

## ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС ЧЕРЕЗ ГОРИЗОНТАЛЬНУЮ ПРОВАЛЬНУЮ РЕШЕТКУ В ПСЕВДООЖИЖЕННОМ СЛОЕ

Аппараты с организованным псевдоожигенным слоем — наиболее перспективные для применения во многих областях техники. В частности, секционирование псевдоожигенного слоя горизонтальными перегородками, выполненными в виде одной или нескольких провальных для частиц решеток, позволяет существенно снизить осевое перемешивание дисперсного материала, получить неизотермичный по высоте профиль температур и, в конечном итоге, обеспечить реализацию принципиально новых технологических процессов: сжигание топлива с одновременной глубокой утилизацией тепла, нестационарный катализ, термическую и химическую обработку дисперсного материала в противотоке фаз. При моделировании указанных процессов определяющей научной проблемой является тепло- и массоперенос через горизонтальную провальную решетку.

В литературе этот вопрос освещен слабо. Так, теоретические работы полностью отсутствуют. Имеющиеся экспериментальные данные, полученные в аппаратах диаметром 0,06—0,40 м, секционированных решетками с живым сечением до 30 %, касаются в основном вопросов о пропускной способности секционирующих перегородок.

Пропускная способность решеток исследовалась в условиях, когда под ними псевдоожигенный слой отсутствовал. Эксперименты были выполнены для случаев как одиночных отверстий в перегородках, так и перфорированных решеток в отсутствие [1, 2] и при наличии [3, 4] встречного потока газа.

Принципиально важен в этих работах вывод о наличии над отверстиями динамических сводов, выход частиц из которых и определяет расход дисперсного материала через отверстия. Наиболее существенный результат заключается в том, что расход проваливающихся через отверстия частиц уменьшался с ростом линейной скорости восходящего потока газа. При этом для случая перфорированных решеток [3] скорость потока в отверстиях, при которой истечение частиц полностью прекращалось, значительно превышала скорость витания.

Относительно зависимости циркуляции частиц через провальные решетки от скорости псевдоожигения единая точка зрения до сих пор еще не утвердилась. Так, авторы [5] считали массовую скорость циркуляции частиц между смежными секциями равной пропускной способности провальной решетки при отсутствии псевдоожигенного слоя под ней. Им получено, что с увеличением скорости псевдоожигения пропускная способность решетки (интенсивность циркуляции) уменьшалась. На основании измерений интенсивности перемешивания магнитного трассера между смежными секциями псевдоожигенного слоя песка, разделенными провальной решеткой, в [6] показано, что увеличение скорости псевдоожигения, наоборот, вело к увеличению интенсивности циркуляции частиц. И, наконец, в [7] обнаружено существование двух областей изменения интенсивности перемешивания при увеличении скорости ожигающего газа: сначала интенсивность перемешивания частиц возрастала, достигая максимума, а затем уменьшалась. Иные материалы, которые бы дополняли эти противоречивые результаты, практически отсутствуют, что не позволяет установить истинный механизм циркуляции твердой фазы через секционирующие перегородки в псевдоожигенном слое.

Теплоперенос в секционированном провальными решетками псевдоожигенном слое изучен в еще меньшей степени. В [8] в каталитическом генераторе тепла получены результаты по эффективной теплопроводности псевдоожигенного слоя в зоне провальных проволочных решеток с живым сечением более 50 %. Данные экспериментов обобщены зависимостью, которая носит чисто эмпирический характер и не может быть использована в случае однослойных перегородок.

В [9] выполнено исследование многосекционного теплообменного аппарата на основе математического моделирования процесса продольного теплопереноса. Для проверки выводов, которые носили качественный характер, здесь же экспериментально измерена интенсивность продольного теплопереноса через сетчатые решетки. Однако результаты [9] не выявляют полностью общих закономерностей процесса теплопереноса и не могут быть обобщены в виде расчетных зависимостей.

Более детальные исследования особенностей псевдоожигения и переноса тепла в секционированном слое проведены в [10, 11] на «холодном» стенде с использованием сетчатых решеток с живым сечением 40 и 60 %. На основе экспериментальных данных по влиянию теплофизических, режимных и геометрических параметров секционированной системы на интенсивность теплопереноса сделан ряд важных выводов физического характера, имеющих принципиальное значение для построения модели процесса теплопереноса.

В настоящей работе выполнено комплексное исследование процессов тепло- и массопереноса через одиночную секционирующую горизонтальную провальную решетку в псевдоожигенном слое и установлен физический механизм процессов, на основании которого получены соотношения для расчета интенсивности циркуляции дисперсного материала и переноса тепла между секциями.

**1. Описание методик экспериментов.** Экспериментальные исследования проводились на «холодном» стенде в аппарате с сечением  $0,2 \times 0,4$  м, конструкция которого описана в [10]. В качестве провалных решеток использовались сетки с размерами ячеек 2,1 и 3,1 мм, с долей живого сечения  $\varphi = 0,4$  и 0,6. Ожижающим агентом служил воздух. Характеристики дисперсных материалов представлены в таблице.

Эффективное термическое сопротивление слоя в зоне секционирующей решетки  $R$ , принятое в качестве характеристики интенсивности теплопереноса, исследовалось в стационарном тепловом режиме по методике [11]. В верхнюю секцию слоя помещался тепловой источник (электрический нагреватель), тепло от него передавалось в нижнюю секцию и расходовалось на нагрев поступающего на псевдоожигание воздуха. Между секциями устанавливалась разность температур  $\Delta T$ , по которой и определялось эффективное термическое сопротивление.

Интенсивность циркуляции частиц через решетку измерялась по следующей методике: в верхнюю секцию слоя вводилось определенное количество меченых частиц, отличающихся от основных только по цвету. Благодаря высокой интенсивности перемешивания в свободном слое концентрация меченых частиц в объеме секции практически мгновенно выравнивалась и затем относительно медленно уменьшалась во времени за счет циркуляции дисперсного материала. В нижней секции концентрация меченых частиц, наоборот, возрастала, оставаясь равномерной по всему объему секции. В этих условиях плотность потока циркуляции дисперсного материала через решетку  $j$  вычислялась по изменению концентрации меченых частиц в секциях от времени.

Действительно, считая, что дисперсный материал в секциях идеально и мгновенно перемешивается, можно записать

$$(1) \quad M_1 d\mu_1 = F(\mu_2 - \mu_1)j d\tau,$$

где  $M_1$  — масса дисперсного материала в нижней секции;  $\mu_1, \mu_2$  — массовая концентрация меченых частиц в нижней и верхней секциях;  $F$  — площадь поперечного сечения аппарата;  $\tau$  — время. Выразив  $\mu_2$  через  $\mu_1$  и интегрируя (1), получим

$$(2) \quad j = \frac{M_1 M_2}{F(M_1 + M_2)\tau} \ln \frac{\mu_{20} M_2 + \mu_{10} M_1 - \mu_1 (M_1 + M_2)}{(\mu_{20} - \mu_{10}) M_2}$$

( $M_2$  — масса дисперсного материала в верхней секции,  $\mu_{10}, \mu_{20}$  — начальная массовая концентрация меченых частиц в нижней и верхней секциях).

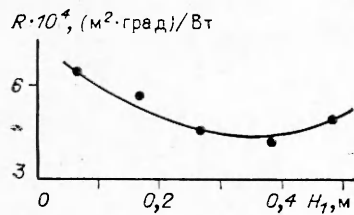
Величина  $\mu_1$  определялась непосредственно в отобранных из середины нижней секции пробах дисперсного материала, а  $M_1, M_2$  — как произведение объема псевдоожиганного слоя на его плотность, измеряемую по перепадам давления в каждой секции. Кроме этого, плотность потока обмена вычислялась по измеренному эффективному термическому сопротивлению на основании соотношения

$$(3) \quad j_R = 1/(Rc_q),$$

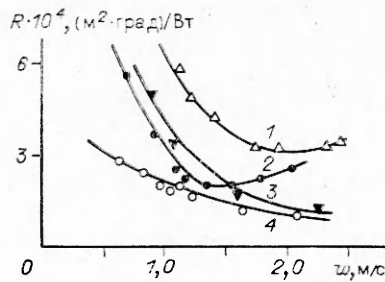
справедливого, если теплообмен между встречными циркуляционными потоками частиц в зоне секционирующей решетки отсутствует ( $c_q$  — теплоемкость частиц).

Плотность потока истечения частиц через решетку при отсутствии псевдоожиганного слоя в нижней секции  $j_{пр}$  находилась путем прямого

Материал	$d_q$ , мм	$\rho_q$ , кг/м <sup>3</sup>	$c_q$ , кДж/(кг·град)	$w_a$ , м/с	$w_b$ , м/с
Речной песок	0,35	2500	0,80	0,10	2,97
» »	0,58	2560	0,80	0,22	4,68
» »	0,97	2550	0,80	0,45	6,69
Окись алюминия	0,59	1250	1,05	0,12	3,08
» »	1,27	1250	1,05	0,37	5,38



Р и с. 1



Р и с. 2

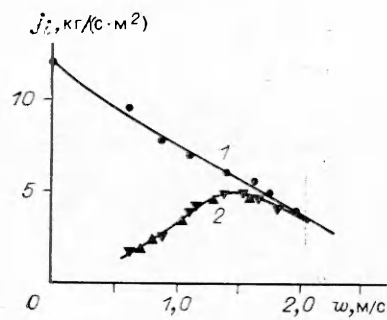
измерения количества дисперсного материала  $\Delta M$ , прошедшего через решетку за время  $\Delta t$ , в течение которого высота слоя над решеткой изменялась незначительно:

$$(4) \quad j_{\text{пр}} = \Delta M / (\Delta t F).$$

**2. Результаты экспериментальных исследований.** Как показали эксперименты, введение в слой горизонтальных провальных решеток приводит к существенному изменению картины псевдооживления. Секционированный слой остается непрерывным лишь в области скоростей оживляющего газа, близких к скорости минимального псевдооживления. С увеличением скорости под перегородкой возникает разреженная зона (газовая прослойка), наличие которой неоднократно отмечалось в литературе [12]. Свободная граница разреженной зоны в процессе псевдооживления постоянно пульсирует, так что ее высота не остается одинаковой. В месте выхода газового пузыря в разреженную зону наблюдается выброс массы частиц, в результате чего в этом месте псевдооживленный слой смыкается с решеткой снизу. Одновременно в тех местах по сечению, где разреженная зона в это время сохраняется, истечение частиц из верхней секции, по визуальным наблюдениям, происходит в виде отдельных струек. Как показано ниже, разреженная зона играет существенную роль в процессе перемешивания частиц между смежными секциями.

На основании выполненных экспериментов можно отметить, что поперечный размер аппарата, так же как и высота псевдооживленного слоя над провальной перегородкой, не оказывают влияния на теплоперенос между секциями. В то же время высота расположения секционирующей решетки над газораспределительной решеткой  $H_1$  влияет на эффективное термическое сопротивление, причем зависимость  $R$  от  $H_1$  имеет достаточно сложный характер (рис. 1). Наличие минимума в зависимости связано с изменением по мере увеличения  $H_1$  режима псевдооживления с пузырькового на поршневой (данные рис. 1 соответствуют экспериментам с частицами песка:  $d_{\text{ч}} = 0,58$  мм, скорость псевдооживления  $w = 0,8$  м/с,  $\phi = 0,4$ ). Более подробно особенности поршнеобразования в секционированной системе и механизм перемешивания частиц в этом режиме описаны в [11]. В настоящей работе все экспериментальные результаты получены в пузырьковом режиме.

Рис. 2 демонстрирует влияние на эффективное термическое сопротивление скорости псевдооживления для различных дисперсных материалов и типов провальных решеток и зависимость  $R$  от параметров частиц (эквивалентного диаметра  $d_{\text{ч}}$ , плотности  $\rho_{\text{ч}}$  и теплоемкости  $c_{\text{ч}}$ ) и характеристик решеток (размера ячеек и доли живого сечения  $\phi$ ): линия 1 — частицы окиси алюминия с  $d_{\text{ч}} = 1,27$  мм,  $\phi = 0,4$ ; 2 — то же,  $d_{\text{ч}} = 0,59$  мм,  $\phi = 0,4$ ; 3 — то же,  $d_{\text{ч}} = 1,27$  мм,  $\phi = 0,6$ ; линия 4 — частицы песка с  $d_{\text{ч}} = 0,58$  мм,  $\phi = 0,6$ . С увеличением диаметра частиц при прочих равных условиях  $R$  увеличивается (линии 1, 2), а при увеличении доли живого сечения и размеров ячеек решетки термическое сопротивление, наоборот, уменьшается (1, 3). Видно, что в ряде случаев (линии 1, 2) по мере увеличения скорости псевдооживления термическое сопротивление



Р и с. 3



Р и с. 4

в зоне перегородки сначала уменьшается, достигает минимальных значений и далее возрастает. Минимальные  $R$  при этом, как показывают эксперименты, наблюдаются в области таких скоростей псевдооживления, при которых в отверстиях решетки средняя по сечению скорость газового потока приблизительно соответствует скорости витания частиц. В тех случаях, когда критические скорости газового потока не достигаются (линии 3, 4), зависимость  $R = f(w)$  является монотонно убывающей.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости пропускной способности и интенсивности циркуляции дисперсного материала через провальную решетку от скорости псевдооживления. Все данные получены для частиц окиси алюминия с  $d_{\text{ч}} = 0,59$  мм и решетки с  $\phi = 0,4$ ,  $H_1 = 0,265$  м.

Плотность потока истечения частиц через решетку  $j_{\text{пр}}$  (пропускная способность) определялась по соотношению (4) (линия 1). Как видно на графике, значения  $j_{\text{пр}}$  в отсутствие дисперсного материала в нижней секции с увеличением скорости псевдооживления уменьшаются во всем диапазоне изменения  $w$ . Результат согласуется с имеющимися в литературе (например, [5]).

Плотность потока циркуляции частиц через провальную решетку  $j$  при наличии псевдооживленного слоя в обеих секциях аппарата (линия 2) рассчитывалась по соотношениям (2) и (3). Совпадение кривых  $j(w)$  и  $j_R(w)$  очень важно для уяснения механизма теплопереноса, так как доказывает, что теплообмен между встречными потоками частиц, циркулирующими через решетку, отсутствует. Как показывают эксперименты, зависимость интенсивности циркуляции частиц от скорости псевдооживления имеет максимум. Качественно этот результат совпадает с данными из [7]. Увеличение интенсивности циркуляции частиц происходит в диапазоне скоростей  $w$ , не превышающих скорость, соответствующую скорости витания частиц в отверстиях решетки. Интересно отметить, что при переходе через этот рубеж обмен частицами между секциями не прекращается, а только начинает ослабевать.

**3. Модель тепло- и массопереноса и обобщение результатов.** Основные положения физической модели процессов тепло- и массопереноса через горизонтальную провальную решетку в псевдооживленном слое, согласно [11] и настоящей работе, могут быть сформулированы следующим образом.

1. В каждый момент времени транспорт частиц из нижней секции в верхнюю и навстречу осуществляется через разные отверстия решетки:

в нижнюю секцию — через отверстия, находящиеся над разреженной зоной, в верхнюю — через перекрытые снизу уплотненной прослойкой дисперсного материала. Это подтверждают визуальные наблюдения, а также совпадение величин  $j$  и  $j_R$  (см. рис. 3).

2. Поскольку нисходящий поток частиц дисперсного материала при наличии псевдооживленного слоя в нижней секции просыпается в разреженную зону, при одинаковых скоростях псевдооживления плотности потоков частиц в каждом отдельном отверстии при наличии слоя в нижней секции и без него одинаковы.

3. Величина плотности потока обмена частицами, приведенная ко всему сечению аппарата, зависит от соотношения числа отверстий, работающих в данный момент времени на пропуск частиц вниз и вверх. При этом, как следует из сопоставления линий 1 и 2 рис. 3, при малых скоростях псевдооживления доля отверстий, через которые частицы движутся вниз, мала; при увеличении скорости  $w$  их доля возрастает, приближаясь к единице (нисходящая ветвь линии 2 и линия 1 рис. 3 практически совпадают).

4. В силу того что тепловое взаимодействие между встречными циркуляционными потоками частиц отсутствует (это следует из совпадения  $j$  и  $j_R$ ), теплоперенос через одиночную провальную решетку в псевдооживленном слое полностью определяется циркуляцией частиц между секциями и описывается соотношением  $q = j c_p \Delta T$ .

Схематично картина циркуляции частиц через провальную решетку может быть представлена, как это показано на рис. 4. Обозначив  $j^+$  и  $j^-$  — массовые расходы частиц, приходящиеся на единицу площади отверстия в опускном и подъемном потоках, а  $S^+$  и  $S^-$  — доли отверстий, через которые дисперсный материал поступает из верхней секции в нижнюю и из нижней в верхнюю, запишем  $j = j^+ S^+ \varphi = j^- S^- \varphi = j^-(1 - S^+) \varphi$ . Откуда

$$(5) \quad j = \frac{j^+ j^-}{j^+ + j^-} \varphi.$$

В соответствии с данными рис. 3 выделим три диапазона изменения интенсивности циркуляции частиц, для которых на основании (5)

$$(6) \quad w < w_{\max}, j^+ \gg j^- \rightarrow j \approx j^- \varphi;$$

$$w \approx w_{\max}, j^+ \approx j^- \rightarrow j \approx j^+ \varphi / 2 \approx j^- \varphi / 2;$$

$$w > w_{\max}, j^+ \ll j^- \rightarrow j \approx j^+ \varphi$$

( $w_{\max}$  — скорость оживающего газа, отвечающая максимальной интенсивности циркуляции). Как уже отмечалось, можно принять  $w_{\max} \approx \varphi w_b$ .

Выберем для рассмотрения первый диапазон, поскольку он соответствует наиболее распространенным в практике псевдооживления скоростям газа. Из (6) следует, что проблема описания циркуляции частиц через провальную решетку при скоростях псевдооживления  $w < w_{\max}$  сводится к решению задачи о транспорте частиц через отверстия восходящим потоком газа из плотного подслоя неподвижных частиц, примыкающего к отверстиям решетки снизу.

Предположим, что аналогично тому, как это установлено для случая истечения дисперсного материала из отверстия под действием гравитационных сил [1—4], при движении частиц через отверстия снизу вверх под действием сил трения плотный подслей частиц под решеткой отделяется от отверстий динамическими сводами, что и показано схематично на рис. 4. При этом, по аналогии, лимитирующей стадией процесса переноса будет также стадия выхода частиц из свода.

Представим баланс сил, действующих на частицу, движущуюся равномерно в своде, в виде

$$(7) \quad P_{\text{тр}} - P_c - P_T = 0$$

( $P_{тр}$ ,  $P_c$ ,  $P_t$  — сила трения между газом и частицей, между частицей и окружающим дисперсным материалом и сила тяжести). По закону Дарси

$$(8) \quad P_{тр} = k_0 \nu_r \rho_r w_r d_q,$$

где  $k_0$  — безразмерный коэффициент;  $\nu_r$  — коэффициент кинематической вязкости газа;  $\rho_r$  — плотность окружающего газа;  $w_r$  — скорость газа на поверхности свода. Аналогично выразим силу тяжести через скорость минимального псевдооживления  $w_0$ :

$$(9) \quad P_t = k_0 \nu_r \rho_r w_0 d_q.$$

Анализ экспериментальных данных показывает, что

$$(10) \quad P_c = k^* \rho_q u_q$$

( $k^*$  — размерный коэффициент сопротивления,  $\text{м}^3/\text{с}$ ).

Считая динамический свод полусферой с диаметром, равным диаметру отверстия, для скорости газа на поверхности свода запишем

$$(11) \quad w_r = w/(2\varphi).$$

С учетом (7)–(11)

$$(12) \quad u_q = \frac{k_0 \nu_r \rho_r d_q (w - 2\varphi w_0)}{k^* \rho_q \varphi}.$$

При выходе из свода частица проходит расстояние порядка  $d_q$  за время  $\tau$  со скоростью  $u_q$ , т. е.  $\tau \sim d_q/u_q$ . Частота выхода частиц с площади свода порядка  $d_q^2$  равняется  $1/\tau \sim u_q/d_q$ , а с единицы поверхности свода —  $1/(\tau d_q^2) \sim u_q/d_q^3$ .

Количество частиц, поступающих в отверстие в единицу времени со всего свода,  $\omega_q \sim u_q d_{от}^2/d_q^3$  ( $d_{от}$  — эквивалентный диаметр отверстия решетки). Тогда массовый расход частиц в отверстие (считаем частицы сферическими) на единицу площади  $j^- \sim d_q^3 \rho_q \omega_q/d_{от}^2 \sim \rho_q u_q$ , откуда с учетом (6) и (12) получаем соотношение для массовой скорости частиц (плотности потока циркуляции), отнесенной к единице площади сечения аппарата, в виде

$$(13) \quad j^* = k \nu_r \rho_r d_q (w - 2\varphi w_0), \quad k \sim 1/k^*.$$

Кроме условий, определяющих выход частиц из неподвижного подслоя через динамические своды, на интенсивность истечения дисперсного материала из нижней секции в верхнюю в общем случае влияют еще ряд факторов. Это эффект заклинивания, характеризующийся отношением  $d_{от}/d_q$ , а также объем и скорость выталкиваемого пузырями под решетку дисперсного материала, влияние которых может быть отражено введением в (13) критерия Рейнольдса, построенного по диаметру  $d_n$  и скорости подъема  $w_n$  пузыря, и критерия Фруда, построенного по диаметру частиц и характеризующего соотношение сил инерции и тяжести ( $\text{Re}_n = d_n w_n / \nu_r$ ;  $\text{Fr} = (w - w_0)^2 / (g d_q)$ ;  $g$  — ускорение силы тяжести). С учетом сказанного

$$(14) \quad j = j^* (d_{от}/d_q)^a \text{Re}_n^b \text{Fr}^c.$$

Значения  $d_n$  и  $w_n$  можно найти по имеющимся в литературе зависимостям. Например, согласно [13], диаметр газового пузыря, выходящего в разреженную зону под провальной перегородкой,  $d_n = 0,54(w - w_0)^{0,4} (H_1 + 4\sqrt{A_0})^{0,58} g^{-0,2}$ , где  $A_0$  — площадь «захвата», приходящаяся на один пузырь, а скорость подъема пузыря  $w_n = 0,711 \sqrt{g d_n}$ . Подставив эти зависимости в (14), на основании полученных экспериментальных данных вычисляем значения констант:  $a = 2,0$ ,  $b = 0,3$ ,  $c = -0,09$ ,  $k = 18 \cdot 10^5 \text{ с}/\text{м}^3$ .

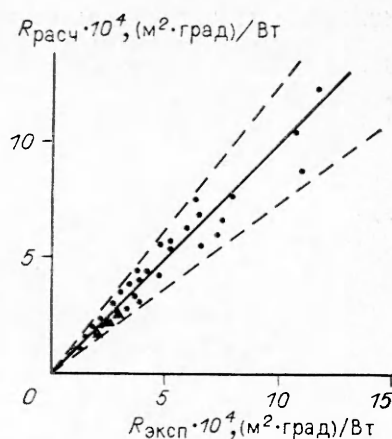
Окончательно уравнение для расчета плотности потока циркуляции дисперсного материала между смежными секциями запишем в форме

$$j = 18 \cdot 10^5 \nu_{\Gamma} \rho_{\Gamma} d_{\Gamma} (w - 2\phi w_0) \times \\ \times (d_{\text{от}}/d_{\Gamma})^{2,0} \text{Re}_{\Gamma}^{0,3} \text{Fr}^{-0,09}.$$

Эффективное термическое сопротивление псевдооживленного слоя в зоне провальной перегородки на основании (3) представим как

$$(15) R = 1/(18 \cdot 10^5 \nu_{\Gamma} \rho_{\Gamma} d_{\Gamma} c_{\Gamma} (w - 2\phi w_0) \times \\ \times (d_{\text{от}}/d_{\Gamma})^{2,0} \text{Re}_{\Gamma}^{0,3} \text{Fr}^{-0,09}).$$

На рис. 5 выполнено сравнение результатов экспериментов, полученных нами (точки) и в [8] при сжигании топлива в секционированном аппарате (треугольники), с результатами расчета термического сопротивления по соотношению (15) в соответствующих условиях. Записанное соотношение обеспечивает точность расчета не ниже 25 % (штриховые линии) в широком диапазоне изменения теплофизических свойств ожигающего газа и дисперсного материала, скоростей псевдооживления, а также геометрических параметров секционированной системы. Кроме того, с помощью (15) хорошо обрабатываются данные [8], отвечающие измерениям на «горячем» стенде.



Р и с. 5

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Григорян Х. А., Алиев З. Э., Кулиев А. М. и др. Исследование свободного истечения зернистых материалов из технологических аппаратов // Азерб. нефт. хозяйство. — 1960. — № 6.
2. Кенеман Ф. Е., Залогин Н. Г., Воробьев В. Н., Антошина О. С. О механизме свободного истечения сыпучих тел // ИФЖ. — 1960. — Т. 3, № 3.
3. Тюряев И. Я., Буйлов А. Б. Исследование и расчет ситчатых решеток для секционирования реакторов со взвешенным слоем катализатора // ЖПХ. — 1962. — Т. 35, № 10.
4. Нехлебаев Ю. П., Дементьев В. М., Чабан М. С. Движение зернистого материала через отверстия при наличии восходящего газового потока // Химия и технологии топлив и масел. — 1968. — № 11.
5. Мартюшин П. Г., Головин В. Н. К исследованию аппаратов с псевдооживленным слоем, секционированных провальными тарелками // Процессы, аппараты и машины химических производств: Тр. МИХМ. — 1964. — Т. 26.
6. Тодес О. М., Бондарева А. К., Богомаз Э. Л., Гринбаум М. Б. Движение и перемешивание частиц в одно- и многосекционных аппаратах с псевдооживленным слоем // Высокотемпературные эндотермические процессы в кипящем слое. — М., 1968.
7. Overcashier R. H., Todd D. B., Olney R. B. Some effects of baffles on a fluidized system // AIChE J. — 1959. — V. 5, N 1.
8. Буфетов Н. С., Кувшинов Г. Г., Могильных Ю. И. Исследование многосекционного топочно-теплообменного аппарата с кипящим слоем // Процессы переноса в энергохимических многофазных системах. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1983.
9. Коротких В. Н., Симонов А. Д. Неизотермичный кипящий слой катализатора и его использование в технологических процессах на основе каталитических генераторов тепла // Сжигание и газификация твердых топлив в кипящем слое: Тез. докл. науч.-техн. конф. — Свердловск: УПИ, 1986.
10. Бурдуков А. П., Кувшинов Г. Г., Мухин А. И., Буфетов Н. С. Перенос тепла через горизонтальную перегородку в псевдооживленном слое // Процессы переноса в аппаратах энергохимических производств. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1985.
11. Бурдуков А. П., Кувшинов Г. Г., Мухин А. И. Исследование секционирующего элемента энергосберегающего топочно-теплообменного аппарата с кипящим слоем // Энергосбережение в химических производствах. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1986.

12. Буйлов А. Б., Тюрлев И. Я. Определение величины разреженных зон под секционированными решетками // ЖПХ.— 1964.— Т. 37, № 8.  
 13. Бейте Д. Основы механики псевдооживления с приложениями.— М.: Мир, 1986.  
 г. Новосибирск

Поступила 21/X 1988 г.,  
 в окончательном варианте — 27/IV 1989 г.

УДК 536.25

В. И. Елисеев, Ю. П. Совит

## СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН В ОТКРЫТОЙ СИСТЕМЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ СТЕРЖНЕЙ

Исследования свободно-конвективного теплообмена на вертикальных поверхностях представляют собой хорошо разработанный раздел теории естественно-конвективных течений. Обширный справочный и библиографический материал по данной теме можно найти в [1]. Однако проблемы разработки эффективных теплообменных аппаратов, необходимость расчета температурных режимов сложных стержневых систем, обладающих тепловыделением, выбор эффективных способов защиты от перегрева пакетов электрических кабелей определяют актуальность постановки и решения задач о гидродинамике и теплообмене различных наборов стержней. Эффективной моделью, которая позволяет отразить гидродинамическое и тепловое взаимодействие стержней между собой и всего пучка в целом с окружающей средой, является модель фильтрационного течения. В настоящий момент она широко применяется для расчетов теплообмена при вынужденной конвекции в анизотропных стержневых структурах [2—5]. При этом для определения сил теплового и гидродинамического взаимодействия твердой и жидкой фаз в единице объема пористого тела используются критериальные соотношения, получаемые на основе обработки экспериментальных данных. Вопросам математического моделирования свободно-конвективного теплообмена в таких средах уделено значительно меньше внимания. Существующие работы носят в основном экспериментальный характер [6—9]. Поэтому большой интерес представляет применение модели фильтрационного течения в пористой среде к описанию свободно-конвективных процессов в пучках стержней и проведение численных расчетов теплообмена стержневых сборок с внешней охлаждающей средой. Вместе с тем отсутствие критериальных зависимостей для объемного трения и тепловыделения при таком течении обуславливает актуальность проблемы теоретического определения искомых величин. Решение этих задач и является целью данной работы.

**1. Основные уравнения и граничные условия.** Рассмотрим осесимметричное свободно-конвективное течение несжимаемой жидкости в вертикальном пучке стержней. Предположим, что режим течения ламинарный, а вязкость, теплопроводность и теплоемкость не зависят от температуры. Направим ось  $x$  вдоль продольной оси пучка, тогда ось  $r$  будет лежать в плоскости, перпендикулярной оси  $x$ , а угол  $\varphi$  отсчитывается от некоторого начального положения плоскости  $xor$ . Выделим малый элемент пространства  $\Delta V = r\Delta\varphi\Delta x\Delta r$ , содержащий кроме жидкости еще и достаточно большое количество стержней (рис. 1). При наличии стержней структура пространства характеризуется величинами

$$\varepsilon = \Delta V_{ж}/\Delta V, \quad \varepsilon_x = \Delta S_{жx}/\Delta S_x, \quad \varepsilon_r = \Delta S_{жr}/\Delta S_r, \quad \varepsilon_\varphi = \Delta S_{ж\varphi}/\Delta S_\varphi,$$

где  $\Delta V_{ж}$  — объем пространства, занятого жидкостью;  $\Delta S_j$  — площадь стороны элемента с нормалью вдоль соответствующей оси;  $\Delta S_{жj}$  — площадь проточной части соответствующей стороны элемента. Поле течения определяется вектором скорости  $\mathbf{V} = iu + jv$ , а также векторами массовых и объемных сил, действующих в выделенном элементе. Принимая во внимание осесимметричность движения и используя стандартную процедуру вывода уравнений сохранения для сплошной среды [10], имеем

$$(1.1) \quad \varepsilon_x \partial u / \partial x + \varepsilon_r \partial v / \partial r = G,$$

$$\varepsilon \frac{\partial u}{\partial t} + \varepsilon_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \varepsilon_r v \frac{\partial u}{\partial r} = R_x - \frac{\varepsilon_x}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + A\varepsilon + v_{\text{эф}} \left[ \varepsilon_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right],$$