

УДК 532.5

ВЛИЯНИЕ ПРИСТЕННОЙ СТРУКТУРЫ НА ТЕПЛОПЕРЕНОС В ИНФИЛЬТРУЕМОМ ЗЕРНИСТОМ СЛОЕ

Ю. С. Теплицкий, В. И. Ковенский, В. А. Бородуля, М. В. Виноградова

*Лаборатория дисперсных систем,
Институт тепло - и массообмена им. А. В. Лыкова НАНБ, Минск, Беларусь*

Как известно, теплоперенос в инфильтруемом зернистом слое имеет ряд особенностей по сравнению с однофазной средой. Основные из них: анизотропия коэффициента теплопроводности, зависимость его от диаметра частиц и скорости фильтрации, существенное различие структурных и переносных характеристик в ядре слоя и в области, примыкающей к ограничивающей слой макроповерхности. Совместное влияние этих факторов придает специфический характер процессам тепломассопереноса, присущий только неподвижному зернистому слою. Изучению различных аспектов этого процесса посвящена обширная литература, см. например, известные монографии [1, 2]. Влияние анизотропии тепловых свойств рассматривалось в [1, 3, 4]. Учет особенностей теплопереноса в пристенной зоне, существенным образом влияющих на теплообмен, проводились тремя различными способами:

а) введением у стенки эффективной газовой прослойки толщиной l_0 с коэффициентом теплопроводности λ_{eff} , зависящим от скорости фильтрации [5, 6]. Анализ опытных данных по теплообмену слоя с поверхностью в рамках такой двухслойной модели позволил получить следующие выражения для параметров прослойки [6]:

$$l_0 = 0.1d, \quad (1)$$

$$\lambda_{\text{eff}} = A\lambda_f + 0.0061c_f\rho_f u_\infty d, \quad (2)$$

где $A=1.6$ (теплопроводные частицы), $A=1$ (нетеплопроводные частицы). Величина пристенного коэффициента теплообмена следует из (1), (2) в виде:

$$\alpha_w = \frac{\lambda_{\text{eff}}}{l_0} = \frac{10(A\lambda_f + 0.0061c_f\rho_f u_\infty d)}{d}; \quad (3)$$

б) использованием двухслойной модели, в которой пристенная зона представлялась в виде бесконечно тонкого слоя с конечным термическим сопротивлением [1, 7, 8]. При таком подходе уравнение теплопроводности решалось при граничном условии III рода:

$$-\lambda_r \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = \alpha_w (T_s - T_w). \quad (4)$$

Величина пристенного коэффициента теплообмена α_w находилась из сравнения модельных и опытных величин коэффициента теплообмена α . Следует отметить, что структура (4) логически не согласуется с предположением о бесконечно тонком пристенном слое, в котором не могут быть две различные температуры T_s и T_w ;

в) в модели Мухина – Смирновой [9] предполагалась, что значительное термическое сопротивление сосредоточено у стенки в области резкого градиента температуры, где реализуется молекулярный перенос тепла. В предположении равенства толщин гидродинамического и теплового пограничных слоев, для расчета их величины использовалось выражение:

$$\delta = k = \left(\text{Re}_{\text{cr}} \nu_f \sqrt{K_0} \right) / u_{\infty} d, \quad (5)$$

где число Re_{cr} играло роль подгоночного эмпирического параметра.

Как видно из проведенного анализа, основной чертой вышеупомянутых моделей теплообмена является их эмпирический характер, который выражается в использовании эффективных параметров l_0 , α_w и Re_{cr} , которые вводятся априори и определяются с привлечением опытных данных по величинам коэффициента теплообмена. А это означает, что, определенные таким образом, они имеют ограниченную область применения и их нельзя обоснованно использовать для расчетов теплообмена в новых условиях.

Перед настоящей работой поставлена задача создания достаточно универсальной модели теплопереноса, физически адекватно описывающей механизм явления и не требующей для этого привлечения эффективных величин типа l_0 , α_w и Re_{cr} . Формулировка модели такого уровня предполагает:

- а) анализ и учет распределения порозности по пространству слоя;
- б) моделирование связанного с порозностью распределения скорости газа (жидкости) по сечению слоя;
- в) установление и учет зависимостей локальных коэффициентов теплопроводности зернистого слоя от порозности, скорости фильтрации, теплофизических характеристик газа (жидкости) и частиц;
- г) анализ величин коэффициентов теплопроводности в пристенной области.

Для определенности рассмотрим теплоперенос в трубе с зернистым слоем при граничном условии I рода на внешней поверхности трубы. В однотемпературном приближении и с учетом термической анизотропии слоя уравнение теплопроводности имеет вид уравнения 2 – ого порядка эллиптического типа

$$c_f \rho_f u(r) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_r(r) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_a(r) \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (6)$$

граничные условия:

$$x = 0, \quad c_f \rho_f u_{\infty} T_{\text{in}} = c_f \rho_f u(r) T - \lambda_a(r) \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (7)$$

$$x = L, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad (8)$$

$$r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad (9)$$

$$r = R, \quad -\lambda_r(r) \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\lambda_t}{\delta_t} (T - T_0). \quad (10)$$

Отметим, что необходимость использования условий Данквертса (7), (8) для уравнения (6) показана в [10]. Уравнение (6) и условие (7) записаны без учета зоны гидродинамической стабилизации потока газа (жидкости), которая, как известно, составляет несколько диаметров частиц [11]. Это позволяет рассматривать величины $u(r)$, $\lambda_r(r)$ и $\lambda_a(r)$ как функции только радиуса r .

Несмотря на довольно стандартный вид уравнения (6) с условиями (7) – (10) расчет полей температур по ним затруднен из-за существующей проблемы корректного опреде-

ления вида функций $u(r)$, $\lambda_r(r)$ и $\lambda_a(r)$. Решение ее и составляет основную задачу исследования.

а) Распределение скорости газа (жидкости) по сечению трубы. Для расчета этого распределения было использовано уравнение фильтрации в виде [12]:

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = (\alpha_1 + \alpha_2 u) \rho_f u - \mu_f \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right). \quad (11)$$

Коэффициенты α_1 и α_2 рассчитывались нами по формулам:

$$\alpha_1 = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{v_f}{d^2}, \quad \alpha_2 = 1.75 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{1}{d}, \quad (12)$$

которые согласуются с известной формулой Эргана [1]:

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_f u}{d^2} + 1.75 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f u^2}{d}. \quad (13)$$

Величина градиента давления в уравнении (11), которое можно назвать обобщенным уравнением Бринкмана, рассчитывалась по (13) в условиях ядра слоя:

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = 150 \frac{(1-\varepsilon_\infty)^2}{\varepsilon_\infty^3} \frac{\mu_f u_\infty}{d^2} + 1.75 \frac{1-\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty^3} \frac{\rho_f u_\infty^2}{d}. \quad (14)$$

С учетом этого распределение скорости газа (жидкости) в сечении слоя, определяемое (11), находилось численно из решения краевой задачи:

$$150 \frac{(1-\varepsilon_\infty)^2}{\varepsilon_\infty^3} + 1.75 \frac{1-\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty^3} \text{Re}_\infty - 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \left(\frac{u}{u_\infty} \right) - 1.75 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \text{Re}_\infty \left(\frac{u}{u_\infty} \right)^2 + \left(\frac{d}{R} \right)^2 \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\partial}{\partial r'} \left(\frac{u}{u_\infty} \right) \right) = 0, \quad (15)$$

$$\left. \frac{u}{u_\infty} \right|_{r'=1} = 0; \quad \left. \frac{\partial u}{\partial r'} \right|_{r'=0} = 0. \quad (16)$$

Кроме этого определялся профиль скорости на основе уравнения Эргана (13) по формуле, следующей из (13) и (14):

$$\frac{u}{u_\infty} = \frac{150(1-\varepsilon)}{3.5 \text{Re}_\infty} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{7\varepsilon^3}{150^2(1-\varepsilon)^3} \left(150 \frac{(1-\varepsilon_\infty)^2}{\varepsilon_\infty^3} \text{Re}_\infty + 1.75 \frac{1-\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty^3} \text{Re}_\infty^2 \right)} \right). \quad (17)$$

В расчетах распределений $u(r)$ использовалась зависимость $\varepsilon(r)$ в виде:

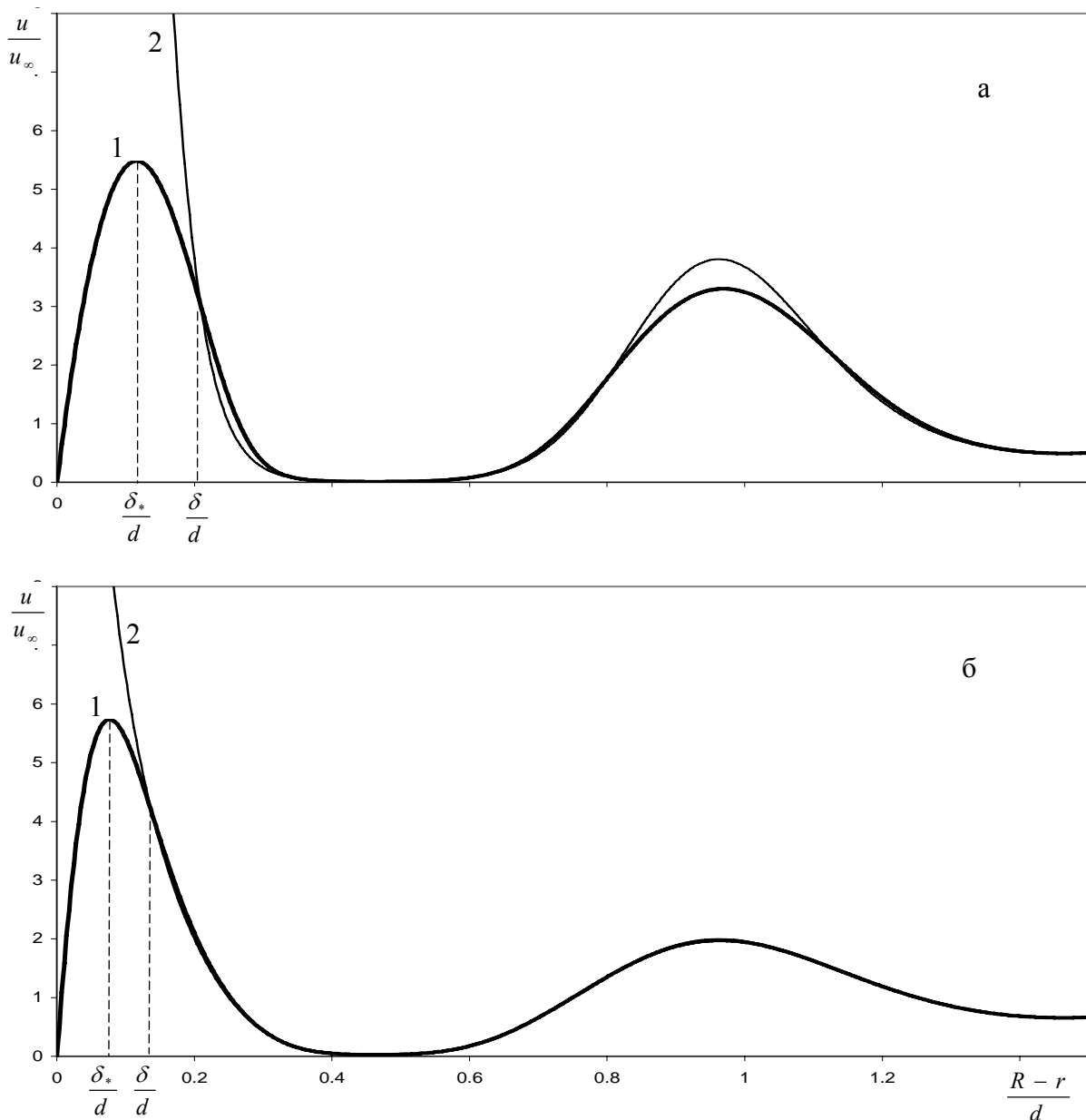
$$\varepsilon(r) = \varepsilon_\infty + (1-\varepsilon_\infty) \cos \left(2\pi \frac{R-r}{d} \right) \exp \left(-1.5 \frac{R-r}{d} \right), \quad (18)$$

полученная нами в результате обобщения опытных данных [13] по измерениям $\varepsilon(r)$.

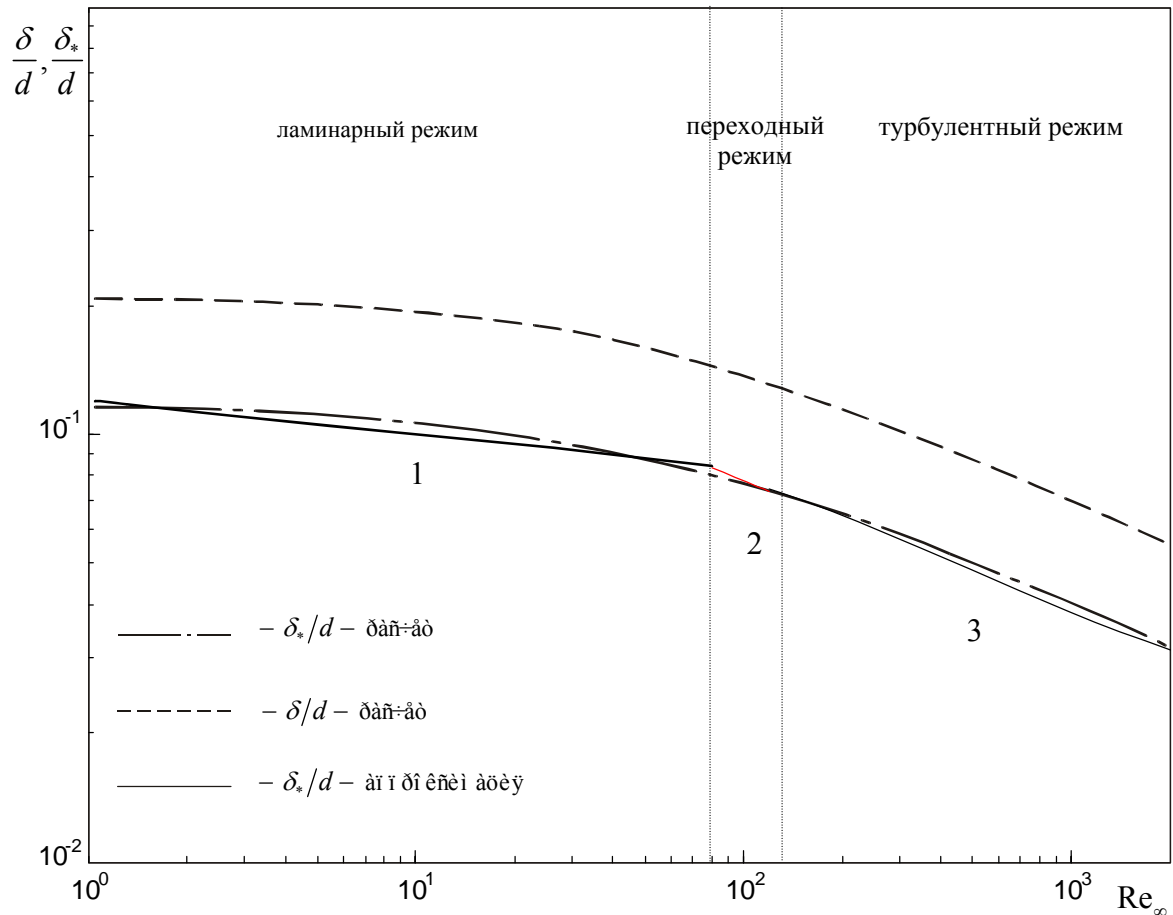
Результаты расчета функций $u(r)$ по (15), (16) и (17) показаны на фиг. 1. Как видно, функции, определенные по обобщенному уравнению Бринкмана (15), неплохо согласуются с функциями, рассчитанными по (17) везде, кроме узкой пристенной зоны толщиной порядка $0.1d$, где сказывается влияние вязкости газа (жидкости). Это позволяет ввести и идентифицировать понятия фильтрационного гидродинамического пограничного слоя и вязкого подслоя (фиг. 1). Как видно, в фильтрационном пограничном слое

реализуется особый характер функции $u(r)$, присущий только зернистому слою. Величины δ и δ_* , рассчитанные по представленной на фиг. 1 методике приведены на фиг. 2. Согласно классификации [14] рассматривались три режима течения: ламинарный $5 < Re_\infty < 80$, переходный $80 < Re_\infty < 120$ и турбулентный $Re_\infty > 120$. Для ламинарной области получена следующая аппроксимационная зависимость для δ_* :

$$\frac{\delta_*}{d} = 0.12 Re_\infty^{-0.08}. \quad (19)$$



Фиг. 1. Распределение локальной скорости газа (жидкости) в пристенной области зернистого слоя. а – $Re_\infty = 1$; б – 100. 1 – расчет по (15), (16); 2 – расчет по (17).



Фиг. 2. Величина фильтрационного пограничного слоя и вязкого подслоя. 1 – зависимость (19); 2 – (20); 3 – (21).

Для переходной области:

$$\frac{\delta_*}{d} = 0.34 \text{Re}_\infty^{-0.32} . \quad (20)$$

Для турбулентной области:

$$\frac{\delta_*}{d} = 0.33 \text{Re}_\infty^{-0.31} . \quad (21)$$

Для расчета величины δ было получено соотношение

$$\frac{\delta}{\delta_*} \cong 1.78 \quad (22)$$

справедливое для всех трех областей.

б) Расчет толщин фильтрационных теплового пограничного слоя и теплового подслоя. Используем известную связь δ_* и k_* [15]:

$$\frac{k_*}{\delta_*} = \frac{1}{\sqrt[3]{Pr}} \quad (23)$$

С учетом (23) из (19) – (21) получим:

ламинарная область:

$$\frac{k_*}{d} = 0.12 \operatorname{Re}_\infty^{-0.08} \operatorname{Pr}^{-0.33}, \quad (24)$$

переходная область:

$$\frac{k_*}{d} = 0.34 \operatorname{Re}_\infty^{-0.32} \operatorname{Pr}^{-0.33}, \quad (25)$$

турбулентная область:

$$\frac{k_*}{d} = 0.33 \operatorname{Re}_\infty^{-0.31} \operatorname{Pr}^{-0.33}. \quad (26)$$

Величины теплового фильтрационного слоя рассчитывались по зависимости $k/k_* = 1.78$, аналогичной установленной ранее для δ/δ_* (формула (22)).

в) Определение эффективных коэффициентов теплопроводности. Вдали от теплообменной поверхности (в ядре слоя) эти величины рассчитываются по формулам [1, 11]:

$$(\lambda_r)_\infty = \lambda_s^0 + 0.1c_f \rho_f u_\infty d, \quad (27)$$

где

$$\frac{\lambda_s^0}{\lambda_r} = 1 + \frac{(1-\varepsilon)(1-\lambda_r/\lambda_s)}{\lambda_r/\lambda_s + 0.28 \exp(0.63(\lambda_s/\lambda_r)^{0.18})}, \quad (28)$$

$$\frac{(\lambda_a)_\infty}{(\lambda_r)_\infty} = \begin{cases} 1, & \operatorname{Re}_\infty \leq 10, \\ 0.66 \operatorname{Re}_\infty^{0.32}, & \operatorname{Re}_\infty > 10. \end{cases} \quad (29)$$

Отметим, что зависимость (29) получена нами в результате обработки опытных данных по $(\lambda_a)_\infty/(\lambda_r)_\infty$, приведенных в [1].

Адаптация зависимостей (27) – (29) для расчета коэффициентов теплопроводности вблизи стенки может быть сделана с учетом существования теплового пограничного слоя и теплового подслоя. Выражение для $\lambda_r(r)$ было сформулировано в виде:

$$\lambda_r(r) = \begin{cases} \lambda_{\text{эф}}, & R - k_* < r \leq R, \\ \lambda_{\text{эф}} + \frac{\lambda_r^* - \lambda_r}{k - k_*} (R - k_* - r), & R - k < r < R - k_*, \\ \lambda_r^* = \lambda_s^0 + 0.1c_f \rho_f u(r) d, & 0 \leq r < R - k. \end{cases} \quad (30)$$

Для расчета $\lambda_a(r)$ использовалась зависимость, аналогичная (29):

$$\frac{\lambda_a(r)}{\lambda_r(r)} = \begin{cases} 1, & \operatorname{Re}_\infty \leq 10, \\ 0.66 \operatorname{Re}_\infty^{0.32}, & \operatorname{Re}_\infty > 10. \end{cases} \quad (31)$$

Величина эффективного коэффициента теплопроводности в тепловом подслое дается зависимостью (2), аналогичной (27).

4. Анализ теоретической модели. Запишем систему (6) – (10) в безразмерном виде:

$$\operatorname{Re} u'(r') \frac{\partial \theta}{\partial x'} = \left(\frac{L}{R}\right)^2 \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\lambda_r(r')}{\lambda_r} \frac{\partial \theta}{\partial r'} \right) + \frac{\partial}{\partial x'} \left(\frac{\lambda_a(r')}{\lambda_r} \frac{\partial \theta}{\partial x'} \right). \quad (32)$$

Граничные условия:

$$x' = 0, \quad \frac{T_{in}}{T_{in} - T_0} = u'(r') \left(\theta + \frac{T_0}{T_{in} - T_0} \right) - \frac{1}{Pe} \frac{\partial \theta}{\partial x'}, \quad (33)$$

$$x' = 1, \quad \frac{\partial \theta}{\partial x'} = 0, \quad (34)$$

$$r' = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial r'} = 0, \quad (35)$$

$$r' = 1, \quad -\frac{\partial \theta}{\partial r'} = \frac{Bi \theta}{1 + 0.0061 Re_\infty Pr}. \quad (36)$$

Для сравнения было также рассмотрено параболическое уравнение теплопроводности (без учета продольной теплопроводности) с соответствующими граничными условиями:

$$Pe u'(r') \frac{\partial \theta}{\partial x'} = \left(\frac{L}{R} \right)^2 \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\lambda_r(r')}{\lambda_r} \frac{\partial \theta}{\partial r'} \right), \quad (37)$$

$$x' = 0, \quad \theta = 1, \quad (38)$$

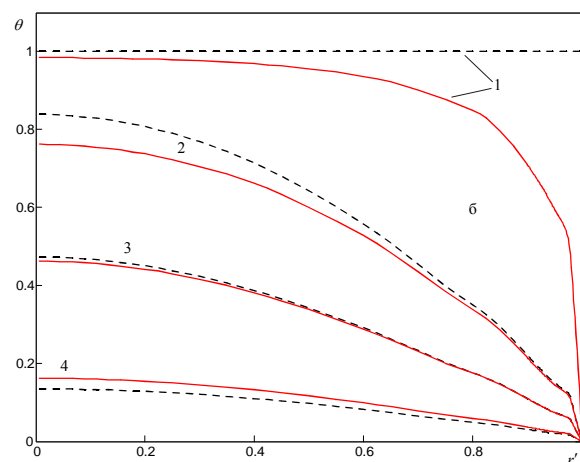
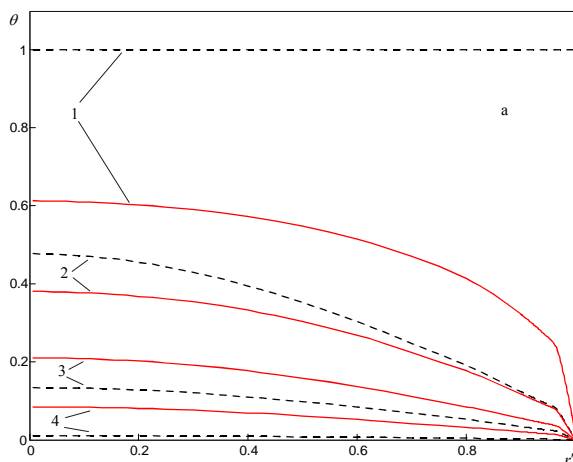
$$r' = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial r'} = 0, \quad (39)$$

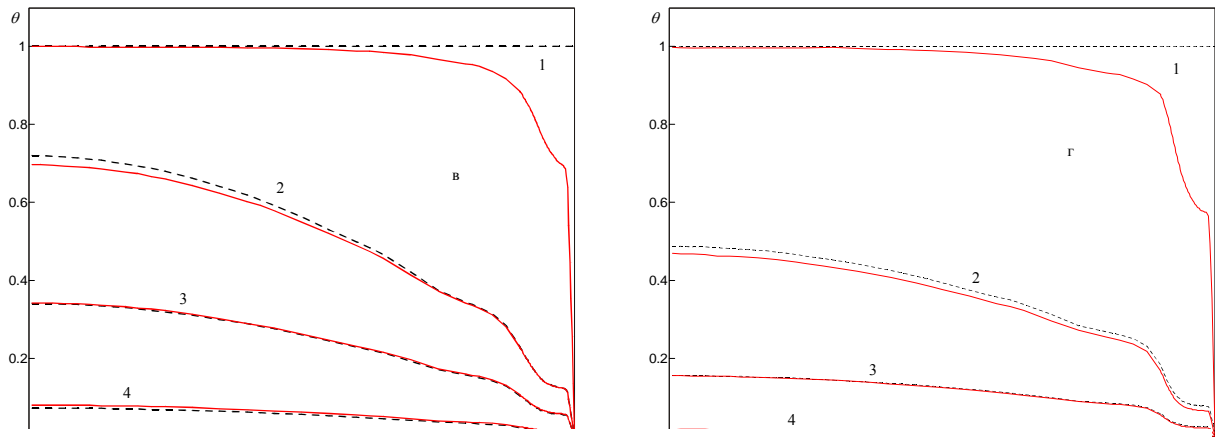
$$r' = 1, \quad -\frac{\partial \theta}{\partial r'} = \frac{Bi \theta}{1 + 0.0061 Re_\infty Pr}. \quad (40)$$

Коэффициент теплопередачи рассчитывался по формуле

$$K = -\lambda_r \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} \frac{1}{\langle T \rangle - T_0}. \quad (41)$$

На фиг. 3 показаны поля температур, рассчитанные по (32) – (36) и (37) – (40) для следующих параметров зернистого слоя: $T_{in} = 373 \text{ K}$; $T_0 = 273 \text{ K}$; $L = 0.025 \text{ м}$; $R = 0.005 \text{ м}$; $\delta_t = 0.002 \text{ м}$; $d = 0.001 \text{ м}$; $\lambda_s^0 = 0.1 \text{ Вт/(м К)}$; $c_f = 1015 \text{ Дж/(кг К)}$; $A = 1$; $\lambda_t = 62 \text{ Вт/(м К)}$; $\lambda_r = 0.027 \text{ Вт/(м К)}$; $\mu_f = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м с)}$. Как видно, во всех случаях в пристенной области наблюдаются довольно значительные градиенты температуры, обусловленные наличием теплового подслоя. При малых Re_∞ различие между решениями эллиптического и параболического уравнениями теплопроводности достаточно заметные (фиг. 3 а, б) и уменьшаются с ростом Re_∞ (фиг. 3 в, г).



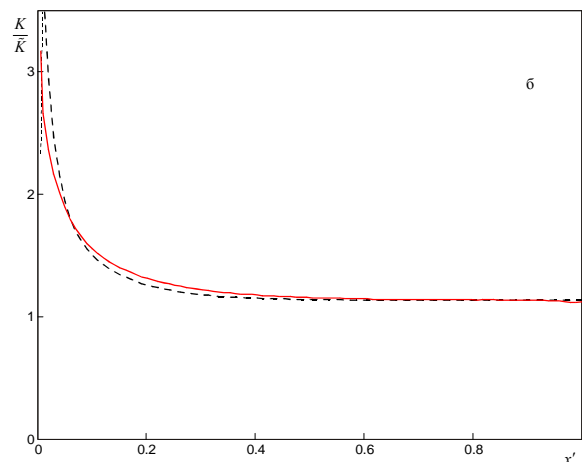
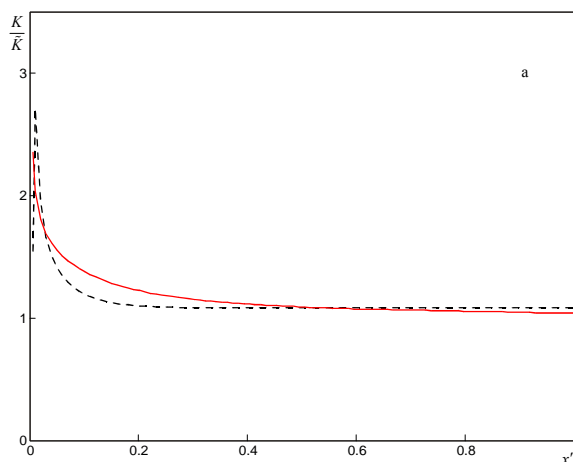


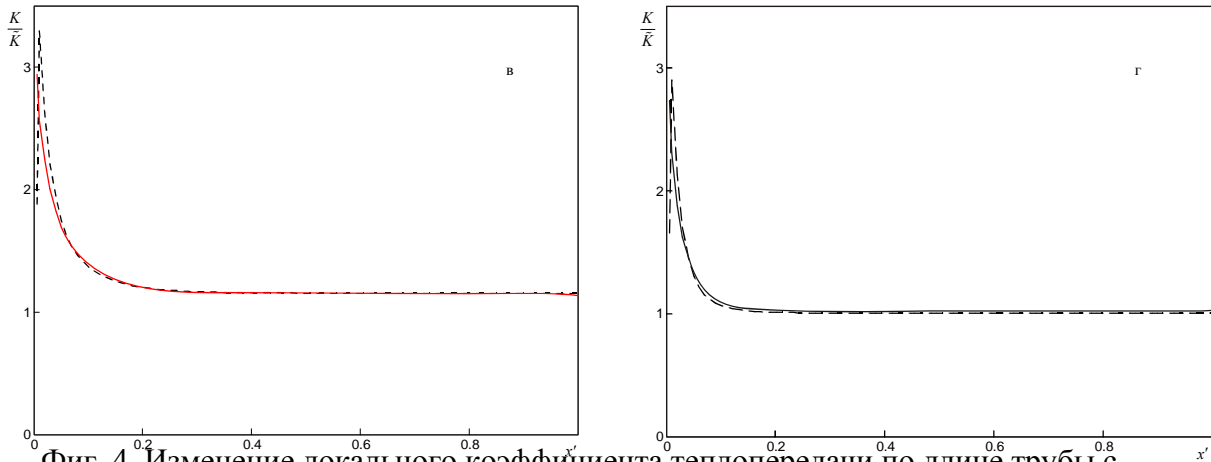
Фиг. 3. Распределение температур в различных сечениях трубы с зернистым слоем. а – $Re_\infty = 1$; б – 10; в – 100; г – 500. 1 – $x' = 0$; 2 – 0.25; 3 – 0.5; 4 – 1. Сплошные линии – решение (32-36), штриховые – (37-40).

На фиг. 4 показаны рассчитанные изменения коэффициента теплопередачи по длине трубы. При обобщении полученных величин α_{st} при стабилизированном теплообмене было сделано важное в контексте данной работы заключение: рассчитанные величины α_{st} со среднеквадратичной погрешностью не превышающей 5% аппроксимируются формулой:

$$Nu_{st} = \frac{1}{\frac{0.1\lambda_f}{\lambda_{eff}} + 0.345 \frac{\lambda_f}{(\lambda_r)_\infty} \frac{R}{d}}, \quad (42)$$

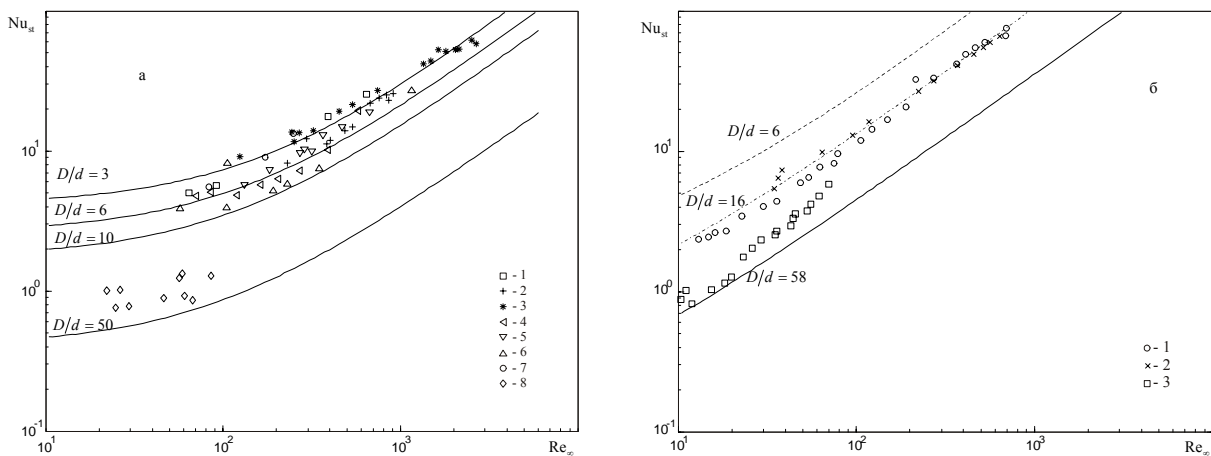
(λ_{eff} и $(\lambda_r)_\infty$ даются соответственно (2) и (27), (28)), которые получены в [6] в результате аналитического решения системы (37) – (40) при $u(r) = u_\infty = const$ с предположением существования у стенки пленки газа (жидкости) с параметрами (1), (2). Это обстоятельство может служить обоснованием использования в расчетной практике простой двух-слойной модели (1) – (3).





Фиг. 4. Изменение локального коэффициента теплопередачи по длине трубы с зернистым слоем. а – $Re_\infty = 1$; б – 10; в – 100; г – 500. Сплошные линии – решение (32-36), штриховые – (37-40).

На фиг. 5 расчет по (42) сопоставлен с имеющимися в литературе опытными данными [8; 16, рис. V.24]. Как видно, во всех случаях расчетные данные хорошо согласуются с опытными. Из-за существенной зависимости $(\lambda_r)_{\infty}$ от Re_∞ с ростом скорости вклад ядра слоя (второе слагаемое в знаменателе (42)) в общее сопротивление теплопереносу уменьшается.



Фиг. 5. Теплообмен зернистого слоя со стенкой трубы. Сравнение с опытными данными. а – стеклянные шарики – воздух [16], 1 – $D/d = 5$; 2 – 7; 3 – 6-9; 4 – 7-10; 5 – 10; 6 – 10-14; 7 – 10-14; 8 – 40-50; б – стеклянные шарики - вода [8], 1 – $D/d = 6$; 2 – 16; 3 – 58

Важным параметром, определяющим интенсивность процесса теплообмена, является величина начального теплового участка x_{st} . Для ее расчета получена простая аппроксимационная зависимость:

$$x_{st}/L = Re_\infty^{-0.3} (R/d)^{0.4}, \quad 1 \leq Re_\infty \leq 2000, \quad (43)$$

которая свидетельствует об уменьшении x_{st} с ростом скорости фильтрации газа (жидкости). Такую необычную зависимость, качественно отличающуюся от аналогичных

для однофазных сред [15], можно объяснить существенной зависимостью λ_{eff} , λ_r и λ_a от скорости фильтрации, приводящей к интенсификации теплообмена и уменьшению входного участка с ростом скорости фильтрации.

Разработана модель теплообмена в зернистом слое (6), (15), (16), (18), (27) – (31), которая учитывает основные особенности процесса: анизотропию тепловых свойств слоя, неравномерное распределение порозности и скорости фильтрации по сечению слоя. Введены понятия фильтрационного пограничного слоя и вязкого подслоя. Получены аппроксимационные зависимости для расчета толщины вязкого подслоя (19) – (21) и теплового подслоя (24) – (26). Показано хорошее согласование расчетных величин α_{st} с зависимостью (42), полученной в [6] в рамках двухслойной модели теплообмена (1) – (3). Установлена аппроксимационная зависимость для расчета величины входного теплового участка (43). Результаты исследования могут служить обоснованием использования в расчетной практике модели пристенного теплообмена (1) – (3).

Обозначения

A – коэффициент в (2); $Bi = K_t R / \lambda_r$ – число Био; c_f – теплоемкость газа (жидкости), Дж/(кг·К); d – диаметр частиц, м; K – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К); $\tilde{K} = 1 / \left(\frac{d}{10(\lambda_r + 0.0061c_f \rho_f u_\infty d)} + \frac{D}{5.78(\lambda_r)_\infty} + \frac{\delta_t}{\lambda_t} \right)$ – коэффициент теплопередачи, полученный в [6], Вт/(м²·К); $K_t = \lambda_t / \delta_t$, Вт/(м²·К); K_0 – проницаемость, м²; k , k_* – толщина фильтрационного теплового пограничного слоя и теплового подслоя, м; L – длина трубы, м; l_0 – толщина газовой пленки у теплообменной поверхности, м; $Nu = \alpha d / \lambda_r$, $Nu_w = \alpha_w d / \lambda_r$ – числа Нуссельта; P – давление, кг/(м с²); $Pr = c_f \rho_f \nu_f / \lambda_r$ – число Прандтля; $Re = c_f \rho_f u_\infty L / \lambda_r$ – число Пекле; r – радиальная координата, м; $r' = r / R$; R – радиус теплообменника, м; $Re_\infty = u_\infty d / \nu_f$ – число Рейнольдса; $Re_{\text{cr}} = u_{\text{cr}} d / \nu_f$ – критическое число Рейнольдса; T – температура, К; T_0 – температура наружной поверхности трубы, К; T_w – температура внутренней поверхности трубы, К; T_{in} – температура газа (жидкости) на входе в слой, К; T_s – температура на внешней поверхности пристенной зоны, К; $\langle T \rangle$ – средняя по сечению $x = \text{const}$ температура, К; u – скорость фильтрации газа (жидкости), м/с; u_{cr} – критическая скорость, м/с; u_∞ – скорость фильтрации в ядре слоя, м/с; $u' = u / u_\infty$; x – продольная (аксиальная) координата, м; $x' = x / L$; $\alpha = 1 / \left(\frac{1}{K} - \frac{1}{K_t} \right)$ – коэффициент теплообмена, Вт/(м²·К); α_w – пристенный коэффициент теплообмена, Вт/(м²·К); α_1 , α_2 – коэффициенты в (11), 1/с и 1/м соответственно; δ – толщина фильтрационного пограничного слоя, м; δ_* – толщина фильтрационного вязкого подслоя, м; δ_t – толщина стенки трубы, м; ε – порозность; ε_∞ – порозность в ядре слоя; $\theta = (T - T_0) / (T_{\text{in}} - T_0)$; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); μ_f – динамическая вязкость газа (жидкости), кг/(м·с); ν_f – кинематическая вязкость газа (жидкости), м²/с; ρ_f – плотность газа (жидкости), кг/м³. Нижние индексы: а – аксиальный; cr – критический; eff – эффективный; f – газ (жидкость); r – радиальный; s – частицы; st – стабилизированный; t – стенка трубы; w – пристенный; ∞ – ядро слоя.

Литература

- [1] Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979.
- [2] Гольдштик М. А. Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск, 1984.
- [3] K. Nooman, A. A. Ranjbar – Kani. Axial conduction effects on thermally developing forced convection in a porous medium: circular tube with uniform wall temperature// Heat Transfer Reseach. 2003. V. 34. Issue 1&2. P. 34 – 40.
- [4] Виноградова М. В., Теплицкий Ю. С. Теплообмен при вынужденной конвекции в трубе, заполненной зернистым слоем: влияние продольной теплопроводности // ИФЖ, 2006. Т. 79. № 2. С.19 – 26.
- [5] Теплицкий Ю. С. Гидродинамика и теплообмен в свободном и заторможенном псевдооживленных слоях. Автореф. Дис. На соиск. Ученой степени докт. техн. наук. Новосибирск. 1991.
- [6] Теплицкий Ю. С. О теплообмене в трубе, заполненной зернистым слоем // ИФЖ. 2004. Т. 77. № 1. С. 86 – 92.
- [7] Наринский Д. А., Каган А. М., Гельперин И. Н., Аэров М. Э. Пристенный коэффициент теплоотдачи к трубе со стационарным зернистым слоем // ТОХТ. 1979. Т. 13. № 5. С. 748 – 755.
- [8] Дехтярь Р. А., Сиковский Д. Ф., Горин А. В., Мухин В. А. Теплообмен в зернистом слое при умеренных числах Рейнольдса // ТВТ, 2002. Т. 40. № 5. С. 748-755.
- [9] Мухин В. А., Смирнова Н. Н. Исследование процессов тепломассопереноса при фильтрации в пористых средах. Новосибирск. 1978. (Препринт / Ин – т теплофизики СО АН СССР. № 26 – 78).
- [10] Теплицкий Ю. С., Виноградова М. В. О постановке граничных условий для задач кондуктивно – конвективного теплопереноса в дисперсных системах // ИФЖ (в печати).
- [11] Гельперин И. И., Айнштейн В. Г. Теплообмен // В сб. Псевдооживление / Под ред. И. Ф. Дэвидсона и Д. Харрисона. М.: Химия. 1974. С. 414 – 474.
- [12] Гортышов Ю. Ф., Попов И. А. Моделирование процессов теплообмена и гидродинамики в каналах теплообменных аппаратов на основе ВПЯМ // Труды Первой Российской национальной конференции по теплообмену М. 1994. Т. 7. С. 59.
- [13] Королев В. Н. Структурно – газодинамические условия и внешний теплообмен в псевдооживленных средах. Автореф. Дис. на соиск. учен. степени докт. технич наук. Новосибирск. 1989.
- [14] Fand R. M., Kim B. H. K., Lam A. C. C., Phan R. T. Resistance to the Flow of Fluids through Simple and Complex Porous Media whose Matrices are composed of Randomly Packed Spheres // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1987. V. 109. P. 268 – 277.
- [15] Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М.: Энергоиздат. 1981.
- [16] Аэров М. Э., Тодес О. М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. Л.: Химия. 1968.