением и рассеянием теплового излучения на пути между стенами реактора и частицами окалины (расстояние порядка 5 см), то радиационный тепловой поток на стены может быть рассчитан следующим образом.

Постоянство массового расхода частиц окалины через поперечное сечение реактора приводит к следующему выражению для числа частиц

$$N_p(z) = \frac{6G_p}{\pi^2 d_p^3 R_{in}^2 \rho_p} \frac{1}{u_p(z)}, \quad (12)$$

Рассмотрим кольцевой слой высотой dz на высоте z от основания реактора. В этом слое находится $dN = N_p(z)\pi R_{in}^2 dz$ частиц окалины. Их суммарная площадь поверхности в этом слое $dS = dN\pi d_p^2$. Учитывая это обстоятельство результирующий тепловой поток, падающий на единицу площади стены реактора со стороны частиц, можно приближенно рассчитать по формуле:

$$Q_{w,p} = \sigma_0 \psi \left[\frac{3G_p \varepsilon_p}{\pi d_p R_{in} \rho_p u_p(z)} T_p^4 - \varepsilon_w T_w^4 \right] \quad (13)$$

Здесь ψ - эффективный угловой коэффициент для системы «частицы порошка – стена реактора». Этот коэффициент, учитывая большое различие в характерных размерах стены и частиц порошка, можно приближенно представить как отношение площади кольцевого слоя стен реактора к площади сферы такого же радиуса, т.е. $\psi \approx dz/(2R_{in})$. При величине шага по высоте реактора порядка 2-3 мм и радиусе реактора 50 мм данный коэффициент может быть приближенно принят равным $\psi \approx 0.025$.

Нагрев порошка. В первом приближении мы можем рассмотреть частицы порошка как изотермические:

$$\rho_p \frac{\pi}{6} d_p^3 c_{p,p} \frac{dT_p}{dt} = \pi d_p^2 [\alpha_{p,con} \{T_g(z) - T_p(z)\} + \sigma_0 \varepsilon_{eff} \psi \{T_w^4(z) - T_p^4(z)\}], \quad (14)$$

$$\frac{dT_p}{dz} = \frac{6}{u_p \rho_p d_p c_{p,p}} [\alpha_{p,con} \{T_g(z) - T_p(z)\} + \sigma_0 \varepsilon_{eff} \psi \{T_w^4(z) - T_p^4(z)\}], \quad (15)$$

$$\alpha_{p,con} = (2 + \text{Re}_p^{0.5}) \frac{\lambda}{2d_p}, \quad \text{Re}_p = \frac{|u_p - U_g| d_p}{2\eta}, \quad (16)$$

Здесь $\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_p \varepsilon_w}{\varepsilon_p + \varepsilon_w - \varepsilon_p \varepsilon_w}$ - эффективный коэффициент черноты для системы «частицы порошка – стена реактора».

Отметим, что из соотношения (12) можно оценить среднее расстояние между частицами. Принимая характерный расход окалины 10 г/с и скорость частиц 5 м/с получаем, что среднее расстояние между частицами окалины ($\sim N_p^{-1/3}$) составляет 20-25 диаметров частиц. Поэтому для коэффициентов теплообмена и трения мы можем использовать соотношения, справедливые для одиночных частиц.

Температура стен реактора. Температуру стен реактора будем находить в предположении установившегося теплового режима (квазистационарное приближение), когда равны тепловые потоки, упавшие на поверхность стены и прошедшие сквозь нее.

$$2\pi R_{in} [Q_{w,res}(z) + \alpha_{in} (T_g(z) - T_{w,in}(z))] = 2\pi R_{out} \frac{\lambda_w}{\delta_w} [T_{w,in}(z) - T_{w,out}(z)], \quad (17)$$

$$\frac{\lambda_w}{\delta_w} [T_{w,in}(z) - T_{w,out}(z)] = \alpha_{out} [T_{w,out}(z) - T_{wat}], \quad (18)$$

Температура воды T_{wat} , охлаждающей наружную поверхность реактора, предполагается постоянной. Коэффициент внутреннего конвективного теплообмена газов и стен реактора определялся согласно [9]:

$$\alpha_{in} = Nu_w \lambda_w / (2R_{in}); \quad Nu_w = 0.021 \text{Re}_w^{0.8} \text{Pr}_w^{0.43}, \quad \text{Re}_w = U_g D_{in} / \eta_w. \quad (19)$$

Охлаждение наружной стенки реактора осуществляется водой. Трубка, по которой течет вода, имеет внутренний радиус R_{wat} и намотана на внешнюю поверхность реактора по спирали. На единицу высоты реактора приходится длина водоохлаждаемой трубки L_{wat} . Если расход воды на охлаждение реактора G_{wat} , то коэффициент теплообмена определяется следующим выражением

$$Nu_{wat} = 0.021 \text{Re}_{wat}^{0.8} \text{Pr}_{wat}^{0.43}, \quad \text{Re}_{wat} = U_{wat} 2R_{wat} / \eta_{wat}, \quad \alpha_{wat} = Nu_{wat} \lambda_{wat} / (2R_{wat}) \quad (20)$$

$$U_{wat} = G_{wat} / (\rho_{wat} \pi R_{wat}^2) \text{ (скорость движения воды по трубам)}. \quad (21)$$

Эффективный коэффициент теплообмена на внешней поверхности реактора с учетом извилистости водоохлаждаемой трубки может быть определен как:

$$\alpha_{out} = \alpha_{wat} R_{wat} L_{wat} / (2R_{out}). \quad (22)$$

Уравнения движения. Уже простейшие оценки показывают, что при нагреве частиц окалины доминирующую роль играет конвективный механизм теплообмена (90% и более от общего теплового потока). Поскольку коэффициент конвективного теплообмена очень сильно зависит от относительной скорости частицы и газового потока, то модель должна содержать уравнения движения частиц окалины и газа.

Уравнение движения одиночной частицы окалины, учитывающее влияние силы тяжести и сопротивления газового потока, может быть записано следующим образом:

$$\frac{du_p}{dz} = -\frac{g}{u_p(z)} - \frac{3}{4} \frac{C_d(\text{Re})}{d_p} \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{(u_p(z) - U_g)}{u_p(z)} |u_p(z) - U_g|, \quad C_d = \frac{24}{\text{Re}_p} \left[1 + \frac{\text{Re}_p^{2/3}}{6} \right]. \quad (23)$$

Из уравнения неразрывности

$$\frac{d}{dz} (\rho_g U_g) = 0, \quad (24)$$

следует, что величина $\rho_g U_g = \text{const}$. Тогда скорость газа может быть определена как:

$$U_g = \frac{(G_g + G_{tr})}{\rho_g(T_g) \pi R_{in}^2} = \frac{G_{mix}}{\rho_g(T_g) \pi R_{in}^2}, \quad (25)$$

Или с учетом уравнения состояния газа $\rho_g = \frac{p(z) \tilde{M}}{RT_g}$

$$U_g = \frac{(G_g + G_{tr})}{\rho_g(T_g) \pi R_{in}^2} = \frac{G_{mix} R T_g(z)}{\pi R_{in}^2 \tilde{M} p(z)} \quad (26)$$

Для больших массовых расходов порошка окалины в реакторе необходимо учитывать ее влияние не только на температуру газовой смеси, но и на ее импульс. С этой целью запишем одномерное уравнение движения газа (закон сохранения импульса):

$$\rho_g \left(U_g \frac{\partial U_g}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p_g}{\partial z} + \rho_g F_{vol}, \quad (27)$$

Объемная сила, действующая на газ, состоит из трех компонентов: сила тяжести, сила сопротивления со стороны частиц окалины и сопротивление со стороны стен реактора. Используя выражения $dV_g = dz \pi R_{in}^2$, $\rho_g dV_g = dm_g = G_{mix} dz / U_g(z)$, уравнение движения газа преобразуем к виду:

$$\frac{\partial U_g}{\partial z} = -\frac{\pi R_{in}^2}{G_{mix}} \frac{\partial p_g}{\partial z} - \frac{g}{U_g} - \frac{3}{4\pi} \frac{G_p C_d(Re_p)}{R_{in}^2 d_p \rho_p} \frac{(u_p - U_g) |u_p - U_g|}{u_p U_g} - \zeta(Re_w) \frac{U_g}{4R_{in}}, \quad (28)$$

$$\zeta(Re_w) = \frac{0.316}{Re_w^{0.25}}, \quad Re_w = V_g D_{in} / \eta_w \quad (29)$$

Тогда, дифференцируя (26) по z и подставляя результат в (28), получим уравнение для давления газовой смеси:

$$\frac{\partial p_g}{\partial z} = \frac{1}{\frac{1}{p_g} - \frac{1}{\rho_g U_g^2}} \left[\frac{\partial T_g}{\partial z} + \frac{g}{U_g^2} + \frac{3}{4\pi} \frac{G_p C_d(Re_p)}{R_{in}^2 d_p \rho_p} \frac{(u_p - U_g) |u_p - U_g|}{u_p U_g^2} + \frac{\zeta(Re_w)}{4R_{in}} \right]. \quad (30)$$

Решение этого уравнения позволяет найти давление газовой смеси в каждой точке по высоте реактора. По известному давлению и температуре мы находим скорость газовой смеси из уравнения (26). Отметим, что в большинстве случаев изменением давления по длине канала можно пренебречь. Однако данное уравнение представляет интерес для оценки вклада различных факторов на движение газовой взвеси, а также при обобщении задачи на двух- и трехмерные случаи.

Результаты моделирования.

Решение изложенной выше модели было реализовано в виде компьютерной программы. Расчеты выполнялись для следующих параметров. Начальная температура плазмаобразующего газа 2500 К; начальная температура транспортного газа и порошка окалины 20 °С, начальная скорость частиц окалины 2 м/с; внутренний диаметр реактора 100 мм; наружный диаметр реактора 200 мм; высота реактора 2000 мм. В качестве транспортного газа выбран аргон. Рассмотрено два различных состава плазмы: I) 70% N₂, 25% CO, 5% N₂ и II) 79% N₂, 21% O₂. Диаметр частиц окалины составлял 50 мкм. Результаты расчетов приведены на рисунках 3-7.

Для демонстрации важности учета межфазного взаимодействия приведены результаты расчета нагрева порошка в приближении одиночных частиц, когда пренебрегается воздействием потока частиц на несущий газовый поток.

Анализируя результаты расчетов, отметим следующее. Принципиальным для нагрева порошка является начальный участок движения, когда велика разность скоростей и температур между частицами и газом. Так, частица успевает прогреться до рабочих температур, пролетев расстояние около 10 см за время порядка 2-3 мс. Конвективный поток на частицу при этом на 2-3 порядка превышает радиационный. Поэтому принятое приближение является верным. При этом гораздо важнее учесть поправку к коэффициенту конвективного теплообмена, обусловленную несферичностью частиц порошка, чем строить и решать модель радиационного теплообмена, учитывающую рассеяние теплового излучения на частицах порошка.

Отметим также существенную разницу в зависимости температур всех объектов в рассмотренной системе от координаты для случаев, когда учитывается или не учитывается воздействие частиц порошка на газовый поток.

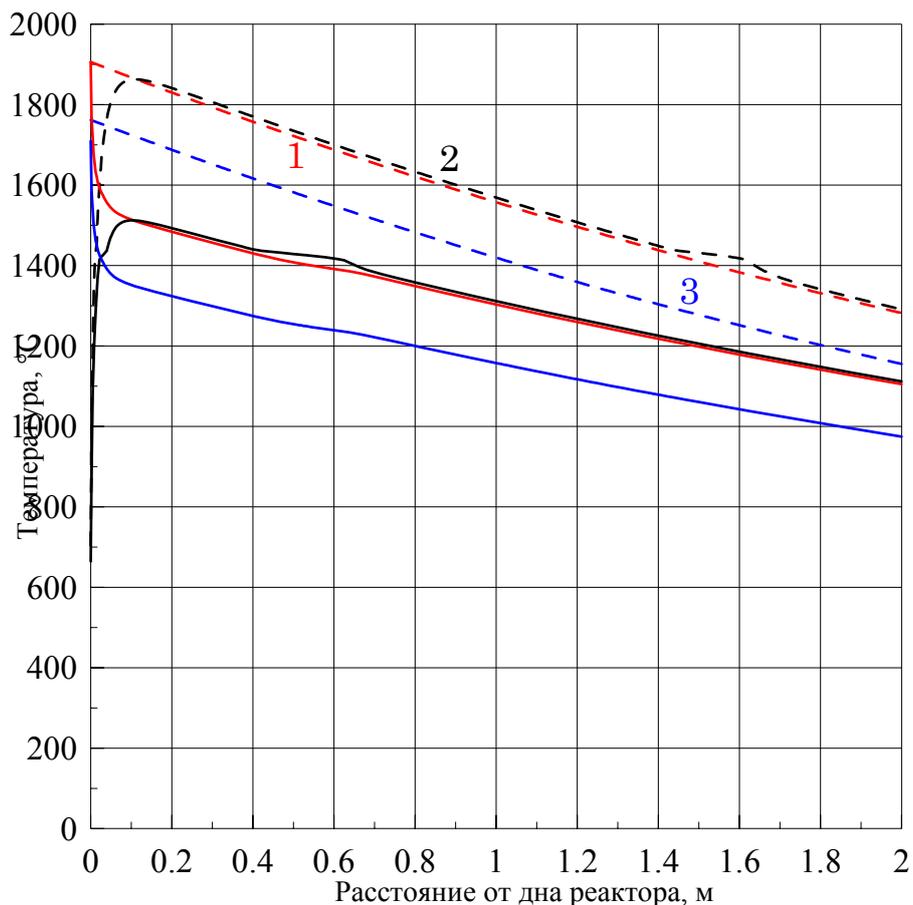


Рисунок 3. Результаты расчета нагрева порошка окалины в плазмохимическом реакторе. 1 – температура газа, 2 – температура частиц, 3 – температура внутренней стены реактора. Сплошные линии – массовый расход окалины 5 г/с, транспортного газа (аргон) – 5 г/с; плазмаобразующего газа (70% H₂+25%CO+5% N₂) – 5 г/с. Пунктирные линии – приближение одиночной частицы. Начальная температура плазмаобразующего газа – 2230 °С, начальная температура смеси – 1906 °С; начальная скорость смеси – 14.5 м/с; начальная скорость частиц окалины – 2 м/с. Время пролета реактора в приближении одиночной частицы – 170 мс, при учете взаимодействия потоков – 197 мс.

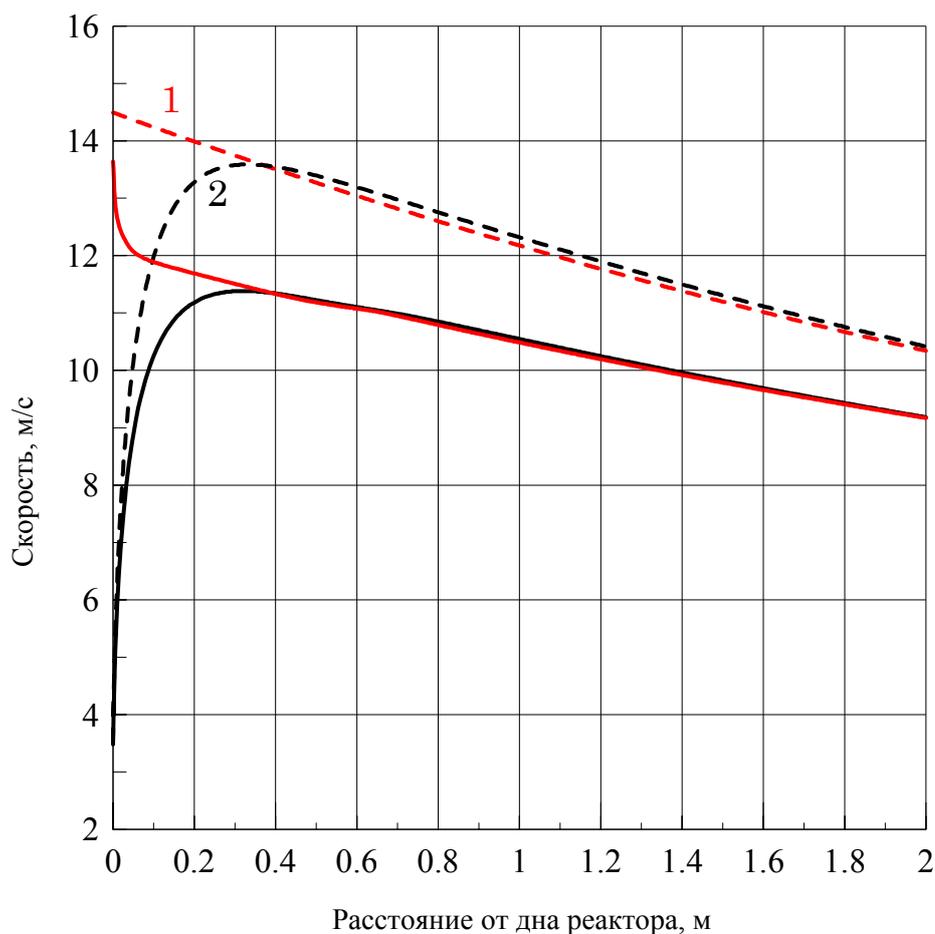


Рисунок 4. Результаты расчета нагрева порошка окалины в плазмохимическом реакторе. 1 – скорость газовой смеси, 2 – скорость частиц. 3,4,5 – вклад различных сил в процесс торможения газовой смеси (правая ось ординат) : 3 – взаимодействие с частицами окалины, 4 – взаимодействие со стенами реактора, 5 – сила тяжести. Сплошные линии – массовый расход окалины 5 г/с, транспортного газа (аргон) – 5 г/с; плазмаобразующего газа (70% H_2 +25% CO +5% N_2) – 5 г/с. Пунктирные линии – приближение одиночной частицы. Начальная температура плазмаобразующего газа – 2230 °С, начальная температура смеси – 1906 °С; начальная скорость смеси – 14.5 м/с; начальная скорость частиц окалины – 2 м/с.

Представляет определенный интерес и поведение скоростей частиц и газовой смеси. Анализ результатов показывает, что определяющее влияние на скорость газовой смеси оказывает градиент ее температуры по высоте. Учет взаимодействия фаз влияет на абсолютные скорости газопылевой смеси, однако время разгона частиц изменяется слабо по сравнению со случаем движения одиночной частицы в газовом потоке. Разность температур и разность скоростей очень сильно коррелируют друг с другом (рис. 5). На рисунке 5 достаточно четко отслеживается фазовый переход (жидкость-твердое) при охлаждении частиц окалины (провал по разности температур и тепловому потоку).

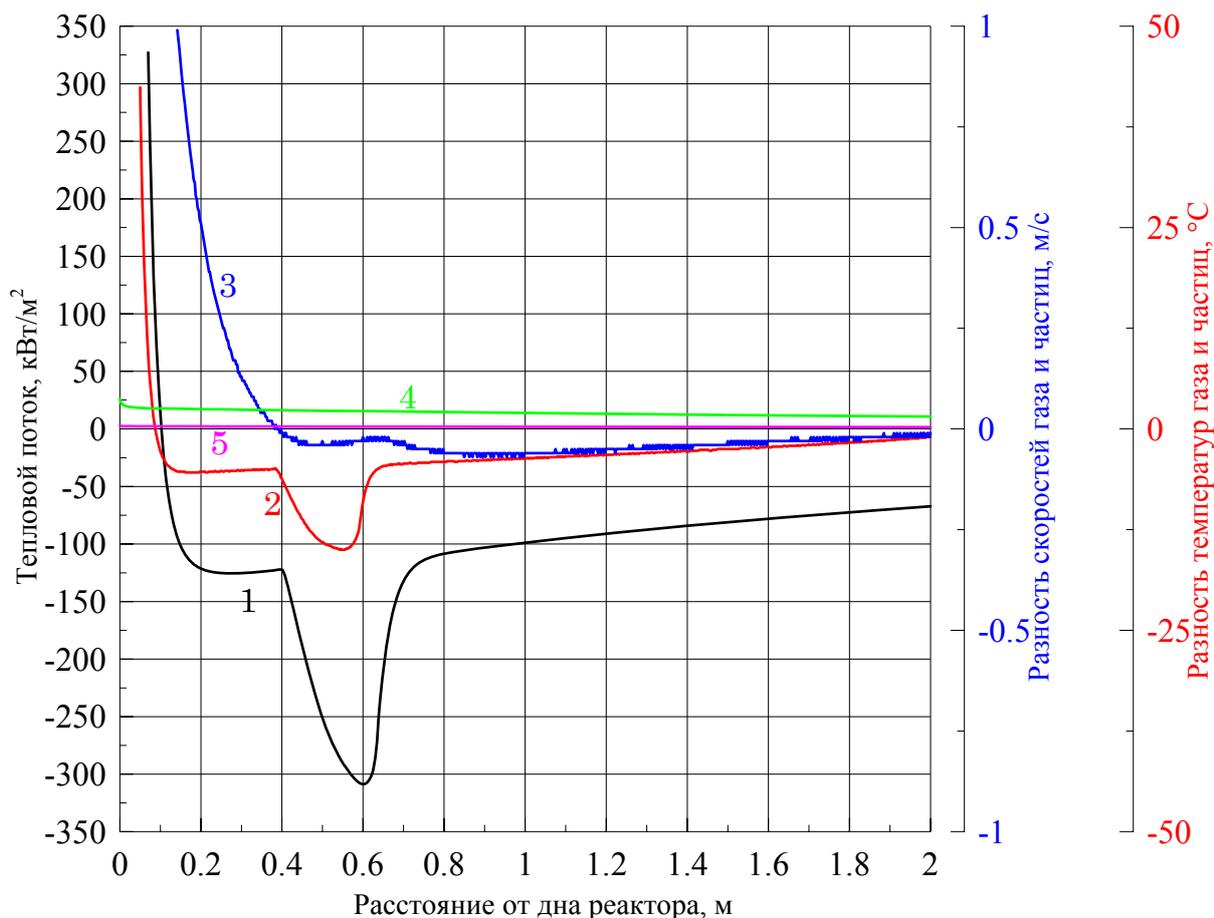


Рисунок 5. Результаты расчета нагрева порошка окалины в плазмохимическом реакторе. 1 – конвективный тепловой поток на частицу порошка, 2 – разность температур частицы и газа, 3 – разность скоростей частицы и газа, 4,5 – радиационный и конвективный тепловой поток на стенку реактора. Массовый расход окалины 5 г/с, транспортного газа (аргон) – 5 г/с; плазмаобразующего газа (70% H₂+25%CO+5% N₂) – 5 г/с.

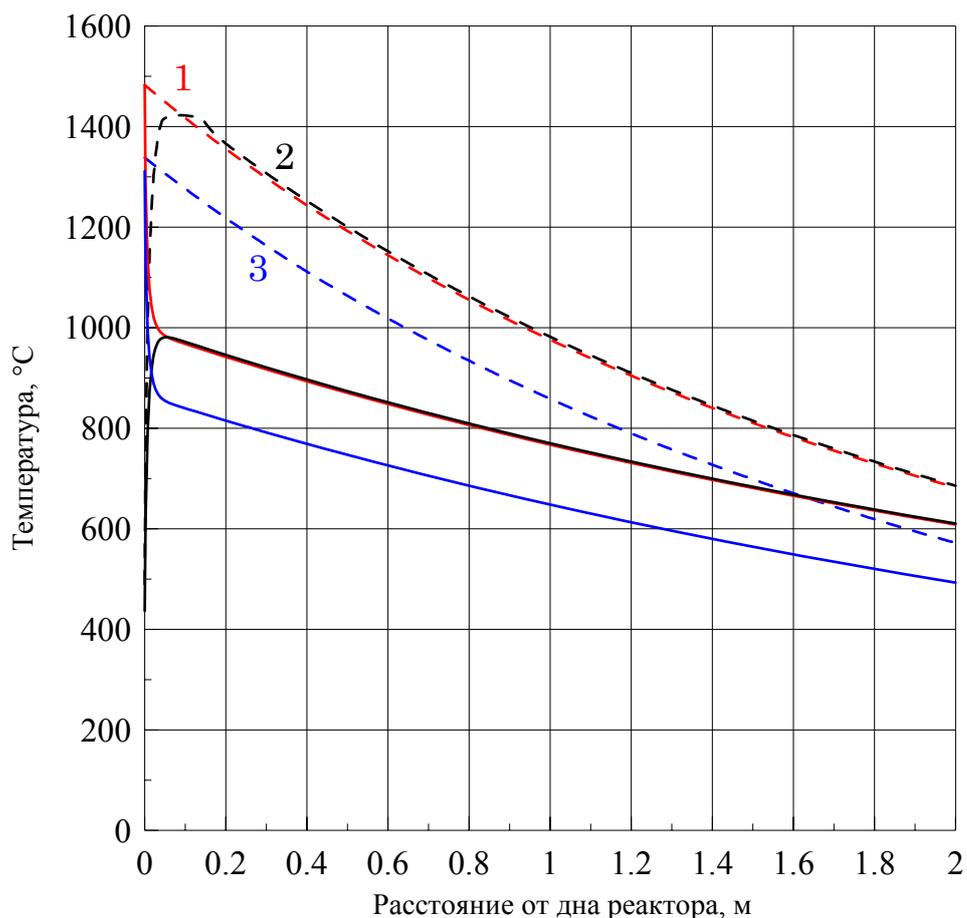


Рисунок 6. Результаты расчета нагрева порошка окалины в плазмохимическом реакторе. 1 – температура газа, 2 – температура частиц, 3 – температура внутренней стены реактора. Сплошные линии – массовый расход окалины 5 г/с, транспортного газа (аргон) – 5 г/с; плазмаобразующего газа (79% N_2 +21% O_2) – 5 г/с. Пунктирные линии – приближение одиночной частицы. Начальная температура плазмаобразующего газа – 2230 °C, начальная температура смеси – 1483 °C; начальная скорость смеси – 5.5 м/с; начальная скорость частиц окалины – 2 м/с.

Заслуживают внимания и результаты расчета нагрева порошка в воздушной плазме (рис. 6,7). Можно видеть, что при тех же массовых расходах и начальных условиях как параметры нагрева частиц, так и их скоростная характеристика значительно отличаются от случая нагрева в водородной плазме.

Дальнейшее развитие результатов, изложенных в работе, планируется в направлении учета распределения температуры внутри частиц, а также протекания в частицах реакции восстановления. Анализ показывает, что для рассматриваемого вещества и условий его восстановления это потребует решения двухфронтной задачи Стефана.

Авторы благодарят Н.В. Павлюкевича, О.С. Рабиновича и С.П. Фисенко за проведенные полезные дискуссии при решении данной задачи.

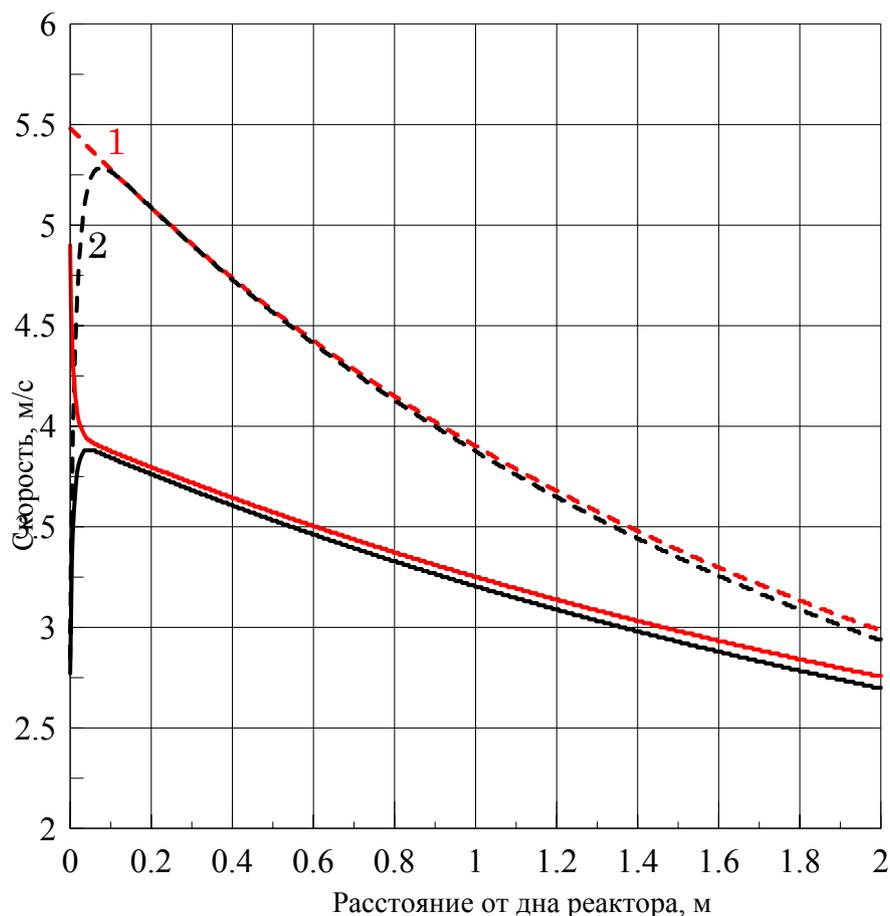


Рисунок 6. Результаты расчета нагрева порошка окалины в плазмохимическом реакторе. 1 – скорость газовой смеси, 2 – скорость частиц. Сплошные линии – массовый расход окалины 5 г/с, транспортного газа (аргон) – 5 г/с; плазмаобразующего газа (79% N_2 +21% O_2) – 5 г/с. Пунктирные линии – приближение одиночной частицы. Начальная температура плазмаобразующего газа – 2230 °С, начальная температура смеси – 1483 °С; начальная скорость смеси – 5.5 м/с; начальная скорость частиц окалины – 2 м/с. Время пролета реактора в приближении одиночной частицы – 521 мс, при учете взаимодействия потоков – 626 мс.

Список использованных источников

1. Краснокутский Ю.И., Верещак В.Г. Получение тугоплавких соединений в плазме. Киев. «Высшая школа». 1987. 200 с.
2. Цветков Ю.В., Панфилов С.А. Низкотемпературная плазма в процессах восстановления. М.:Наука, 1980. 359 с.
3. Бурханов Г.С. Плазменное выращивание тугоплавких монокристаллов. М.:Металлургия, 1981. – 200 с.
4. В. В. Khina, P. S. Grinchuk. Thermodynamic modeling and kinetic estimation of iron oxide reduction by the products of incomplete combustion of methane // ММФ-6.
5. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.:Наука, 1972.
6. Физико-химические свойства окислов: Справочник / Под ред. Г.В.Самсонова. - М.: Металлургия, 1978. - 471 с.

7. Адзериho К.С., Ноготов Е.Ф., Трофимов В.П. Перенос излучения в двухфазных средах. - Минск: Наука и техника, 1987, 166с.
8. В.И. Тимошпольский, М.Л. Герман, П.С. Гринчук, А.Н.Ознобишин. Численное решение уравнения переноса излучения в поглощающей, излучающей и рассеивающей среде со сложной 3-D геометрией // ИФЖ. 2005. Т. 78, № 1. С. 138-147.
9. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.:Наука, 1982.