

ставлен профиль плотности ионов на линии торможения  $\theta = \pi$  в последовательные моменты времени. Сначала происходит рост плотности ионов у поверхности цилиндра до величины  $\approx 20 n_0$  (моменты времени  $t_1 = 0,1 \times R_0/c_s$ ,  $t_2 = 0,3 R_0/c_s$ ). Затем, по мере того как у поверхности тела накапливается достаточная плотность, в игру вступает ионное давление, которое «отталкивает» ионы от поверхности (момент времени  $t_3 = 0,4 R_0/c_s$ ), и от цилиндра начинает отходить вверх по потоку волна сжатия. Поскольку среда дисперсионная, эти возмущения постепенно приобретают осцилляторную структуру (моменты времени  $t_4 = 0,6 R_0/c_s$ ,  $t_5 = 0,9 R_0/c_s$  и  $t_6 = 1,15 R_0/c_s$ ). При уменьшении дисперсионного параметра  $\beta$  формируется больше осцилляций, пространственный масштаб которых убывает пропорционально  $\beta^{1/2}$ .

При уменьшении потенциала цилиндра  $\phi_0$  наблюдался рост плотности ионов у поверхности тела, что происходит вследствие ослабления силы со стороны электрического поля.

При уменьшении неизотермичности плазмы  $T_i/T_e$  от 0,1 до 0,01 плотность ионов у поверхности цилиндра возрастает от  $32 n_0$  до  $224 n_0$  при  $\beta = 10^{-3}$ ,  $\phi_0 = 0,5 T_e/e$ ,  $\nu = 10^{-2}$  в момент  $t = R_0/c_s$ . Это связано с тем, что «упругость» среды по отношению к сжатию определяется отношением температур  $T_i/T_e$  и при уменьшении этого отношения «упругость» ослабляется. Чтобы вступило в игру ионное давление, требуется большое уплотнение у поверхности тела. Если увеличивать скорость набегающего потока  $u_0$ , то также происходит рост плотности у поверхности цилиндра.

Поступила 30 I 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М., Атомиздат, 1964.
2. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М., Наука, 1973.
3. Березин Ю. А. Численное исследование нелинейных волн в разреженной плазме. Новосибирск, Наука, 1977.
4. Кадомцев Б. Б., Петвиашвили В. И. Об устойчивости уединенных волн в слабо диспергирующих средах. — ДАН СССР, 1970, т. 192, № 4.
5. Карпман В. И. О структуре течения при двумерном обтекании тонкого тела в диспергирующей среде. — ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 6.
6. Альперт Я. Л. Волны и искусственные тела в приземной плазме. М., Наука, 1974.

УДК 536.255.001.5 : 622.36

#### ТЕПЛОТДАЧА ОТ СТЕНКИ КАНАЛА С ПОРИСТЫМ СЛОЕМ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ В НЕМ ЖИДКОСТИ

И. Г. Ким, В. А. Мухин, Н. Н. Смирнова

(Новосибирск)

При анализе температурного режима в протяженных подземных коллекторах существенную роль играет теплообмен при фильтрации становится двумерной. Постановка задачи значительно упрощается, если считать область фильтрации одномерной, но при этом на границе с непроницаемым массивом должно выполняться граничное условие третьего рода. Во всех работах этого плана в горной теплофизике [1—3] появляется вопрос об определении коэффициента теплоотдачи на границе массив — пористый пласт. Поскольку процессы в средах при фильтрации

достаточно медленны, появляется возможность применения квазистационарного приближения. Вопрос о теплоотдаче от стенок каналов с засышкой возникает и в химической технологии. Предложены различные эмпирические формулы для определения коэффициентов теплоотдачи, которые справедливы обычно в узких пределах определяющих критериев. При этом расчеты по рекомендуемым зависимостям приводят к большому разбросу значений коэффициентов теплоотдачи. Подробный обзор в этом направлении сделан в работе [4]. Теоретические исследования по вычислению коэффициентов теплоотдачи к стенкам канала при фильтрации в нем жидкости, по существу, отсутствуют.

Для расчета коэффициента теплоотдачи в данной работе рассматривается двухслойная модель (фиг. 1). Будем предполагать, что значительное сопротивление сосредоточено у стенки в области резкого градиента температуры, где, по-видимому, работает молекулярный перенос тепла. Толщина этой зоны  $\delta_T$  не совпадает в общем случае с толщиной гидродинамического пограничного слоя  $\delta_r$ . В ядре потока за счет случайных переплетений линий тока на засышке коэффициенты переноса тепла определяются зависимостью [4-6]

$$\lambda_g/\lambda_{ж} = c_1 + c_2 \text{Re}_r \text{Pr}.$$

Если пренебречь продольным переносом тепла (для длинных труб) и принять установившийся профиль скорости жидкости на входе в обогреваемый участок, то уравнение энергии для ядра потока можно записать в виде

$$u \partial t / \partial x = (\lambda_g / c_p \gamma) [\partial^2 t / \partial r^2 + (1/r) \partial t / \partial r]$$

или

$$\partial t / \partial x = a [\partial^2 t / \partial r^2 + (1/r) \partial t / \partial r],$$

где  $a = \lambda_g / c_p \gamma u$ ; при  $x = 0$ ,  $t = t_0$ ;  $q = \text{const}$  при  $r = R - \delta_T$ ;  $\partial t / \partial r = 0$  при  $r = 0$ . Решение этого уравнения имеет вид

$$t(r, x) = t_0 + (qR/\lambda_g) [2ax/R^2 - (1/4)(1 - 2r^2/R^2)] - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\mu_n^2 J_0(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right) \exp\left(-\mu_n^2 \frac{ax}{R^2}\right),$$

где  $R - \delta_T \approx R$ , так как  $\delta_T \ll R$ . В стабилизированном случае, когда тепловые слои сомкнулись,

$$t(r, x) = t_0 + (qR/\lambda_g) [2ax/R^2 - (1/4)(1 - 2r^2/R^2)].$$

Отсюда температура на границе двух зон

$$t_s = t_0 + 2qax/\lambda_g R + (q/4)R/\lambda_g.$$

Средняя объемная температура в стабилизированном участке равна

$$\bar{t} = \frac{2}{R^2} \int_0^R t r dr = \frac{2}{R^2} \int_0^R \left[ t_0 + \frac{2qax}{\lambda_g R} - \frac{qR}{4\lambda_g} \left( 1 - \frac{2r^2}{R^2} \right) \right] r dr = t_0 + 2q \frac{a}{\lambda_g} \frac{x}{R}.$$

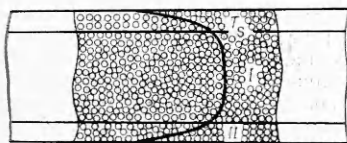
Откуда  $\bar{t} - t_s = -(1/4)qR/\lambda_g$ ,  $q = 4\lambda_g(t_s - \bar{t})/R$ .

Тепловой поток для пристенной зоны можно записать в виде

$$(1) \quad q_w = \lambda_{ж}(t_w - t_s)/\delta_T.$$

Приравняв тепловые потоки в первой и второй зонах

$$\lambda_{ж}(t_m - t_s)/\delta_T = 4\lambda_g(t_s - \bar{t})/R,$$



Фиг. 1

можно получить

$$t_S = [(\lambda_{ж}/\delta_T)t_w + 4\lambda_3\bar{t}/R]/(\lambda_{ж}/\delta_T + 4\lambda_3/R).$$

Подставляя значение  $t_S$  в формулу (1), можно определить

$$q_w = (t_w - \bar{t})/(R/4\lambda_3 + \delta_T/\lambda_{ж}),$$

а для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = q_w/(t_w - \bar{t}) = 1/(R/4\lambda_3 + \delta_T/\lambda_{ж}).$$

Далее необходимо определить величину  $\delta_T$ . Основное наше предположение заключается в гипотезе о том, что эффективный перенос начинается с момента, когда при обтекании элементов засыпки возникает неустойчивость и начинается вихреобразование. При этом локальная скорость, которая растет у стенки по линейному закону  $u = \tau_w y/\mu$ , достигает некоторого критического значения, такого что соответствующее этой скорости число Рейнольдса, построенное по размеру частицы, станет критическим (2)

$$(\tau_w \delta_T d_r/\mu)/\nu = Re^*.$$

Предположим, что  $Re^*$  постоянно для всех пористых засыпок со сферическими элементами. Трение  $\tau_w$  на стенке канала определено в работе [7] из решения гидродинамической задачи и подтверждено экспериментально электрохимическим методом. За основу было выбрано уравнение фильтрации Бринкмана [8], которое представляет собой суперпозицию закона Дарси и уравнения для вязкого течения в канале.

В [7] показано, что при  $Re/\sqrt{K} > 10$ , где  $K$  — коэффициент проницаемости засыпки, трение на стенке круглого канала определяется по формуле

$$(3) \quad \tau_w = \bar{u}\mu/\sqrt{K}.$$

Из выражения (2) с учетом (3) определим величину  $\delta_T$

$$\delta_T = Re^*\nu\mu/\tau_w d_r.$$

Окончательно для  $\alpha$  получим

$$\alpha = 1/[Re^*\nu\sqrt{K(m)}/\lambda_{ж} + R/4\lambda_3],$$

где  $K(m) = m^2/180(1 - m^2)$  — константа Кармана. Эффективный коэффициент теплопроводности  $\lambda_3$  определен по формуле, взятой из работы [5], согласно которой для стеклянных шаров и отношения  $d_r/d = 0,12 - 0,17$ :

$$(4) \quad \lambda_3/\lambda_{ж} = 6 + 0,09 \text{ Pr } Re_r.$$

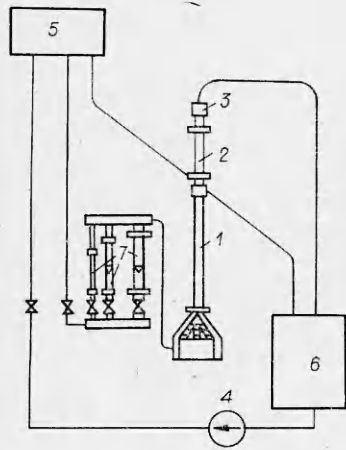
Безразмерный коэффициент теплоотдачи с учетом (4)

$$(5) \quad Nu = 1/[Re^*\sqrt{K(m)}/Re + 1/8(6 + 0,09\text{Pr}Re_r)].$$

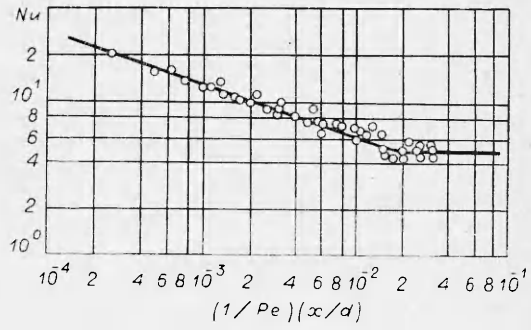
Для проверки полученной расчетной модели проведены экспериментальные исследования теплоотдачи на установке, показанной на фиг. 2.

Исследование коэффициента теплоотдачи проводилось в условиях постоянного теплового потока на стенке. Такой метод определения коэффициентов теплоотдачи много легче и точнее, чем метод при постоянной температуре стенки, используемый в работах [4, 5].

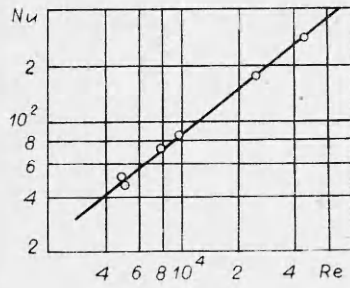
Установка выполнена в виде замкнутого циркуляционного контура. Рабочая жидкость (вода) из рабочей емкости 6 подается центробежным насосом 4 в бак постоянного уровня 5. Из бака через ротаметр 7, участок гидродинамической стабилизации 1 (длиной 150 калибров), опытный участок 2, смеситель 3 жидкость возвращается в рабочую емкость.



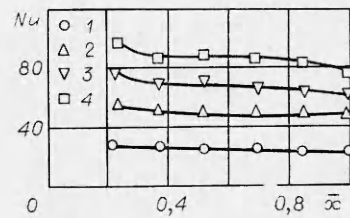
Ф и г. 2



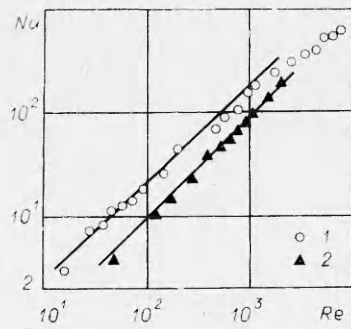
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

Опытный участок представляет собой медную трубку внутренним диаметром 15 мм, толщиной стенки 1,5 мм и длиной 370 мм. На наружную стенку опытного участка (через тонкий слой изоляции) наматывалась нихромовая проволока с равномерным шагом. Снаружи электронагреватель изолировался асбестом. Измерение температуры стенки трубы проводилось в восьми точках по длине при помощи нихром-константановых термопар, заложенных в специальные пазы. Потери тепла в окружающую среду определялись из специально проведенных тарировочных опытов без прокачки жидкости через рабочий участок. Для определения тепловых потерь в каждом опыте проводились измерения температуры нагревателя и окружающей среды.

Можно показать, что при постоянном тепловом потоке на стенке среднemasовая температура жидкости меняется линейно по длине. Поэтому в экспериментах измерялась температура на входе в опытный участок и средняя калориметрическая температура жидкости после смесителя на выходе.

Вначале были проведены опыты по исследованию теплоотдачи от стенки трубы к потоку жидкости в канале без засыпки шариков.

Для ламинарного движения жидкости опытные данные представлены на фиг. 3 в виде зависимости  $Nu = f(x/Pe d)$ . Здесь точками показаны локальные значения безразмерных коэффициентов теплоотдачи для нескольких значений безразмерной длины  $x/d = 4,3; 7,5; 10,7; 14,2; 17,25; 20,4$  и  $Re$  в диапазоне от 100 до 2000, линией обозначена зависимость [9]

$$Nu = 1,31 [(1/Pe)(x/d)]^{-1/3},$$

справедливая для начального участка трубы при граничном условии  $q_w = \text{const}$ . Видно, что большинство экспериментальных данных находится в пределах начального теплового участка. Наблюдается удовлетворительное совпадение экспериментальных данных с расчетными. При больших значениях относительной длины  $(1/Pe)(x/d)$  величина числа  $Nu$  на 5—10% отличается от расчетного значения числа  $Nu$  на стабилизированном участке.

При турбулентном режиме течения длина тепловой стабилизации существенно меньше и на большей части трубы коэффициент теплоотдачи имеет постоянное значение. На фиг. 4 нанесены значения  $Nu$  на стабилизированном тепловом участке в зависимости от  $Re$ , опытные данные (точки) хорошо совпадают с зависимостью [10]

$Nu = [(\xi/8)Re Pr] / [1,07 + 12,7(\sqrt{\xi/8})(Pr^{2/3}-1)]$ , которая обозначена линией.

Основные опыты были проведены при заполнении опытного участка шариками. Всего было проведено две серии опытов: со стеклянными шариками диаметром 3,2 мм и шариками из полистирола диаметром 1,07 мм. Коэффициент проницаемости для обоих видов засыпки определялся по методу Биверза и др. [11]. Изменение безразмерного локального коэффициента теплоотдачи по длине трубы при наличии в трубе шариков показано на фиг. 5 (1 —  $Re = 250$ ; 2 —  $Re = 360$ ; 3 —  $Re = 680$ ; 4 —  $Re = 880$ ). Видно, что в этом случае на сравнительно небольшом расстоянии от входа наступает тепловая стабилизация. На фиг. 6 рассматривается зависимость чисел  $Nu$  на стабилизированном участке от числа  $Re$ , линиями обозначены значения  $Nu$ , рассчитанные по формуле (5) при значении  $Re^* = 100$  (1 —  $d_r = 3,2$  мм; 2 —  $d_r = 1,07$  мм). Наблюдается удовлетворительное соответствие расчетных данных опытным (фиг. 6).

Для дальнейшей проверки расчетной модели необходимо провести опыты в более широком интервале  $Re$  и отношения  $d_r/d$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аронова Н. П., Морозов Ю. П. Математические модели процесса теплообмена при движении жидкости в надземном коллекторе.— В сб.: Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена. Новосибирск, изд. ИТФ СО АН СССР, 1976.
2. Щербань А. Н., Кремнев О. А. и др. Методы теплового расчета подземных тепловых котлов. Л., изд. Ленингр. горного ин-та, 1974.
3. Рубинштейн Л. И. Температурные поля в нефтяных пластах. М., Недра, 1972.
4. Аэров М. Э., Годес О. М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. Л., Химия, 1958.
5. Jagi S., Wakao N. Heat and mass transfer from wall to fluid in packed beds.— Amer. Inst. Chem. Eng. J., 1959, vol. 5, N 1.
6. Кучанов С. И., Письмен Л. М. Эффективная продольная теплопроводность зернистого слоя.— ТОХТ, 1967, т. 1, № 3.
7. Смирнова Н. П., Мухин В. А. Теплообмен к стенкам канала при фильтрации в нем жидкости.— В сб.: Физические процессы горного производства. Вып. 5. Л., изд. Ленингр. горного ин-та, 1978.
8. Brinkman H. C. A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles.— Appl. Sci. Res., 1947, vol. A 1, N 1.
9. Петухов Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М., Энергия, 1967.
10. Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М., Атомиздат, 1974.
11. Биверз, Спэрроу, Роденз. Влияние размера пласта на характеристики течения и пористость произвольно уложенных пластов шариков.— ПМ, 1973, № 3.

УДК 532.546.6

### ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ ПРИСТЕННОГО СЛОЯ НА МОДЕЛИ КУБИЧЕСКОЙ УПАКОВКИ

*В. И. Волков, Н. С. Данилов, В. Д. Жак, В. А. Мухин,  
В. Е. Накоряков, В. И. Титков, Я. Я. Томсон*

(Новосибирск)

Несмотря на большое количество работ, посвященных гидродинамике потока в пористой среде, в литературе ведется оживленная дискуссия по детальной картине течения в порах засыпки [1—5]. Так, подвергается сомнению существование застойных зон между элементами засыпки, высказываются противоречивые мнения о природе прогибов профиля скорости вблизи стенки [2, 3].

Существование разноречивых точек зрения по детальной гидродинамической картине течения в засыпке связано с отсутствием прямых измерений профиля скорости внутри пористой среды датчиком, чувствующим направление скорости.

Известно небольшое количество экспериментальных работ по измерению профиля скорости внутри пористой среды термоанемометром и электрохимическими датчиками [2—4]. Следует учесть, что измерение подобными датчиками происходит в свободных пространствах, имеющих поперечный размер 0,1—0,2 диаметра шарика, который на моделях в среднем не превышает 1 см. Отсюда можно понять сложность проведения измерений контактными датчиками и невозможность измерения термоанемометром со скрещенными нитями ввиду его больших габаритов. Кроме того, показания термоанемометра и электрохимического датчика искажаются вблизи стенки, оценить влияние которой затруднительно, так как расстояние от датчика до стенки шарика в хаотичной укладке непредсказуемо, как и неизвестно заранее направление потока внутри пор засыпки. В таких потоках показания как термоанемометра, так и электрохимического датчика обусловлены модулем скорости. Поэтому имеющиеся данные по профилям скорости внутри засыпки вызывают некоторое сомнение. Если учесть эти и конструктивные сложности, возникающие при измерении контактным датчиком вектора скорости внутри пористой среды, то получение действительной гидродинамической картины внутри пористой среды в ближайшее время проблематично.