

действии СМП алюминия с водой, наблюдается резкий рост величины ( $\Gamma_{H^+} - \Gamma_{OH^-}$ ) в достаточно узком диапазоне рН. Эта особенность представляется интересной с точки зрения повышения реакционной способности адсорбированных на  $Al_2O_3$  реагентов, проявляющих свою активность в интервале рН = 8–10. Такими реагентами, в частности, могут быть иммобилизованные на поверхности оксида алюминия энзимоподобные соединения, образующие каталитически активные комплексы с подложкой.

Таким образом, предложен более экономичный способ получения субмикронных порошков алюминия. Оксид алюминия из таких порошков отличается от  $Al_2O_3$ , полученного по традиционной технологии Байера, по своим адсорбционным характеристикам. Узкий интервал рН изменения адсорбционных свойств изученного  $Al_2O_3$  позволит сделать предположение о его применимости в качестве активного носителя для ферментов и лекарственных средств.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ляшко А.П., Медвединский А.А., Савельев Г.Г. и др. Особенности взаимодействия субмикронных порошков алюминия с жидкой водой: макрокинетика, продукты, проявление саморазогрева // Кинет. и катализ. 1990. Т. 31. Вып. 4. С. 967 – 972.
2. Стайлз Б. Носители и нанесенные катализаторы. Теория и практика. М., 1991.

Поступила 25.12.02

## Summary

By the method of scanning electron spectroscopy and on the adsorptive characteristics alumina obtained by dissolution of submicron powder of aluminium in water has been studied. Submicron powder of aluminium were obtained at electrical explosion of an aluminium conductor in water. The abnormal adsorptive properties of the studied alumina in comparison with obtaining by traditional Bayer's technology, allow to suspect efficiency of its usage as the carrier for biocatalysts and drags.

---

Ю.А. Выжол, А.Н. Щербак, С.А. Щербак\*

## СТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ВОДЫ ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ СРЕДУ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
пр. Октябрьский 43-А, г. Николаев, 54018, Украина*

*\*Николаевский государственный университет Украины, г. Николаев  
ул. Никольская 24, г. Николаев, 54030, Украина*

В настоящей работе основное внимание уделено теоретическому обоснованию существования эффективных режимов теплообмена при фильтрации воды через пористую среду, что предполагает оценку значений основных параметров процесса (расход воды, размер частиц, тепловые потери, параметры источника тепла) для достижения желаемого эффекта. Частично оценки такого рода проводились и ранее. Например, получена зависимость температуры горения порошков металла от значений параметров системы с учетом теплопотерь реактора [1], при этом скорость межфазного теплообмена принималась равной бесконечности, что может давать верные результаты только в ограниченной области значений параметров, например, при малом размере частиц или при низкой скорости конвективной тепловой волны. Анализ фильтрационного горения с учетом межфазного теплообмена выполнен в работе [2]. Однако основное внимание при этом уделено теоретическому и экспериментальному исследованию пределов горения, и полученные результаты не позволяют определить зависимость адиабатической температуры от интересующих нас параметров.

Для полного описания распространения теплоты при фильтрации воды через пористую среду необходимо учесть межфазный теплообмен, тепловые потери аппарата, конвективный перенос теплоты, теплопроводность вдоль направления движения воды и выделение теплоты нагревателем. Ниже приведена одномерная двухтемпературная модель, учитывающая перечисленные факторы.

Рассмотрим распространение тепла при фильтрации воды через неподвижный слой твердых частиц, вдоль которого движется плоский, бесконечно тонкий источник тепла. В системе координат, связанной с источником движущегося справа налево по неподвижному бесконечному слою, который находится в точке  $x = 0$ , система уравнений, описывающая стационарные температурные профили твердой и жидкой фазы, имеет вид:

$$(U_f - U_0)\rho_0 C_0 \frac{dT_V}{dx} = \lambda_V \frac{d^2 T_V}{dx^2} + \frac{\alpha F}{m}(T_V - T_Z) + \frac{\alpha_V F_0}{m}(T_V - T_0); \quad (1)$$

$$U_f \rho_Z C_Z \frac{dT_Z}{dx} = \lambda_Z \frac{d^2 T_Z}{dx^2} + \frac{\alpha F}{1-m}(T_Z - T_V) + \frac{\alpha_Z F_0}{1-m}(T_Z - T_0).$$

Для полной формулировки необходимо задать мощность источника тепла, что позволит вычислить максимальную температуру в слое или задать максимальную температуру и вычислить мощность источника. При этом граничные условия принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} x = +0, \quad T_Z = T_m; \quad x = -0, \quad T_V = T_0; \\ x = +\infty, \quad T_V = T_0; \quad x = -\infty, \quad T_Z = T_0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $T_V$  – температура воды;  $T_Z$  – температура слоя;  $T_0$  – температура окружающей среды;  $T_m$  – максимальная температура в слое;  $U_f$  – скорость источника тепла;  $U_0$  – скорость воды в слое;  $\rho_0$  – плотность воды;  $\rho_Z$  – плотность твердой фазы;  $C_0$  – теплоемкость воды;  $C_Z$  – теплоемкость твердой фазы;  $\lambda_V$  – коэффициент теплопроводности воды;  $\lambda_Z$  – коэффициент теплопроводности твердой фазы;  $m$  – пористость (отношение объема пор к полному объему);  $\alpha$  – коэффициент теплопередачи между водой и слоем;  $\alpha_V$  – коэффициент теплопередачи воды в окружающую среду;  $\alpha_Z$  – коэффициент теплопередачи слоя в окружающую среду;  $F$  – удельная поверхность теплообмена между водой и слоем;  $F_0$  – удельная поверхность теплопередачи в окружающую среду.

Для упрощения дальнейших выкладок сделаем некоторые допущения, справедливость которых будет показана ниже.

1) Как показано в работе [1], равенство теплоемкостей потоков приводит к неограниченному росту максимальных температур при постоянной мощности источника или, что эквивалентно, к неограниченному снижению мощности источника при постоянной максимальной температуре в слое. Ограничим анализ теплообмена этим соотношением. В принятых обозначениях равенство теплоемкостей потоков имеет вид:

$$(U_0 - U_f)\rho_0 C_0 m = U_f \rho_Z C_Z (1 - m),$$

из которого можно определить требуемую скорость движения источника тепла

$$U_f = U_0(1 - \gamma); \quad \gamma = \frac{\rho_Z C_Z m}{\rho_0 C_0 m + \rho_Z C_Z (1 - m)}.$$

При этом теплоемкость потока имеет вид

$$J_0 = U_0 \rho_Z C_Z (1 - m)(1 - \gamma) = U_0 \rho_0 C_0 m \gamma = \frac{G_0 C_0 \gamma}{S_0},$$

где  $G_0$  – расход воды в теплообменнике;  $S_0$  – сечение теплообменника.

2) Как будет показано ниже  $|T_v - T_z| \ll T_v + T_z$ , то есть температуры воды и твердой фазы близки. Поэтому не имеет значения, по какому именно веществу осуществляется кондуктивный теплообмен, если общий поток тепла остается тем же. Заменим значения  $\lambda_v$  и  $\lambda_z$  на  $\lambda_v^1$  и  $\lambda_z^1$  согласно следующим соотношениям:

$$\lambda_v m + \lambda_z (1 - m) = \lambda_0; \quad \lambda_v^1 m = \lambda_z^1 (1 - m) = \frac{\lambda_0}{2},$$

где  $\lambda_0$  – эффективный коэффициент теплопроводности слоя, заполненного водой.

3) Определить коэффициенты теплопередачи  $\alpha_v$  и слоя  $\alpha_z$  в окружающую среду не представляется возможным, поскольку физический смысл имеет только коэффициент теплопотерь теплообменника  $\alpha_0$ . Кроме того, поскольку температуры воды и твердой фазы близки, то не имеет значение соотношение между параметрами  $\alpha_v$  и  $\alpha_z$ , что позволяет произвести замену коэффициентов, как и в предыдущем пункте:

$$\alpha_v + \alpha_z = \alpha_0; \quad \alpha_v^1 = \alpha_z^1 = \frac{\alpha_0}{2}.$$

4) Следует отметить, что при фильтрации жидкости или газа удельная поверхность внутреннего теплообмена  $F$  значительно превосходит удельную поверхность теплопередачи в окружающую среду  $F_0$ , что обеспечивает выполнение соотношения:

$$\frac{\alpha F}{\alpha_0 F_0} \gg 1, \quad (3)$$

которое будет использовано при дальнейших выкладках.

После проведенных замен коэффициентов система уравнений (1) приобретает следующий вид:

$$-J_0 \frac{dT_v}{dx} = \frac{\lambda_0}{2} \frac{d^2 T_v}{dx^2} + \alpha \cdot F (T_v - T_z) + \frac{\alpha_0 F_0}{2} (T_v - T_0); \quad (4)$$

$$J_0 \frac{dT_z}{dx} = \frac{\lambda_0}{2} \frac{d^2 T_z}{dx^2} + \alpha \cdot F (T_z - T_v) + \frac{\alpha_0 F_0}{2} (T_z - T_0).$$

Нетрудно видеть, что система уравнений (4) и граничные условия (2) допускают замену  $T_v(x) = T_z(-x)$ , что указывает на симметричность профиля температуры относительно источника теплоты. Поэтому ограничим рассмотрение областью  $x \geq 0$ .

В переменных  $\theta = T_z - T_v$ ,  $\Sigma = T_z + T_v - 2T_0$  и с учетом соотношения (3) система уравнений (4) приобретает вид

$$2J_0 \frac{d\theta}{dx} = \lambda_0 \frac{d^2 \Sigma}{dx^2} - \alpha_0 F_0 \Sigma; \quad (5)$$

$$2J_0 \frac{d\Sigma}{dx} = \lambda_0 \frac{d^2 \theta}{dx^2} - \alpha_0 F_0 \theta. \quad (6)$$

Дифференцируя уравнение (5) по  $x$  и подставляя значения производных  $\frac{d\Sigma}{dx}$  и  $\frac{d^3 \Sigma}{dx^3}$  из уравнения (6), получаем обыкновенное дифференциальное уравнение относительно  $\theta$ :

$$\frac{d^4 \theta}{dx^4} - a \frac{d^2 \theta}{dx^2} + b\theta = 0, \quad (7)$$

где  $a = \frac{4}{\lambda_0}(J_0^2 + \alpha \cdot F)$ ;  $b = \frac{4\alpha_0 F_0 \alpha \cdot F}{\lambda_0^2}$ .

Решение уравнения (7) ищем в виде

$$\theta = \sum_{i=1}^4 C_i e^{\mu_i x}, \quad (8)$$

где  $C_i$  – константы интегрирования;  $\mu_i$  – корни характеристического уравнения  $\mu^4 - a\mu^2 + b = 0$ , решение которого имеет вид

$$\mu_{1,2,3,4} = \pm \sqrt{\frac{a}{2} \pm \frac{a}{2} \sqrt{1 - 4 \frac{b}{a^2}}}. \quad (9)$$

$$(10)$$

Параметр  $\frac{b}{a^2}$  является малым в силу соотношения (3):

$$\frac{4b}{a^2} = \frac{\alpha_0 F_0 \alpha \cdot F}{(J_0^2 + \alpha F)^2} < \frac{\alpha_0 F_0}{\alpha F} \ll 1. \quad (11)$$

Разлагаем уравнение (10) в ряд по малому параметру  $\frac{b}{a^2}$  и отбрасывая малые члены, получаем приближенное значение корней характеристического уравнения (9) в виде

$$\mu_1 = -\mu_2 \cong \sqrt{\frac{b}{a}}; \quad \mu_3 = -\mu_4 \cong \sqrt{a}.$$

Между значениями корней характеристического уравнения (9) выполняется соотношение в силу уравнения (11):

$$\frac{\mu_1}{\mu_3} \cong \sqrt{\frac{b}{a^2}} \ll 1.$$

Члены уравнения (8), включающие большие корни  $\mu_3$  и  $\mu_4$ , вносят свой вклад только в узкой области вблизи источника тепла. Учитывая, что моделирование нагрева бесконечно тонким источником уже вносит ошибку в решение, анализ зависимости этих членов от значений параметров системы уравнений (4) не представляет интереса, и мы ограничим дальнейшее рассмотрение только малыми корнями  $\mu_1$  и  $\mu_2$ .

Проведенные выкладки позволяют записать простое приближенное аналитическое решение системы уравнений (4), удовлетворяющее граничным условиям (2) в виде:

$$\frac{T_Z - T_0}{T_m - T_0} = e^{-\frac{x}{L}}, \quad \frac{T_Z - T_V}{T_m - T_0} = \varepsilon \cdot e^{-\frac{x}{L}}, \quad (12)$$

где 
$$L = \frac{1}{\mu_1} = \sqrt{\frac{\lambda_0}{\alpha_0 F_0} \left( 1 + \frac{J_0^2}{\lambda_0 \alpha F} \right)}, \quad \varepsilon = \frac{J_0}{\alpha F L}. \quad (13)$$

Воспользуемся адиабатической температурой как меры удельных энергозатрат процесса термической обработки воды, которая равна затраченной энергии, деленной на теплоемкость и расход воды. При этом мощность источника тепла

$$W = T_a G_0 C_0 \quad (14)$$

расходуется в бесконечном теплообменнике только на внешние теплопотери, которые можно записать в виде:

$$W = \alpha_0 F_0 S_0 \int_{-\infty}^{\infty} (T_V - T_0) dx = 2\alpha_0 F_0 S_0 (T_m - T_0) L. \quad (15)$$

Выражения для мощности источника (14), (15) позволяют определить отношение адиабатической температуры к максимальному перепаду температур

$$\frac{T_a}{T_m - T_0} = 2\gamma \sqrt{\frac{\alpha_0 F_0}{\alpha F} \left( 1 + \frac{\lambda_0 \alpha F}{J_0^2} \right)}. \quad (16)$$

Проанализируем полученные зависимости в предельных случаях.

1)  $J_0 \ll \sqrt{\lambda_0 \alpha F}$ ,

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_0}{\alpha_0 F_0}}, \quad (17)$$

$$\frac{T_a}{T_m - T_0} = \frac{2\gamma \sqrt{\lambda_0 \alpha_0 F_0}}{J_0},$$

$$\varepsilon = \frac{J_0}{\sqrt{\lambda_0 \alpha F}} \sqrt{\frac{\alpha_0 F_0}{\alpha F}} \ll 1. \quad (18)$$

При малых расходах воды зоны прогрева  $L$  не зависят от теплообмена между фазами и определяются теплопроводностью аппарата и его тепловыми потерями, то есть конвективные потоки не оказывают влияния на профиль температуры в теплообменнике. Адиабатическая температура  $T_a$  обратно пропорциональна расходу воды, поскольку теплотерии от него не зависят (15), (17).

2)  $J_0 \gg \sqrt{\lambda_0 \alpha F}$ ,

$$L = \frac{J_0}{\sqrt{\alpha_0 F_0 \alpha F}}, \quad (19)$$

$$\frac{T_a}{T_m - T_0} = 2\gamma \sqrt{\frac{\alpha_0 F_0}{\alpha F}}, \quad (20)$$

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\alpha_0 F_0}{\alpha F}} \ll 1. \quad (21)$$

При большом расходе воды ширина зоны прогрева  $L$  пропорциональна  $J_0$  (19), а адиабатическая температура  $T_a$  (20) от расхода воды не зависит, так как с его ростом пропорционально увеличиваются и теплотерии (15), (19). В этих условиях адиабатическая температура  $T_a$  минимальна и зависит от соотношения значений параметров внешнего и внутреннего теплообмена. Перепад температур между водой и твердой фазой  $T_Z - T_V$  при  $x = 0$  равен адиабатической температуре, деленной на  $2\gamma$  (12), (21).

Во всем диапазоне изменения расхода воды в аппарате перепад температур между водой и твердой фазой значительно меньше температуры воды (12), (18), (21).

Выше мы привели расчеты для теплообменника бесконечной длины, в котором все выделившееся тепло расходуется на тепловые потери через стенку аппарата. В реальной установке длиной  $L_0$  режим, близкий к распространению тепловой волны в бесконечном слое пористого материала, можно осуществить за счет изменения направления движения воды, как это делалось в работе [3]. Когда максимум температуры тепловой волны находится на расстоянии  $L_T$  от торца аппарата, направление движения воды меняют. При каждом переключении из аппарата вместе с водой выносятся теплота

$$Q = \rho_0 C_0 S_0 m \int_{L_T}^{\infty} (T_V - T_0) dx.$$

Разделив это тепло на время цикла  $\frac{U_f}{L_0 - 2L_T}$ , получаем с учетом (14) выражение для конвективных потерь:

$$\frac{T_k}{T_m - T_0} = \frac{L(1 - \gamma)}{L_0 - 2L_T} e^{-\frac{L_T}{L}}. \quad (22)$$

Оценим величину адиабатической температуры и ширины зоны прогрева при реальных значениях параметров экспериментальной установки.

Удельная поверхность (отношение поверхности теплообменника к его объему) теплопередачи аппарата диаметром  $D_0 = 0,14$  м в окружающую среду

$$F_0 = \frac{4}{D_0} = 28 \text{ м}^{-1}.$$

Оценки коэффициента теплопередачи аппарата  $\alpha_0$  проводились по формулам, приведенным в [4] для теплообмена вертикальной стенки за счет свободной конвекции. Расчеты показывают, что при ширине зоны прогрева  $L = 0,053$  м коэффициент теплопередачи аппарата в окружающий его воздух  $\alpha_0$  составляет 9,1 Вт/м<sup>2</sup>К.

В стационарном слое твердых частиц, когда их максимальные и минимальные размеры отличаются не более чем вдвое, пористость  $m$  согласно [5] составляет  $0,5 \pm 0,01$ .

При этом удельная поверхность теплообмена между водой и слоем при  $d = 1$  мм достигает [6]

$$F = \frac{6(1 - m)}{d} = 3000 \text{ м}^{-1}.$$

Коэффициент теплопередачи между водой и слоем частиц вычислим по формулам, приведенным в [6]:

$$\text{при } Re < 30 \quad Nu = 0,395Re^{0,64}Pr^{1/3};$$

$$\text{при } Re > 30 \quad Nu = 0,725Re^{0,47}Pr^{1/3};$$

$$Nu \geq 2,$$

где  $Nu = \frac{\alpha d_\varepsilon}{\lambda_v}$ ;  $Re = \frac{U_0 d_\varepsilon}{\nu}$ ;  $d_\varepsilon = \frac{2md}{3(1 - m)}$  – эквивалентный диаметр пор;  $Pr$  – критерий Прандтля

для воды;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости воды.

При расходе воды в аппарате  $G_0 = 100$  кг/ч значения основных параметров следующие:  $Re = 2,41$ ,  $Nu = 2$ ,  $\alpha = 1797$  Вт/м<sup>2</sup>К, что указывает на ламинарность режима течения воды в слое. При этом значение параметра  $\alpha F / \alpha_0 F_0 = 2,07 \cdot 10^4$ , что вполне соответствует соотношению (3).

Значения параметров  $\gamma$  и  $\lambda_0$  от теплового режима не зависят и определяются только теплофизическими параметрами жидкой и твердой фаз (1). Для воды и гравия эти параметры имеют следующие значения:  $\rho_0 = 1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $C_0 = 4183$  Дж/кгК,  $\lambda_v = 0,55$  Вт/мК,  $\rho_z = 1840$  кг/м<sup>3</sup>,  $C_z = 880$  Дж/кг,  $\lambda_z = 0,36$  Вт/мК. При этом эффективный коэффициент теплопроводности слоя, заполненного водой,  $\lambda_0$  достигает значения 0,455 Вт/мК, а  $\gamma = 0,279$ . Минимально возможная адиабатическая температура для выбранных значений параметров в соответствии с выражением (20) достигает 0,29 К.

Минимальное значение ширины зоны прогрева (13) наблюдается при малых расходах (17) и составляет 0,042 м, а при расходе воды в 100 кг/ч – 0,075 м. Расстояние максимального подхода тепловой волны к торцу теплообменника  $L_T$  и его длины  $L_0$  должны выбираться с учетом ширины зоны прогрева  $L$ . При  $L_0 = 1,5$  м и  $L_T = 0,25$  м конвективные тепловые потери составляют  $T_k = 0,15$  К и растут по мере увеличения расхода воды (22).

Таким образом, полные тепловые потери аппарата при расходе воды в 100 кг/ч составляют 0,25 К (16), (21), (22), для их компенсации требуется источник тепла мощностью  $W = 60$  Вт (14).

Расчет адиабатической температуры процесса при различных размерах частиц и расходах, приведенный на рис.1, показывает следующее:

- при постоянном размере частиц адиабатическая температура имеет минимум при некотором оптимальном значении расхода воды;
- рост адиабатической температуры процесса при низких расходах связан с теплотерями;
- рост адиабатической температуры процесса при больших расходах связан с выносом теплоты из-за конечных размеров аппарата;
- оптимальный расход воды растет с уменьшением размера частиц и достигает 300 кг/ч при размере частиц, равном 0,1 мм;
- минимальная адиабатическая температура снижается с уменьшением размера частиц и при  $d = 0,1$  мм достигает 0,17 К.

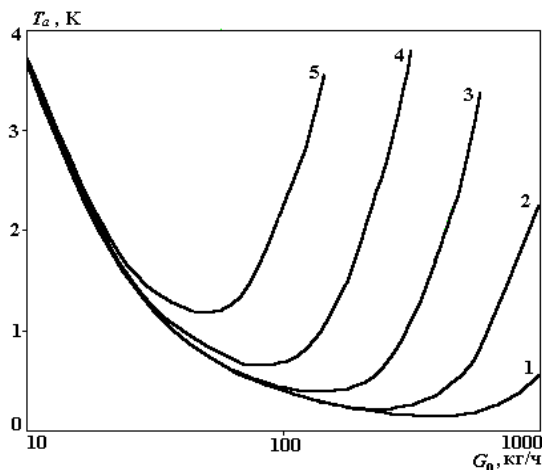


Рис.1. Зависимость адиабатической температуры от расхода воды при различных размерах частиц, мм: 1 – 0,1; 2 – 0,2; 3 – 0,5; 4 – 1; 5 – 2

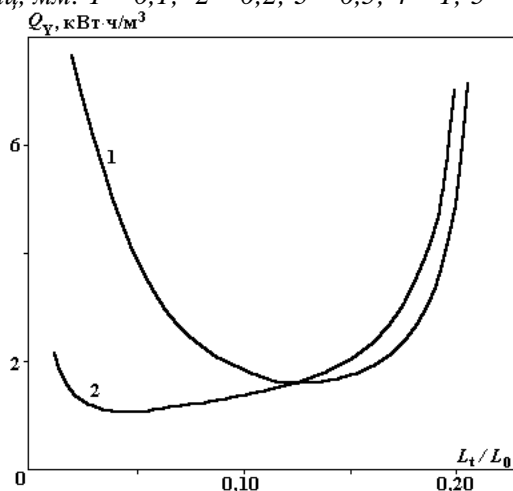


Рис.2. Зависимость удельных энергозатрат от расстояния между торцом и точкой поворота конвективной тепловой волны.  
 $L_0$ , м: 1 – 1,5; 2 – 5

При расчете удельных энергозатрат необходимо учесть, что в выбранной схеме термической обработке подвергается не вся вода, а ее часть, которая прошла через зону максимальных температур. Кроме того, часть обработанной воды, находящейся между точкой поворота и торцом аппарата, остается в теплообменнике и обрабатывается повторно. Приведенные соображения позволяют записать выражения для удельных энергозатрат:

$$Q_Y = T_a C_0 \frac{\left(1 - 2 \frac{L_t}{L}\right)}{\left(\gamma - (1 + \gamma) \frac{L_t}{L}\right)},$$

где  $L_t$  – расстояние между торцом и точкой поворота конвективной тепловой волны, откуда видно, что при  $\frac{L_t}{L_0} = \frac{\gamma}{1+\gamma} = 0,22$  удельные энергозатраты обращаются в бесконечность, так как вся обработанная вода остается в аппарате. На рис. 2 приведены зависимости удельных энергозатрат от расстояния между торцом и точкой поворота конвективной тепловой волны при различной длине теплообменника, которые имеют минимум. При малом  $L_t$  удельные энергозатраты растут из-за увеличения выноса теплоты из аппарата, при большом – за счет снижения производительности. При длине теплообменника 1,5 м минимальное значение  $Q_{\gamma}$  достигает 1,6 кВт ч/м<sup>3</sup>, а производительность – 50 кг/ч. С увеличением длины аппарата до 5 м они составляют 1,1 кВт ч/м<sup>3</sup> и 75 кг/ч соответственно. Оптимальное расстояние между точкой поворота и торцом от длины аппарата не зависит и составляет 0,18 м.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алдушин А.П., Мержанов А.Г. Теория фильтрационного горения: общие представления и состояние исследований // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск, 1983. С. 9 – 52.
2. Потытняков С.И., Лаевский Ю.М., Бабкин В.С. Влияние тепловых потерь на распространение стационарных волн при фильтрационном горении газов // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 1. С. 19 – 26.
3. Боресков Г.К., Бунимович Г.А., Матрос Ю.Ш., Иванов А.А. Осуществление каталитических процессов в нестационарных условиях. II Переключение направления подачи реакционной смеси в слой катализатора. Экспериментальные результаты. // Кинетика и катализ. 1982. Т. 23. № 2. С. 402 – 406.
4. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М., 1981.
5. Потытняков С.И., Лаевский Ю.М., Бабкин В.С. Исследование тепловой структуры волны фильтрационного горения // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21. № 2. С. 19 – 25.
6. Аэров М.Э., Тодес О.М., Наринский Д.А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л., 1979.

Поступила 27.12.02

## Summary

Mathematical simulation of heat exchange at filtration of water through the porous environment has been carried out in the work. The analytical solution of convective thermal wave propagation in the porous medium under the water motion has been obtained. The calculations have shown the possibility for water thermal treatment with specific energy consumption of 1,66 kW·h/m<sup>3</sup>, that is equivalent to water heating on 1,4 K.