

РАЗРАБОТКА И АНАЛИЗ МОДЕЛИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В КОМПАКТНЫХ ПОРИСТЫХ ТЕПЛООБМЕННИКАХ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ АВИАЦИОННОЙ И КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

© 2017

Д. А. Коновалов

кандидат технических наук, доцент кафедры «Теоретическая и промышленная теплоэнергетика»,
Воронежский государственный технический университет,
dmikonovalov@yandex.ru

Проведено исследование тепловых и гидравлических характеристик в пористых теплообменниках на примере плоской геометрии в условиях интенсивного тепловыделения с компактных поверхностей. В рамках феноменологической теории предложена математическая модель конвективного теплопереноса в пористом теплообменном элементе для сопряжённых уравнений Дарси-Бринкмана-Форчхеймера в приближении Дарси-Бринкмана и уравнений Шуманна при тепловых граничных условиях второго рода. Методом интегрального преобразования аналитически получено точное решение гидродинамической и тепловой задач. Получены зависимости для определения поля скоростей, длины гидродинамического начального участка, гидравлического сопротивления трения по Фаннингу, локальных температур скелета пористой матрицы и жидкого охладителя, локальных чисел Нуссельта. Проведена оценка влияния пористости, проницаемости, чисел Дарси и Рейнольдса на тепловую и гидравлическую обстановку в пористом компактном теплообменнике. Установлены рациональные диапазоны для различных гидравлических и тепловых характеристик разрабатываемых пористых компактных теплообменников. Исследованы критические режимы работы теплообменников. Полученные данные не противоречат классическим результатам. Разработана инженерная методика, отличающаяся от известных инвариантностью, позволяющая обоснованно определять конструктивные характеристики компактных пористых теплообменных элементов систем управления авиационной и космической техники.

Компактный теплообменник; пористый элемент; тепловая защита; конвективный теплообмен.

Цитирование: Коновалов Д.А. Разработка и анализ модели теплопереноса в компактных пористых теплообменниках систем управления авиационной и космической техники // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2017. Т. 16, № 2. С. 36-46.
DOI: 10.18287/2541-7533-2017-16-2-36-46.

Введение

Развитие авиационной и космической техники, энергетики и электроники ведёт к повышению тепловых нагрузок различных компактных элементов оборудования, входящего в состав авиационных, космических, энергетических и телекоммуникационных систем. Одним из способов надёжного теплоотвода с теплонапряжённых поверхностей является применение различного рода интенсификаторов, а также пористого и микроканального охлаждения [1; 2]. Пористые теплообменные аппараты получили широкое применение в системах тепловой защиты жидкостных ракетных двигателей, блоков питания, микросхем, современных процессоров, станций базовой, спутниковой и космической связи, тепловой поток в которых составляет свыше 100 Вт/см². Прогнозирование их работы является актуальной задачей при создании стабильных систем отвода теплоты.

В настоящее время исследования процессов теплообмена в пористых средах, как правило, строятся на массиве экспериментальных исследований или на результатах численного моделирования в пакетах ANSYS, Comsol и др. В то же время отсутствуют модели, позволяющие получить аналитическое решение задач гидродинамики и тепло-

обмена и с высокой точностью прогнозировать различные режимы работы в устройствах авиационной и космической техники, радиоэлектроники.

При описании гидродинамических и тепловых процессов в проточных недеформируемых пористых средах воспользуемся феноменологическими представлениями в виде обобщённой модели Дарси-Бринкмана-Форчхеймера [3]:

$$\nabla \bar{V} = 0 ; \frac{\rho_f}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \bar{V}}{\partial \tau} + \frac{(\bar{V} \nabla) \bar{V}}{\varepsilon} \right] = \rho_f \bar{g} - \nabla p + \mu_f \nabla^2 \bar{V} - \left[\mu_f \frac{\bar{V}}{K} + \rho_f \frac{b \bar{V} |\bar{V}|}{\sqrt{K}} \right] \quad (1)$$

и уравнений энергии в форме Шуманна [4] для жидкого охладителя и пористого скелета:

$$\varepsilon (\rho C_p)_f \frac{\partial t_f}{\partial \tau} + \varepsilon (\rho C_p)_f \bar{V} \nabla t_f = \nabla (\lambda_e^f \cdot \nabla t_f) \pm \alpha_{sf} a_{sf} (t_s - t_f); \quad (2)$$

$$(1 - \varepsilon) (\rho C_p)_s \frac{\partial t_s}{\partial \tau} = \nabla (\lambda_e^s \nabla t_s) \mp \alpha_{sf} a_{sf} (t_s - t_f). \quad (3)$$

Здесь τ – время; ρ_f, μ_f – плотность и динамическая вязкость жидкости; ε – пористость; \bar{V} – вектор скорости жидкости; \bar{g} – вектор ускорения свободного падения; p – давление; ∇ – оператор Гамильтона; K – проницаемость среды; b – фактор Форчхеймера; d_p – характерный размер внепорового пространства; λ_e^f, λ_e^s – эффективные тензоры коэффициентов теплопроводности жидкости и материала скелета пористого тела; t_f, t_s – температуры жидкости и скелета пористого тела; α_{sf} – коэффициент теплоотдачи между жидкой фазой и скелетом пористого тела; a_{sf} – характерная площадь смоченной поверхности в пористой среде.

Система уравнений (1) – (3) получена методом объёмного осреднения [5]. Физическая модель пористых сред представлена в виде плотной упаковки сфер, пустоты которой соединены между собой и полностью заполнены жидкостью, причём присутствуют только две фазы – жидкость и пористый скелет. В качестве d_p выбран диаметр сферической частицы в пористой среде. Проницаемость пористой среды и фактор Форчхеймера определим из [6]:

$$K = \varepsilon^2 d_p^2 / [150(1 - \varepsilon)], \quad b \approx 0,00117 d_p / (1 - \varepsilon). \quad (4)$$

В случае однородности теплофизических параметров и их независимости от температуры, как показано в [7], параметры математической модели могут быть вычислены из соотношений:

$$a_{sf} = 6(1 - \varepsilon) / d_p ; \quad \alpha_{sf} = \lambda_f \left[2 + 1,1 Pr^{*1/3} \left(\rho_f |\bar{V}| d_p / \mu_f \right) \right] / d_p, \quad (5)$$

где $Pr^* = \mu_f C_{pf} / \lambda_f$; λ_f, C_{pf} – теплопроводность и теплоёмкость жидкости;

$$\lambda_e^f = \left[\varepsilon + (0,1 \div 0,5) Pr^* \left(\frac{\rho_f |\bar{V}| d_p}{\mu_f} \right) \right] \lambda_f, \quad \lambda_e^s = (1 - \varepsilon) \lambda_s, \quad (6)$$

где λ_s – теплопроводность скелета пористого тела.

Граничные условия теплопереноса определены согласно [8].

Математическая модель

Характерной особенностью при оформлении конструкции плоского пористого теплообменника является существенное превышение ширины над высотой его поперечного сечения, что позволяет рассматривать проточную область как плоский канал в 2D декартовой системе координат (рис. 1).

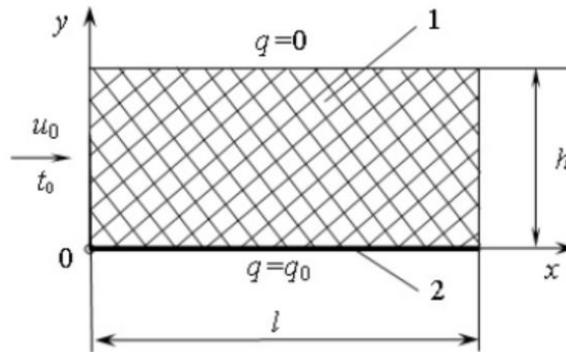


Рис. 1. Расчётная схема: 1 – пористое тело; 2 – тепловыделяющий элемент

Пусть однородный по сечению поток теплоносителя с температурой t_0 и скоростью u_0 подаётся на вход теплообменника с высотой h и длиной l . Считаем стенки теплообменника непроницаемыми для теплоносителя, причём верхняя – теплоизолирована, а на нижней задан тепловой поток q_0 .

В этом случае уравнения модели (1) – (3) в компонентном виде без учёта действия внешних сил будут иметь вид:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0; \quad (7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \left(\frac{1}{Re \cdot Da} U + \frac{B}{\sqrt{Da}} U \sqrt{U^2 + V^2} \right); \quad (8)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \theta} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) - \left(\frac{1}{Re \cdot Da} V + \frac{B}{\sqrt{Da}} V \sqrt{U^2 + V^2} \right); \quad (9)$$

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial T_f}{\partial \theta} + U \frac{\partial T_f}{\partial X} + V \frac{\partial T_f}{\partial Y} = \frac{1}{Pr \cdot Pe} \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial Y^2} \right) + \frac{Nu_p \cdot Re}{Pr \cdot Re_p^2} (\Delta T_s - T_f); \quad (10)$$

$$(1 + \varepsilon) A_{sf} Pr Re \frac{\partial T_s}{\partial \theta} = \frac{\partial^2 T_s}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial Y^2} - Nu_p \left(\frac{Re}{Re_p} \right)^2 (\Delta T_s - T_f). \quad (11)$$

Здесь $\theta = u_0 \tau / (\varepsilon h)$; $X = x/h$; $Y = y/h$; $U = u/u_0$; $V = v/u_0$; u, v – компоненты вектора скорости жидкости \vec{V} ; $P = \varepsilon^2 p / (\rho_f u_0^2)$; $B = \varepsilon^2 b$; $T_f = \lambda_e^f (t_f - t_0) / (q_0 h)$;

$T_s = \lambda_e^s (t_s - t_0) / (q_0 h)$; $\Lambda = \lambda_e^f / \lambda_e^s$; $Re = p_f u_0 h / (\mu_f \varepsilon^2)$ – число Рейнольдса; $Re_p = \rho_f u_0 d_p / [6(1-\varepsilon)\mu_f]$ – локальное число Рейнольдса; $Da = K/h^2$ – число Дарси; $Pr = \varepsilon(\rho c_p)_f \mu_f / (\lambda_e^f \rho_f)$ – число Прандтля; $Nu_p = \alpha_{sf} d_p / \lambda_e^f$ – локальное число Нуссельта; $A_{sf} = [\lambda_e^f / (\rho c_p)_f] / [\lambda_e^f / (\rho c_p)_s]$ – критерий, характеризующий диффузию теплоты в жидкости относительно диффузии теплоты в скелете пористой среды.

Ламинарное течение теплоносителя позволяет принять гипотезу однонаправленности ($V \equiv 0, \partial P / \partial Y = \text{const}$), а также пренебречь инерционными эффектами при падении давления в пористом слое, что экспериментально подтверждено в [9]. Применение погранслошной линеаризации [10] с учётом связи $\theta = X/\varepsilon$ сводит гидродинамическую подзадачу к начально-краевой задаче для параболического уравнения

$$\frac{\partial U}{\partial X} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{dP}{dX} + \frac{1}{\varepsilon Re} \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} - \frac{U}{\varepsilon Re Da} \quad (12)$$

с граничными условиями

$$U(0, Y) = 1; U(X, 0) = U(X, 1) = 0, \quad (13)$$

где dP/dX определяется из сохранения расхода жидкости через поперечное сечение пористого канала

$$\int_0^1 U(X, Y) dY = 1. \quad (14)$$

Из (12) – (14) следует упрощение теплообменной подзадачи с учётом того, что диффузия теплоты в поперечном направлении пористого слоя существенно больше, чем в продольном ($\partial^2 T_{f,s} / \partial Y^2 \gg \partial^2 T_{f,s} / \partial X^2$) [11]:

$$U \frac{\partial T_f}{\partial X} = \frac{1}{Pr Re} \frac{\partial^2 T_f}{\partial Y^2} + \frac{Nu_p Re}{Pr Re_p^2} (\Lambda T_s - T_f); \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 T_s}{\partial Y^2} = Nu_p \left(\frac{Re}{Re_p} \right)^2 + (\Lambda T_s - T_f) \quad (16)$$

с тепловыми граничными условиями, отвечающими постановке задачи:

$$T_f(0, Y) = 0; \frac{\partial T_f(X, 0)}{\partial Y} = \frac{\partial T_s(X, 0)}{\partial Y} = -1; \frac{\partial T_f(X, 1)}{\partial Y} = \frac{\partial T_s(X, 1)}{\partial Y} = 0. \quad (17)$$

Гидродинамическая задача

Подвергнем решению гидродинамическую подзадачу (12) – (14) с помощью преобразований Лапласа и получим

$$U(X, Y) = C\varepsilon Re \cdot Da \left\langle 1 - \left\{ sh(YDa^{-1/2}) + sh[(1-Y)Da^{-1/2}] \right\} / sh Da^{-1/2} \right\rangle + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{C\varepsilon Re}{Da^{-1} + \mu_n^2} - 1 \right) \left\{ \sin(\mu_n Y) + \sin[\mu_n(1-Y)] \right\} \exp\left(-\frac{Da^{-1} + \mu_n^2}{\varepsilon Re} X \right) / (\mu_n \cos \mu_n - \sin \mu_n), \quad (18)$$

где $C = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial P}{\partial X}$, $\mu_n = \pi n$, $n = \overline{1, \infty}$.

Стационарный профиль скорости ($X \rightarrow \infty$) в (18) будет

$$U(\infty, Y) = C\varepsilon Re Da \left\{ 1 - \frac{sh(YDa^{-1/2}) + sh[(1-Y)Da^{-1/2}]}{sh Da^{-1/2}} \right\}; \quad (19)$$

$$C = \left\{ \varepsilon Re \cdot Da \left[1 - \frac{2(ch Da^{-1/2} - 1)}{Da^{-1/2} sh Da^{-1/2}} \right] \right\}, \quad \xi = 4 \left\{ \varepsilon^2 Re \cdot Da \left[1 - \frac{2(ch Da^{-1/2} - 1)}{Da^{-1/2} sh Da^{-1/2}} \right] \right\}^{-1}. \quad (20)$$

Длину начального гидродинамического участка определим из условия

$$\frac{U(\infty, 1/2) - U(X, 1/2)}{U(\infty, 1/2)} = 0,03,$$

ограничиваясь первоначальным членом ряда в решении (18) «регулярный режим». Тогда

$$X = -\frac{\varepsilon Re}{Da^{-1} + \pi^2} \ln \left\{ \left(5 \cdot 10^{-3} C\varepsilon Re \cdot Da \left[1 - \frac{2 sh(Da^{-1/2}/2)}{sh Da^{-1/2}} \right] \right) / \left(\frac{C\varepsilon Re}{Da^{-1} + \pi^2} - 1 \right) \right\}. \quad (21)$$

Анализ (21) показывает, что длина начального участка при течении в пористой среде пропорциональна числу Рейнольдса и ширине плоского канала, а в пределе при $\varepsilon \rightarrow 1$, $Da \rightarrow \infty$ получается известный результат $X = 0,18 Re$ [12].

Уменьшение числа Рейнольдса при неизменном числе Дарси и пористости уменьшает влияние условий входа на поле скоростей (рис. 2), как и увеличение числа Дарси при постоянном числе Рейнольдса и пористости (рис. 3).

В практически важном диапазоне пористости $\varepsilon = 0,1 \div 0,5$ заметного изменения структуры поля скоростей при различных числах Рейнольдса и Дарси не наблюдается. Однако влияние уменьшения пористости становится существенным на коэффициент гидравлического сопротивления, увеличивая его значение более чем на порядок (рис. 4) и уменьшая длину начального гидродинамического участка до характерного размера пор (рис. 5). Полученные данные имеют хорошую сходимость с данными других авторов [11] в широком диапазоне чисел Дарси.

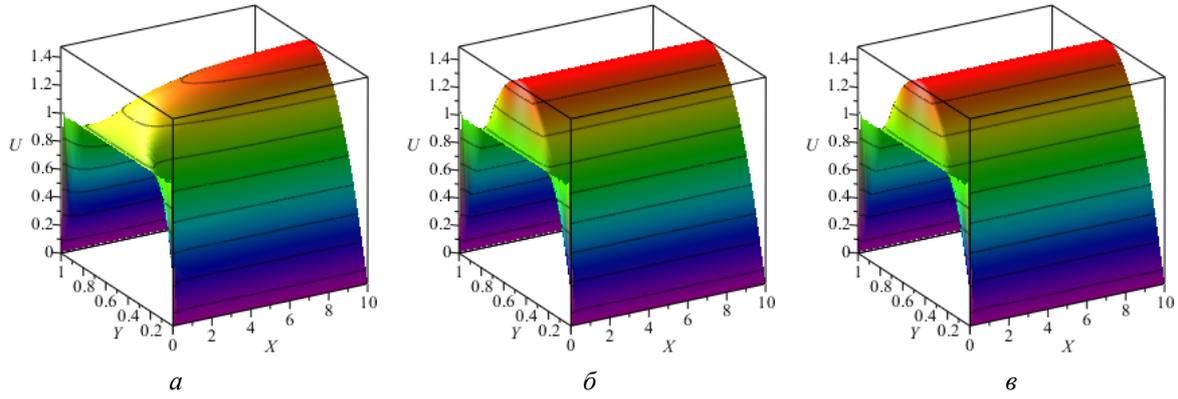


Рис. 2. Поле скоростей в плоском пористом канале при $\varepsilon=0,4$; $Da=1$ и различных числах Re : а – 100; б – 1; в – 0,01

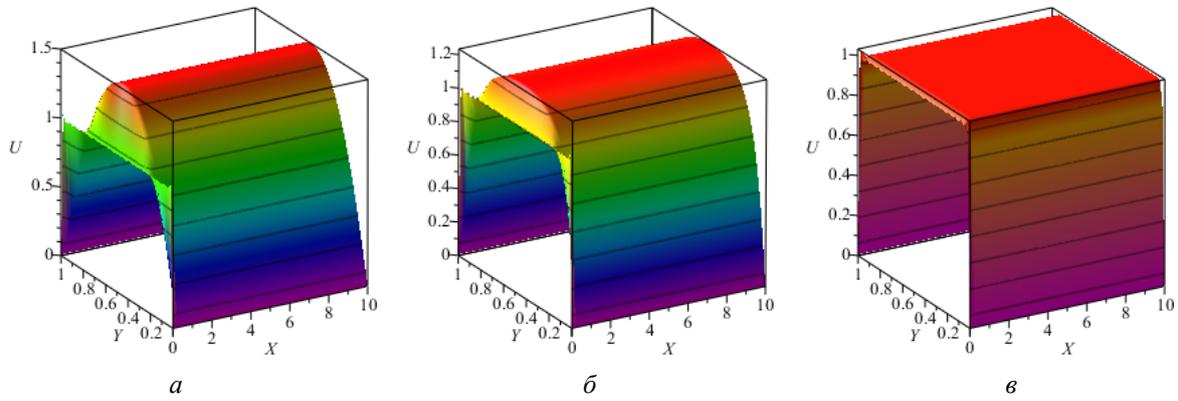


Рис. 3. Поле скоростей в плоском пористом канале при $\varepsilon=0,4$; $Re=1$ и различных числах Da : а – 100; б – 0,01; в – $1 \cdot 10^{-4}$

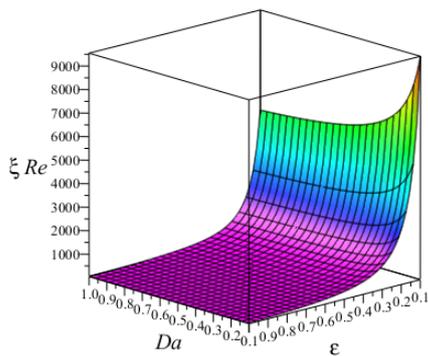


Рис. 4. Коэффициент гидравлического сопротивления

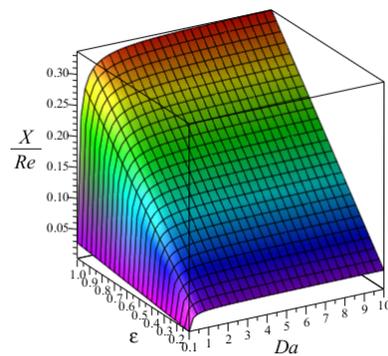


Рис. 5. Длина гидродинамического начального участка

Эффективность пористых теплообменников проявляется при уменьшении величины проницаемости ($Da \rightarrow 0$) в контексте потерь напора на преодоление сил гидродинамического сопротивления, что связано с достижением близкой к максимальной площади поверхности теплопередачи между фазами. В этом случае профиль скорости

течения жидкости в плоском канале по структуре соответствует режиму идеального вытеснения (рис. 3, в), что даёт основание упростить тепловую задачу, считая в конвективном начальном уравнении (15) $U \approx 1$.

Тепловая задача

Решение тепловой задачи получим путём одностороннего преобразования Лапласа по переменной X и косинус-преобразования Фурье по переменной Y . Получим решение в виде:

$$T_f(X, Y) = \frac{2}{Re \cdot Pr} \frac{1}{a^f} [1 - \exp(-a^f X)] + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{C_k^f}{b_k^f} \cos(\pi k Y) [1 - \exp(-b_k^f X)], \quad (22)$$

$$T_s(X, Y) = \frac{1}{Nu_p} \left(\frac{Re_p}{Re} \right)^2 \frac{1}{\Lambda} + \frac{2X}{Pr \cdot Re \Lambda} + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ d_k^s + \frac{C_k^s}{b_k} [1 - \exp(-b_k^s X)] \right\} \cos(\pi k Y), \quad (23)$$

где

$$a^f = \frac{Nu_p Re}{Pr Re_p} \left(\frac{1}{Re_p} - 1 \right); \quad c_k^f = \left(\frac{2 Nu_p Re}{Pr Re_p^2} \Lambda + \frac{\pi^2 k^2}{Pr Re} \right) / \left(\pi^2 k^2 + Nu_p \left(\frac{Re}{Re_p} \right)^2 \Lambda \right);$$

$$b_k = \frac{\pi^2 k^2}{Pr Re} + \frac{Nu_p Re}{Pr Re_p^2} - \frac{Nu_p^2 Re^3}{Pr Re_p^4} \Lambda / \left[\pi^2 k^2 + Nu_p \left(\frac{Re}{Re_p} \right)^2 \Lambda \right];$$

$$c_k^s = Nu_p \left(\frac{Re}{Re_p} \right)^2 \left(\frac{2 Nu_p Re}{Pr Re_p^2} \Lambda + \frac{\pi^2 k^2}{Pr Re} \right) / \left[\pi^2 k^2 + Nu_p \left(\frac{Re}{Re_p} \right)^2 \Lambda \right]^2;$$

$$d_k^s = 1 / \left(\pi^2 k^2 + Nu_p \left(\frac{Re}{Re_p} \right)^2 \Lambda \right).$$

В качестве примера выполнен анализ тепловой задачи для теплоносителя с теплофизическими свойствами, близкими к воде: $\mu_f = 0,5 \cdot 10^{-3}$ Па·с; $\rho_f = 1000$ кг/м³; $\lambda_f = 0,68$ Вт/(м·К); $c_{pf} = 4190$ Дж/(кг·К). Пористый скелет – алюминий с теплопроводностью $\lambda_s = 211$ Вт/(м·К). Геометрические параметры: $h = 0,01$ м; $d_p = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м. Скорость теплоносителя выбрана равной $u_0 = 0,2$ м/с. Результаты расчётов показаны на рис. 6 – 9. Уменьшение пористости приводит к более интенсивному охлаждению скелета (рис. 6), причём поле температур существенно неоднородно, т.е. вблизи «горячей» поверхности температура значительно выше температуры около теплоизолированной поверхности. Это объясняется тем, что скорость теплоносителя при меньшей пористости увеличивается в поровом пространстве и, следовательно, его температура уменьшается (рис. 7). Кроме того, наблюдается относительный локальный перегрев теплоносителя в пограничном слое на «горячей» стенке, что может вызвать при определённых

условиях фазовый переход в теплоносителе. При значительной длине теплообменника этот перегрев принимает постоянную величину (рис. 8), что свидетельствует о наступлении теплового равновесия между теплоносителем и пористым скелетом.

Вычисленное локальное число Нуссельта (рис. 9)

$$Nu(X) = [T_f(X, 0) - \bar{T}_f(X)]^{-1},$$

где $\bar{T}_f(X) = \int_0^1 T_f(X, Y) dY,$

показывает, что наиболее эффективно пористый теплообменник функционирует при относительной его длине ≤ 100 , т.е. на начальном тепловом участке. Здесь значения безразмерного коэффициента теплоотдачи более чем на порядок выше в аналогичном теплообменнике без пористого скелета [13].

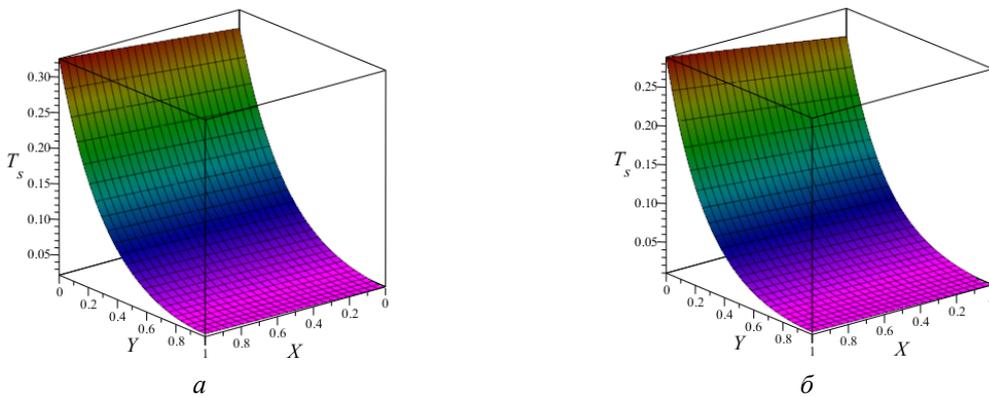


Рис. 6. Поле температур пористого скелета теплообменника: а – $\varepsilon=0,7$; б – $\varepsilon=0,5$

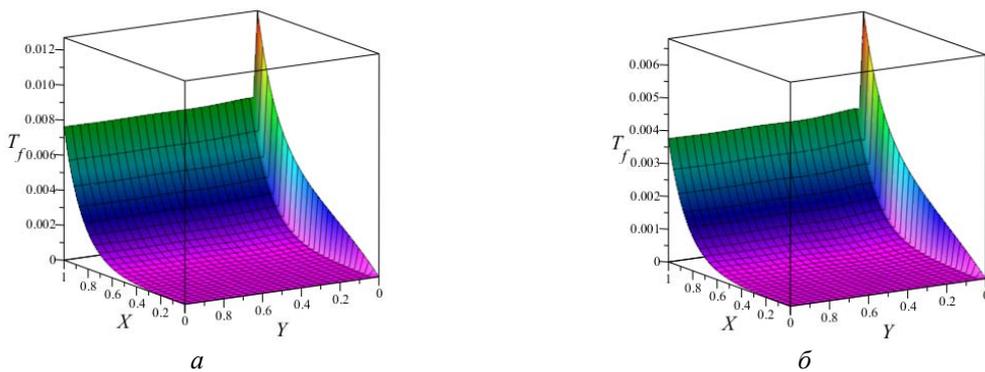


Рис. 7. Поле температур теплоносителя в пористом плоском теплообменнике: а – $\varepsilon=0,7$; б – $\varepsilon=0,5$

На основании полученных решений разработана инженерная методика расчёта, реализованная в программном комплексе Maple 17.

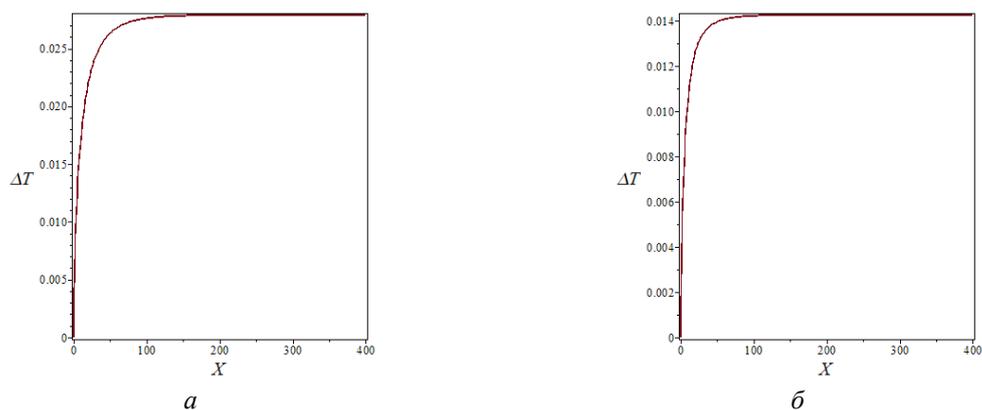


Рис. 8. Температура перегрева теплоносителя у «горячей» стенки относительно средней температуры по сечению теплообменника: а – $\varepsilon=0,7$; б – $\varepsilon=0,5$

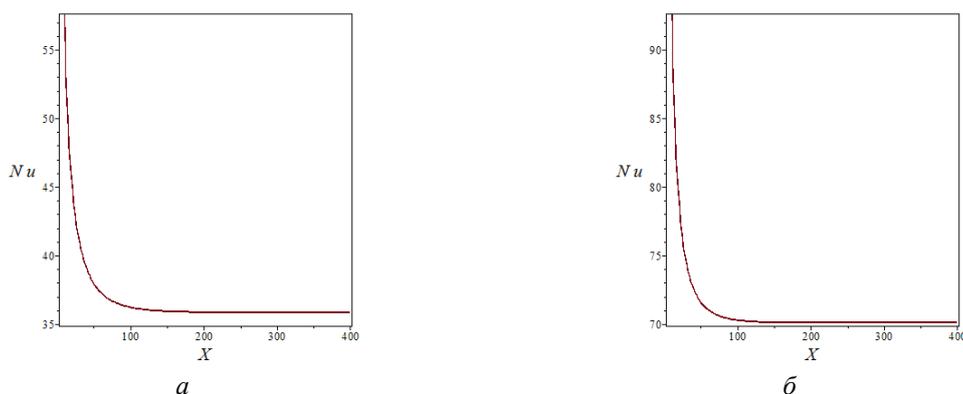


Рис. 9. Локальное число Нуссельта: а – $\varepsilon=0,7$; б – $\varepsilon=0,5$

Выводы

Предложенная математическая модель, отвечающая условиям адекватности и корректности, позволяет рассматривать её как инструмент при выборе рациональных параметров плоского пористого теплообменника при разработке систем охлаждения с компактных поверхностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Федеральной целевой программы (Соглашение 14.577.21.0202, уникальный идентификатор RFMEFI57715X0202).

Библиографический список

1. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах / под ред. Ю.А. Кузма-Кичты. М.: ЦНИИАтоминформ, 2008. 532 с.
2. Коновалов Д.А., Дроздов И.Г., Шматов Д.П., Дахин С.В., Кожухов Н.Н. Разработка и моделирование микроканальных систем охлаждения. Воронеж: Воронежский государственный технический университет, 2013. 222 с.
3. Hsu C.T., Cheng P. Thermal dispersion in porous medium // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1990. V. 33, Iss. 8. P. 1587-1597. DOI: 10.1016/0017-9310(90)90015-M
4. Gamal A.A., Furmanski P. Problems of modeling flow and heat transfer in porous media // Biuletyn Instytutu Techniki Ciepłej Politechniki Warszawskiej. 1997. No. 85. P. 55-88.

5. Bear J., Bachmat Y. Introduction to Modeling of Transport Phenomena in Porous Media. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1990. 554 p.
6. Beji H., Gobin D. Influence of thermal dispersion on natural convection heat transfer in porous media // Numerical Heat Transfer. 1992. V. 22, Iss. 4. P. 487-500. DOI: 10.1080/10407789208944779
7. Amiri A., Vafai K. Analysis of dispersion effects and non-thermal equilibrium, non-Darsian variable porosity incompressible flow through porous media // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1994. V. 37, Iss. 6. P. 939-954. DOI: 10.1016/0017-9310(94)90219-4
8. Попов И.А. Гидродинамика и теплообмен в пористых теплообменных элементах и аппаратах. Казань: Центр информационных технологий, 2007. 240 с.
9. Izadpanah M.R., Muller-Steinhagen H., Jamialahmadi M. Experimental and theoretical studies of convective heat transfer in a cylindrical porous medium // International Journal of Heat and Fluid Flow. 1998. V. 19, Iss. 16. P. 629-635. DOI: 10.1016/s0142-727x(98)10035-8
10. Слезкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1955. 521 с.
11. Ingham D.B., Bejan A., Mamut E., Pop I. Emerging Technologies and Techniques in Porous Media. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2004. 500 p.
12. Shah R.K., London A.L. Laminar flow forced convection in ducts. New York: Academic Press, 1978. 492 p.
13. Интенсификация теплообмена: Тематический сборник / под ред. А.А. Жукауска, Э.К. Калинина. Вильнюс: Мокслас, 1988. 185 с.

DEVELOPMENT AND ANALYSIS OF MODELS OF HEAT TRANSFER IN COMPACT POROUS HEAT EXCHANGERS OF AERO SPACE CONTROL SYSTEMS

© 2017

D. A. Konovalov Candidate of Science (Engineering), Associate Professor of The Department of Theoretical and Industrial Heat Power Engineering;
Voronezh State Technical University, Voronezh, Russian Federation;
dmikonovalov@yandex.ru

The paper presents a study of thermal and hydraulic characteristics of porous heat exchangers in conditions of intensive heat dissipation from compact surfaces. We present a mathematical model of convective heat transfer in a porous heat exchange element for conjugate Darcy-Brinkman-Forchheimer equations with boundary conditions of the second kind. An accurate solution of hydrodynamic and thermal problems is obtained analytically by integral transformation. We obtained dependences for determining the velocity field, the length of the initial hydrodynamic area, the Fanning hydraulic friction head, the local temperature of the porous matrix and the liquid cooler, the local Nusselt numbers. We assessed the influence of porosity, permeability, Darcy and Reynolds numbers on the thermal and hydraulic condition of a compact porous heat exchanger. Reasonable ranges of thermal and hydraulic characteristics of the heat exchangers being developed are established. Critical operating modes of heat exchangers are specified. The data obtained agree well with the classical results. We developed an engineering methodology differing from the existing ones by its invariance. The methodology makes it possible to determine the design characteristics of compact porous heat-exchange elements of aerospace control systems.

Compact heat exchanger; porous element; thermal protection; convective heat transfer

Citation: Konovalov D.A. Development and analysis of models of heat transfer in compact porous heat exchangers of aero space control systems. *Vestnik of Samara University. Aerospace and Mechanical Engineering*. 2017. V. 16, no. 2. P. 36-46. DOI: 10.18287/2541-7533-2017-16-2-36-46

References

1. *Intensifikatsiya teplo- i massoobmena na makro-, mikro- i nanomasshtabakh* [Intensification of heat and mass transfer on the macro-, micro - and nanoscale / ed. by Yu.A. Kuzma-Kichta]. Moscow: TsNIIatominform Publ., 2008. 532 p.
2. Konovalov D.A., Drozdov I.G., Shmatov D.P., Dakhin S.V., Kozhukhov N.N. *Razrabotka i modelirovanie mikrokanal'nykh system okhlazhdeniya* [Development and modeling of microchannel cooling systems]. Voronezh: Voronezh State Technical University Publ., 2013. 222 p.
3. Hsu C.T., Cheng P. Thermal dispersion in porous medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1990. V. 33, Iss. 8. P. 1587-1597. DOI: 10.1016/0017-9310(90)90015-M
4. Gamal A.A., Furmanski P. Problems of modeling flow and heat transfer in porous media. *Biuletyn Instytutu Techniki Ciepłej Politechniki Warszawskiej*. 1997. No. 85. P. 55-88.
5. Bear J., Bachmat Y. *Introduction to Modeling of Transport Phenomena in Porous Media*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1990. 554 p.
6. Beji H., Gobin D. Influence of thermal dispersion on natural convection heat transfer in porous media. *Numerical Heat Transfer*. 1992. V. 22, Iss. 4. P. 487-500. DOI: 10.1080/10407789208944779
7. Amiri A., Vafai K. Analysis of dispersion effects and non-thermal equilibrium, non-Darsian variable porosity incompressible flow through porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1994. V. 37, Iss. 6. P. 939-954. DOI: 10.1016/0017-9310(94)90219-4
8. Popov I.A. *Gidrodinamika i teploobmen v poristyykh teploobmennyykh elementakh i apparatakh* [Hydrodynamics and heat transfer in porous heat exchange elements and devices]. Kazan: Tsentr Informatsionnykh Tekhnologiy Publ., 2007. 240 p.
9. Izadpanah M.R., Muller-Steinhagen H., Jamialahmadi M. Experimental and theoretical studies of convective heat transfer in a cylindrical porous medium. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 1998. V. 19, Iss. 16. P. 629-635. DOI: 10.1016/s0142-727x(98)10035-8
10. Slezkin N.A. *Dinamika vyazkoy neszhimayemoy zhidkosti* [Dynamics of a viscous incompressible fluid]. Moscow: Gosudarstvennoe Izdatel'stvo Tekhniko-Teoreticheskoy Literatury Publ., 1955. 521 p.
11. Ingham D.B., Bejan A., Mamut E., Pop I. *Emerging Technologies and Techniques in Porous Media*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2004. 500 p.
12. Shah R.K., London A.L. *Laminar Flow Forced Convection in Ducts*. New York: Academic Press, 1978. 492 p.
13. *Intensifikatsiya teploobmena: Tematicheskiiy sbornik* [Intensification of heat exchange / ed. by A.A. Zhukauskas, E.K. Kalinin]. Vilnyus: Mokslas Publ., 1988. 185 p.