УДК 669.054.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАГРЕВА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУЖКИ

ЧАСТЬ 1

Канд. техн. наук, доц. ДЬЯКОНОВ О. М.

Белорусский национальный технический университет

Металлическая стружка представляет собой ценное металлургическое сырье, которое образуется при обработке резанием в огромных количествах на предприятиях металлообрабатывающей промышленности. Для ее эффективной и экологически безопасной переплавки в металлургических печах (имеется в виду минимизация угара и потерь легирующих элементов, а также выбросов вредных загрязняющих веществ в атмосферу) необходимо провести операции окускования и обезмасливания металлических частиц. Размер этих частиц после дробления и сортировки стружки по фракционному составу колеблется от 3 до 50 мм. Наиболее эффективной и производительной технологией окускования стружки (и в особенности легированной стружки) является ее горячее брикетирование, включающее операции нагрева и горячего формования [1−4]. При нагреве стружки происходят сложные теплофизические и термохимические процессы, исследование которых позволяет найти оптимальные режимы формования и добиться высокой плотности брикетов порядка 7 кг/м^3. Брикеты полностью очищены от масла и ПАВ, их размер варьируется от 70 до 200 мм. Это позволяет использовать стружковое сырье как обычный металлолом и тем самым улучшить технико-экономические показатели и экологию плавок.

Цель работы − численный расчет и оптимизация параметров процессов тепло- и массопереноса при нагреве стальной стружки в вертикальной проходной муфельной печи [1]. Температура нагрева, при которой обеспечивается наивысшая плотность брикетов при отсутствии окисления металла стружки, составляет 650−700 °С. Нагрев стружки происходит в стационарном тепловом поле, создаваемом за счет сгорания природного газа и масляной компоненты стружки в топке печи. При этом сама стружка перемещается в стальной муфельной трубе, расположенной в центре и по оси рабочего пространства. Муфель ограничивает пространство, заполненное стружкой, через которую, как через фильтр, проходят газы (продукты возгонки СОЖ), выполняющие функцию теплопередающей среды вплоть до их выпуска в печь через щелевые отверстия в стенках трубы. Ограниченность пространства в муфеле и высокая плотность стружки позволяют создать избыточное давление и высокую плотность газовой атмосферы.

Особенности нагрева стружки в муфеле обусловлены ее теплофизическими свойствами и схемой нагрева. Сама стружка, СОЖ и ее пары образуют многофазную гетерогенную пористую среду. Описание процессов переноса в такой среде требует определения эффективных коэффициентов теплопереноса.

Тепло- и массоперенос в металлической стружке. Проблеме описания процессов переноса теплоты и массы в пористых гетерогенных средах посвящены работы [5−7]. Одной из наиболее распространенных моделей переноса является модель взаимопроникающих континуумов [6, 8, 9]. Основная идея данного подхода заключается в том, что исследуемое пространство разбивается на малые элементарные физические объемы, в пределах которых проводится усреднение концентрации каждой фазы с соответствующими физико-механическими характеристиками (плотностью, температурой, давлением). Далее для каждой из фаз записывается система дифференциальных уравнений, отражающая законы сохранения энергии, импульса и массы.

Элементарный объем, с одной стороны, должен быть достаточно большим, чтобы вместить в себя большое количество минимальных структурных элементов пористой среды, а с другой стороны, он должен быть достаточно мал, чтобы параметры этих элементов не очень сильно различались в разных его точках и с хорошей степенью точности могли быть заменены их средними значениями. Критерием, характеризующим применимость модели, является соотношение между характерными пространственным масштабом градиентов температуры (либо концентраций) и размером элементарной структурной ячейки пористой среды. Модель применима в том случае, если пространственный масштаб градиентов существенно превышает размер ячейки. Как будет показано ниже, для процесса нагрева стружки в муфельной печи данное условие удовлетворяется с высокой точностью.

Базой для описания процессов фильтрационного массопереноса в стружке может служить закон Дарси [5]. Этот закон представляет собой экспериментально установленное соотношение между скоростью фильтрации газа $\vec{v}$ (в данном случае в соответствии с технологической схемой это пары СОЖ) и градиентом давления ∇p в пористой среде при достаточно малых скоростях и градиентах давления

$$\vec{v} = -\frac{K_0}{\mu}\nabla p, \qquad (1)$$

где μ – динамический коэффициент вязкости; K_0 – коэффициент проницаемости пористой среды, имеющий размерность площади. Единицей измерения проницаемости является дарси (Da): 1 Da = 10^{-8} см^2. Существует достаточно много эмпирических выражений для проницаемости, например формула Кармана-Козени [5]:

$$K_0 = \frac{\varepsilon^3}{5S^2}, \qquad (2)$$

где S – удельная площадь внутренней поверхности пористого тела, приходящаяся на единицу объема; ε – пористость. Эта формула вполне пригодна для описания процесса фильтрации в стружке, которая является высокопористой средой (ε ~ 0,85–0,90). В этом случае удельная площадь поверхности стружки рассчитывается на основе модели пористого тела, состоящего из однородных твердых сферических частиц диаметром d_s:

$$S = \frac{6(1-\varepsilon)}{d_s}.$$

Важной составляющей процесса нагрева стружки является термическая возгонка СОЖ с поверхности металлических частиц. На основе методов термодинамики необратимых процессов [10] получена система уравнений, описывающих взаимосвязанный тепло- и массоперенос в капиллярно-пористых телах с учетом фазовых превращений при условии, что общее изменение удельного влагосодержания тела u обусловлено переносом влаги и фазовым превращением жидкости в пар. В одномерном случае данная система имеет следующий вид:

$$c_p\rho\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \rho\psi Q\frac{\partial u}{\partial t}, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\chi_1\frac{\partial u}{\partial x} + \chi_1\delta\frac{\partial T}{\partial x}\right), \qquad (4)$$

где ψ – критерий фазового превращения, который чаще всего рассматривается как непрерывная функция координат или влагосодержания. Коэффициенты переноса в (3), (4) зависят от влагосодержания u и температуры T [10]. Система уравнений (1), (2) дополняется граничными условиями. Условия третьего рода на поверхности гетерогенной среды [11] записываются таким образом:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha\left(T_a - T\right) - Q(1-\psi)\rho\alpha_1(u - u_{\text{в}}), \quad (5)$$

$$\chi_1 \frac{\partial u}{\partial x} + \chi_1 \delta' \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_1(u_{\text{в}} - u), \quad (6)$$

где α, α' – коэффициенты теплообмена и массообмена соответственно; T_a – температура среды; $u_{\text{в}}$ – равновесное влагосодержание. В случае углубления зоны испарения внутрь тела система уравнений (3), (4) решается для каждой из зон, а величина $\psi(u)$ представляется в виде разрывной функции.

Если предположить, что в зоне испарения перемещается только пар и отсутствует градиент влагосодержания, а во влажной зоне влага представляет собой смесь пара и жидкости, то решение задачи обезвоживания и обезмасливания стружки сводится к решению уравнения теплопроводности в первой зоне и уравнений (3), (4) во второй зоне. Поскольку влагосодержание каждой из зон не изменяется и во влажной зоне находится только жидкость, то для стружки, представляющей собой пористое тело, получаем задачу Стефана [9].

При высокоинтенсивных процессах испарения жидкости внутри влажного материала имеет место градиент общего давления влажного воздуха, появление которого объясняется тем, что капиллярно-пористое тело оказывает большое сопротивление фильтрационному движению парогазовой смеси. Перепад давлений, возникающий за счет испарения жидкости влажного воздуха, не релаксирует мгновенно [6]. Система уравнений тепло- и влагопереноса в этом случае видоизменяется, так как в выражении для суммарного потока влаги учитывается дополнительный член, пропорциональный градиенту давления. В уравнениях (3), (4) появляется член, пропорциональный градиенту давления. Также система дополняется уравнением для давления парогазовой смеси внутри пористого тела [6, 10]. Однако рассматриваемый процесс нагрева стружки в силу низкого влагосодержания является слабоинтенсивным, и указанные эффекты могут не учитываться.

Наряду с наиболее простой теорией А. В. Лыкова для описания процессов тепло- и массопереноса в пористых телах [10, 11] используют более сложные теории, которые в отсутствие единого потенциала влагопереноса позволяют описать одновременное действие нескольких механизмов массопереноса. Наиболее распространенной теорией такого рода является теория многофазной фильтрации [6], в которой средние скорости движения жидкой и газообразной фаз представлены уравнениями, аналогичными (1). Движение каждой из фаз зависит от давления и взаимного расположения фаз в поровом пространстве.

Эффективные коэффициенты теплопереноса. Моделирование процессов переноса в пористых средах требует определения эффективного коэффициента теплопроводности среды λ_{ef} и коэффициента внутреннего теплообмена α_V [5, 11]. Теплообмен между единичной частицей для неконсолидированной твердой фазы и газовым потоком характеризуется коэффициентом теплообмена α, отнесенным к единице площади поверхности частицы. Следуя [12], можно ввести также коэффициенты внешнего (α_{out}) по отношению к частице и внутреннего ($\lambda_p f / d_s$) теплообмена, где фактор f = 10; 8; 6 соответствует частицам сферической, цилиндрической и пластинчатой формы. Тогда

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_{out}} + \frac{d_s}{\lambda_s f}. \quad (7)$$

Коэффициент α_{out} вычисляется по критериальным соотношениям, полученным в результате обобщения экспериментальных данных [13]:

$$\mathrm{Nu} = 2 + 1{,}1\mathrm{Re}^{0{,}6}\,\mathrm{Pr}^{\frac{1}{3}}, \quad (8)$$

где $\mathrm{Nu} = \alpha_{out} d_s / \lambda_g$; $\mathrm{Re} = \rho_g v_D d_s / \mu_g$; $\mathrm{Pr} = \mu_g / (\rho_g a_g)$; v_D – так называемая скорость Дарси – расход газа через единицу площади поперечного сечения пористого слоя. В [14] предлагаются другие критериальные соотношения, в которых критерии Нуссельта и Рейнольдса выражены через эффективный диаметр твердых частиц и зависят от пористости сис- темы:

$$\mathrm{Nu}_{ef} = 0{,}395\,\mathrm{Re}_{ef}^{\;0{,}64}\,\mathrm{Pr}^{\frac{1}{3}}$$

(для Re_{ef} = 30–5 · 10^5; Pr = 0,6–6 · 10^4); (9)

$$\mathrm{Nu}_{ef} = 0{,}725\,\mathrm{Re}_{ef}^{\;0{,}47}\,\mathrm{Pr}^{\frac{1}{3}}$$

(для Re_{ef} = 30–2; Pr = 0,6–10); (10)

$$\mathrm{Nu}_{ef} = 0{,}515\,\mathrm{Re}_{ef}^{\;0{,}85}\,\mathrm{Pr}^{\frac{1}{3}}$$

(для Re_{ef} = 2–0,1; Pr = 0,6–10). (11)

Здесь $d_{ef} = 4\varepsilon / S_0(1-\varepsilon)$; $S_0 = S_p / V_p$ – отношение площади поверхности частицы к ее объему; $\mathrm{Re}_{ef} = \rho_g v_D d_{ef} / \varepsilon\mu_g$; $\mathrm{Nu}_{ef} = \alpha_{sg} d_{ef} / \lambda g$.

Для описания процессов переноса в стружке важно знать коэффициенты переноса и их зависимость от теплофизических и структурных свойств этой среды. Рассмотрим три механизма теплопереноса: кондуктивный, радиационный и конвективный при локальном тепловом равновесии между фазами среды (однотемпературное приближение).

Кондуктивный теплоперенос. Для исследования переносных свойств неоднородных сред используются различные теоретические методы, в частности метод обобщенной проводимости [7]. Согласно данному методу вначале определяется теплопроводность каждой из фаз с учетом соответствующих граничных условий, а затем, после усреднения по объему пористого тела, – эффективный коэффициент теплопроводности λ_{ef}, равный коэффициенту пропорциональности между средним потоком теплоты и средним градиентом температуры. Для приближенного замыкания процедуры расчета часто прибегают к геометрическому моделированию структуры пористого тела.

Передача теплоты в пористых средах осуществляется: 1) теплопроводностью частиц материала; 2) теплопроводностью жидкости или газа (при низких давлениях внутри пористого тела зависимость λ_{ef} от давления газа становится существенной); 3) контактной теплопроводностью между частицами; 4) тепловым излучением от частицы к частице (при высоких температурах); 5) теплопроводностью газового микрозазора между частицами. Эффективный коэффициент теплопроводности зависит как от коэффициентов теплопроводности каждой из фаз (λ_s, λ_f или λ_g), так и от структуры пористого тела [6]. Простейшие выражения для λ_{ef} получаются при рассмотрении системы, состоящей из чередующихся друг с другом плоских слоев твердого скелета и газа (или жидкости). Слои могут быть расположены как перпендикулярно направлению теплового потока (минимальное значение λ_{ef}), так и параллельно ему (максимальное значение λ_{ef}). Тогда соответственно:

$$\frac{1}{\lambda_{ef}} = \frac{1-\varepsilon}{\lambda_s} + \frac{\varepsilon}{\lambda_g}; \quad \lambda_{ef} = \frac{\lambda_s \lambda_g}{\varepsilon\lambda_s + (1-\varepsilon)\lambda_g}; \quad (12)$$

$$\lambda_{ef} = \varepsilon\lambda_g + (1-\varepsilon)\lambda_s. \quad (13)$$

Выражения (12), (13) являются точными решениями уравнения Лапласа для однородного потока и однородного поля [15].

Для определения контактной теплопроводности $\lambda_к$ зернистых материалов, к каковым относится, например, чугунная стружка, в [16] предлагается следующая формула:

$$\lambda_k = 3{,}37(1-\varepsilon)^{\frac{4}{3}} \lambda_s \left(\frac{p}{E}\right)^{\frac{1}{3}} + \lambda_{св}, \quad (14)$$

где E – модуль Юнга, Н/м^2; p – удельная нагрузка (давление) на материал, определяемая наличием дополнительной внешней нагрузки; $\lambda_{св}$ – контактная теплопроводность в состоянии свободной засыпки. Для λ_{ef} в [17] рекомендовано выражение, в котором учитываются контактная теплопроводность, передача теплоты по микрозазору, лучистый теплоперенос:

$$\frac{\lambda_{ef}}{\lambda_s} \approx \frac{1}{\frac{1}{\left(\frac{h}{L}\right)^2} + A} + \frac{\lambda_g + B_2}{\lambda_s}\left(1 - \frac{h}{L}\right) + \qquad (15)$$

$$+ \frac{2}{1 + \frac{h}{l} + \frac{\lambda_s L}{\lambda_g h}},$$

где h – ширина ячейки; l – высота поры; $L = l + h$; h/l – функция пористости системы. Величина A определяет влияние контакта между двумя соседними частицами и лучистого теплопереноса на эффективную теплопроводность пористой среды

$$A = \left\{\frac{\lambda_k}{\lambda_s} + \frac{1}{4}\left[\frac{\lambda_g}{\lambda_s B_1} + \frac{B_2}{\lambda_s}\right]\left(\frac{h}{l}\right)^2 \cdot 10^3\right\}^{-1}, \qquad (16)$$

где величины $B_1 \approx 1{,}5 - 2$; $B_2 = 2\varepsilon_r^2 \sigma T^3 l$ (σ – постоянная Стефана – Больцмана; ε_r – степень черноты поверхности пор) учитывают наличие микрошероховатости частиц и передачу теплоты излучением. Влияние излучения является существенным при глубоком вакууме и достаточно высоких температурах.

Для пористых металлов [18] $\lambda_{ef} = \lambda_s(1-\varepsilon)^2$ при $\varepsilon > 0{,}4$ и $\lambda_{ef} = \lambda_s(1 - 1{,}5\varepsilon)$ при $\varepsilon < 0{,}6$. Для образцов из металлических волокон

$$\frac{\lambda_{ef}}{\lambda_s} = 0{,}25\Big\{1 - (2\nu + 1)\varepsilon + \qquad (17)$$

$$+ \sqrt{\left[1 - (2\nu+1)\varepsilon\right]^2 + 8\nu(1-\varepsilon)}\Big\},$$

где ν – относительный линейный размер контакта между волокнами, равный отношению линейного размера контакта к диаметру волокна. При $\nu \to 0$ из (17) получаем выражение $\lambda_{ef} = 0{,}5\lambda_s(1-\varepsilon)$, которое удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными при $\varepsilon > 0{,}55$.

Радиационный теплоперенос. Этот механизм теплопереноса особенно существен для стружки, представляющей собой неоднородную пористую среду, особенно при высоких температурах нагрева и пористости стружки [7]. Стружка представляет собой полупрозрачную изотропную среду, в которой происходят поглощение, испускание и рассеяние лучистой энергии. Интенсивность излучения связана с уровнем локального результирующего радиационного потока в объеме стружки. Интегральный и монохроматический потоки обозначим далее символами I, I_λ.

Полное ослабление излучения на малом отрезке пути dl равно сумме поглощения и рассеяния и пропорционально интенсивности I_λ

$$\beta_\lambda I_\lambda dl = \alpha_\lambda I_\lambda dl + \gamma_\lambda I_\lambda dl, \quad \beta_\lambda = \alpha_\lambda + \gamma_\lambda, \qquad (18)$$

где α_λ, γ_λ, β_λ – объемные спектральные коэффициенты поглощения, рассеяния и ослабления. Оптическая толщина среды $\tau_{\lambda l}$ равна произведению монохроматического или спектрального коэффициента поглощения на толщину среды l

$$\tau_{\lambda l} = \tau_\lambda l. \qquad (19)$$

Если $\tau_{\lambda l} >> 1$, то излучающую среду рассматривают как некоторый континуум фотонов и называют оптически толстым слоем. Когда
$\tau_{\lambda l} << 1$, фотоны, испускаемые любым элементом среды, непосредственно попадают на ограничивающие поверхности без промежуточного поглощения в среде. Здесь среда не поглощает своего собственного излучения, но может поглощать излучение, испускаемое ограничивающими поверхностями. Такая модель среды носит название оптически тонкого слоя. Предельный случай $\tau_{\lambda l} = 1$ означает, что фотоны перемещаются от поверхности к поверхности без промежуточного поглощения или испускания. При совместном переносе энергии в высокопористом теле теплопроводностью и излучением необходимо учитывать лучистый поток $q_л$. Закон Фурье для полного потока формулируется следующим образом:

$$q = -\lambda_м \mathrm{grad}t + q_л, \qquad (20)$$

где $\lambda_м$ – кондуктивная (или молекулярная) теплопроводность. Уравнение Фурье имеет вид

$$c\rho\frac{\partial t}{\partial \tau} = \mathrm{div}\left(\lambda \mathrm{grad}t\right) - \mathrm{div}q_л. \qquad (21)$$

Для стационарной задачи и постоянной теплопроводности ($\lambda = \text{const}$)

$$\lambda_{\text{м}} \nabla^2 t = \text{div}\left(q_{\text{л}}\right). \qquad (22)$$

Для определения $q_{\text{л}}$ применительно к поглощающей (П), испускающей (И) и рассеивающей (Р) среде (ПИР-среда) приходится рассматривать достаточно сложные интегральные выражения, которые совместно с (22) приводят к необходимости анализа интегродифферен-
циальных уравнений [19]. Рассмотрим простейший случай переноса теплоты в ПИР-среде (в данном случае это стружка), ограниченной плоскими диффузными поверхностями, в так называемом «сером» приближении, когда $\beta_\lambda = \beta;\ \alpha_\lambda = \alpha;\ \gamma_\lambda = \gamma$, причем эти коэффициенты не зависят от температуры. Уравнение (22) для этого случая представим в виде

$$\frac{d}{dy}\left(\lambda_{\text{м}} \frac{dt}{dy} - q_{\text{л}}\right) = 0. \qquad (23)$$

Интегрируя это уравнение, получим выражение для удельного потока между поверхностями 1 и 2

$$q = -\lambda_{\text{м}} \frac{dt}{dy} + q_{\text{л}} = \text{const}. \qquad (24)$$

Представим удельный поток q в виде $q = \lambda_{ef}\,(T_2 - T_1)/l,$ тогда

$$\lambda_{ef} = \frac{\left(q_{\text{л}} - \lambda_{\text{м}} \dfrac{\partial T}{\partial y}\right) l}{T_2 - T_1}. \qquad (25)$$

$T(y)$ зависит от физических параметров $\lambda_{\text{м}}$, α, γ, n и, кроме того, от степеней черноты ε_1 и ε_2, ограничивающих диффузные поверхности. От тех же величин зависят тепловые потоки $q_{\text{л}}$ и $-\lambda_{\text{м}} dT/dy$, а следовательно, и эффективная теплопроводность λ_{ef}. Коэффициент λ_{ef} для металлической стружки нельзя рассматривать как величину, однозначно характеризующую кондуктивные и радиационные свойства полупрозрачного вещества: λ_{ef} зависит не только от физических свойств среды, но и от формы, размеров тела, внешних условий лучистого теплообмена (ε_1, ε_2, степени диффузности поверхностей и т. д.). При этом радиационная и кондуктивная доли полного потока теплоты оказываются в общем случае неаддитивными. Этот вывод следует из взаимосвязи членов $q_{\text{л}}$ и $-\lambda_{\text{м}} dT/dy$ в (25). Однако в частных случаях лучистая и молекулярная доли полного потока теплоты оказываются аддитивными или близкими к аддитивным, и тогда задача упрощается.

Для оптически тонкого плоского слоя справедливо следующее выражение для потока радиации $q_{\text{л}}$ [7]:

$$q_{\text{л}} = \left[\sigma\left(T_1^4 - T_2^4\right)\right]\left(\varepsilon_1^{-1} + \varepsilon_2^{-1} - 1\right)^{-1}, \qquad (26)$$

где σ = 5,67 · 10^{-8} Вт/(м^2·К^4) – постоянная Стефана – Больцмана. Это позволяет представить (25) в виде

$$\lambda_{ef} = \lambda_{\text{м}} + \sigma l \varepsilon_{\text{пр}} \frac{T_1^4 - T_2^4}{T_1 - T_2},$$

где $$\varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_1^{-1} + \varepsilon_2^{-1} - 1. \qquad (27)$$

Если $T_1 - T_2$ малая величина, а степени черноты ε_1 и ε_2 превышают 0,8, то можно пользоваться приближенным выражением

$$\lambda_{ef} = \lambda_{\text{м}} + \lambda_{\text{л}} = \lambda_{\text{м}} + 0{,}227\varepsilon^2 l\left(\bar{T}/100\right)^3,$$

где $$T = 0{,}5\left(T_1 + T_2\right). \qquad (28)$$

Из приведенных формул следует, что полный поток не зависит от коэффициентов α и γ, а теплопроводность равна сумме кондуктивной (молекулярной) и радиационной составляющих. Для оптически толстого слоя ПИР-среды [19]

$$\lambda_{ef} = \lambda_{\text{м}} + \frac{16 n_{\text{пр}}^2 \sigma T^3}{3\beta}. \qquad (29)$$

Для промежуточного случая, когда среда не относится ни к оптически толстому, ни к оптически тонкому слою, радиационная составляющая $q_{\text{л}}$ рассчитывается по формуле Польт-
ца [7]

$$\lambda_{л} = \frac{16}{3}\frac{n_{пр}^2 \sigma T^3}{\beta} Y(\varepsilon, \tau), \quad \tau = \alpha l, \qquad (30)$$

где Y – функция оптической толщины образца τ и степени черноты ограничивающих поверхностей ε [20].

Расчеты показали, что для плоского слоя толщиной 5 мм в диапазоне температур 400 ≤ $\le T \le 1500$ К и степеней черноты $0{,}1 \le \varepsilon \le 1{,}0$ при плотности теплового потока до 7,5 · 10^3 Вт/м^2 формула (30) приводит к погрешности не более 10 %. С ростом оптической толщины погрешность возрастает до 20 %, однако и в этом случае можно использовать (30). Влияние селективности поглощения (зависимость от длины волны) наиболее ощутимо при оптической толщине слоя 0,5–1,0, расхождения в расчете температурного поля в этом случае достигают 45 %, но быстро уменьшаются при иных значениях τ.

Если в высокопористых телах длина свободного пробега фотона Λ значительно меньше толщины пористого слоя (что справедливо для стружки), то процесс переноса энергии излучения можно рассматривать как диффузионный. Для оптически толстого слоя в приближении Росселанда перенос излучения запишем одним уравнением теплопроводности с коэффициентом лучистой теплопроводности λ_R [6]

$$\lambda_R = \varepsilon \frac{16}{3} \sigma T^3 \Lambda = \frac{64}{9} \sigma T^3 \frac{\varepsilon^2}{1-\varepsilon} r, \qquad (31)$$

где r – характерный размер (радиус) твердых включений в высокопористом теле. Это выражение наиболее адекватно для стальной стружки пористостью около 90 %.

Конвективный теплоперенос. Рассмотрим естественную конвекцию в пористых материалах, которая возникает при определенных соотношениях давления газа, градиента температур, размеров сообщающихся пор. Систематические исследования в этой области начались в пятидесятых годах прошлого века и были направлены в первую очередь на определение условий возникновения конвекции в пористых материалах. В результате было предложено неравенство

$$\frac{g \beta \Delta T \delta k}{\nu a} > 4\pi^2 \approx 40, \qquad (32)$$

где $\Delta T, \delta$ – разность температур стенок пор и их размер; ν, a, β – кинематическая вязкость, температуропроводность и коэффициент термического расширения газа или жидкости в поре; k – коэффициент проницаемости при ламинарном течении газа; g = 9,81 м/с^2. Численное решение системы уравнений, характеризующих теплообмен в пористой среде [7], позволило получить критериальные выражения, связывающие число Нуссельта Nu^* с фильтрационным числом Рэлея Ra^*:

$$\mathrm{Nu}^* = f\left(\mathrm{Ra}^*, \frac{L}{h}, A\right), \quad \mathrm{Nu}^* = \frac{\lambda_{ef}}{\lambda^*}; \qquad (33)$$
$$\mathrm{Ra}^* = \frac{g \beta \rho c_p L \Delta T k}{\nu \lambda^*}.$$

где λ_{ef}, λ^* – коэффициенты теплопроводности пористой среды с учетом и без учета конвекции; L, h – высота и ширина пористого слоя;
A – угол между нормалью к поверхности и направлением силы тяжести; ρ, c_p – плотность и удельная теплоемкость газа или жидкости. Если пористую среду заполняет газ, описываемый уравнением состояния $p = \rho R T$, то согласно [20] фильтрационное число Рэлея

$$\mathrm{Ra}^* = \frac{g \beta L k c_p \Delta T\, \overline{p}^2}{\mu \lambda R^2 T} = \mathrm{RaDa} \frac{\lambda_g}{\lambda^*} \overline{p}^2 f(\overline{p}). \quad (34)$$

Число Рэлея Ra^*, в свою очередь, равно произведению чисел Грасгофа Gr и Прандтля Pr

$$\mathrm{Ra} = \mathrm{Gr}\,\mathrm{Pr} = \left(\frac{g \beta L^3 \Delta T}{\nu^2}\right)\left(\frac{\nu \rho c_p}{\lambda^*}\right). \qquad (35)$$

Через Da в (34) обозначено число Дарси

$$\mathrm{Da} = \frac{k}{L^2}, \qquad (36)$$

$\overline{p} = p / p_0$ – отношение давлений (p_0 = 105 Па); $f(\overline{p})$ – поправка, учитывающая изменение физических свойств газа $\lambda_г$, $\mu_г$, c_p, β в зависимости от давления; $\lambda_г$ – теплопроводность газа.

Авторы [10] получили зависимости типа (34). Оценка критического числа Рэлея $\mathrm{Ra}^*_{кр}$, при котором возникает конвекция, также одинакова, т. е.

$$\mathrm{Ra}^*_{кр} \geq 4\pi^2 \approx 40. \qquad (37)$$

Отмечается резкое возрастание интенсивности теплообмена в пористых материалах с повышением давления газообразной среды, например в (34) критерий Ra^* пропорционален квадрату давления. Критериальные уравнения, полученные в указанных работах, являются незамкнутыми, так как отсутствуют практические рекомендации по расчету коэффициентов проницаемости k и теплопроводности λ^*. В [7] на основании обработки и аппроксимации результатов измерений, а также анализа теоретических работ предложены следующие зависимости для расчета интенсивности теплообмена:

- в горизонтальных слоях волокнистых материалов:

$$\begin{aligned} &\text{при } \mathrm{Ra}^* \leq 40 && \mathrm{Nu}^* = 1; \\ &\text{при } 40 < \mathrm{Ra}^* < 400 && \mathrm{Nu}^* = 0{,}4\left(\mathrm{Ra}^*\right)^{0,5} - 1{,}5; \\ &\text{при } 400 \leq \mathrm{Ra}^* < 1\cdot 10^4 && \mathrm{Nu}^* = 0{,}17\left(\mathrm{Ra}^*\right)^{0,5} + 2{,}8; \end{aligned} \qquad (38)$$

- в горизонтальных слоях зернистых материалов:

$$\begin{aligned} &\text{при } \mathrm{Ra}^* \leq 40 && \mathrm{Nu}^* = 1; \\ &\text{при } 40 < \mathrm{Ra}^* < 6000 && \mathrm{Nu}^* = 4{,}78\left(\mathrm{Ra}^*\right)^{0,5} - 9. \end{aligned} \qquad (39)$$

Оценка фильтрационного числа Рэлея в стружке при ее нагреве в муфельной печи показывает, что $\mathrm{Ra}^* < 1$, поэтому конвективной составляющей эффективной теплопроводности в стружке можно пренебречь.

ВЫВОД

Приведенные выражения, описывающие вклад различных механизмов тепло- и массопереноса в эффективную теплопроводность пористых тел, с достаточной для практических приложений точностью можно применить для расчета процессов нагрева, обезвоживания и обезмасливания металлической стружки. В последующих работах представим физико-математическую модель этих процессов и численный алгоритм ее решения. Рассмотренные выражения для эффективных коэффициентов теплопереноса будут использованы в качестве базовых в приближении взаимопроникающих континуумов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дьяконов, О. М.** Способ брикетирования металлической стружки и устройство для его осуществления / О. М. Дьяконов: пат. Респ. Беларусь № 8755 от 21.09.2006.

2. **Дьяконов, О. М.** Получение высококачественного металлургического сырья из отходов подшипникового производства / О. М. Дьяконов, П. А. Витязь; НАН Беларуси // Порошковая металлургия. – 2005. – № 28. – С. 19–26.

3. **Дьяконов, О. М.** Совершенствование процесса термохимического модифицирования металлических отходов / О. М. Дьяконов // Известия НАН Беларуси. Сер. химических наук. – 2006. – № 3. – С. 113–116.

4. **Дьяконов, О. М.** Термодеструкция масляной фазы при нагреве металлической стружки / О. М. Дьяконов, В. В. Шевчук // Известия НАН Беларуси. Сер. химических наук. – 2006. – № 4. – С. 116–121.

5. **Kaviany, M.** Principles of Heat Transfer in Porous Media / M. Kaviany. – New York: Springer,Verlag, 1991.

6. **Павлюкевич, Н. В.** Введение в теорию тепло- и массопереноса в пористых средах / Н. В. Павлюкевич. – Минск: Наука и техника, 2002.

7. **Дульнев, Г. Н.** Процессы переноса в неоднородных средах / Г. Н. Дульнев, В. В. Новиков. – Л.: Энергоатомиздат, 1991.

8. **Матрос, Ю. Ш.** Нестационарные процессы в каталитических реакторах / Ю. Ш. Матрос. – Новосибирск: Наука, 1982.

9. **Ярин, Л. П.** Основы теории горения двухфазных сред / Л. П. Ярин, Г. С. Сухов. – Л.: Энергоатомиздат, 1987.

10. **Лыков, А. В.** Теория сушки / А. В. Лыков. – М.: Энергия, 1968.

11. **Лыков, А. В.** Тепломассообмен: справ. / А. В. Лыков. – М.: Энергия, 1973.

12. **Dixon, A. G.** Theoretical Prediction of Effective Heat Transfer Parameters in Packed Beds / A. G. Dixon, D. I. Cresswell // AIChE J. – 1979. – Vol. 25, № 4. – P. 663–676.

13. **Wakao, N.** Heat and Mass Transfer in Packed Beds / N. Wakao, S. Kaguei. – New York: Gordon and Breach Science Pub, 1982. – P. 37–46.

14. **Аэров, М. Э.** Аппараты со стационарным зернистым слоем: гидравлические и тепловые основы работы / М. Э. Аэров, О. М. Тодес, Д. А. Наринский. – Л.: Химия, 1979.

15. **Мандель, А. М.** Аналитический расчет проводимости резко неоднородных сред с учетом перколяционных явлений / А. М. Мандель // ИФЖ. – 1999. – Т. 72, № 1. – С. 61–65.

16. **Каганер, М. Г.** Тепловая изоляция в технике низких температур / М. Г. Каганер. – М.: Машиностроение, 1968.

17. **Васильев, Л. Л.** Теплофизические свойства пористых материалов / Л. Л. Васильев, С. А. Танаева. – Минск: Наука и техника, 1971.

18. **Белов, С. В.** Пористые металлы в машиностроении / С. В. Белов. – М.: Машиностроение, 1982.

19. **Спэрроу, Э. М.** Теплообмен излучением / Э. М. Спэрроу, Р. Д. Сесс. – Л.: Энергия, 1971.

20. **Власюк, М. П.** Исследование переноса тепла при естественной конвекции в проницаемых пористых материалах / М. П. Власюк, В. И. Полежаев // Тепло- и массоперенос. – Минск: ИТМО, 1972. – Т. 1, ч. 2. – С. 366–373.

Поступила 5.05.2007