УДК 66.045.5

МЕЖФАЗНЫЙ ТЕПЛООБМЕН И РАЗГРАНИЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ СТАДИЙ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ ВО ВЗВЕШЕННОМ СЛОЕ

М.П. Юхименко
Сумский национальный аграрный университет

Известно [1-4], что процессы межфазного теплообмена в гетерогенных системах включают две основные стадии: обмен теплом между потоком ожижающего агента и поверхностью твердых частиц и теплоперенос внутри самих частиц. В зависимости от того, какая из этих стадий - первая или вторая – лимитирует скорость процесса теплопереноса, имеют соответственно «внешнюю» или «внутреннюю» задачу, при соизмеримости скоростей обеих стадий – «сложную» задачу. На практике встречаются технологические процессы, скорости которых определяются отводом тепла из зернистого слоя потоком сжижающего агента. В данном случае имеем «балансовую» задачу. Методику расчета теплопереноса можно значительно упростить, если обозначить наиболее медленную (лимитирующую) стадию, определяющую скорость всего процесса.

В работе [5] дана характеристика различным задачам теплопереноса применительно к взвешенным зернистым слоям и определена основная – «сложная» задача. Анализ проведен с помощью логического обоснования рациональных диапазонов изменения режимных параметров, теплофизических коэффициентов и гранулометрических характеристик. Однако возникает необходимость более строгого обоснования – получения аналитических зависимостей для разграничения различных стадий межфазного теплопереноса с целью выявления лимитирующей стадии и оценки точности расчета.

Разграничение стадий межфазного теплопереноса будем проводить применительно к односекционному монодисперсному слою нагретых до температуры t шарообразных частиц радиусом R при постоянной суммарной поверхности слоя $f_{сл}$, который продувается воздушным потоком в направлении η с постоянной скоростью W.

Процесс межфазного теплообмена будет описываться системой дифференциальных уравнений теплопроводности Фурье и теплового баланса по газовому потоку:

$$\frac{\partial t(r,\tau)}{\partial \tau} = a_T\left(\frac{\partial^2 t(r,\tau)}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial t(r,\tau)}{\partial r}\right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial t_C(\eta,\tau)}{\partial \tau} + W(\eta)\frac{\partial t_C(\eta,\tau)}{\partial \eta} = -\frac{\alpha(R,W) f_{СЛ}}{c\rho}\left[t(r,\tau) - t_C(\eta,\tau)\right]. \tag{2}$$

Считаем, что имеем равномерное распределение температуры по объему твердой частицы в начальный момент времени, и процесс охлаждения является достаточно продолжительным.

В случае «сложной» задачи возникает необходимость определения динамики изменения температурных полей в твердой частице при ее теплообмене с окружающей средой. Распределение температур по текущему радиусу r внутри одиночной частицы при граничных условиях 3-го рода для $0<Bi<\infty$ и $n=1$ запишется в виде решения уравнения (1):

$$\frac{t(r,\tau)-t_c}{t_н - t_c} = A_1 \frac{\sin(\mu_1 \frac{r}{R})}{\mu_1 \frac{r}{R}} \exp(-\mu_1^2 \cdot F_o)\ , \tag{3}$$

где $t\ (r,\ \tau)$ - температура частицы в точке с текущим радиусом r в течение времени τ, $^{\circ}C$; $t_н$ - начальная температура частицы, $^{\circ}C$; t_c - температура охлаждающей среды, $^{\circ}C$; r, R -текущий и внешний радиус частицы, м; Fo - критерий Фурье; a_m - коэффициент температуропроводности материала частицы, м^2/с; A_1, μ_1 - постоянная и корень уравнения, $A_1=f(Bi)$, $\mu_1=f(Bi)$; Bi - критерий Био; α - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2 $\cdot$К); λ_m - коэффициент теплопроводности материала частицы, Вт/(м $\cdot$К).

Полагая в уравнении (3) сначала $r \to R$ (поверхность частицы) и $t\ (r,\ \tau) = t_п$, потом $r \to 0$ (центр частицы) и $t\ (r,\ \tau) = t_ц$, получим соответственно решения в виде:

$$\frac{t_п - t_c}{t_н - t_c} = A_1 \frac{\sin \mu_1}{\mu_1} \exp(-\mu_1^2 Fo)\ , \tag{4}$$

$$\frac{t_ц - t_c}{t_н - t_c} = A_1 \exp(-\mu_1^2 Fo)\ . \tag{5}$$

Выражение для расчета среднеинтегральных (по объему частицы) температур имеет вид

$$\frac{t_{ср} - t_c}{t_н - t_c} = B_1 \exp(-\mu_1^2 Fo)\ . \tag{6}$$

В условиях «внутренней» задачи $Bi \to \infty$ и температура среды t_c вблизи частицы равна температуре ее поверхности $t_п$ и является постоянной величиной (граничное условие 1-го рода). При этом из уравнения (1) получаем выражение (при $Fo \geq 0{,}3$ и $n = 1$) для определения температурного поля внутри частицы в виде

$$\frac{t(r,\tau)-t_c}{t_н - t_c} = \frac{2\sin(\pi \frac{r}{R})}{\pi \frac{r}{R}} \exp(-\pi^2 \cdot F_o)\,. \tag{7}$$

Аналогично, полагая $r \to R$, $t\ (r,\ \tau) = t_п$ и $r \to 0$, $t\ (r,\ \tau) = t_ц$, получим решения в виде:

$$\frac{t_п - t_c}{t_н - t_c} = \frac{2\sin \pi}{\pi} \exp(-\pi^2 \cdot F_o)\ , \tag{8}$$

$$\frac{t_ц - t_c}{t_н - t_c} = 2\exp(-\pi^2 \cdot F_o)\,. \tag{9}$$

Соответственно

$$\frac{t_{ср}-t_c}{t_н-t_c}=\frac{6}{\pi^2}\exp(-\pi^2\cdot F_o)\,. \qquad (10)$$

При Bi $\to 0$ задача является «внешней». При этом температура равномерно распределена по координате r частицы, то есть $t\ (r,\ \tau) = t_{ср}\ (\tau)$. При предельном переходе $t\ (r,\ \tau)\big|Bi{\to}0$ из уравнения (3) получаем

$$\frac{t_{ср}(\tau)-t_c}{t_н-t_c}=\exp(-3\,Bi\cdot F_o)\,. \qquad (11)$$

Тот же результат можно получить интегрированием уравнения баланса тепла на границе «твердая частица – окружающая среда», которое при условии $t_n = t_{ср}\ (\tau),\ \alpha = const$ запишется в виде

$$\frac{dt}{d\tau}=-\frac{\alpha\, f_T}{c_T\,\rho_T}\left[t(r,\tau)-t_c\right]. \qquad (12)$$

Тогда после разделения переменных, преобразования

$$\frac{dt}{t(r,\tau)-t_c}=-\frac{\alpha\, f_T}{c_T\,\rho_T}d\tau=-\frac{\alpha\ R^2\,\lambda_T\,3}{\lambda_T\,c_T\,\rho_T\,R^3}d\tau=-3\frac{\alpha\,R}{\lambda_T}d\left(\frac{a_T\,\tau}{R^2}\right)=-3\,Bi\,dFo$$

и интегрирования в пределах от 0 до Fo и от $t_н$ до $t_{ср}\ (\tau)$ получим уравнение (11).

В случае «внешней» задачи, предполагая стационарность температурного поля воздушного потока, уравнение (2) приобретает вид

$$W\frac{dt_c(\eta)}{d\eta}=-\frac{\alpha\, f_{сл}}{c\rho}\left[t(r,\tau)-t_c(\eta)\right]. \qquad (13)$$

Тогда температура среды по высоте h при ее идеальном вытеснении изменяется согласно уравнению

$$\frac{t_н-t_c(\eta)}{t_н-t_{сн}}=\exp\left[-\frac{\alpha\,3(1-\varepsilon)}{W\,c\,\rho\,R}h\right]\,. \qquad (14)$$

Разграничение «внешней» и «внутренней» задач возможно по соотношению температурных напоров между температурой центра частицы и ее среднеобъемной, а также между температурой центра частицы и среды. Получаем температурный симплекс в виде

$$\Delta_T=\frac{t_ц-t_{ср}}{t_ц-t_c}\,. \qquad (15)$$

Подставляя в выражение (15) вместо температур соответствующие решения (5), (6) и преобразуя их, получим

$$\Delta_T = 1 - \frac{B_1 \exp\left(-\mu_1^2\, Fo\right)}{A_1\, \exp\left(-\mu_1^2\, Fo\right)}. \qquad (16)$$

Практическое использование уравнения (16) предполагает конкретизацию пределов изменения симплекса $\Delta_т$. При $\Delta_т \to 0$ перенос тепла происходит в условиях «внешней» (безградиентной) задачи, когда все термическое сопротивление сосредоточено снаружи частицы. В случае $\Delta_т \to 0,7$ все сопротивление теплопереносу сосредоточено внутри частицы, теплообмен протекает в условиях «внутренней» задачи.

В практических расчетах отношение задачи к «внешней» или «внутренней» обусловлено приемлемой точностью расчета. Так, допуская погрешность не более 5 %, будем относить задачу к «внешней» при $\Delta_т \le 0{,}05$ или к «внутренней» - при $\Delta_т \ge 0{,}65$. Так как каждому значению симплекса $\Delta_т$ отвечает определенная величина критерия Био, то значению $\Delta_т = 0{,}05$ отвечает Bi = 0,2, а значению $\Delta_т = 0{,}65$ – Bi = 20. Это соответствует общепринятым критериям, когда при Bi ≤ (0,1-0,2) задача теплообмена считается «внешней», а при Bi ≥ 20 – «внутренней» [4].

В работе [5] определен диапазон изменения критерия Био, характерный для взвешенных (псевдоожиженных) систем, как 0,1 < Bi ≤ 4,0. Расчеты показали, что при Bi = 0,1 симплекс $\Delta_т$ =0,03, а при Bi = 4,0 симплекс $\Delta_т$=0,5. То есть при значениях Bi ≤ 2,0 расчеты теплопереноса во взвешенных слоях следует вести как для «внутренней» задачи теплообмена, а при 0,2 < Bi ≤ 4,0 – как для «сложной».

Для разграничения «внешней» и «балансовой» задач используем уравнение (14), учитывая, что лимитирует процесс теплоперенос с потоком ожижающего агента. Обычно постулируют полное перемешивание твердой фазы (а следовательно, и постоянную ее температуру) и движение газа в режиме идеального вытеснения. При этом температурный симплекс равен

$$\Delta_T = \frac{t_н - t_{ск}}{t_н - t_{сн}} = \exp\left(-\frac{3\,\alpha\left(1-\varepsilon\right)}{W\, c\, \rho\;R}\, h\right). \qquad (17)$$

Задача будет строго балансовой в случае $\Delta_т' \to 0$, когда температура выходящего из зернистого слоя газа будет приближаться к температуре частиц в слое. Поскольку для теплообменников смешения «газ – твердые частицы» минимальной разницей температур есть Δt_{min} = =5-10 ^{0}C [6], то для аппаратов псевдоожиженного слоя $\Delta_т' = 0{,}07$. При значении $\Delta_т' < 0{,}07$ задачу следует считать «балансовой». При этом высота зернистого слоя должна составлять менее 30 мм, что соответствует активной зоне теплообмена [7]. Увеличение же высоты слоя до 200 - 500 мм [2] достигается с целью гидродинамической стабилизации кипящего слоя. Поэтому тепловой расчет аппаратов псевдоожиженного слоя в большинстве случаев проводится на основе «балансовой» задачи – с помощью уравнений теплового баланса.

В аппаратах с активной гидродинамикой взвешенных слоев (например, гравитационных полочных аппаратах) активная зона теплообмена занимает практически полностью рабочий объем [8], и тепловой расчет аппаратов данного типа необходимо проводить на основе «сложной» задачи с помощью уравнений (4) – (6) и (14).

Дальнейшие аналитические исследования должны быть направлены на определение рациональных, с точки зрения интенсивности теплообмена, режимных параметров проведения процесса охлаждения зернистых материалов во взвешенном слое.

SUMMARY

Analytical dependences have been received, describing different tasks of the interfacial heat transmission within grain materials weighted layer.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гельперин Н.И., Айнштейн В.Г., Кваша В.Б. Основы техники псевдоожижения. – М.: Химия, 1967.
2. Гельперин Н.И., Айнштейн В.Г. Теплообмен // Псевдоожижение / Под ред. И.Ф. Дэвидсона, Д. Харрисона. – М.: Химия, 1974. - С. 414 – 474.
3. Тодес О.М., Цитович О.Б. Аппараты с кипящим зернистым слоем. – Л.: Химия, 1981.
4. Фролов В.Ф. Моделирование сушки дисперсных материалов. – Л.: Химия, 1987.
5. Юхименко Н.П. Математическое моделирование процесса охлаждения во взвешенном зернистом слое // Вестник СумГУ. Серия Технические науки. - Сумы, 2004. - № 2(61). - С. 69 – 75.
6. Муштаев В.И., Ульянов В.М. Сушка дисперсных материалов. – М.: Химия, 1988.
7. Казакова Е.А. Гранулирование и охлаждение азотсодержащих удобрений. – М.: Химия, 1980.
8. Юхименко Н.П., Вакал С.В. и др. Аппараты взвешенного слоя. – Сумы: Собор, 2003.

Юхименко М.П., канд. техн. наук, доцент, Сумский национальный аграрный университет

Поступила в редакцию 28 февраля 2006 г.