

*Л. М. ЛЮБЧИК*, д-р техн. наук, проф., НТУ «ХПИ»;  
*Е. В. ВЕДЬ*, асс., НТУ «ХПИ»

## **МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ КАТАЛИТИЧЕСКИХ СРЕД**

В роботі запропоновано модель гідравлічного опору та коефіцієнта теплопровідності для внутрішніх просторів різних каталітичних середовищ. Отримана модель описує гідродинамічну та тепломасообмінну поведінку суміші газів в реакції доокислення монооксиду вуглецю на прикордонних шарах.

**Ключові слова:** суміш газів, гідродинамічні моделі, доокислення, катализ.

В работе предложена модель гидравлического сопротивления и коэффициента теплопроводности для внутренних пространств различных каталитических сред. Полученная модель описывает гидродинамическое и тепломассообменное поведение смеси газов в реакции доокисления монооксида углерода на пограничных слоях.

**Ключевые слова:** газовая смесь, гидродинамические модели, доокисление, катализ.

The models of hydraulic resistance and thermal conductivity for the interior spaces of various catalytic media were given in this article. The resulting model describes the hydrodynamic and heat and mass transfer behavior of the gas mixture in the reaction of carbon monoxide oxidation in the boundary layers has been developed.

**Keywords:** gaseous mixture, hydrodynamic models, oxidation, catalyst.

**Введение.** Моделирование движения жидкостей и газов в твердых пористых средах необходимо для описания процессов в теории грунтов и нефтегазодобыче, а также для исследования химико-технологических процессов каталитического превращения составляющих газов или жидкостей на твердых поверхностях катализаторов. Разница между применениями заключается в том, что в первом случае величина проницаемости пористой среды гораздо (на много порядков) меньше, чем во втором. Это связано с разницей в характерных размерах рассматриваемых областей, например, грунтов и носителей катализатора, которые отличаются приблизительно на два порядка, что приводит к разнице в проницаемости на четыре порядка.

В химико-технологических процессах каталитическая поверхность должно удовлетворять двум основным условиям: первое – достаточно большая величина проницаемости для пропускания жидкости или газа; второе – максимально возможная величина удельной поверхности носителя, на котором располагаются каталитически активные элементы.

Пористые среды с развитой внутренней поверхностью, на которую нанесен слой катализатора, называются каталитическими средами. Как специальный случай пористой среды, каталитическая среда допускает стандартную

классификацию своей внутренней поверхности на основе известных модельных представлений [1–5]. При этом различают регулярные среды, характеризуются наличием дальнего порядка, описание которых возможно средствами статистики [3], и нерегулярные среды, такого порядка не имеющие.

Строение внутреннего пространства пористой среды зависит от степени консолидации частиц, его составляющих. Если среда состоит из неконсолидированных или слабоконсолидированных частиц, то ее поровое пространство состоит из пор, сообщающихся каналами, масштабы которых соизмеримы между собой [3–5]. Если пористая среда является сплошным твердым телом, то ее поровое пространство чаще всего состоит из капиллярных каналов [2–5], мало сообщающихся между собой. В соответствии с этим, модели регулярной пористой среды бывают поровыми и капиллярными. Уточнение поровых моделей возможно путем учета наличия каналов, соединяющих поры. Капиллярные модели также допускают уточнение в отношении учета возможности капилляров соединяться друг с другом [3], при этом в таких моделях имеет место так называемый "коллекторный эффект" [6].

**Математическая модель.** Существенной проблемой моделирования движения жидкостей и газов через пористые каталитические среды является необходимость определения коэффициента теплопроводности среды. Поскольку во внутреннем пространстве каталитической среды осуществляется экзотермическая или эндотермическая химическая реакция, то движение в ней жидкости или газа всегда сопровождается ненулевыми потоками тепла. С точки зрения передачи тепла, пористую среду можно представить как среду с некоторой эффективной теплопроводностью, зависящей от строения ее внутреннего пространства. Жидкость или газ в поровом пространстве можно считать абсолютно неподвижными, в этом случае появляется возможность рассмотрения каталитической среды как двухфазной, для которой можно найти эффективный коэффициент теплопроводности, а затем рассматривать тепловую задачу в гомогенной среде с соответствующим коэффициентом теплопроводности. Корректность такого подхода нарушается, если жидкость или газ претерпевают естественную конвекцию [7–10], которую необходимо учитывать при построении эффективного коэффициента теплопроводности.

Рассмотрим модели эффективной теплопроводности и фильтрации в каталитической среде, сформированной слабо- или неконсолидированными частицами с двумасштабной пористостью, внутреннее пространство которой состоит из пор, сообщающихся каналами. Описание движения через такую среду сводится к нахождению уравнения, связывающего перепад давлений в среде с расходом или среднеобъемной скоростью движения газа или жидкости. Коэффициенты такого уравнения несут в себе информацию о строении фильтрующей среды.

К основным характеристикам подобных сред относятся: характерный размер  $d$  отдельной частицы, совокупность которых формирует среду, пористость порового пространства среды –  $m_1$ , пористость совокупности каналов, связывающих между собой поры –  $m_2$ , число контактов частиц –  $N$ , число каналов, входящих и выходящих из отдельной поры –  $N^+$  и  $N^-$  – соответственно.

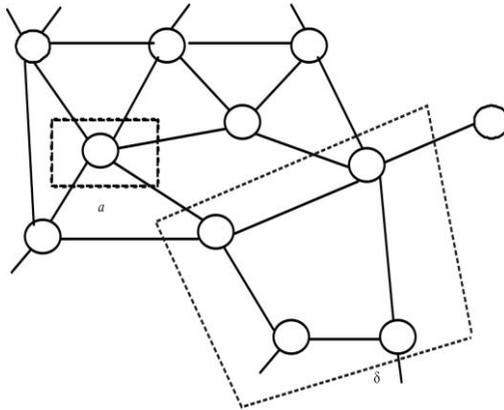


Рис. 1 – Схема порового пространства среды.

Общее поровое пространство такой среды схематически изображено на рис. 1, на котором поры обозначены кружками, а каналы – линиями.

Если фаза представлена в каждом объеме двухфазной среды, то она считается бесконечной, а в противном случае – конечной. Если любые две точки фазы можно соединить кривой, не выходящей за пределы этой фазы, то такая фаза – связанная, в противном случае фаза будет являться несвязанной. Фазы среды могут быть изолированными и взаимопроницаемыми. Изолированной фазой будет такая, элементы которой окружены другой фазой. В этих терминах модель, изображенная на рис. 1, является двухфазной с двумя бесконечными, связанными неизолрованными фазами.

Модель коэффициента теплопроводности для такой среды строится для типичного элемента фильтрующей среды, который представлен на рис. 1 и помечен буквой –  $a$ . Такой элемент можно представить кубом, в середине которого расположена пора кубической формы. Такое представление оправдано тем обстоятельством, что для включений с не слишком сильно выраженной анизотропией формы коэффициент теплопроводности слабо зависит от формы включения [11]. Для учета такого факта, что частицы фильтрующей среды касаются друг друга по площадкам контакта, поверхность куба имеет выступы кубической формы. Элемент с перечисленными свойствами изображен на рис. 2.

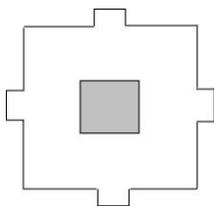


Рис. 2 – Плоское схематическое изображение элемента фильтрующей среды в виде куба, в середине которого расположена пора кубической формы

Для получения формулы вычисления коэффициента теплопроводности  $\lambda_{s1}$  описанной среды используется способ, восходящий к Рэлею [11, 12]. Производится изотермическое и (или) адиабатическое разбиение элемента и используются правила сложения тепловых сопротивлений при их последовательном и параллельном соединении.

$$\lambda_{s1} = \lambda_{ss} \frac{1 + (\omega_{ss} - 1)m_1^{2/3}}{1 + (\omega_{ss} - 1)m_1^{2/3}(1 - m_1^{2/3})}, \quad (1)$$

$$\omega_{ss} = \lambda_g / \lambda_{ss},$$

где  $\lambda_{s1}$  – коэффициент теплопроводности твердой фазы;

$\lambda_g$  – коэффициент теплопроводности газа в поре;

С учетом контактных выступов коэффициент теплопроводности принимает следующий вид:

$$\lambda_{s2} = \lambda_{ss} \frac{\lambda_{s1}}{1 + f(N) \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_{ss}} \left( \frac{1 - m_1}{m_2} \right)^{1/3}}, \quad (2)$$

где  $\lambda_{s2}$  – коэффициент теплопроводности элемента рис. 2 с учетом контактных выступов;

$f(N)$  – множитель, который показывает, какое число площадок контакта передаёт тепло в направлении его потока.

Если допустить ненулевую проницаемость фильтрующей среды, то обе фазы будут являться связными и взаимопроникающими. Такая гетерогенная система моделируется элементом, который изображен на рис. 3, на котором твердая фаза не заштрихована. Коэффициент теплопроводности такого элемента определяется коэффициентом теплопроводности газа и коэффициентом теплопроводности твердой фазы. В последнем, взятом в виде (2), учтено присутствие внутри газовой поры. Выражение для коэффициента теплопроводности учитывает пористость каналов  $m_2$  только один раз, поскольку в выражении (2) для величины  $\lambda_{s1}$  эта пористость не учитывается.

В элементе рис. 3 не учитывается наличие реальной извилистости и шероховатости каналов, соединяющих поры.

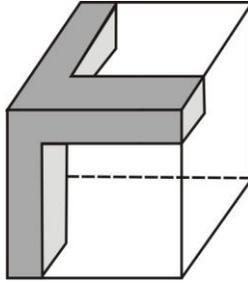


Рис. 3 – Схематическое изображение варианта геометрии межпорового канала

Тогда коэффициент теплопроводности  $\lambda_m$  для модели среды, представленной на рис. 1 с элементами, представленными рис. 2 и рис. 3 принимает следующий вид (см. также [12]):

$$\lambda_m = \lambda_{s2} \left[ \theta^2 + \omega_{ss} - (1 - \theta)^2 + \frac{2\omega_{ss}(1 - \theta)}{1 + \omega_{ss}\theta - \theta} \right], \quad (3)$$

$$\theta = \left( \frac{1 - m_2}{1 - 2m_2} \right)^{1/2}.$$

Выражение (3) учитывает наличие пор с газом и каналов, их соединяющих. В это выражение входит коэффициент теплопроводности газа  $\lambda_g$ , а сам газ в поре принимается неподвижным. Учет тепловой конвекции в порах приводит к увеличению коэффициента теплопроводности, при этом в формулах (2) – (3) следует заменить  $\lambda_g$  на  $\lambda_{g1}$  по правилу [13]:

$$\lambda_{g1} = \lambda_g \left( 1 + Ra^{\frac{\epsilon}{2}} \right),$$

$$Ra = \frac{\Omega L g \beta_T \Delta t}{\nu_g \chi_g}, \quad (4)$$

$$\nu_g = \mu_g / \rho_g,$$

$$\chi_g = \lambda_g / \rho_g c_{pg},$$

где  $Ra$  – число Рэлея;

$\Omega$  – проницаемость фильтрующей среды;

$L$  – характерный размер фильтрующей среды;

$\beta_T$  – коэффициент теплового расширения газа;

$\Delta t$  – изменение температуры в фильтрующей среде;

$\mu_g$  – вязкость;  
 $\rho_g$  – плотность;  
 $c_{pg}$  – теплоёмкость газа.

Для описания гидравлического поведения системы частиц необходимо установить связь между перепадом давлений и среднеобъемной скоростью газа на основании предположения о наличии двух масштабов пористости  $m_1$  и  $m_2$ . Поровый канал имеет характерный поперечный размер порядка  $m_1^{1/3}d$ , где  $d$  – характерный размер частицы. Реальный поровый канал имеет сужения и расширения, которые моделируются ступенчатым изменением сечения и направления. Реальный канал и его модельное представление изображается на рис. 4. Перепад давлений на границах объёма, содержащего отдельную пору, обусловлен числом  $N^+$  каналов, входящих в пору и числом  $N^-$  каналов, выходящих из поры. Также перепад давлений зависит от деталей гидродинамики потоков внутри поры. Не задаваясь детальным геометрическим строением поры, располагая только величинами  $N^+$ ,  $N^-$ ,  $m_1^{1/3}d$ ,  $m_2^{1/3}d$ , можно сформулировать чисто кинематическую модель, основанную только на уравнении Бернулли.

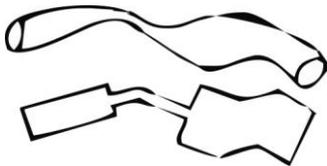


Рис. 4 – Модель порового канала.

Сущность модели состоит в следующем. Места входа и выхода каналов на поверхности поры расположены под разными углами. Размеры каналов и пор сильно отличаются по величине. Поток, попадая из канала в пору, испытывает расширение. Поток, покидая пору через канал, испытывает сжатие. Направления входных и выходных каналов не совпадают так, что отдельные потоки внутри поры испытывают повороты на некоторые углы. Внутри поры происходит перестройка входных потоков в выходные. Все сказанное схематически представлено на рис. 5, рис. 6.

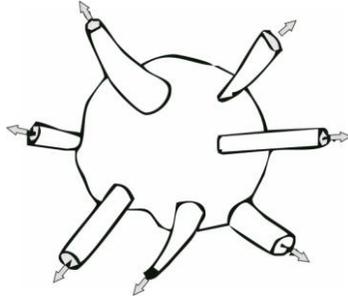


Рис. 5 – Модель поры с выходными каналами

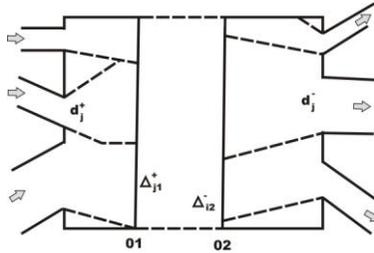


Рис. 6 – Схематическая модель поры с входными и выходными каналами

Попадая в пору, поток сначала расширяется от величины  $d_j^+$  до величины  $\Delta_{j1}^+$ , затем изменяется до величины  $\Delta_{j2}^-$ , а затем сужается до величины  $d_j^-$ . Учитывая то обстоятельство, что вклад местных сопротивлений учитывается аддитивно, можно составить систему уравнений Бернулли, в которых в качестве крайних выступают сечения 1, 01, 02 и 2.

Указанная система уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 P^+ + \frac{\rho(\omega_i^+)^2}{2} &= p_{01} + \frac{\rho\omega_{01}^2}{2} + \xi_i^+ \frac{\rho(\omega_i^+)^2}{2}, \quad i = 1, 2, \dots, N^+, \\
 p_{02} + \frac{\rho\omega_{01}^2}{2} &= P^- + \frac{\rho(\omega_j^-)^2}{2} + \xi_j^- \frac{\rho(\omega_j^-)^2}{2}, \quad i = 1, 2, \dots, N^-,
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

где  $P^+$ ,  $P^-$  – значения давлений в сечениях 1 и 2 соответственно;

$\xi_j^+$ ,  $\xi_j^-$  – коэффициенты местных сопротивлений на входе и выходе из поры;

$j$  – номер входного канала;

$i$  – номер выходного канала поры.

Результат решения этой системы уравнений может быть записан в виде совокупности следующих формул:

$$\omega_j^+ = \frac{\omega_{01} s_{01} / \sqrt{1 + \xi_j^+}}{\sum_{j=1}^{N^+} s_j^+ / \sqrt{1 + \xi_j^+}}, \quad \omega_i^- = \frac{\omega_{02} s_{02} / \sqrt{1 + \xi_i^-}}{\sum_{i=1}^{N^-} s_i^- / \sqrt{1 + \xi_i^-}},$$

$$\omega_{01} = \frac{\sqrt{2\Delta p^+ / \rho}}{\sqrt{1 - \frac{s_{01}^2}{\left(\sum_{j=1}^{N^+} s_j^+ / \sqrt{1 + \xi_j^+}\right)^2}}}, \quad \omega_{02} = \frac{\sqrt{2\Delta p^- / \rho}}{\sqrt{1 - \frac{s_{02}^2}{\left(\sum_{j=1}^{N^-} s_i^- / \sqrt{1 + \xi_i^-}\right)^2}}}, \quad (6)$$

$$\Delta p^+ = p^+ - p_{01}, \quad \Delta p^- = p_{02} - p^-,$$

где  $w_{01}, w_{02}$  – скорости перемешанного суммарного потока;

$S_j^+, S_j^-$  – площади поперечных сечений входных и выходных потоков.

В этих формулах величины  $S_j^+$  и  $S_j^-$  имеют порядок  $m_2^{2/3} d_2 / N^+$  и  $m_2^{2/3}$ . В рассматриваемой схеме принято, что перестройка отдельных потоков заменяется перестройкой усредненного потока от скорости  $w_{01}$  до скорости  $w_{02}$ , связанной с изменением местного сопротивления [6].

Отказ от схемы с полным смешением входных и выходных потоков влечет значительные трудности, поскольку при этом необходимо рассматривать множество вариантов соединения и разъединения. Количество возможностей при этом определяется числом разбиений  $N^+$  элементов на  $N^-$  групп по такой формуле:

$$N = \sum_{N_j} \frac{N^+!}{\prod_{j=1}^{N^-} N_j!}, \quad (7)$$

$$\sum_j N_j = N^+, \quad 1 \leq j \leq N^-,$$

где  $N^-$  – множество вариантов соединения и разъединения;

$N^+$  – количество каналов входящих в пору;

$N^-$  – количество каналов выходящих из поры.

Изменение площади поперечного сечения при перестройке его из входного в выходной, которое определяет величину соответствующего местного сопротивления, имеет порядок  $N^+ / N^-$ . Для оценки величины местного сопротивления, связанного с поворотом потока внутри поры следует принять во внимание следующее соображение. При заданном направлении градиента давления поверхность поры можно разделить на две части по принципу, чтобы проекции градиента давления на направления входных и выходных потоков вне поры были положительными. Тогда для пор с не слишком большой анизотропией формы типичные углы для расположения мест впадения входных каналов в пору равны  $\pi i / \sqrt{(N^+ + 1)}$ , а

такие же углы для выходных каналов равны  $\pi j/\sqrt{(N^++1)}$ . Таким образом, углы поворота потоков будут равным всевозможным суммам вида  $\pi(i/\sqrt{(N^++1)}+j/\sqrt{(N^-+1)})$ ,  $1 \leq i \leq N^+$ ;  $1 \leq j \leq N^-$ . Соответствующие местные сопротивления следует усреднить по множеству возможных комбинаций, число которых дается формулой (7).

Представленная модель, в случае различия величин  $N^+$  и  $N^-$ , следовательно, предполагает два способа вычисления сопротивления поры. Первый способ учитывает сужения и расширения потоков при входе в пору и выходе из нее, учет перестройки потоков внутри поры при условии полного перемешивания. Повороты потоков в этой схеме не учитываются. Во втором способе каждый поток внутри поры сохраняет свою индивидуальность. При этом учитываются расширения и сужения потоков, повороты на разные углы, что равносильно допущению об отсутствии вообще какого-либо перемешивания. Во втором способе необходимо вычислять статистическую сумму по всем возможным конфигурациям входных и выходных каналов для нахождения средних значений.

Ниже рассматривается второй способ в рамках предлагаемой модели, в котором принято, что  $N^+=N^-$ , все каналы имеют одинаковое поперечное сечение при пересечении поверхности поры, перемешивания внутри поры нет. При таких условиях коэффициенты местных сопротивлений на входе, выходе и повороте потоков имеют следующие выражения:

$$\begin{aligned} \xi^+ &= (0,6 + 9/\sqrt{Re}) \left(1 - s^+/(s_0/N)\right)^2, \\ \xi^- &= (0,5 + 13/\sqrt{Re}) \left(1 - s^-/(s_0/N)\right)^{3/4}, \\ \xi_\varphi &= \lambda \varphi r_0/d_0, \\ \lambda &= \frac{20}{Re^{0,45}} \left(\frac{d_0}{2r_0}\right)^{0,175}, \\ 50 &< Re \sqrt{\frac{d_0}{2r_0}} < 600, \end{aligned} \tag{8}$$

- где  $\gamma$  – угол поворота потока;  
 $r_0$  – радиус кривизны поворота;  
 $N^-$  – количество входных (выходных) каналов поры;  
 $d_0$  – размер потока;  
 $Re$  – локальное число Рейнольдса потока в канале.

Используя свойство аддитивности местных сопротивлений и связь величин  $S^+$ ,  $S^-$  с пористостью  $m_2$ , а величины  $S_0$  с пористостью  $cm_1$ , суммарное сопротивление потока при пересечении пары можно записать так:

$$\xi = (0,6 + 9/\sqrt{\text{Re}}) \left[ 1 - \left( \frac{m_2}{m_1} \right)^{2/3} \frac{1}{N^{2/3}} \right]^2 + (0,5 + 13/\sqrt{\text{Re}}) \left[ 1 - \left( \frac{m_2}{m_1} \right)^{2/3} \frac{1}{N^{2/3}} \right]^{3/4} + \lambda(\text{Re}) \left( \frac{m_2}{m_1} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Местное сопротивление отдельного канала, то есть потока вне поры можно представить в виде суммы отдельных сопротивлений сужений и расширений и поворотов. Без потери общности можно считать, что масштаб сужений, расширений и величины изгиба одинаковый. Сопротивление сужений и расширений даны формулами (8), сопротивление изгиба можно оценить с помощью сглаживания, как показано на рис. 7. если принять, что общие масштабы равны  $\delta$  и  $\Delta$  (см. рис. 7),

Тогда оценка для местного сопротивления  $\xi_k$  отдельного канала принимает следующий вид:

$$\xi_k = \frac{d}{2\Delta} \left\{ (0,6 + 9/\sqrt{\text{Re}}) \left[ 1 - \left( 1 - \left( \frac{\delta}{dm_2^{1/3}} \right) \right)^2 \right]^2 + (0,5 + 13/\sqrt{\text{Re}}) \left[ 1 - \left( 1 - \left( \frac{\delta}{dm_2^{1/3}} \right) \right)^2 \right]^{3/4} + \lambda(\text{Re}) \frac{m_2^{1/3} d}{\Delta} \cdot \frac{dm_2^{1/3} \delta}{\delta^2 + \Delta^2} \arcsin \frac{2\delta\Delta}{\delta^2 + \Delta^2} \right\}, \quad (10)$$

где  $\xi_k$  – оценка сопротивления отдельного канала;  
 $\delta, \Delta$  – масштаб поровой среды.

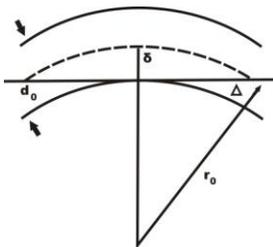


Рис. 7 – Схематическая модель сглаживания сопротивления изгиба канала;  $d_0$  – размер потока;  $r_0$  – радиус кривизны поворота;  $\delta, \Delta$  – масштаб поровой среды

Для элемента объема фильтрующей среды сопротивление отдельного канала складывается из сопротивлений по формулам (10) и (11), в которых величины  $m_1, m_2, N, \delta, \Delta$  следует считать заданными. На длине  $L$  помещается  $L/d$  межпоровых каналов. Средний по сечению расход движения газа  $v$  связан со скоростью движения газа  $\omega$  в канале, которая входит в число  $\text{Re}$  в формулах (8) – (10) следующим образом:

$$v = \omega(1 - m_1)^{2/3} \frac{N}{2} m_2^{2/3}, \quad (11)$$

где  $\omega$  – скорость движения газа в канале;

$v$  – расход движения газа.

С учетом соотношения (11) связь среднего расхода с перепадом давления принимает следующий вид:

$$v = m_2^{2/3} (1 - m_1)^{2/3} \left( N^{2/3} / 2 \right) \sqrt{\frac{2\Delta p}{L} \frac{d}{\xi + \xi_k}}, \quad (12)$$

Результаты, полученные ранее, дают возможность замкнуть систему уравнений для нахождения толщин диффузионных пограничных слоёв  $\delta_i$ . При этом уравнения для  $x_{i0}$  приобретают вид:

$$\begin{aligned} & - \frac{2(x_{10} - x_1^\infty)}{\delta_1} \{ - [D_{12}(x_{10} + x_{20})(1 - x_{10})x_{20} + D_{12}(1 - x_{20})(1 - x_{10})(1 - x_{10} - x_{20})]\xi - D_{31}x_{10}\xi \} - \\ & - \frac{2(x_{20} - x_2^\infty)}{\delta_2} (D_{21} - D_{31})x_{10}\xi = U_w^\infty d x_{10} / dx \Big|_{y=0}, \quad (13) \\ & - \frac{2(x_{10} - x_1^\infty)}{\delta_1} (D_{12} - D_{32})x_{20}\xi - \frac{2(x_{20} - x_2^\infty)}{\delta_2} \{ - [D_{21}(x_{10} + x_{20})(1 - x_{20})x_{10} + \\ & + D_{23}(1 - x_{10})(1 - x_{20})(1 - x_{10} - x_{20})]\xi \} - D_{32}x_{20}\xi \} = U_w^\infty d x_{20} / dx \Big|_{y=0}, \end{aligned}$$

где  $x_{i0}$  – значения концентраций;

$\delta_i$  – толщина диффузионного пограничного слоя;

$D_{ik}$  – коэффициенты диффузии;

$U_w^\infty$  – значение скорости в ядре потока смеси.

Уравнения гидродинамики и теплообмена для смеси имеют вид:

$$\begin{aligned} & - \nabla P + \frac{\rho |\vec{v}|^\infty}{2d} (\xi + \xi_k) \vec{v}^\infty = 0, \\ & \xi = \xi(\text{Re}), \quad \xi_k = \xi_k(\text{Re}), \\ & \rho c_p (v^\infty \nabla) T^\infty = \dot{i}(v^\infty, T^\infty, x_j^\infty), \\ & (v^\infty \nabla) x_i^\infty = \dot{i}(v^\infty, T^\infty, x_j^\infty), \quad (14) \\ & \rho = \rho(x_j^\infty, T^\infty), \\ & c_p = c_p(x_j^\infty, T^\infty), \\ & \mu = \mu(x_j^\infty, T^\infty), \end{aligned}$$

где  $v$  – скорость в гидродинамическом пограничном слое;

$\rho$  – плотность смеси;

$c_p$  – теплоемкость смеси при постоянном давлении;

$T^\infty$  – значение температуры смеси в ядре потока.

Все величины, отмеченные индексом  $\infty$ , относятся к области, расположенной вне соответствующих пограничных слоёв. Уравнения (14) решаются для конкретной области течения смеси с граничными условиями для скорости и температуры.

**Выводы.** Решение гидравлической и тепловой задач позволяет определить мезомасштабные скорость и температуру смеси, которые выступают в роли управляющих параметров процессов каталитической кинетики на твердой поверхности и в тепловом и диффузионных пограничных слоях. В настоящей работе построены модели гидравлического сопротивления и коэффициента теплопроводности для внутренних пространств различных каталитических сред. Получена формула для гидравлического сопротивления среды, включающая, зависимость от микро- и мезомасштабного числа Рейнольдса, а также выражение для коэффициента теплопроводности такой среды с учетом конверсии в порах.

Рассмотрена модель каталитического пространства, образованного неупорядоченной системой цилиндров. Для такой модели получены выражения для гидравлического сопротивления и коэффициента теплопроводности как функции числа Рейнольдса и геометрических параметров упаковки цилиндров. Рассмотрена также капиллярная модель внутреннего пространства каталитической среды, организованная по коллекторному типу, для которой получены выражения для гидравлического сопротивления и коэффициента теплопроводности.

**Список литературы:** 1. Суздаев И. В. Физика и химия нанокластеров, наноструктур, наноматериалов / И. В. Суздаев. – М. : Ком. книга, 2006. – 592 с. 2. Чураев Н. С. Физика физической химии процессов переноса в пористых телах и химия нанокластеров, наноструктур, наноматериалов / И. В. Суздаев. – М. : Химия, 1990. – 272 с. 3. Хейфец Л. А. Многофазные процессы в пористых средах / Л. А. Хейфец. – М.: Химия, 1982. – 320 с. 4. Ромм Э. Структурные модели порового пространства горных пород / Э. Ромм. – Л. : Недра, 1985. – 240 с. 5. Коллинз Р. Течение жидкости через пористые материалы / Р. Коллинз. – М. : Наука, 1964. – 350 с. 6. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И. Е. Идельчик– М.: Машиностроение, 1975. – 636 с. 7. Гебхард Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен / Б. Гебхард, И Джалуриа, Б. Махаджа, Р. Саммакиа. – М. : Мир, 1991. – 678 с. 8. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И. Е. Идельчик. – М. : Машиностроение, 1975. – 636 с. 9. Кутателадзе С. С. Теплообмен и гидравлическое сопротивление. Руководства. / С. С. Кутателадзе. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 367 с. 10. Кутателадзе С. С. Анализ сходства в теплофизике / С. С. Кутателадзе – Н. : Наука, 1982. – 280 с. 11. Гебхард Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен / Б. Гебхард, И. Джалуриа, Б. Махаджан, Р. Саммакиа – М. : Мир, 1991. – 678 с. 12. Groot S. Non-Equilibrium thermodynamics / S. Groot, P. Mazur Б. – Amsterdam : North Holland publishing company, 1962. – 456 p. 13. Веде Е. В. Модель массообмена процесса конверсии трёхкомпонентной газовой смеси / Е. В. Веде, Ю. А. Толчинский // Ежеквартальный научно-практический журнал «Интегрированные технологии и энергосбережение». – 2010. – № 4 – С. 46–54.

Надійшла до редколегії 11.12.2012