

А.А. Авдеев, Б.Ф. Балунов, Ю.Б. Зудин

ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт атомного энергетического машиностроения» (ФГУП ВНИИАМ), Россия

## ИНТЕНСИВНОСТЬ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ПОТОКА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ШАРОВОЙ ЗАСЫПКЕ

### АННОТАЦИЯ

Проведено экспериментальное исследование теплопереноса при течении воды в шаровой засыпке из стеклянных шариков. Использован метод определения «коэффициента перемешивания» при течении однофазного теплоносителя в зернистом слое, позволяющий обходиться без дифференцирования экспериментального профиля температур. Показано, что эта величина может быть определена с помощью пакета Optimization программного комплекса Maple\_10 на основе анализа решения нестационарного уравнения теплопроводности.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время активно разрабатывается идея создания прамочных микротвэльных ядерных реакторов с перегревом пара в активной зоне [1]. Использование нового вида топлива — микротопливных частиц, непосредственно охлаждаемых пароводяным теплоносителем, может привести к радикальному улучшению основных технико-экономических показателей энергоблоков АЭС с корпусными водоохлаждаемыми реакторами на тепловых нейтронах.

Веским аргументом возможности осуществления такого технического решения является имеющийся опыт по использованию шаровых микротвэлов в высокотемпературных реакторах с гелиевым теплоносителем [2].

В рамках данной проблемы авторами намечен комплекс экспериментальных и расчетно-теоретических работ по гидродинамике и теплообмену в фиксированных зернистых слоях, имитирующих шаровые микротвэлы.

На первом этапе были проведены исследования гидродинамического сопротивления однофазных (воздух, вода) и двухфазных (пароводяная смесь) теплоносителей в шаровых засыпках, состоящих из свинцовых и стальных частиц [3, 4].

В настоящей работе представлены предварительные результаты второго этапа — изучение теплопереноса при течении воды в засыпке, состоящей из стеклянных шариков.

На следующем этапе предполагается непосредственно перейти к исследованию процесса охлаждения микротвэлов пароводяным потоком.

### 2. СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Большинство экспериментальных исследований теплообмена в зернистом слое были ориентированы на проблематику химических реакторов [5] и про-

водились для случая течения воздуха в канале, заполненном плотно упакованной шаровой засыпкой. При этом облегчалась задача измерения температур в слое, однако возникала проблема корректного определения молекулярной составляющей эффективного коэффициента теплопроводности засыпки (вследствие большого различия теплопроводностей воздуха и шариков). В этой связи представляет интерес экспериментальное исследование [6], где изучался теплообмен при течении воды в шаровой засыпке, расположенной в круглой трубе.

Трехмерная картина течения в пространстве между шариками чрезвычайно усложняет задачу расчета локальных полей скоростей и температур в шаровой засыпке. В рамках «гомогенного приближения» для описания теплопереноса в зернистом слое в классическом законе Фурье используется «эффективный коэффициент теплопроводности»  $\lambda^e$ , который традиционно задается в виде суперпозиции двух составляющих:

$$\lambda^e = \lambda_s^e + \lambda_k^e. \quad (1)$$

Молекулярная часть  $\lambda_s^e$  отражает относительные вклады шариков и сплошной фаз в отсутствие движения. Конвективная часть  $\lambda_k^e$  записывается в виде

$$\lambda_k^e = \rho c \varepsilon. \quad (2)$$

Здесь

$$\varepsilon = k u d \quad (3)$$

«коэффициент перемешивания»,  $u$  — локальная скорость сплошной среды,  $d$  — диаметр шарика;  $k$  — численная константа.

Величина  $\varepsilon$ , по форме записи аналогичная коэффициенту переноса импульса, теплоты и массы в свободных турбулентных течениях, выражает эффект взаимодействия струй жидкости в пространстве между шариками.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Авторами настоящей работы было проведено экспериментальное исследование теплопереноса при течении воды в шаровой засыпке из плотно упакованных стеклянных шариков диаметром  $d = 3.14$  мм. Шарика помещались в вертикальный канал прямоугольного сечения с односторонним обогревом и фиксировались с помощью двух сеток.

Истинная (средняя по свободному от шариков сечению) скорость теплоносителя изменялась в диапазоне  $u = (3 \dots 15)$  мм/с. Поперечный профиль температур измерялся непосредственно на выходе из засыпки с помощью восьми кабельных термопар.

В традиционном эксперименте эффективная теплопроводность зернистого слоя определяется на основе дифференцирования измеренного поперечного профиля температур в канале. Важно подчеркнуть, что указанная процедура может служить источником неконтролируемых (вообще говоря, сколь угодно больших) погрешностей. Наличие резких температурных градиентов и пульсаций температур в пристенной области зернистого слоя, а также плохая воспроизводимость опытов приводит к тому, что в зависимости от способа обработки измерений их результаты могут весьма сильно различаться между собой [5].

Поэтому в настоящей работе применяется метод обработки опытных данных, позволяющий избежать дифференцирования экспериментальных профилей температур.

#### 4. КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

Будем полагать  $u = \text{const}$ ,  $\lambda^e = \text{const}$ ,  $\varepsilon \gg a$ . Тогда уравнение энергии для течения однофазной среды в полуограниченном зернистом слое с учетом (1)–(3) можно записать в виде нестационарного уравнения теплопроводности:

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2}. \quad (4)$$

Здесь  $t = x/u$  — время движения индивидуальной частицы жидкости от входа в засыпку до заданного значения продольной координаты  $x$ ;  $y$  — поперечная координата, отсчитываемая от стенки. Использование автомодельной координаты  $\eta = y / (2\sqrt{\varepsilon t})$  позволяет преобразовать уравнение (3) к обыкновенному дифференциальному уравнению

$$-2\eta \frac{d\vartheta}{d\eta} = \frac{d^2 \vartheta}{d\eta^2}. \quad (5)$$

При условии постоянной температуры стенки уравнение (5) имеет классическое решение [7]

$$\vartheta_0 = \text{const}: \vartheta = \vartheta_0 \operatorname{erfc}(\eta). \quad (6)$$

Здесь  $\vartheta$  — безразмерный перепад температур;  $\operatorname{erfc}(\eta)$  — дополнительный интеграл вероятностей.

Отметим, что все известные авторам экспериментальные и расчетно-теоретические исследования теплопереноса в шаровой засыпке проводились для случаев течения в трубе или плоском слое, для которых решение (6) несправедливо (вследствие необходимости задавать второе граничное условие при  $\eta \neq 0$ ).

При моделировании гидродинамики и теплообмена однофазных потоков в шаровой засыпке общепринятой является «двухслойная схема» течения

[5]. Пристенная зона (толщиной порядка радиуса шарика) характеризуется большей пористостью и поэтому имеет меньшее гидравлическое сопротивление по сравнению с ядром засыпки.

Демпфирующее воздействие стенки приводит также к подавлению эффекта перемешивания, что приводит к снижению суммарной теплопроводности пристенного слоя. Этот эффект можно учесть, задавая ступенчатый закон изменения коэффициента теплопроводности:

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq \eta \leq \eta_\delta : \lambda = \lambda_f \\ \eta_\delta \leq \eta < \infty : \lambda = \lambda^e \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Здесь  $\lambda_f$  — коэффициент теплопроводности жидкости;  $\eta_\delta = d / (4\sqrt{\varepsilon t})$  — координата границы пристенной зоны.

Система уравнений (5), (7) имеет аналитическое решение, которое записывается в неявном виде и вследствие своей громоздкости здесь не приводится. Анализ решения показывает, что при  $\eta > 2$  оно практически совпадает с соответствующими решениями, справедливыми для ядра течения. Это означает, что вносимое тонким пристенным слоем возмущение «забывается» по мере удаления от стенки. Указанное свойство решения задачи нестационарной теплопроводности для полуограниченного массива было положено в основу обработки экспериментальных данных.

Полученные в опытах распределения  $\vartheta(\eta)$  аппроксимировались зависимостью (6) и затем обрабатывались с помощью пакета Optimization программного комплекса Maple\_10. В результате для каждого опыта определялась пара значений  $k$ ,  $\vartheta_0$ . Величина  $\vartheta_0$  получается как результат экстраполяции температурного профиля на стенку. Величина  $k$  представляет собой искомую численную константу в соотношении (3). В работе [6] было получено среднее значение  $k = 0.083$ , которое используется ниже в качестве тестового.

Первичная обработка опытных данных, проведенная по описанной выше процедуре, дала крайне низкие значения коэффициента струйного перемешивания ( $k < 10^{-2}$ ). Представляется, однако, что этот негативный результат имеет следующее простое объяснение. Ближайшая к стенке термопара располагалась от нее на расстоянии порядка  $d/3$ , т.е. фактически находилась «в глубине» пристенного слоя, где происходит резкое снижение интенсивности перемешивания, а также имеют место интенсивные пульсации температур. Следовательно, показания первой термопары в принципе не могут описываться решением (6), полученными при условии  $\varepsilon = \text{const}$ . В свою очередь, выполняемая при использовании программы Optimization минимизация абсолютных отклонений экспериментальных точек от осредняющей кривой автоматически приводит к увеличению их «приоритета» по мере при-

ближения к стенке. Таким образом, систематическая погрешность, вносимая «неправильным» расположением первой термопары, еще более усиливается.

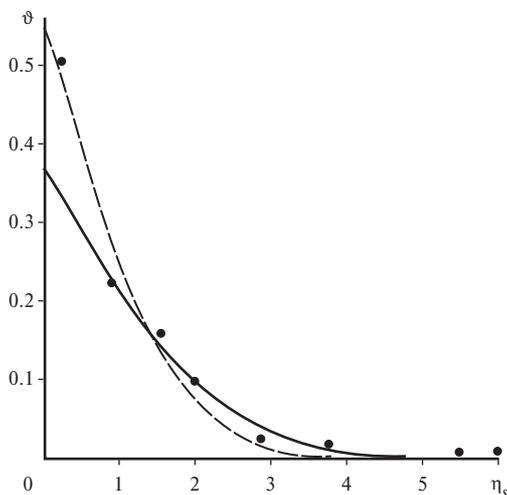
При вторичной обработке опытных данных показания первой термопары были исключены из рассмотрения, что сразу же привело к улучшению ситуации: для трех проведенных опытов были получены значения численной константы в диапазоне  $k = 0.06 \dots 0.075$ , что удовлетворительно согласуется с полученным в работе [6] значением  $k = 0.083$ .

Таким образом, использованный выше метод обработки опытных данных определять коэффициент перемешивания, не прибегая к «некорректной» процедуре дифференцирования экспериментального профиля температур.

Отметим, что значения  $\vartheta_0$ , также определявшиеся при расчете, были получены без учета специфики пристенного слоя и поэтому не могут описывать реальный температурный перепад «стенка – ядро засыпки». Последние могут быть определены на следующем этапе расчетов в рамках сопряжения ядра засыпки с пристенным слоем [5].

В качестве характерного примера на рисунке представлена экспериментальная зависимость  $\vartheta(\eta_s)$  для случая  $u = 3$  мм/с (точки). Здесь  $\eta_s = y / (2\sqrt{at})$  — автомодельная переменная, построенная по теплопроводности жидкости.

Здесь же нанесены также осредняющие кривые, рассчитанные по формуле (6) с учетом (штриховая линия) и без учета (сплошная линия) показаний первой термопары.



Сопоставление экспериментальной зависимости  $\vartheta(\eta_s)$  (точки) с осредняющими кривыми

Как видно из рисунка, различие между собой расчетных кривых становится особенно заметным в зоне расположения первой термопары (пристенный слой). Как уже говорилось выше, эта область по своим свойствам заметно отличается от ядра засыпки (пониженная пористость, демпфирующее воздействие стенки на коэффициент перемешивания, пульсации температур). В то же время за пределами пристенного слоя расхождение осредняющих кривых не превосходит разброса опытных точек.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование теплопереноса при течении воды в шаровой засыпке из стеклянных шариков. Уравнение энергии для течения в засыпке сведено к нестационарному уравнению теплопроводности для полуограниченного массива. Показано, что использование решения этого уравнения в пакете Optimization программного комплекса Maple\_10 позволяет проводить обработку экспериментальных профилей температур в зернистом слое, не прибегая к их дифференцированию, и таким образом, избежать связанных с этим неконтролируемых погрешностей. Получены предварительные результаты по коэффициенту перемешивания в пространстве между шариками, удовлетворительно согласующиеся с полученными в работе [6].

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$u$  — истинная скорость жидкости, м/с;  
 $a$  — температуропроводность жидкости,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  
 $\varepsilon$  — коэффициент перемешивания,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  
 $c$  — удельная теплоемкость жидкости, Дж/(кг·К);  
 $\rho$  — плотность жидкости,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  
 $d$  — диаметр шарика, м;  
 $\lambda$  — теплопроводность, Вт/(м·К);  
 $t$  — время, с;  
 $x$  — продольная координата, м;  
 $y$  — поперечная координата, м;  
 $\vartheta$  — безразмерная разность температур;  
 $\eta$  — обобщенная переменная;  
 $k$  — численная константа (формула (3)).  
 Верхние индексы:  
 $e$  — эффективный.  
 Нижние индексы:  
 $f$  — жидкость;  
 $s$  — молекулярная составляющая;  
 $k$  — конвективная составляющая.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филиппов Г.А., Богоявленский Р.Г., Авдеев А.А. Перспективы создания прямооточных микротвэльных ядерных реакторов с перегревом пара // Тяжелое машиностроение. 2002. №1. С. 7—11.
2. Богоявленский Р.Г. Гидродинамика и теплообмен в высокотемпературных ядерных реакторах с шаровыми твэлами. М.: Атомиздат, 1978. 112 с.
3. Гидродинамическое сопротивление при течении двухфазной смеси в шаровой засыпке / А.А. Авдеев, Р.И. Созинов, Г.А. Филиппов и др. // ТВТ. 2003. Т. 40. № 6. С. 971—978.
4. Гидродинамическое сопротивление потока пароводяной смеси в шаровой засыпке / А.А. Авдеев, Б.Ф. Балуннов, Ю.Б. Зудин и др. // ТВТ. 2006. Т. 44. № 2. С. 259—267.
5. Bauer M., Adler R. Novel Method for investigation and evaluation of heat transfer in fixed bed tubular reactors with gas flow // Heat Mass Transfer. 2003. Vol. 7. P. 421—427.
6. Теплообмен в зернистом слое при умеренных числах Рейнольдса / Р.А. Дехтярь, Д.Ф. Сиковский, А.В. Горин и др. // ТВТ. 2002. Т. 40. № 5. С. 748—755.
7. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 488 с.