УДК 536.46:536.245.022

А. Н. Голованов, А. С. Якимов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДВУХФАЗНОГО ПОРИСТОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ МАЛЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Рассмотрено взаимодействие системы двухфазного пористого охлаждения с высокоэнтальпийным пульсирующим газовым потоком. Исследуется влияние процесса фазового превращения на характеристики тепломассообмена и возможность управления процессом теплообмена в теплозащитном материале.

Ключевые слова: *двухфазное охлаждение, теплозащитный материал, пульсирующий газовый поток, тепломассообмен.*

Введение. Известно [1–6], что наиболее перспективным методом тепловой защиты является охлаждение жидкостью, испаряющейся внутри нагреваемого проницаемого материала. Жидкость обладает лучшими, чем газ, теплофизическими свойствами, главным образом высоким значением коэффициента удельной теплоемкости, большой теплотой испарения, возможностью достижения низких температур, малым удельным объемом жидкого охладителя.

Процессы тепломассообмена (ТМО) с фазовыми превращениями занимают важное место в современных технологиях: тепловой защите, сушке материалов, металлургии и т. д. Задачи теплообмена с фазовыми превращениями для проницаемых тел при вдуве вещества через пористую поверхность необходимо рассматривать как сопряженные [4, 7]. При математической формулировке таких задач наиболее сложна правильная запись краевых условий на границе фазового перехода [4].

В реальных условиях системы пористого охлаждения или теплозащитные материалы (ТЗМ) эксплуатируются при воздействии на них малых энергетических возмущений: вибраций стенки, акустических колебаний, пульсаций газовых потоков [8, 9]. При этом характеристики ТМО в этих системах могут существенно изменяться [9]. Проблема интенсификации процессов ТМО в сплошных средах рассматривалась в [9, 10]. В статье [9] найдены предельные условия для концентрации связующего и интенсивности колебаний, когда появляется возможность изменять тепловые нагрузки к стенке и управлять процессом ТМО. В работе [10] получено увеличение коэффициента теплопроводности пористого тела при наличии пульсаций давления на его границе.

Цель данной статьи: 1) разработать теоретическую модель системы двухфазного пористого охлаждения; 2) исследовать влияние пульсаций газового потока на интенсивность процесса ТМО в системе двухфазного пористого охлаждения; 3) сравнить результаты расчета с экспериментом и оценить предел применимости математической модели.

1. Постановка задачи. Считается, что пористая пластина (рис. 1) толщиной L_1 подвержена воздействию внешнего теплового потока. В качестве охладителя используется вода с начальной температурой $T_н$. Вода продавливается сквозь проницаемую стенку I–II под действием перепада давления $P_{L_1} - P_н$. По мере движения внутри пористой пластины вода поглощает тепло и ее температура возрастает. Далее по мере роста температуры падает давление жидкости. При достижении значений давления и температуры жидкости, соответствующих состоянию насыщения, происходит ее фазовое превращение.

Испарение в пластине происходит на расстоянии x_* от внешней нагреваемой поверхности. Разность давлений на поверхности раздела фаз, обусловленная влиянием эффектов поверхностного натяжения, принимается малой по сравнению с перепадом давления на пластине. Образующийся пар поглощает тепло на участке от зоны испарения до внешней поверхности и в перегретом состоянии вытекает в окружающую среду. По мере движения двухфазной смеси давление понижается, а температура смеси не успевает падать вслед за температурой насыщения — смесь становится перегретой. Возрастающая доля пара в двухфазном потоке снижает интенсивность теплообмена, что при постоянном объемном тепловыделении приводит к постепенному росту температуры пористого материала.

Условие термодинамического равновесия фазового превращения определяет положение поверхности раздела фаз и замыкает задачу

Томский государственный университет. Россия, 634050, г. Томск, просп. Ленина, 36; э-почта: yakimovas@mail.ru.
Поступила 10.12.2011.

$$x = x_* , \quad P_* = P_* (T_*) . \tag{1}$$

На движущейся границе раздела фаз $x_* = x_*(P_*, T_*)$ записывается условие Стефана [4], т. е. условие баланса тепла, учитывающее поглощение скрытой теплоты фазового перехода Q. Кроме того, используется дополнительное условие равенства температур обеих фаз. При этом каждая из них равна температуре фазового перехода T_* (условие равновесия фазового перехода):

$$T_2^{\mathrm{I}} \big|_{x_*} = T_2^{\mathrm{II}} \big|_{x_*} = T_* = \mathrm{const} . \tag{2}$$

Для упрощения анализа будем считать, что:

1) число Рейнольдса в набегающем высокоэнтальпийном потоке воздуха достаточно велико ($\mathrm{Re}_\infty >> 1$) и в окрестности поверхности тела сформировался пограничный слой;

2) теплозащитный материал — двухтемпературная среда, т. е. парожидкостная и конденсированная фазы имеют различные температуры;

3) величина потока массы по нормали к обтекаемой пластине значительно больше, чем вдоль этой пластины ($L_1 << L_2$, рис. 1);

4) проницаемая среда I–II (рис. 1) состоит из трех компонентов: инертного каркаса (сталь), воды и пара, пористая окантовка III — из каркаса и воздуха, область IV — сплошная сталь;

5) плотность водяного пара определяется из уравнения Клапейрона–Менделеева;

6) при достижении давления и температуры жидкости состояния насыщения происходит ее фазовое превращение;

7) капиллярное давление, обусловленное силами поверхностного натяжения в области испарения, пренебрежимо мало по сравнению с полным перепадом давления на пластине;

8) краевая задача по пространственным переменным предполагается двумерной при распространении тепла кондукцией.

Расход газа-охладителя будем определять из совместного решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [6, 7]. Дело в том, что при больших массовых скоростях $(\rho v)_{\mathrm{w}}$ ($\mathrm{Re} > 10$) наблюдается турбулентный режим фильтрации [6], который характеризуется квадратичной зависимостью перепада давления от скорости.

Так как краевая задача двумерна, а границу x_* из (1) надо предварительно находить, то целесообразно ввести преобразование первоначальных пространственных координат x и y в следующем виде:

вдоль оси x:

$$\text{в области I:} \quad z = x/x_* , \quad z \in [0, 1] , \quad 0 \le x \le x_* ,$$

$$\text{в области II:} \quad z = x/L_1 + 1 , \quad z \in (1, 2] , \quad x_* < x \le L_1 ;$$

вдоль оси y:

$$r = y/L_2 , \quad 0 \le y \le L_2 + L_4 , \quad r \in [0, 1 + L_4/L_2] .$$

В новой системе координат r, z имеем

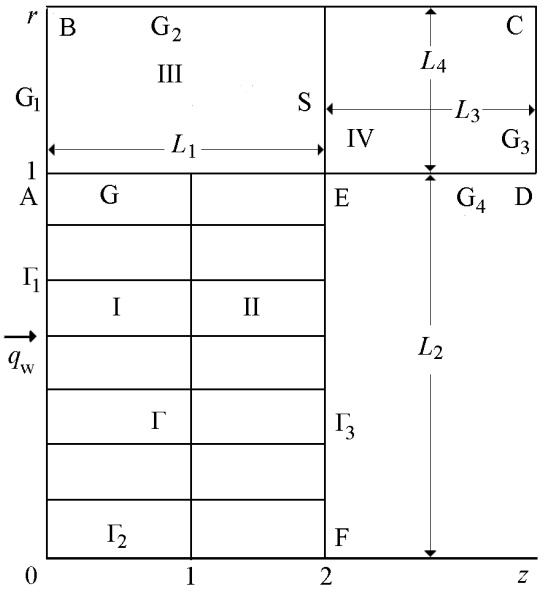


Рис. 1. Схема обтекаемого тела

$$\frac{\partial}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial x},\quad \frac{\partial}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial y},\quad \frac{\partial z}{\partial x}=x_*^{-1},\quad \frac{\partial r}{\partial y}=L_2^{-1},$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}=x_*^{-2}\frac{\partial^2}{\partial z^2},\quad z\in[0,1],\quad \frac{\partial^2}{\partial x^2}=L_1^{-2}\frac{\partial^2}{\partial z^2},\quad z\in(1,2], \tag{3}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2}=L_2^{-2}\frac{\partial^2}{\partial r^2},\quad r\in[0,1+L_4/L_2].$$

Задача расчета характеристик ТМО сводится к решению системы уравнений сохранения [4, 11, 12]. Тогда, используя (3), получаем:

в областях I и II (рис. 1):

$$\frac{\partial(\rho_2 v\varphi)}{\partial z}=0, \tag{4}$$

$$A\mu^{\mathrm{I}}v+B\rho_2^{\mathrm{I}}\varphi v|v|=-\frac{\partial P}{x_*\partial z},\quad z\in[0,1], \tag{5}$$

$$A\mu^{\mathrm{II}}v+B\rho_2^{\mathrm{II}}\varphi v|v|=-\frac{\partial P}{L_1\partial z},\quad z\in(1,2], \tag{6}$$

$$P=\frac{\rho_2 RT_2}{M}, \tag{7}$$

$$c_{P2}\left(\rho_2\varphi\frac{\partial T_2}{\partial t}+\rho_2 v\varphi\frac{\partial T_2}{x_*\partial z}\right)^{\mathrm{I}}=x_*^{-2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda_2\varphi\frac{\partial T_2}{\partial z}\right)^{\mathrm{I}}+L_2^{-2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_2\varphi\frac{\partial T_2}{\partial r}\right)^{\mathrm{I}}+A_{V1}(T_1-T_2)^{\mathrm{I}},\quad z\in[0,1], \tag{8}$$

$$c_{P2}\left(\rho_2\varphi\frac{\partial T_2}{\partial t}+\rho_2 v\varphi\frac{\partial T_2}{L_1\partial z}\right)^{\mathrm{II}}=L_1^{-2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda_2\varphi\frac{\partial T_2}{\partial z}\right)^{\mathrm{II}}+L_2^{-2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_2\varphi\frac{\partial T_2}{\partial r}\right)^{\mathrm{II}}+A_{V1}(T_1-T_2)^{\mathrm{II}},\quad z\in(1,2], \tag{9}$$

$$\rho_1 c_{P1}(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial t}=L_1^{-2}\frac{\partial}{\partial z}\left[\lambda_1(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial z}\right]+L_2^{-2}\frac{\partial}{\partial r}\left[\lambda_1(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial r}\right]-A_{V1}(T_1-T_2),\quad z\in(0,2], \tag{10}$$

$$\lambda_1=\lambda_1(T_1)+\lambda',\quad \lambda'=\frac{\pi c_{P2}\rho_2\varphi U^2\nu}{\sqrt{2}};$$

в области III:

$$\left(c_{P2}\rho_2\varphi\frac{\partial T_2}{\partial t}\right)^{\mathrm{III}}=L_1^{-2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda_2\varphi\frac{\partial T_2}{\partial z}\right)^{\mathrm{III}}+L_2^{-2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_2\varphi\frac{\partial T_2}{\partial r}\right)^{\mathrm{III}}+A_{V2}(T_1-T_2)^{\mathrm{III}},\quad z\in(0,2], \tag{11}$$

$$\left[\rho_1 c_{P1}(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial t}\right]^{\mathrm{III}}=L_1^{-2}\frac{\partial}{\partial z}\left[\lambda_1(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial z}\right]^{\mathrm{III}}+L_2^{-2}\frac{\partial}{\partial r}\left[\lambda_1(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial r}\right]^{\mathrm{III}}-A_{V2}(T_1-T_2)^{\mathrm{III}},\quad z\in[0,2); \tag{12}$$

в области IV:

$$\rho c_P\frac{\partial T}{\partial t}=L_1^{-2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right)+L_2^{-2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial r}\right),\quad z\in[2,2+L_4/L_1]. \tag{13}$$

Выражение для эффективной вязкости μ_{eff} в законе Дарси возьмем в виде модификации Эйнштейна [13]:

$$\mu_{\mathrm{eff}}=\mu[1+C\cos(tf)],\quad f=2\pi\nu. \tag{14}$$

В работе [14] на основе аппроксимационных расчетных зависимостей, полученных в [15], предлагается формула для нахождения теплового потока на проницаемой пластине, обтекаемой турбулентным потоком газа:

$$\frac{\mathrm{St}}{\mathrm{St}_0}=\frac{\gamma\exp\left(\frac{1-\mathrm{Pr}}{1+\mathrm{Pr}}\gamma\right)}{1+\frac{2\gamma}{\mathrm{Pr}}\exp\left(\frac{\gamma}{1+\mathrm{Pr}}\right)-\exp\left(\frac{1-\mathrm{Pr}}{1+\mathrm{Pr}}\gamma\right)}, \tag{15}$$

где $\mathrm{St} = \dfrac{q_{\mathrm{w}}^{\mathrm{I}}}{(\rho v)_{\mathrm{e}}(h_{\mathrm{e}} - h_{\mathrm{w}}^{\mathrm{I}})}$, $\gamma = \dfrac{(\rho v)_{\mathrm{w}}}{(\rho v)_{\mathrm{e}}\,\mathrm{St}_0}$, $\mathrm{St}_0 = \dfrac{(\alpha/c_P)_0}{(\rho v)_{\mathrm{e}}}$, $\mathrm{Pr} = \left(\dfrac{c_P\mu}{\lambda}\right)_{\mathrm{e}}$.

Считается, что задан переменный (пульсирующий) конвективный тепловой поток $q_{\mathrm{w}}(\nu, t)$, действующий на ТЗМ определенное время, тогда согласно (15) имеем в области I $0 \le r < 1$

$$q_{\mathrm{w}}^{\mathrm{I}} = \frac{(\rho v)_{\mathrm{w}}\,(h_{\mathrm{e}} - h_{\mathrm{w}}^{\mathrm{I}})\exp\left(\dfrac{1-\mathrm{Pr}}{1+\mathrm{Pr}}\,b\right)}{1 + \dfrac{2b}{\mathrm{Pr}}\exp\left(\dfrac{b}{1+\mathrm{Pr}}\right) - \exp\left(\dfrac{1-\mathrm{Pr}}{1+\mathrm{Pr}}\,b\right)}, \tag{16}$$

где $b = \dfrac{(\rho v)_{\mathrm{w}}}{(\alpha/c_P)_0}$, $\left(\dfrac{\alpha}{c_P}\right)_0 = \left(\dfrac{\alpha}{c_P}\right)_{\mathrm{н}}\left[1 + \dfrac{W\cos(ft)}{(\alpha/c_P)_{\mathrm{н}}}\right]$, $h_{\mathrm{w}} = c_{P2}T_{1\mathrm{w}}$, $c_{P2} = a_1 + 2a_2T_{2\mathrm{w}}$.

В завесной зоне III воспользуемся формулой из [16], в которой учитывается влияние вдува на тепловой поток в виде модификации В. П. Мугалева [6]:

$$q_{\mathrm{w}}^{\mathrm{III}} = \left(\frac{\alpha}{c_P}\right)_{\mathrm{н}}(1 - k_1 b^{k_2})\,(h_{\mathrm{e}} - h_{\mathrm{w}}^{\mathrm{III}}), \tag{17}$$

где $b = \dfrac{(\rho v)_{\mathrm{w}}(r=0)}{(\alpha/c_P)_{\mathrm{н}}(\pi/2 - r)}$, $1 \le r < 1.5$.

Систему уравнений (4)–(6), (8)–(13) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$T_2^i\,|_{t=0} = T_{\mathrm{н}}, \quad i = \mathrm{I}\text{–}\mathrm{III}; \quad T_1^i\,|_{t=0} = T\,|_{t=0} = T_{\mathrm{н}}, \quad i = \mathrm{I}, \mathrm{III}; \tag{18}$$

на внешней нагреваемой поверхности пористой пластины 0A (область I на рис. 1) имеют место балансовые граничные условия [11]

$$(q_{\mathrm{w}} - \varepsilon\sigma T_{1\mathrm{w}}^4)^{\mathrm{I}}(1 - \varphi) = -(1 - \varphi)\left(\lambda_1\frac{\partial T_1}{x_*\partial z}\right)^{\mathrm{I}}\Bigg|_{\Gamma_1}, \tag{19}$$

$$q_{\mathrm{w}}^{\mathrm{I}}\varphi = -\varphi\left(\lambda_2\frac{\partial T_2}{x_*\partial z}\right)^{\mathrm{I}}\Bigg|_{\Gamma_1}; \tag{20}$$

на линии сопряжения Γ областей I и II запишем согласно [4]

$$\varphi\left(\lambda_2\frac{\partial T_2}{x_*\partial z}\right)^{\mathrm{I}}\Bigg|_{\Gamma_-} = \frac{\varphi}{L_1}\left(\lambda_2\frac{\partial T_2}{\partial z}\right)^{\mathrm{II}}\Bigg|_{\Gamma_+} + Q\,(\rho v)_{\mathrm{w}}\,|_{\Gamma}, \quad T_2^{\mathrm{I}}\,|_{\Gamma_-} = T_2^{\mathrm{II}}\,|_{\Gamma_+} = T_*; \tag{21}$$

на внешней нагреваемой поверхности пористой пластины AB (область III на рис. 1) имеем аналогично (19), (20)

$$(q_{\mathrm{w}} - \varepsilon\sigma T_{1\mathrm{w}}^4)^{\mathrm{III}}(1 - \varphi) = -(1 - \varphi)\left(\lambda_1\frac{\partial T_1}{L_1\partial z}\right)^{\mathrm{III}}\Bigg|_{\mathrm{G}_1}, \tag{22}$$

$$q_{\mathrm{w}}^{\mathrm{III}}\varphi = -\varphi\left(\lambda_2\frac{\partial T_2}{L_1\partial z}\right)^{\mathrm{III}}\Bigg|_{\mathrm{G}_1}; \tag{23}$$

на внутренней поверхности DEF [11]

$$\left(-\lambda\frac{\partial T}{\partial r}\right)\Bigg|_{\mathrm{G}_4} = \delta\,(T\,|_{\mathrm{G}_4} - T_{\mathrm{н}}), \quad \left(-(1-\varphi)\,\lambda_1\frac{\partial T_1}{L_1\partial z}\right)\Bigg|_{\Gamma_3} = \delta\,(T_1\,|_{\Gamma_3} - T_{\mathrm{н}}), \tag{24}$$

$$T_2\,|_{\Gamma_3} = \frac{\delta}{c_{P2}\,(\rho v)_{\mathrm{w}}}\,(T_1\,|_{\Gamma_3} - T_{\mathrm{н}}) + T_{\mathrm{н}};$$

на оси симметрии 0F

$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial r}\right)\Bigg|_{\Gamma_2} = 0, \quad i = 1, 2; \tag{25}$$

на поверхности сплошной стальной оболочки BCD задаются условия тепловой изоляции

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)\Bigg|_{\mathrm{G}_i} = 0, \quad i = 2, 3, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)\Bigg|_{\mathrm{G}_2} = 0; \tag{26}$$

на границах сопряжения G и S областей I–II и III–IV выставляется условие идеального контакта

$$(1-\varphi)\left(\lambda_1\frac{\partial T_1}{L_2\partial r}\right)^{\mathrm{I}}\Big|_{\mathrm{G}_-}=\lambda\left(\frac{\partial T_1}{L_2\partial r}\right)^{\mathrm{III}}\Big|_{\mathrm{G}_+},\quad T_1^{\mathrm{I}}\,|_{\mathrm{G}_-}=T_1^{\mathrm{III}}\,|_{\mathrm{G}_+},\quad T_1\,|_{\mathrm{G}}=T_2\,|_{\mathrm{G}}, \tag{27}$$

$$(1-\varphi)\left(\lambda_1\frac{\partial T_1}{L_1\partial z}\right)^{\mathrm{III}}\Big|_{\mathrm{S}_-}=\lambda\left(\frac{\partial T}{L_1\partial z}\right)\Big|_{\mathrm{S}_+},\quad T_1^{\mathrm{III}}\,|_{\mathrm{S}_-}=T\,|_{\mathrm{S}_+}; \tag{28}$$

на внешней и внутренней поверхностях области I–II имеет место равенство давлений в порах и во внешней среде

$$P_{\mathrm{w}}\,|_{\Gamma_1}=P_{\mathrm{н}},\quad P\,|_{\Gamma_3}=P_{\mathrm{L}_1}. \tag{29}$$

2. Методика расчета и исходные данные. Давление на внутренней "холодной" поверхности оболочки сферы бралось в виде

$$P_{\mathrm{L}_1}=kP_{\mathrm{w}}, \tag{30}$$

что обеспечивало необходимый расход охладителя (в частности, не достигалась температура плавления каркаса стальной оболочки [6]) на участке теплового воздействия от $t=0$ до $t=t_{\mathrm{f}}$.

Квазистационарное уравнение неразрывности $\rho_2\varphi v=-(\rho v)_{\mathrm{w}}$ (знак минус обусловлен тем, что нормальная составляющая координата x направлена в глубь тела (см. рис. 1), а охладитель течет в противоположном направлении) совместно с выражением (7), нелинейным законом Дарси (5), (6) и граничными условиями (29) можно проинтегрировать и найти расход охладителя и давление в пористой пластине в областях I и II [11]:

$$(\rho v)_{\mathrm{w}}(r)=\frac{[2\,(P_{\mathrm{L}_1}^2-P_{\mathrm{w}}^2)\,\varphi MD_{\mathrm{L}_1}/(L_1R)+E_{\mathrm{L}_1}^2]^{0.5}-E_{\mathrm{L}_1}}{2D_{\mathrm{L}_1}},$$

$$P(z,r)=\left\{P_{\mathrm{w}}^2+2Rs\,(\rho v)_{\mathrm{w}}\,[(\rho v)_{\mathrm{w}}D+E]/(M\varphi)\right\}^{0.5},$$

$$s=x_*,\quad 0\le z\le 1,\quad s=L_1,\quad 1<z\le 2,$$

$$D(z,r)=B\int_0^z T_2(r,z)\,dz,\quad E(z,r)=A\int_0^z \mu T_2(r,z)\,dz.$$

Коэффициент объемного теплообмена A_{V1} между газом и каркасом в областях I и II определялся из формул [17]

$$\mathrm{Nu}_V=\nu_1\mathrm{Pe}^{\nu_2},\quad 0.5<\mathrm{Pe}<80,\quad \nu_2=1-1.3,$$

где $\mathrm{Nu}_V=A_{V1}l^2/\lambda_2$, $\mathrm{Pe}=(\rho v)_{\mathrm{w}}lc_{P2}/\lambda_2$, $l=B/A$.

Краевая задача (8)–(13), (17)–(28) решалась численно при помощи локально-одномерного метода расщепления [18]. Использовалась неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau+H_z^2+H_r^2)$, где H_z — шаг по пространству вдоль координаты z, H_r — шаг по пространству вдоль координаты r, τ — шаг по времени. Для опорного варианта проведено тестирование численного метода. Расчет осуществлен при прочих равных входных данных для разных шагов по пространству $H_z=10^{-2}$, $H_r=0.025$, $H_2=H_z/2$, $H_3=H_z/4$, $H_4=H_z/8$, $h_2=H_r/2$, $h_3=H_r/4$, $h_4=H_r/8$. Температура каркаса и охладителя фиксировалась по глубине 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. Различие $\Delta=\max[\Delta_{T_1},\Delta_{T_2}]$ относительной погрешности по температуре падало и к моменту времени $t=t_{\mathrm{f}}$ составляло: $\Delta_1=5.7\%$, $\Delta_2=2.4\%$, $\Delta_3=1.3\%$. Ниже результаты расчета получены для шагов по пространству $H_3=2.5\cdot10^{-3}$ м, $h_3=6.25\cdot10^{-3}$ м.

Теплофизические и структурные характеристики пористого материала для образца из спеченного порошка нержавеющей стали взяты из [6, 19], для воды и водяного пара — из [20] (табл. II, IV и V), а для воздуха — из [21].

Приводимые ниже результаты получены при $T_{\mathrm{н}}=293$ К, $(\alpha/c_P)_{\mathrm{н}}=0.2$ кг/(с·м^2), $\rho_{2\mathrm{н}}=10^3$ кг/м^3, $T_{\mathrm{e}}=3600$ К, $\lambda_{\mathrm{e}}=0.782$ Вт/(м·К), $c_{P\mathrm{e}}=4024$ Дж/(кг·К), $h_{\mathrm{e}}=1.449\cdot10^7$ Дж/кг, $\rho_{\mathrm{e}}=0.088$ кг/м^3, $\mu_{\mathrm{e}}=1.747\cdot10^{-4}$ кг/(м·с), $M=18$ кг/кмоль, $R=8.314$ Дж/(моль·К), $\sigma=5.67\cdot10^{-8}$ Вт/(м^2·К^4), $Q_{\mathrm{н}}=2.2\cdot10^6$ Дж/кг, $L_1=10^{-3}$ м, $L_2=7\cdot10^{-3}$ м, $L_3=3.5\cdot10^{-3}$ м, $L_4=2\cdot10^{-2}$ м, $\delta=100$ Вт/(К·м^2), $t_{\mathrm{f}}=10$ с, $\lambda_1=2.92+4.5\cdot10^{-3}\,T_1$ Вт/(м·К), $\rho_1c_{P1}=(1252+0.544T_1)\cdot10^3$ Дж/(К·м^3), м, $\lambda=23$ Вт/(м·К), $c_P=600$ Дж/(кг·К), $\rho=7800$ кг/м^3, $P_{\mathrm{н}}^{\mathrm{III}}=10^5$ Н/м^2, $P_{\mathrm{w}}=P_{\mathrm{н}}=$

$= 10^5$ Н/м^2, $A_{V2} = 10^6$ Вт/(м^3·К), $x_{*н} = 10^{-5}$ м, $U = 10^{-3}$ м, $W = 0.03$ кг/(м^2·с), $\nu = 0 - 12$ с$^{-1}$, $a_1 = 965.5$, $a_2 = 0.0735$, $\varepsilon = 0.9$, $\varphi = 0.27$, $k_1 = 0.285$, $k_2 = 0.165$, $k = 3.5$, $\nu_1 = 0.004$, $\nu_2 = 1$, $C = 0.2$.

Величины $x_{*н}$ и $Q_н$ при $t = 0$ задавались; при этом для $t > 0$ x_* находилась из условий (1), (2) и табличных данных [20], а $Q(T_*)$ бралась из [22]. Предполагалось, что в уравнениях (8) и (9) плотность воды в областях I и II при $T_2 \le 373$ К равна $\rho_2 = \rho_{2н}$, а для $T_2 > 373$ К ρ_2 находилось из уравнения состояния (7). Вязкостный и инерционный коэффициенты A и B в нелинейном законе Дарси, зависящие от интенсивности пульсаций, брались из статьи [23].

3. Методика определения характеристик двухфазного охлаждения и результаты эксперимента. Экспериментальное исследование системы двухфазного охлаждения проводилось в струе воздушной плазмы, генерируемой плазмотроном ЭДП-104А/50 (конструкция Института теплофизики СО РАН, г. Новосибирск) с параметрами $T_\infty = 3600$ К, $V_e = 56$ м/с по методике, изложенной в работе [23]. Исследования проводились на модели (рис. 2), выполненной в форме усеченного конуса *1*, в малое основание которого заделывалась проницаемая вставка *2*. Через внутренний объем модели и вставку навстречу плазменной струе *3* подавалась охлаждающая жидкость (вода) *4*. Использовались вставки, изготовленные из пористой стали, полученной спеканием нитей из нержавеющей стали Х10 Н10. Их пористость составляла $\varphi = 0.27$, диаметр — $14 \cdot 10^{-3}$ м, толщина — 10^{-3} м.

В процессе проведения экспериментов расход жидкости G контролировался с помощью ротаметров типа РС, РМЖ и поддерживался постоянным в течении опыта. Давление в камере P_{L_1} регистрировалось манометром типа МО, температура стенки T_w в окрестности лобовой критической точки определялась с помощью инфракрасного пирометра АКИП-9311 как функция времени.

Коэффициент излучения составлял $\varepsilon = 0.9$. Сигнал с ЖК дисплея пирометра записывался на цифрой фотоаппарат Canon PowerShot A95 (частота кадров 15 кадр/с) с последующей компьютерной обработкой результатов измерений. Суммарные погрешности определения параметров не превышали $\delta G \le 4.5\%$, $\delta P_{L_1} \le 0.5\%$, $\delta T_w \le 3\%$.

Продольные набегающему потоку вибрации стенки создавались с помощью вибростенда, выполненного на основе электродвигателя с насаженной на ось зубчатой шестерней. Амплитуду $U = 10^{-3}$ м и частоту вибраций $\nu = 0 - 20$ с$^{-1}$ задавали геометрическими размерами шестерни и скоростью вращения вала электродвигателя.

На рис. 3 показаны некоторые результаты измерений температуры поверхности пористой вставки в окрестности лобовой критической точки торможения потока как функции времени. Секундный массовый расход

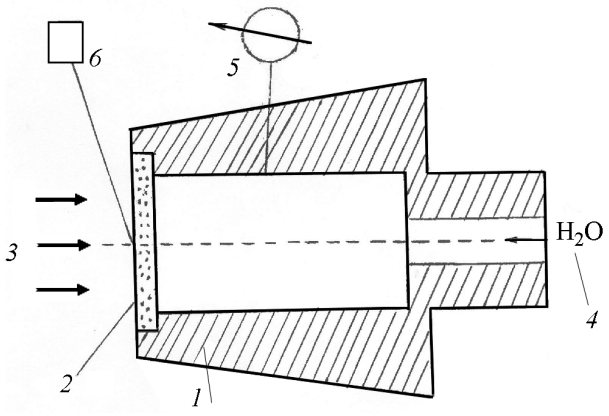


Рис. 2. Схема испытуемой модели: *1* — усеченный конус; *2* — проницаемая вставка; *3* — плазменная струя; *4* — охлаждающая жидкость; *5* — манометр; *6* — инфракрасный пирометр

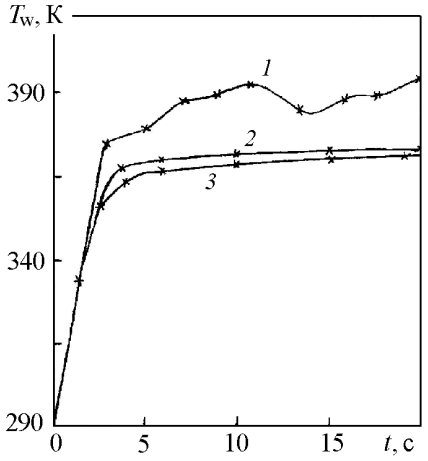


Рис. 3. Зависимость экспериментальной температуры внешней нагреваемой поверхности тела от времени при различных частотах пульсаций ν: *1* — 0 с$^{-1}$; *2* — 6.8; *3* — 12

охладителя при этом составлял $G = 0.6 \cdot 10^{-3}$ кг/с. Кривая *1* получена для условий проведения экспериментов без вибраций модели, а кривые *2* и *3* получены с вибрациями частоты ν: 6.8, 12 $с^{-1}$ соответственно.

Анализ представленных результатов свидетельствует об ослаблении тепловых нагрузок в направлении к защищаемой стенке при воздействии вибрационных колебаний. Кривые *2* и *3* расположены ниже кривой *1*, полученной для температуры стенки без возмущений, при этом пульсаций и немонотонной зависимости $T_w(t)$ не наблюдалось. Структура течения газожидкостной смеси внутри модели и через пористую стенку достаточно сложны; при этом смесь может быть: 1) жидкой, 2) пузырьковой, 3) пузырьково-снарядной, 4) снарядной, 5) снарядно-кольцевой, 6) кольцевой, 7) дисперсно-кольцевой, 8) капельной и 9) паром [24]. Вибрации стенки, вероятно, за счет перемешивания газожидкостной смеси внутри объема модели устраняют режимы 2–8, что наблюдалось при истечении газожидкостной смеси, когда вместо пористой стенки использовалось крупное отверстие [23, 25]. Вдув жидкости и пара через пористую стенку не содержит неустойчивых процессов в системе двухфазного охлаждения.

4. Результаты численного решения. На рис. 4 приведены зависимости внешней температуры поверхности каркаса T_{1w} (*а*), конвективного теплового потока q_w из газовой фазы (*б*) и расхода охладителя $(\rho v)_w$ (*в*) с поверхности ТЗМ от продольной координаты $y(r)$. Сплошные кривые получены при ν = 0, $W = 0$, $C = 0$, штриховые — при ν = 6.8 $с^{-1}$, $W \neq 0$, $C \neq 0$, штрихпунктирные — при ν = 12 $с^{-1}$, $W \neq 0$, $C \neq 0$ и $t = t_f$.

Из анализа кривых (см. рис. 4) следует, что в области I происходит существенное ослабление теплового потока охладителем согласно формуле (16), при этом большему расходу охладителя $(\rho v)_w$ (рис. 4, *в*) соответствует меньшее значение q_w (рис. 4, *б*). Однако с ростом пульсаций стенки ТЗМ и газового потока, согласно формулам (10), (14) и (16), при ν = 6.8 и 12 $с^{-1}$, $W \neq 0$, $C \neq 0$ температура поверхности понижается (рис. 4, *а*) в результате ослабления интенсивности теплообмена. Отметим, что в завесной зоне III (не охлаждаемой пористой

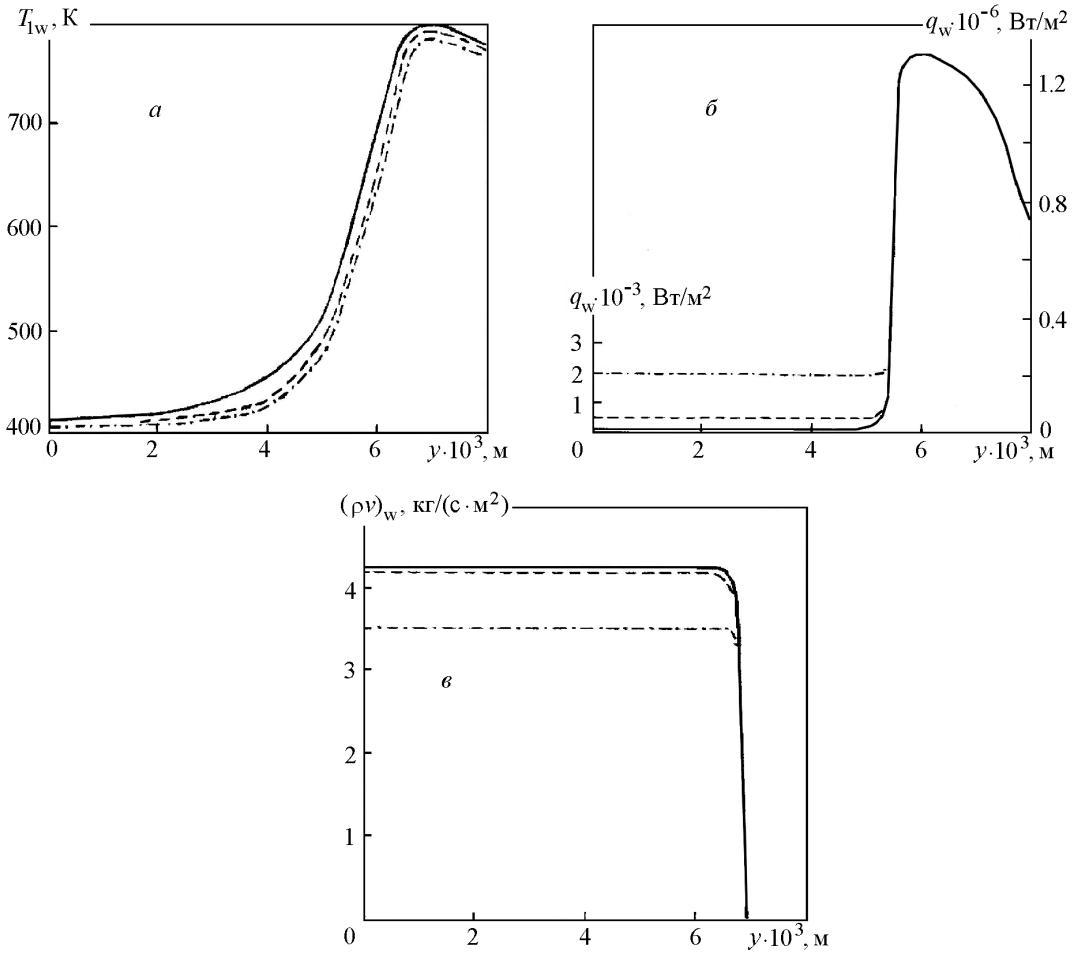
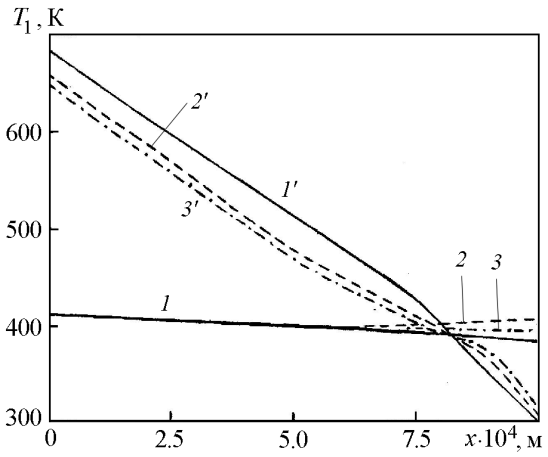


Рис. 4. Распределение температуры внешней поверхности каркаса (*а*), конвективного теплового потока из газовой фазы (*б*) и расхода охладителя (*в*) вдоль пластины при ν = 0, $W = 0$, $C = 0$ (сплошные кривые), ν = 6.8 $с^{-1}$, $W \neq 0$, $C \neq 0$ (штриховые кривые), ν = 12 $с^{-1}$, $W \neq 0$, $C \neq 0$, $t = t_f$ (штрихпунктирные кривые)



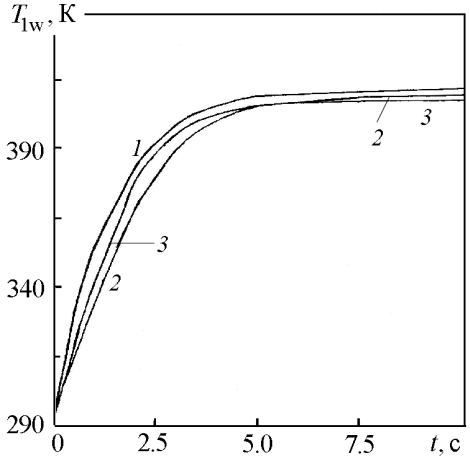


Рис. 5. Распределение температуры каркаса по толщине пластины x на оси симметрии 0F (*1–3*) и на стыке зон I–II и III (*1′–3′*) при $t = t_f$. Обозначения кривых те же, что и на рис. 4

Рис. 6. Зависимость температуры внешней поверхности каркаса при $y = 0$ от времени. Обозначения *1–3* те же, что и на рис. 3

окантовки) тепловой поток, определяемый по (17), и температура поверхности каркаса значительно выше, чем в других зонах.

Поведение температуры каркаса по толщине ТЗМ $x(z)$ на оси симметрии при $y = 0$ (кривые *1–3*) и на стыке с окантовкой $y = L_2$ (кривые *1′–3′*) для $t = t_f$ приведено на рис. 5. Как и следовало ожидать, температура каркаса T_1 охлаждаемой пластины со стороны действия конвективного потока в области I и частично в области II ниже, чем на стыке с областью III. Это связано как с поглощением тепла при фильтрации охладителя в порах ТЗМ, так и с процессом образования пара.

Со стороны внутренней поверхности оболочки $y = L_1$ области II, где закачивается под давлением вода при начальной температуре $T_н = 293$ К, в результате стока тепла в более "холодную" проницаемую часть пластины III и сплошную окантовку IV температура каркаса T_1 ($y = L_2$) ниже, чем T_1 ($y = 0$).

На рис. 6 представлены зависимости внешней температуры поверхности каркаса T_{1w} от времени при $\nu = 0$, $W = 0$, $C = 0$; $\nu = 6.8$ с$^{-1}$, $W \neq 0$, $C \neq 0$; $\nu = 12$ с$^{-1}$, $W \neq 0$, $C \neq 0$. При учете пульсаций ($\nu \neq 0$) кривые температуры поверхности лежат ниже кривой T_{1w} для $\nu = 0$, как и в эксперименте (см. рис. 3), однако наличие пульсаций может как ослаблять, так и усиливать процесс теплообмена (кривые *2* и *3* на рис. 6) при $t > 6$ с. Экспериментальным результатом при $t = t_f$ и $\nu = 6.8$ с$^{-1}$ является $G = 0.6\cdot10^{-3}$ кг/с, $S = \pi L_2^2 = 0.154\cdot10^{-3}$ м^2, $(\rho v)_w = G/S =$ $= 3.8$ кг/(м^2·с), $T_w = 376$ К, а численным решением — $(\rho v)_w = 4.2$ кг/(м^2·с), $T_{1w} = 411$ К. В эксперименте при $t =$ $= t_f$ и $\nu = 12$ с$^{-1}$ и том же расходе $G = 0.6\cdot10^{-3}$ кг/с было получено $T_w = 370$ К, а численный расчет дал $(\rho v)_w =$ $= 3.5$ кг/(м^2·с), $T_{1w} = 409$ К. Отличие относительной погрешности численного решения от эксперимента при $t =$ $= t_f$ составляет по расходу охладителя 15 и 8%, а по температуре поверхности — 9.3 и 10.5% соответственно.

Выводы

1. Разработана математическая модель для расчета характеристик ТМО системы двухфазного пористого охлаждения при учете малых периодических возмущений.

2. При наличии пульсаций получено качественное и количественное согласование результатов расчета с экспериментом при $t \le t_f$.

3. При отсутствии малых периодических возмущений фазовое превращение жидкости в пористом материале приводит к неустойчивым процессам охлаждения, возникают колебания температуры стенки при $t > 8$ с, что на данном этапе исследования не учитывается в математической модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Федерального агенства по образованию "Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 гг.)", № 2.1.1/2269.

Обозначения

A — вязкостный коэффициент в законе Дарси, м$^{-2}$; A_V — коэффициент объемного теплообмена между охладителем и каркасом, Вт/(К·м^3); a_1, a_2, k, k_1 и k_2 — постоянные; B — инерционный коэффициент в законе Дарси, м$^{-1}$; C —

постоянная в формуле (14); c_P — коэффициент удельной теплоемкости, Дж/(кг·К); G — расход охладителя, кг/с; h — энтальпия, Дж/кг; L_i, i = 1, 2, 3, 4 — толщины и длины оболочек в областях I–III на рис. 1, м; M — молекулярная масса охладителя, кг/кмоль; Nu_V — число Нуссельта; P — давление, Па; Pe — число Пекле; Pr — число Прандтля; q_w — конвективный тепловой поток из газовой фазы, Вт/м^2; Q — теплота испарения, Дж/к; r — безразмерная продольная пространственная координата; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К): Re — число Рейнольдса; S — площадь поверхности 0A, м; St — число Стантона; t — время, с; T — температура, К; U — амплитуда колебаний стенки каркаса, м; V — объем, м^3; v — скорость фильтрации охладителя в областях I и II, м/с; V_e — скорость набегающего внешнего потока, м/с; W — амплитуда пульсаций газа во внешнем потоке, кг/(с·м^2); x и y — поперечная и продольная пространственные координаты, м; z — безразмерная поперечная пространственная координата; $(\alpha/c_P)_\mathrm{н}$ — коэффициент теплообмена в отсутствие пульсаций, кг/(с·м^2); δ — коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности пластины, Вт/(К·м^2); ε — излучательная способность поверхности каркаса; λ_i — коэффициенты теплопроводности, Вт/(м·К); μ — коэффициент динамической вязкости, кг/(м·с); ν — частота периодических возмущений, с$^{-1}$; ν_1 и ν_2 — постоянные; ρ — плотность, кг/м^3; $(\rho v)_\mathrm{w}$ — расход охладителя в порах ТЗМ, кг/(с·м^2); σ — постоянная Стефана–Больцмана, Вт/(м^2·К^4); φ — пористость. Индексы: w — стенка (внешняя нагреваемая поверхность обтекаемого тела); ∞, e — величины набегающего газового потока на бесконечности и на внешней границе пограничного слоя; 1 и 2 — каркас и охладитель в областях I и II; н — начальное значение; * — характерная величина; 0 — отсутствие вдува с поверхности; f — конечный момент теплового воздействия; L_1 — внутренняя граница стенки по толщине; $'$ — пульсация характеристик ТМО; eff — эффективный; G, S и Г — границы.

Литература

1. **Кутателадзе С. С., Стырикович М. А.** Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976.
2. **Васильев Л. Л., Майоров В. А.** Аналитическое исследование устойчивости равновесной системы двухфазного пористого охлаждения//Проблемы тепло- и массопереноса. Минск: Наука и техника, 1976. С. 219–231.
3. **Майоров В. А., Васильев Л. Л.** Аналитическое исследование сопротивления и теплообмена при двухфазном охлаждении пористого тепловыделяющего элемента//Проблемы тепло- и массопереноса. Минск: Наука и техника, 1976. С. 232–258.
4. **Павлюкевич Н. В., Горелик Г. Е., Левданский В. В., Лейцина В. Г., Рудин Г. И.** Физическая кинетика и процессы переноса при фазовых превращениях. Минск: Наука и техника, 1980.
5. **Поляев В. М., Майоров В. А., Васильев Л. Л.** Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1988.
6. **Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б.** Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
7. **Гришин А. М., Фомин В. М.** Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука СО АН СССР, 1984.
8. **Раушенбах Б. В.** Вибрационное горение. М.: ГИФМЛ, 1961.
9. **Голованов А. Н.** Влияние периодических возмущений на процесс термохимического разрушения некоторых композиционных материалов//Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 67–73.
10. **Ажищев Н. Л., Быков В. И.** Об интенсификации переноса тепла в пористых средах при пульсации давления//Изв. СО АН СССР. Сер. тех. наук. 1987. № 21. Вып. 6. С. 27–30.
11. **Гришин А. М., Голованов А. Н., Якимов А. С.** Сопряженный теплообмен в композиционном материале//ПМТФ. 1991. № 4. С. 141–148.
12. **Голованов А. Н., Якимов А. С.** Моделирование процесса тепломассопереноса систем пористого охлаждения при наличии малых периодических возмущений//ИФЖ. 2011. Т. 84, № 4. С. 657–663.
13. **Эйнштейн А., Смолуховский М.** Броуновское движение. М.–Л.: Главная редакция общетехнической литературы, 1936.
14. **Совершенный В. Д.** Инженерные формулы для расчета трения на проницаемой поверхности в турбулентном потоке газа//ИФЖ. 1967. Т. 12, № 4. С. 538–539.
15. **Совершенный В. Д.** Турбулентный пограничный слой на проницаемой поверхности//Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 3. С. 45–51.
16. **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. 72–78.
17. **Занемонец В. Ф., Родионов В. И.** Экспериментальное исследование теплообмена в зернистом связанном слое//Тепломассообмен–ММФ-88: I Минский междунар. форум, 24–27 мая, 1988 г. Минск, 1988. Секция 7. С. 42–43.
18. **Самарский А. А.** Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971.
19. **Алифанов О. М., Трянин А. П., Ложкин А. Л.** Экспериментальное исследование метода определения коэффициента внутреннего теплообмена из решения обратной задачи//ИФЖ. 1987. Т. 52, № 3. С. 461–469.

20. **Вукалович М. П., Ривкин С. А., Александров А. А.** Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд-во стандартов, 1969.

21. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.

22. **Зверев И. Н., Смирнов Н. Н.** Газодинамика горения. М.: МГУ, 1987.

23. **Голованов А. Н.** О возникновении автоколебательных процессов при подаче жидкости в плазменную струю// ИФЖ. 1991. Т. 61, № 4. С. 650–655.

24. **Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е.** Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука СО АН СССР, 1984.

25. **Голованов А. Н.** Малые энергетические возмущения в некоторых задачах механики реагирующих сред. Томск: Изд-во Томского ун-та, 2010.