

УДК 536.46+536.245.022

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА В ТЕПЛОЗАЩИТНОМ МАТЕРИАЛЕ

В. А. Овчинников, А. С. Якимов

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050 Томск, Россия
E-mails: empiric@mail.ru, yakimovas@mail.ru

Рассмотрено взаимодействие систем охлаждения проницаемых материалов с высокотемпературным газовым потоком. Исследовано влияние пористости и теплофизических свойств некоторых металлов на теплообмен. Установлено, что увеличение теплопроводности материала приводит к уменьшению температуры теплозащитного покрытия, увеличение пористости — к более равномерному распределению подаваемого охладителя по поверхности и к уменьшению тепловых нагрузок на защищаемую конструкцию.

Ключевые слова: пористый металл, теплопроводность, теплозащитный материал, теплообмен.

DOI: 10.15372/PMTF20160617

Металлические пористые материалы вследствие большой термостойкости, высокой степени очистки (фильтры), хорошей проницаемости, способности противостоять высоким давлениям, коррозии и т. д. нашли широкое применение в машиностроении, химической и металлургической отраслях промышленности, а также в атомной и космической отраслях техники [1–4]. Использование пористых металлов в качестве теплозащитных материалов (ТЗМ) [1–4] для охлаждения позволяет равномерно распределить проницаемость по поверхности [4].

В настоящей работе исследуется влияние пористости и теплофизических свойств некоторых проницаемых металлов на теплообмен в системах транспирационного охлаждения.

1. Постановка задачи. Примем следующие допущения:

- 1) величина потока массы по нормали к обтекаемой пластине значительно больше, чем вдоль этой пластины ($L_1 \ll L_3$) (рис. 1);
- 2) при взаимодействии с потоком газа тело не разрушается, а внутри и на его поверхности отсутствуют гетерогенные и гомогенные химические реакции и фазовые переходы;
- 3) плотность газовой фазы находится из уравнения состояния идеального газа;
- 4) фильтрующийся газ является однородным, с молекулярной массой, близкой к массе воздушной смеси;

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ на выполнение научно-исследовательской работы (проект № 9.1024.2014/к).

© Овчинников В. А., Якимов А. С., 2016

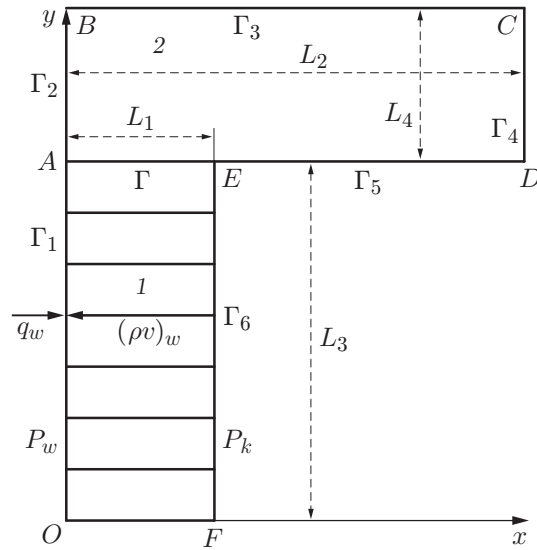


Рис. 1. Схема обтекаемого тела:
1 — пористый ТЗМ, 2 — сплошная окантовка

- 5) состав вдуваемого газа и газа в набегающем внешнем потоке одинаков;
- 6) среда является двухтемпературной, т. е. газовая и конденсированная фазы имеют различные температуры;
- 7) краевая задача кондуктивного переноса тепла является двумерной.

В работе [5] для нахождения теплового потока на проницаемой пластине, обтекаемой потоком газа при турбулентном режиме течения ($Re > 10^5$) в пограничном слое, с использованием аппроксимационных расчетных зависимостей [6] получена формула

$$\frac{St}{St_0} = \gamma \exp\left(\frac{1 - Pr}{1 + Pr} \gamma\right) / \left[1 + \frac{2\gamma}{Pr} \exp\left(\frac{\gamma}{1 + Pr}\right) - \exp\left(\frac{1 - Pr}{1 + Pr} \gamma\right)\right]. \quad (1)$$

Здесь $St = q_w / [(\rho v)_e (h_e - h_w)]$ — число Стэнтона; $\gamma = (\rho v)_w / [(\rho v)_e St_0]$; $St_0 = (\alpha/c_p)_0 / (\rho v)_e$; $Pr = (c_p \mu / \lambda)_e$ — число Прандтля; $(\rho v)_w$ — расход газа-охладителя в порах теплозащитного материала; ρ — плотность; c_p — удельная теплоемкость; μ — динамическая вязкость; h — энтальпия; λ — теплопроводность; α — коэффициент теплообмена; индекс e соответствует внешней границе пограничного слоя, w — внешней нагреваемой поверхности обтекаемого тела, 0 — отсутствию вдува с поверхности.

Рассмотрим случай, когда вдуваемое вещество и вещество основного потока одинаковы. Будем полагать, что задан конвективный тепловой поток из газовой фазы $q_w(t)$ (см. рис. 1), действующий на ТЗМ в течение определенного промежутка времени. Согласно (1) имеем

$$q_w^{(1)} = \left[(\rho v)_w (h_e - h_w^{(1)}) \exp\left(\frac{1 - Pr}{1 + Pr} b\right) \right] / \left[1 + \frac{2b}{Pr} \exp\left(\frac{b}{1 + Pr}\right) - \exp\left(\frac{1 - Pr}{1 + Pr} b\right) \right], \quad (2)$$

где $b = (\rho v)_w / (\alpha/c_p)_0$; $h_w^{(1)} = c_{p2} T_{1w}$; $c_{p2} = a_1 + 2a_2 T_{2w}$ — удельная теплоемкость газа-охладителя при постоянном давлении; t — время; T — температура; a_1, a_2 — постоянные; нижние индексы 1, 2 соответствуют каркасу из ТЗМ и газу в области 1 на рис. 1; верхние индексы “(1)” и “(2)” — областям 1, 2.

Граничные условия в завесной зоне 2 задаются формулой [7, 8]

$$q_w^{(2)} = (\alpha/c_p)_0(1 - k_1 b^{k_2})(h_e - h_w^{(2)}), \quad h_w^{(2)} = c_{p2} T_w,$$

где $b = ((\rho v)_w)|_{y=0}/[(\alpha/c_p)_0(\pi/2 - z)]$; $1 \leq z \leq 1 + L_4/L_3$; $z = y/L_3$; L_i , $i = \overline{1, 4}$ — толщина и длина оболочек 1 и 2 на рис. 1; k_1 , k_2 — постоянные.

Расход газа-охлаждителя определим из решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [1, 8], поскольку при больших массовых скоростях $(\rho v)_w$ ($Re > 10$) имеет место турбулентный режим фильтрации [1], характеризующийся квадратичной зависимостью перепада давления от скорости.

Для расчета характеристик теплообмена решим следующую систему уравнений [4]:
— в области 1 (см. рис. 1)

$$\frac{\partial(\rho_2 v \varphi)}{\partial x} = 0; \quad (3)$$

$$\rho_1 c_{p1} \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \right) - A_v(T_1 - T_2); \quad (4)$$

$$c_{p2} \left(\rho_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial t} + \rho_2 v \varphi \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) + A_v(T_1 - T_2); \quad (5)$$

$$A \mu v + B \rho_2 \varphi v |v| = -\frac{\partial P}{\partial x}; \quad (6)$$

$$P = \rho_2 R T_2 / M, \quad \lambda_2 = \lambda_{2,in} \sqrt{T_2 / T_{in}}, \quad \mu = \mu_{in} \sqrt{T_2 / T_{in}}, \quad (7)$$

$$c_{p1} = c_p(T_1)(1 - \varphi), \quad \lambda_1 = \lambda(T_1)(1 - r\varphi),$$

где x , y — поперечная и продольная пространственные координаты; P — давление; v — скорость фильтрации газа в области 1; A_v — коэффициент объемного теплообмена между газом и каркасом; R — универсальная газовая постоянная; A , B — вязкостный и инерционный коэффициенты в законе Дарси; M — молекулярная масса воздуха; индекс in соответствует начальному значению;

— в области 2

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (8)$$

Систему уравнений (3)–(6), (8) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$T_i|_{t=0} = T|_{t=0} = T_{in}, \quad i = 1, 2. \quad (9)$$

На внешней нагреваемой поверхности пористой пластины OA (область 1 на рис. 1) имеют место балансовые граничные условия [9]

$$(q_w^{(1)} - \varepsilon^{(1)} \sigma T_{1w}^4)(1 - \varphi) = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{\Gamma_1}; \quad (10)$$

$$q_w^{(1)} \varphi = -\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{\Gamma_1}, \quad (11)$$

на линии сопряжения AE областей 1 и 2 — условие идеального контакта

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{\Gamma_-} = \lambda_s \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\Gamma_+}, \quad T_1|_{\Gamma_-} = T|_{\Gamma_+}, \quad T_1|_{\Gamma} = T_2|_{\Gamma}, \quad (12)$$

на внешней нагреваемой поверхности окантовки области 2 — условие

$$q_w^{(2)} - \varepsilon^{(2)} \sigma T_w^4 = -\lambda_s \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\Gamma_2} \quad (13)$$

(σ — постоянная Стефана — Больцмана; ε — излучательная способность поверхности ТЗМ), на оси симметрии OF — условие

$$\left. \frac{\partial T_i}{\partial y} \right|_{\Gamma_7} = 0, \quad i = 1, 2, \quad (14)$$

на поверхности сплошной стальной оболочки BCD задаются условия тепловой изоляции

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{\Gamma_3} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\Gamma_4} = 0, \quad (15)$$

на внутренней поверхности DEF используются формулы [9]

$$-\lambda_s \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{\Gamma_5} = \delta(T|_{\Gamma_5} - T_{in}), \quad -\lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{\Gamma_6} = \delta(T_1|_{\Gamma_6} - T_{in}); \quad (16)$$

$$T_2|_{\Gamma_6} = \frac{\delta}{c_{p2}(\rho v)_w} (T_1|_{\Gamma_6} - T_{in}) + T_{in}, \quad (17)$$

где δ — коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности пластины. На внешней и внутренней поверхностях области 1 имеет место равенство давлений в порах и внешней среде:

$$P_w|_{\Gamma_1} = P_e, \quad P|_{\Gamma_6} = P_{L_1}. \quad (18)$$

2. Методика расчета и начальные данные. Давление на внешней нагреваемой поверхности порнищаемого тела известно из экспериментов [4, 10]. Давление на внутренней “холодной” поверхности пластины L_1 задается в виде

$$P_{L_1} = kP_{e0}, \quad (19)$$

где k — некоторая постоянная. Это обеспечивает необходимый расход охладителя (в частности, на участке теплового воздействия при $t = 0 \div t_k$ (индекс k соответствует моменту окончания теплового воздействия) не была достигнута температура плавления каркаса из пористых металлов [8, 11]).

Значения теплофизических коэффициентов для сплошной стали, молибдена и вольфрама при различной температуре известны [11] и приведены в табл. 1. Используя формулу В. И. Оделевского [1], в последнем уравнении (7) для теплопроводности λ_1 пористого металла получаем $r = 1,5$. В настоящей работе величина пористости $\varphi \leq 0,44$.

Расход газа-охладителя определяем из решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [1, 8]. При больших массовых скоростях $(\rho v)_w$ ($Re > 10$) наблюдается турбулентный режим фильтрации [8], характеризующийся квадратичной зависимостью перепада давления от скорости.

Можно проинтегрировать квазистационарное уравнение неразрывности $\rho_2 \varphi v = -(\rho v)_w$ (знак “минус” обусловлен тем, что направление координаты x (см. рис. 1) и направление скорости охладителя противоположны), первое выражение (7), нелинейный закон Дарси (6) и граничные условия (18) и найти расход газа и давление в области 1 [9]:

$$(\rho v)_w(y) = \frac{[2B(P_{L_1}^2 - P_w^2)\varphi MD_{L_1}/R + E_{L_1}^2]^{0,5} - E_{L_1}}{2BD_{L_1}},$$

$$P(x, y) = \{P_w^2 + 2R(\rho v)_w[B(\rho v)_w D + E]\}/(M\varphi)^{0,5},$$

$$\text{где } D(x, y) = \int_0^x T_2(s, y) ds; \quad E(x, y) = A \int_0^x \mu T_2(s, y) ds.$$

Таблица 1

Теплофизические характеристики некоторых металлов при различной температуре

Металл	ρ_1 , кг/м ³	T , К	c_{p1} , Дж/(кг·К)	λ_1 , Вт/(м·К)
Молибден	12 300	293	256	140
		473	260	135
		673	267	130
		873	280	125
		1073	290	117
Сталь	7800	293	503	13
		473	510	14
		673	520	16
		873	550	18
		1073	600	21
Вольфрам	19 350	293	132	163
		473	136	156
		673	140	137
		873	144	124
		1073	148	116

Коэффициент объемного теплообмена A_v между газом и каркасом определим из формул [12]

$$\text{Nu}_v = \nu_1 \text{Pe}'^{0,2}, \quad 0,5 < \text{Pe} < 80, \quad \nu_2 = 1,0 \div 1,3,$$

где $\text{Nu}_v = A_v l^2 / \lambda_2$ — число Нуссельта; $\text{Pe} = (\rho v)_w l c_{p2} / \lambda_2$ — число Пекле; $l = B/A$; индекс v обозначает объем.

Краевая задача (4), (5), (8)–(17) решена численно с использованием локально-одномерного метода расщепления [13] и неявной абсолютно устойчивой монотонной разностной схемы с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_x^2 + H_y^2)$, где H_x , H_y — шаг по пространству вдоль координат x , y соответственно; τ — шаг по времени. Проводилось тестирование численного метода при различных шагах по пространству: $H_x = 0,5 \cdot 10^{-4}$ м, $H_y = 2,4 \cdot 10^{-4}$ м, $h_{x1} = 2H_x$, $h_{x2} = H_x$, $h_{x3} = H_x/2$, $h_{x4} = H_x/4$, $h_{y1} = 2H_y$, $h_{y2} = H_y$, $h_{y3} = H_y/2$, $h_{y4} = H_y/4$. Температуры каркаса и газа фиксировались в различных точках тела в различные моменты времени. Во всех вариантах задача решалась с переменным шагом по времени, который выбирался из условия заданной точности, одинаковой для всех шагов по пространству. Относительная погрешность $\Delta = \max[\Delta_{T_1}, \Delta_{T_2}]$ по температуре уменьшалась и к моменту времени $t = t_k$ составляла $\Delta_1 = 8,3\%$, $\Delta_2 = 4,1\%$, $\Delta_3 = 2,3\%$. Ниже приведены результаты расчета для шагов по пространству $h_{x3} = H_x/2$, $h_{y3} = H_y/2$, полученные при следующих значениях параметров: $T_{in} = 293$ К, $(\alpha/c_p)_0 = 0,2$ кг/(с·м²), $\mu_{in} = 1,81 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $T_e = 3600$ К, $\lambda_e = 0,782$ Вт/(м·К), $c_{pe} = 4024$ Дж/(кг·К), $h_e = 1,449 \cdot 10^7$ Дж/кг, $\mu_e = 1,747 \cdot 10^{-4}$ кг/(м·с), $R = 8,314$ Дж/(моль·К), $M = 29$ кг/кмоль, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴), $L_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $L_2 = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $L_3 = 9,5 \cdot 10^{-3}$ м, $L_4 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\lambda_{2,in} = 0,0257$ Вт/(м·К), $\delta = 100$ Вт/(К·м²), $\lambda_s = 23$ Вт/(м·К), $c_{ps} = 600$ Дж/(кг·К), $\rho_s = 7800$ кг/м³, $A = 7 \cdot 10^{10}$ м⁻², $B = 10^6$ м⁻¹, $P_{in} = 10^5$ Н/м², $t_k = 10$ с, $a_1 = 965,5$, $a_2 = 0,0735$, $\varepsilon_s^{(1)} = 0,65$, $\varepsilon_m^{(1)} = 0,28$, $\varepsilon_t^{(1)} = 0,39$, $\varepsilon^{(2)} = 0,6$, $\nu_1 = 0,015$, $\nu_2 = 1$, $k_1 = 0,285$, $k_2 = 0,165$, $\varphi = 0,36 \div 0,44$, $k = 1,040 \div 1,062$ (индексы s , m , t соответствуют стали, молибдену, вольфраму). Теплофизические характеристики воздуха взяты из работы [14], величины A и B — из [4, 10].

3. Обоснование отсутствия течения охладителя в продольном направлении.

В эксперименте [4] использовалась пористая пластина, закрепленная в державке с двух сторон (см. рис. 4.3.1 в [4]), толщиной $L_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ м с диаметром сечения $2L_3 = 1,9 \cdot 10^{-2}$ м. Термопара была зачеканена в середине пластины на нагреваемой внешней поверхности, толщина и длина пластины различались на порядок. Поскольку пористая пластина ограничена по длине сплошной окантовкой, течение газа в область 2 отсутствует ($v|_{\Gamma} = 0$).

Предположим, что вследствие изменения температуры пористого тела вдоль оси y имеется фильтрационное течение газа, которое можно описать с помощью линейного закона Дарси

$$v_y = -\frac{\xi}{\mu} \frac{\partial P}{\partial y}. \quad (20)$$

При $v|_{\Gamma} = 0$ давление на границе области постоянно: $P|_{\Gamma} = P_{in} = \text{const}$, а коэффициент проницаемости ξ пористой среды задается [1]. Тогда, несмотря на неравномерное распределение температуры вдоль оси y , скорость течения газа вдоль пластины мала. Для проверки данного утверждения в левую часть уравнения сохранения энергии газовой фазы (5) добавим конвективное слагаемое $c_{p2}\rho_2\varphi v_y \partial T_2/\partial y$, чтобы оценить его влияние на теплообмен. Получаем

$$\begin{aligned} c_{p2} \left[\rho_2\varphi \frac{\partial T_2}{\partial t} + \rho_2\varphi \left(v_x \frac{\partial T_2}{\partial x} + v_y \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) \right] = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_2\varphi \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_2\varphi \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) + A_v(T_1 - T_2), \end{aligned} \quad (21)$$

где v_x, v_y — составляющие скорости движения охладителя по осям x, y соответственно; плотность ρ_2 по оси y находится из первой формулы (7).

Уравнение сохранения массы (3) оставляем неизменным:

$$\frac{\partial (\rho_2 v_x \varphi)}{\partial x} = 0, \quad (22)$$

так как в случае если v_y находится с помощью линейного закона Дарси (20), слагаемым $\partial \rho_2 \varphi v_y / \partial y$ в (22) пренебрегается. Согласно [1, 8] линейный закон Дарси (20) описывает ламинарное движение газа, жидкости в пористой среде, скорости течений которых на порядки меньше скоростей движения при турбулентном режиме течения. Обозначив $v_x = v$, получаем решение той же краевой задачи (3)–(6), (8)–(18), однако вместо уравнения (5) используется уравнение (21). Проницаемость ξ в уравнении (20) вычисляется по формуле Кармана — Козени [1]

$$\xi = \xi_* \varphi^3 / (1 - \varphi)^2. \quad (23)$$

4. Результаты численного решения и их анализ. Рассмотрим решение задачи при начальных значениях параметров (см. п. 2) для случая обтекания стенки из вольфрама при $\varphi = 0,36$ ($v_y = 0, \xi_* = 0$ в формуле (23) соответствуют отсутствию течения охладителя вдоль оси $y, v_y \neq 0, 5 \cdot 10^{-12} \leq \xi_* \leq 5 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2$ — наличие этого течения). В работах [4, 15] при моделировании процесса тепломассообмена в проницаемых ТЗМ для $\xi_* = 5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$ получены ламинарные режимы фильтрации газа.

Результаты численного расчета показали, что в широком диапазоне значений ξ_* в (23) температура внешней нагреваемой поверхности каркаса менялась не более чем на 1,2 % по отношению к температуре поверхности пористой стенки при $\xi_* = 0$, по толщине образца это различие еще меньше.

Таблица 2

Экспериментальные и расчетные значения температуры внешней поверхности каркаса из молибдена при различном расходе газа-охладителя

$(\rho v)_w(0)$, кг/(м ² ·с)	$T_w(0)$, К	$T_{1w}(0)$, К	Δ , %
0,4	720	603	16,2
0,6	522	471	9,8
0,8	396	417	5,3
1,0	354	373	5,4
1,2	301	318	5,6

Таблица 3

Расчетные значения температуры внешней поверхности ТЗМ (сталь, молибден) при различном расходе газа-охладителя

$(\rho v)_w(0)$, кг/(м ² ·с)	$T_{1w}(0)$, К	
	Сталь	Молибден
0,4	795	603
0,6	566	471
0,8	468	417
1,0	408	373
1,2	365	318

В табл. 2 приведены зависимости экспериментальной $T_w(0)$ [4] и расчетной $T_{1w}(0)$ температур внешней поверхности ТЗМ от величины расхода газа-охладителя $(\rho v)_w(0)$ при начальных значениях параметров (см. п. 2) и $\varphi = 0,36$ для проникаемого молибдена. Согласно данным табл. 2 относительная погрешность Δ составляет не более 16,2 %.

В табл. 3 представлены зависимости температуры $T_{1w}(0)$ внешней поверхности ТЗМ от $(\rho v)_w(0)$ для пористой стали и проникаемого молибдена при $\varphi = 0,36$. Различие температур стенок обусловлено различной интенсивностью внутреннего теплообмена, теплофизическими свойствами металлов, по-видимому, большим значением теплопроводности молибдена. Кроме того, структурный анализ [4] поверхностей показывает, что количество пор на единицу площади у молибдена больше, чем у стали. Пористый молибден имеет более мелкозернистую структуру, при одинаковой пористости его удельная площадь внутренней поверхности больше, чем у стали. Уменьшение диаметра частиц приводит к увеличению количества пор на всей поверхности, способствуя более равномерному распределению подаваемого охладителя.

Исследуем влияние пористости на теплообмен. На рис. 2 приведены зависимости температуры каркаса T_{1w} стенки из вольфрама, расхода газа-охладителя $(\rho v)_w$ с поверхности ТЗМ и величины конвективного теплового потока q_w из газовой фазы от продольной координаты y в момент окончания теплового воздействия $t = t_k$. Видно, что при увеличении пористости материала температура защищаемой стенки уменьшается. Этот результат качественно согласуется с экспериментальными данными [4]. Увеличение пористости приводит к более равномерному распределению охладителя по поверхности и как следствие к уменьшению величины тепловых потоков (см. рис. 2, в).

На рис. 3 представлены распределения температур каркаса из пористой стали T_1 и газа T_2 по толщине слоя x при $y = 0$, $\varphi = 0,4$ в различные моменты времени. Видно, что для

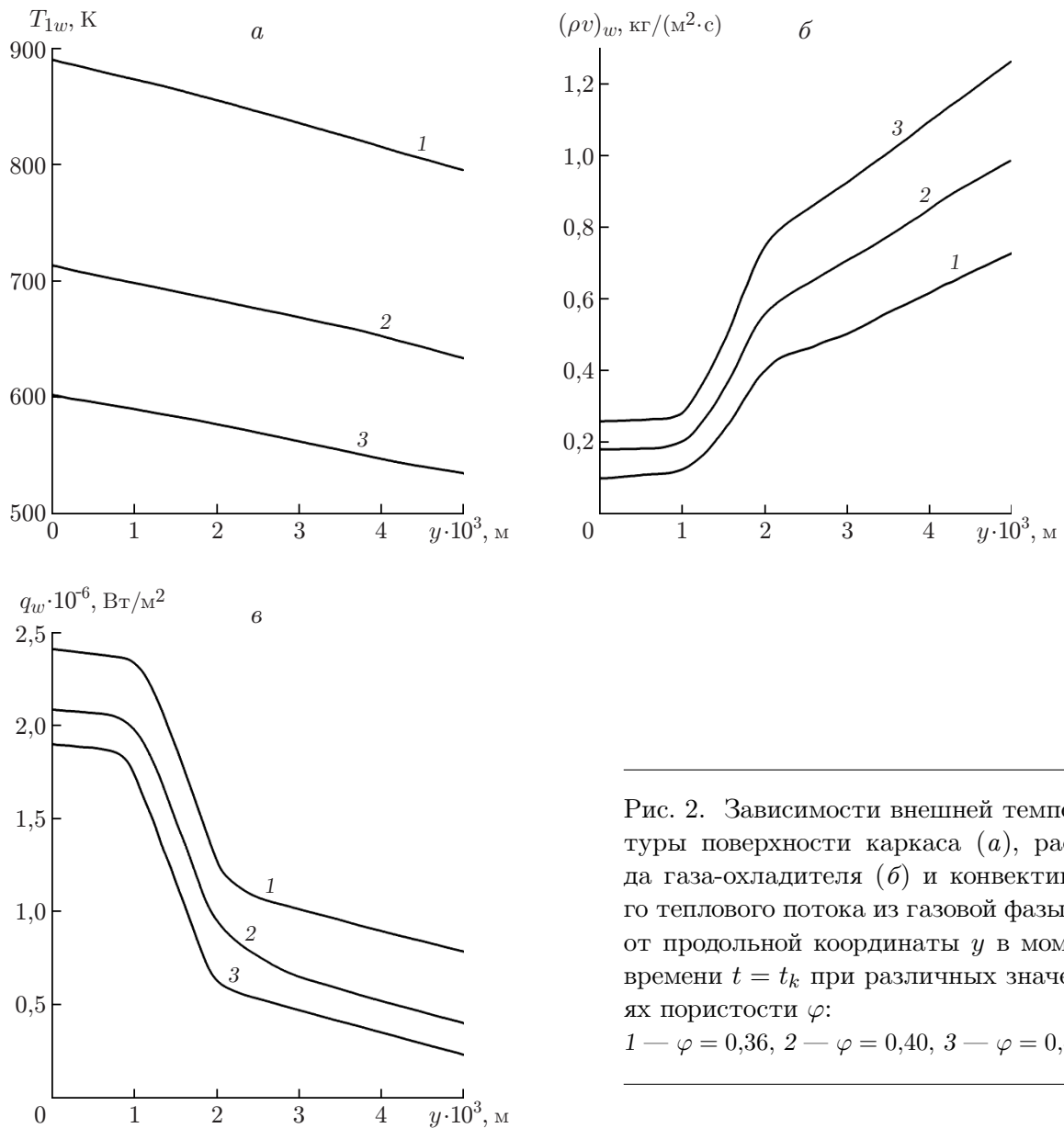


Рис. 2. Зависимости внешней температуры поверхности каркаса (а), расхода газа-охлаждителя (б) и конвективного теплового потока из газовой фазы (в) от продольной координаты y в момент времени $t = t_k$ при различных значениях пористости φ :

1 — $\varphi = 0,36$, 2 — $\varphi = 0,40$, 3 — $\varphi = 0,44$

граничных условий (10), (11) [9], представляющих собой законы сохранения, $T_{2w} > T_{1w}$. Однако по мере продвижения в глубь материала температура T_1 становится больше T_2 . Это обусловлено значительным увеличением температуры воздуха на поверхности и в некоторой ее окрестности вследствие теплообмена с внешней средой и каркасом, а также тем, что температуропроводность воздуха превышает температуропроводность каркаса из пористой стали. При теплообмене конденсированная фаза прогревается быстрее, поскольку теплопроводность проникаемой стали на два порядка больше теплопроводности газа.

Заключение. Разработана математическая модель процесса теплообмена в системах охлаждения из проникаемых металлов. Установлено, что увеличение теплопроводности материала приводит к уменьшению температуры ТЗМ, а увеличение пористости — к более равномерному распределению подаваемого охладителя на поверхности и как следствие к уменьшению тепловых нагрузок на защищаемую конструкцию. Показано, что результа-

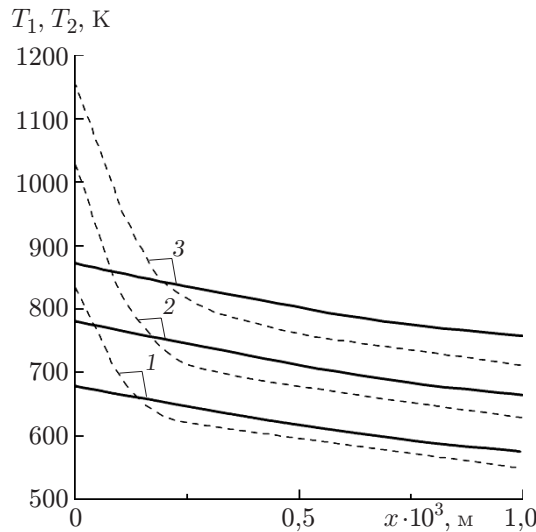


Рис. 3. Зависимости температур каркаса из пористой стали T_1 (сплошные линии) и газа T_2 (штриховые линии) от координаты x при $y = 0$, $\varphi = 0,4$ в различные моменты времени:
 1 — $t = 6$ с, 2 — $t = 8$ с, 3 — $t = 10$ с

ты расчетов и экспериментальные данные [4] количественно и качественно хорошо согласуются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов С. В. Пористые металлы в машиностроении. М.: Машиностроение, 1981.
2. Леонтьев А. И., Волчков Э. П., Лебедев В. П. и др. Тепловая защита стенок плазмотронов. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 1995. (Низкотемпературная плазма; Т. 15).
3. Зинченко В. И., Ефимов К. Н., Якимов А. С. Расчет характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49, № 1. С. 81–91.
4. Гришин А. М. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, В. И. Зинченко, К. Н. Ефимов, А. С. Якимов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011.
5. Совершенный В. Д. Инженерные формулы для расчета трения на проницаемой поверхности в турбулентном потоке газа // Инж.-физ. журн. 1967. Т. 12, № 4. С. 538–543.
6. Совершенный В. Д. Турбулентный пограничный слой на проницаемой поверхности // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1966. № 3. С. 45–51.
7. Буреев А. В., Зинченко В. И. Расчет пространственного обтекания сферически затупленных конусов в окрестности плоскости симметрии при различных режимах течения в ударном слое и вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1991. № 6. С. 72–79.
8. Полежаев Ю. В. Тепловая защита / Ю. В. Полежаев, Ф. Б. Юревич. М.: Энергия, 1976.
9. Гришин А. М., Голованов А. Н., Якимов А. С. Сопряженный теплообмен в композиционном материале // ПМТФ. 1991. № 4. С. 141–148.
10. Голованов А. Н., Рулева Е. В., Якимов А. С. Моделирование процесса теплообмена систем пористого охлаждения при наличии малых энергетических возмущений // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49, № 6. С. 914–921.

11. **Зиновьев В. Е.** Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справ. М.: Металлургия, 1989.
12. **Занемонец В. Ф., Родионов В. И.** Экспериментальное исследование теплообмена в зернистом связанном слое // Теплообмен: Тр. 1-го Минск. междунар. форума, Минск, 24–27 мая 1988 г. Минск: Ин-т тепло- и массообмена АН БССР, 1988. Секц. 7. С. 42–47.
13. **Самарский А. А.** Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971.
14. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
15. **Голованов А. Н., Якимов А. С.** Термохимическое разрушение углефенольного материала в высокоэнтальпийном пульсирующем газовом потоке // Инж.-физ. журн. 2011. Т. 84, № 2. С. 386–392.

*Поступила в редакцию 12/II 2015 г.,
в окончательном варианте — 18/XI 2015 г.*
