

УДК 532.546 : 536.655

© 1993 г. И. Н. БОБРОВ, А. П. КУРЯЧИЙ

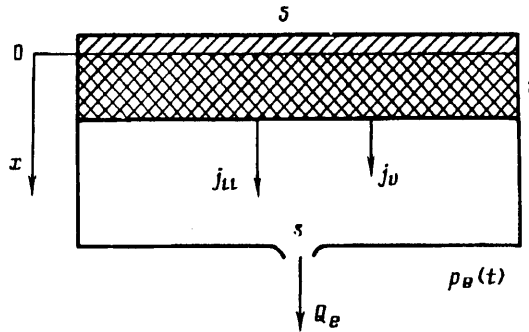
ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ИСПАРИТЕЛЬНОЙ ТЕПЛОЗАЩИТЕ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВНЕШНЕГО ДАВЛЕНИЯ

Система комбинированной тепловой защиты радиационно-испарительного типа, разрабатываемая для защиты изделий современной техники от длительных и интенсивных тепловых нагрузок, в качестве основных компонентов включает в себя внешний слой высокотемпературной теплоизоляции и слой влагонасыщенного капиллярно-пористого материала, который может располагаться либо на внешней [1], либо на внутренней [2] стороне защищаемой конструкции. В первой схеме испарение хладагента из капиллярно-пористого материала происходит в зазор между ним и слоем теплоизоляции, во второй — во внутреннюю полость конструкции. Затем пар через дренажную систему выбрасывается наружу. В этой системе теплозащиты основная часть поступающего на изделие теплового потока сбрасывается наружу излучением внешней поверхности слоя высокотемпературной теплоизоляции, а малая его часть, проникающая сквозь слой, затрачивается на испарение хладагента. В настоящей работе рассматривается схема теплозащиты с испарением во внутреннюю полость конструкции. Представлены результаты численного моделирования процессов теплопереноса в слое капиллярно-пористого материала. Основное внимание уделяется описанию процесса вытеснения жидкости из материала, обусловленного уменьшением давления во внешней среде. Исследуется влияние различных параметров задачи на данный процесс.

1. Постановка задачи. Рассматривается некая конструкция, схема которой изображена на фиг. 1 в виде полости объемом V , одна стенка которой представляет собой плоскую пластину толщиной h и площадью S . Материал пластины имеет плотность ρ_p и удельную теплоемкость c_p . Другие стенки полости предполагаются теплоизолированными и имеющими нулевую теплоемкость. На внешней стороне пластины может располагаться слой теплоизоляции, а на противоположной (внутри полости) находится слой влажного капиллярно-пористого материала толщиной l . Предполагается, что однородный поликапиллярный материал имеет пористость Π , плотность, удельную теплоемкость и коэффициент теплопроводности в сухом состоянии ρ_0, c_0, λ_0 соответственно. Полость имеет дренажное отверстие площадью s , через которое паровоздушная смесь может вытекать в окружающую среду, характеризуемую давлением $p_e(t)$, являющимся функцией времени t .

Процессы, протекающие в капиллярно-пористом материале, описываются уравнениями сохранения энергии, массы и импульса связанного вещества [3]. Однако с целью упрощения задачи обычно исключают из рассмотрения уравнения импульсов, а потоки связанного вещества \dot{j}_i ($i = l$ — жидкость, $i = v$ — пар, $i = a$ — воздух), входящие в уравнения сохранения массы и энергии, выражают через градиенты искомым функций [4, 5], которыми в настоящей постановке являются температура T , объемная концентрация жидкости в порах α (влажностное содержание) и плотность воздуха ρ_a . Коэффициенты переноса при градиентах искомым величин, входящие в выражения для потоков, считаются известными функциями этих величин, определяемыми экспериментально [6].

При записи уравнений сохранения массы предполагается, что пар и воздух занимают в материале один и тот же объем, вследствие чего объемная концентрация паровоздушной смеси равна $1 - \alpha$. Для исключения из числа



Фиг. 1

неизвестных величины источника пара суммируются уравнения сохранения массы жидкости и пара. В результате уравнения сохранения массы воздуха и влаги в капиллярно-пористом материале имеют вид

$$\Pi \frac{\partial}{\partial t} [(1 - \alpha) \rho_a] + \nabla j_a = 0 \quad (1.1)$$

$$\Pi \frac{\partial}{\partial t} [(\rho_l - \rho_w) \alpha + \rho_v] + \nabla j_m = 0, \quad j_m = j_l + j_v \quad (1.2)$$

Уравнение сохранения энергии в отличие от общепринятой формы записи [4, 5] представляется в дивергентном виде

$$\frac{\partial}{\partial t} [c_{\text{eff}} \rho_0 T + r_0 \Pi (1 - \alpha) \rho_v] = \nabla \left(\lambda \nabla T - r_0 j_v - T \sum_i c_{pi} j_i \right) \quad (1.3)$$

$$c_{\text{eff}} = c_0 + \frac{\Pi}{\rho_0} [c_l \rho_l \alpha + (1 - \alpha) (c_w \rho_w + c_{va} \rho_a)]$$

$$r_0 = r(T) + (c_l - c_{pv}) T$$

Здесь c_{eff} — эффективная теплоемкость материала, $c_v, c_{pi} (i = a, v), c_l$ — удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении соответственно, λ — коэффициент теплопроводности влажного материала, r_0 — удельная теплота испарения при $T = 0$ К.

Система уравнений (1.1)–(1.3) дополняется уравнением состояния паровоздушной смеси, считающейся смесью идеальных газов

$$p = \left(\frac{\rho_v}{M_v} + \frac{\rho_a}{M_a} \right) RT \quad (1.4)$$

где $M_i (i = v, a)$ — молекулярные веса, R — универсальная газовая постоянная. Уравнение (1.4) служит для определения давления p , входящего в выражения для потоков связанного вещества.

Уравнение сохранения массы пара заменяется зависимостью плотности насыщенного пара от температуры, аппроксимируемой в диапазоне температур 273–373 К формулой Филоненко [7] для воды

$$\rho_v = \rho_{v,s}(T) = 133 \frac{M_v}{RT} \exp \left(18,681 - \frac{4105}{T - 35} \right) \quad (1.5)$$

Уравнение (1.5) применимо в той области материала, в которой $\alpha > 0$. В областях с $\alpha = 0$ в уравнении (1.2), которое справедливо и для этого случая, неизвестной величиной является ρ_v , а уравнение (1.5) не рассматривается.

Для замыкания системы уравнений (1.1)–(1.3) необходимо выразить потоки связанного вещества $j_i (i = l, v, a)$ через градиенты искомым функций. Поток

жидкости может индуцироваться наличием градиентов влагосодержания α в случае поликапиллярной структуры материала, температуры T и давления паровоздушной смеси p . В предположении, что фильтрационная составляющая потока описывается уравнением Дарси, для потока жидкости получается выражение

$$j_l = -a_l (\Pi \rho_l \nabla \alpha + \rho_0 \delta \nabla T) - K \frac{\rho_l}{\mu_l} K_l \nabla p \quad (1.6)$$

Здесь a_l — коэффициент диффузии жидкости, δ — термоградиентный коэффициент [6], K — коэффициент проницаемости материала, μ_l — коэффициент вязкости, K_l — относительная проницаемость для жидкости.

При независимом движении жидкой и газовой фаз потоки воздуха и пара состоят из фильтрационной и диффузионной составляющих

$$j_a = -K \frac{\rho_v}{\mu_g} K_g \nabla p + (1 - \alpha) \Pi D_{ef} \rho_g \nabla \left(\frac{\rho_a}{\rho_g} \right) \quad (1.7)$$

$$j_{a1} = -K \frac{\rho_a}{\mu_g} K_g \nabla p - (1 - \alpha) \Pi D_{ef} \rho_g \nabla \left(\frac{\rho_a}{\rho_g} \right)$$

Здесь μ_g — коэффициент вязкости паровоздушной смеси, K_g — относительная проницаемость для газовой фазы, $\rho_g = \rho_v + \rho_a$, D_{ef} — эффективный коэффициент диффузии пара в воздухе, учитывающий наличие скелета материала [5].

Относительная проницаемость материала для жидкой и газовой фаз зависит от его структуры. В настоящей работе принимается простейшая аппроксимация этой величины: относительная проницаемость для любой фазы равна объемной концентрации этой фазы, т. е. $K_l = \alpha$, $K_g = 1 - \alpha$.

При запитке капиллярно-пористого материала жидкостью желательно, очевидно, получение максимального начального значения $\alpha = \alpha_0$. Даже если запитка сопровождается откачкой воздуха из полости с целью удаления воздуха из материала, все равно трудно получить значение $\alpha_0 = 1$ и в порах материала будет присутствовать защемленный воздух. Если в процессе функционирования рассматриваемой системы теплозащиты происходит уменьшение внешнего давления p_e , то падает и давление газа в полости. Уменьшение давления в полости должно сопровождаться релаксацией давления в материале, которая в случае защемления воздуха возможна лишь за счет увеличения объема воздушных пузырьков. Расширение воздушных пузырьков индуцирует движение жидкости к открытой поверхности материала и ее вытеснение наружу.

Пока имеет место защемление воздуха, скорости движения жидкой и газовой фаз равны. Поэтому потоки воздуха и пара могут быть выражены через поток жидкости

$$j_a = \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{\rho_l}{\rho_l} j_l \quad i = v, a \quad (1.8)$$

где j_l по-прежнему определяется выражением (1.6), в котором, вообще говоря, μ_l должна быть заменена величиной μ_{ef} — эффективной вязкостью смеси жидкости и газовых пузырьков, зависящей от α . В принятой в настоящей работе модели эта зависимость μ_{ef} от α не учитывается и считается, что $\mu_{ef} = \mu_l$, поскольку значения α , при которых имеет место защемление воздуха, близки к единице. Величина K_l в состоянии защемленного воздуха, очевидно, равна объемной доле жидкости в фильтрационном потоке, т. е. α .

Таким образом, при независимом движении жидкой и газовой фаз потоки газовых компонент определяются выражениями (1.7), а в состоянии защемления воздуха — выражениями (1.8). В переходной же области потоки представляются в виде весовой комбинации $j_i = f j_{i1} + (1 - f) j_{i2}$ ($i = v, a$), где j_{i1} и j_{i2} определяются выражениями (1.7), (1.8) соответственно, а $f = f(\alpha)$ — непрерывная функция

$\alpha : f = 1$ при $\alpha < \alpha_1$, $f = 0$ при $\alpha > \alpha_2$, $0 < f < 1$ при $\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$. Значения α_1 и α_2 , характеризующие переходную область от состояния защемления воздуха к независимому движению фаз, зависят, очевидно, от структуры материала и считаются заданными.

Начальные и граничные условия для рассматриваемой краевой задачи формулируются в одномерной постановке. Вводится координатная ось x , перпендикулярная к плоской пластине, с началом координат в плоскости контакта пластины с капиллярно-пористым материалом. Начальные условия для системы уравнений и дополнительных соотношений (1.1)–(1.8) имеют вид

$$t = 0, \quad 0 \leq x \leq l: \quad T = T_0, \quad \alpha = \alpha_0 < 1, \quad \rho_a = \frac{p_0 - p_{us}(T_0)}{RT_0} M_a \quad (1.9)$$

где T_0 — начальная температура всей системы, $p_{us} = \rho_{us}RT/M_v$ — давление насыщенного пара, $p_0 = p_e(0)$ — начальное давление внешней среды.

Поскольку в настоящей работе основное внимание уделяется изучению процесса вытеснения жидкости из материала при уменьшении внешнего давления, из рассмотрения исключается воздействие внешнего теплового потока, поступающего на защищаемую конструкцию. Моделируется ситуация, при которой тепловой поток, проникающий через слой внешней теплоизоляции к моменту окончания рассматриваемого процесса, незначителен. Таким образом, на непроницаемой поверхности задаются условия

$$x = 0: \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \rho_p c_p h \frac{\partial T}{\partial t} - r_j l = 0, \quad j_m = j_a = 0 \quad (1.10)$$

Граничные условия на открытой поверхности материала являются следствием уравнений сохранения энергии и массы, записанных для полости

$$\begin{aligned} x = 0: \quad & -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + T \sum_i c_{pi} j_i + r_0 j_v = \frac{V}{S} \frac{\partial}{\partial t} \left[(\rho_a c_{wa} + \rho_v c_{wv}) T + r_0 \rho_v \right] + \\ & + \frac{Q_e (c_{pa} X + c_{pv}) T + r_0}{S} + c_i T j_{ll}, \quad X = \frac{\rho_a}{\rho_v} \\ S j_m = & \frac{Q_e}{1 + X} + V \frac{\partial \rho_v}{\partial t} + S j_{ll}, \quad S j_a = \frac{X Q_e}{1 + X} + V \frac{\partial \rho_a}{\partial t}, \quad \rho_v = \rho_{us}(T_c) \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$Q_e = s \left[\gamma \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{(\gamma-1)\gamma(\gamma+1)} \right]^{1/2} Q(\epsilon_p) \frac{p_c}{\sqrt{R_g T_c}}, \quad \epsilon_p = \frac{p_c}{p_e}$$

$$Q(\epsilon_p) = \begin{cases} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\gamma(\gamma-1)} & \epsilon_p^{\gamma} \left[\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} (1 - \epsilon_p^{(\gamma-1)\gamma}) \right], \quad \epsilon_p > \epsilon_{cr} \\ 1, & \epsilon_p \leq \epsilon_{cr} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\gamma(\gamma-1)} \end{cases}$$

Здесь Q_e — расход паровоздушной смеси через дренажное отверстие в полости, определяемый выражением для адиабатического истечения совершенного газа [8], γ и R_g — показатель адиабаты и газовая постоянная паровоздушной смеси, являющиеся функциями X , p_c и T_c — давление и температура в полости, причем $T_c = T(l, t)$.

В граничные условия (1.11) входит величина j_{ll} — поток жидкости, вытесняемой из материала. При этом предполагается, что жидкость в полости не накапливается, а удаляется из нее.

Для того чтобы полностью замкнуть задачу, необходимо к граничным условиям (1.11) добавить еще одно уравнение. При независимом движении фаз таким

уравнением будет равенство нулю потока вытесняемой жидкости $j_{II} = 0$, а в состоянии защемления воздуха — равенство скоростей движения воздуха и влаги

$$\frac{j_a}{(1-\alpha)\rho_a} = \frac{j_m}{(1-\alpha)\rho_v + \alpha\rho_l}$$

Используя последнее равенство и условия (1.11), можно получить следующее выражение для j_{II} :

$$j_{II} = \frac{1-f}{S} \left[\frac{(1-\alpha)\rho_v + \alpha\rho_l}{(1-\alpha)\rho_a} \left(\frac{XQ_e}{1+X} + V \frac{\partial\rho_a}{\partial t} \right) - \frac{Q_e}{1+X} - V \frac{\partial\rho_v}{\partial t} \right] \quad (1.12)$$

Дивергентная форма записи уравнений (1.1)–(1.3) удобна при построении консервативной разностной схемы. Для численного решения краевой задачи (1.1)–(1.12) в настоящей работе используется неявная двухслойная разностная схема, построенная интегроинтерполяционным методом. Система нелинейных алгебраических уравнений, полученная в результате конечно-разностной аппроксимации краевой задачи (1.1)–(1.12), решается методом Ньютона.

2. Результаты расчетов. Представляет интерес исследование влияния различных параметров задачи на количество жидкости, выливающейся из капиллярно-пористого материала. Это количество хладагента может теряться рассматриваемой системой теплозащиты и должно учитываться при ее проектировании.

В проведенных расчетах были фиксированы параметры пластины: $h = 0,002$ м, $c_p = 0,9 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\rho_p = 2,7 \cdot 10^3$ кг/м³; а также следующие параметры капиллярно-пористого материала: $l = 0,005$ м, $\Pi = 0,9$, $\rho_0 = 150$ кг/м³, $c_0 = 10^3$ Дж/(кг·К), $\lambda_0 = 0,06$ Вт/(м·К). Постоянными являлись начальные температура и давление внешней среды: $T_0 = 290$ К, $p_0 = 10^5$ Па; а также коэффициенты вязкости $\mu_l = 5 \cdot 10^{-4}$ кг/(м·с), $\mu_g = 10^{-5}$ кг/(м·с), диффузии пара $D_{ef} = 5 \cdot 10^{-5}$ м²/с и $r_0 = 3,2 \cdot 10^6$ Дж/кг.

Зависимости коэффициентов диффузии жидкости a_l и теплопроводности материала λ от влагосодержания α не учитывались, поскольку, согласно [6], коэффициенты a_l и λ при увеличении α от нуля возрастают, а затем остаются постоянными, а в настоящей работе рассматриваются процессы, протекающие при относительно больших значениях α . Зависимость a_l от температуры учитывалась согласно уравнению $a_l = a_{l0}(T/273)^{20}$ [6]. Термоградиентный коэффициент δ задавался в виде квадратичной функции α : $\delta(\alpha) = \delta_0[1 - 4(\alpha - 1/2)^2]$, $\delta_0 = 10^{-3}$ К⁻¹. Значения параметров α_1 и α_2 , определяющих режим защемления воздуха, также были фиксированы: $\alpha_1 = 0,85$, $\alpha_2 = 0,95$.

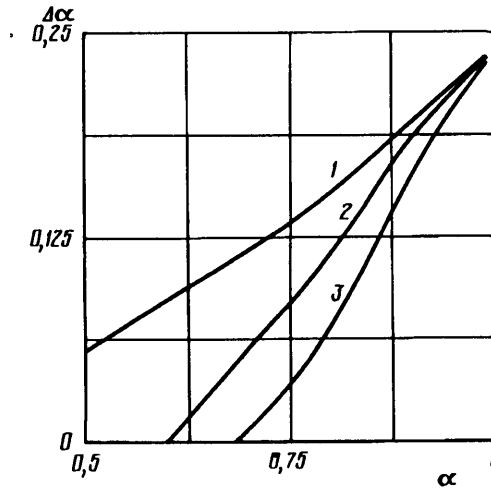
Исследовалось влияние на процесс вытеснения жидкости из материала следующих параметров: скорости уменьшения давления dp/dt , начального влагосодержания α_0 , коэффициента диффузии жидкости a_{l0} , проницаемости материала K , размера полости $L = V/S$, относительной площади дренажного отверстия s/S .

Предполагается, что давление уменьшается от p_0 до $p_* = 300$ Па с постоянной скоростью.

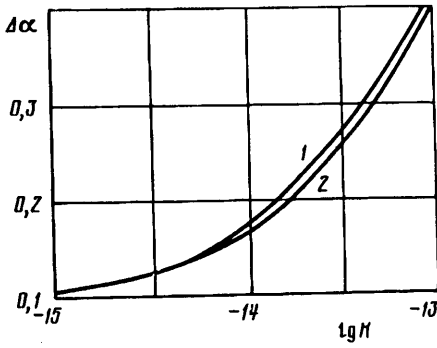
На фиг. 2 представлены зависимости безразмерного количества вытесненной из материала воды $\Delta\alpha$ от начального влагосодержания при трех значениях скорости изменения давления dp/dt : $-0,25 \cdot 10^5$, $-0,05 \cdot 10^5$, $-0,01 \cdot 10^5$ Па/мин (кривые 1–3 соответственно). Величина $\Delta\alpha$ определяется из соотношения

$$\Pi \rho_l l \Delta\alpha = \int_0^{t_*} j_{II} dt \quad (2.1)$$

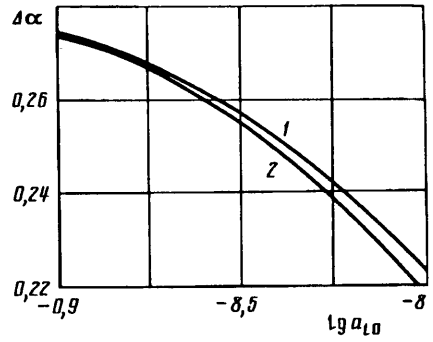
где t_* — момент окончания процесса вытеснения жидкости из материала.



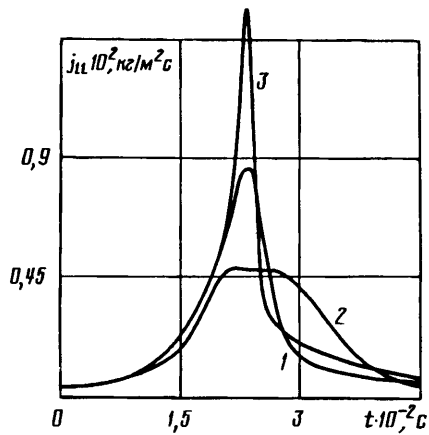
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Из представленных на фиг. 2 результатов следует, что количество вытесненной жидкости увеличивается при возрастании начального влагосодержания α_0 и скорости падения давления. Влияние параметра dp/dt ослабевает при увеличении начального влагосодержания и при $\alpha_0 = 0,98$ количество вылившейся жидкости практически не зависит от скорости падения давления. Представленные на фиг. 2 данные получены при фиксированных значениях $a_0 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$, $K = 10^{-14} \text{ м}^2$, $L = 0,3 \text{ м}$, $s/S = 10^{-4}$.

Данные, представленные на фиг. 3, отражают влияние проницаемости материала K , измеряемой в м^2 , на величину $\Delta\alpha$, определяемую уравнением (2.1), при $dp/dt = -0,25 \cdot 10^5$ и $-0,01 \cdot 10^5 \text{ Па/мин}$ (кривые 1, 2) и постоянных значениях $\alpha_0 = 0,98$, $a_0 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$, $L = 0,3 \text{ м}$, $s/S = 10^{-4}$. Увеличение проницаемости материала, несмотря на уменьшение градиента давления в нем, приводит к интенсификации процесса вытеснения жидкости, причем влияние этого параметра весьма значительно.

Фигура 4 отражает влияние коэффициента диффузии жидкости a_0 ($\text{м}^2/\text{с}$) на величину $\Delta\alpha$ при $dp/dt = -0,25 \cdot 10^5$ и $-0,01 \cdot 10^5 \text{ Па/мин}$ (кривые 1, 2) и начальном значении $\alpha_0 = 0,98$. Значения параметров K , L , s/S те же, что и для фиг. 2. Количество теряемого системой хладагента уменьшается при увеличении коэффициента диффузии жидкости, что достаточно очевидно.

Данные фиг. 5 демонстрируют влияние параметров L и s/S на рассматриваемый процесс. Здесь представлены зависимости потока вытесняемой жидкости j_{II} от времени при постоянных значениях $\alpha_0 = 0,98$, $a_0 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$, $K = 10^{-14} \text{ м}^2$, $dp/dt = -0,25 \cdot 10^5 \text{ Па/мин}$ и $L = 0,3 \text{ м}$, $s/S = 10^{-4}$ (кривая 1), $L = 0,9 \text{ м}$, $s/S = 10^{-4}$ (кривая 2), $L = 0,3 \text{ м}$, $s/S = 3 \cdot 10^{-4}$ (кривая 3).

При достаточно малых размерах полости (кривые 1 и 3) зависимости $j_{II}(t)$ имеют ярко выраженный максимум, положение которого совпадает с моментом достижения минимального давления. Величина максимального потока j_{II} возрастает при увеличении площади дренажного отверстия. Увеличение параметра s/S приводит также к возрастанию потока пара с открытой поверхности материала и, как следствие, к более быстрому понижению ее температуры. В какой-то момент времени возможно уменьшение температуры открытой поверхности материала до 273 К. В этом случае начинается процесс замерзания воды. Эта ситуация возникает в варианте 3, причем расчет проводился до момента достижения $T(l, t) = 273 \text{ К}$. Отметим, что значение $\Delta\alpha$, вычисленное для варианта 3 по формуле (2.1), в которой $t_* \approx 450 \text{ с}$ — момент начала замерзания, незначительно превышает величину $\Delta\alpha$ для варианта 1.

Увеличение размеров полости (кривая 2) ведет к уменьшению максимального значения j_{II} , однако величины $\Delta\alpha$ для 1-го и 2-го вариантов практически совпадают. Процесс вытеснения жидкости в варианте 1 заканчивается при $t_* \approx 820 \text{ с}$, в варианте 2 — при $t_* \approx 910 \text{ с}$. При уменьшении же α_0 увеличение размера полости L приводит к увеличению $\Delta\alpha$.

Величина j_{II} при $t = 0$ получена экстраполяцией значений j_{II} , рассчитанных при $t > 0$ (вследствие того, что используется неявная разностная схема). Причем $j_{II}(t = 0) > 0$, что объясняется конечным значением величины dp/dt при $t = 0$.

Таким образом, на основании проведенных расчетов можно сделать следующие основные выводы. При начальном влагосодержании α_0 , близком к единице, скорость уменьшения внешнего давления при неизменном конечном его значении, а также изменение размера полости почти не влияют на количество вытесняемой из материала жидкости. Потери хладагента, которые могут достигать десятков процентов, тем меньше, чем меньше проницаемость материала и чем больше коэффициент диффузии жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bridges J. H., Richmond F. D.* Design considerations for a re-entry vehicle thermal protection system//Technol. Lunar Explorat. N. Y.; L.: Acad. Press, 1963. P. 761—782.
2. *Курячий А. П.* Математическая модель системы тепловой защиты с испарением хладагента из капиллярно-пористого материала в полость//Теплофиз. высоких температур. 1991. Т. 29. № 3. С. 540—547.
3. *Whitaker S.* Simultaneous heat, mass and momentum transfer in porous media: a theory of drying//Advances in Heat Transfer. V. 13. N. Y.: Acad. Press. 1977. P. 119—203.
4. *Лыков А. В., Михайлов Ю. А.* Теория тепло- и массопереноса. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1963. 535 с.
5. *Nasrallah S. B., Perre P.* Detailed study of a model of heat and mass transfer during convective drying of porous media//Int. J. Heat and Mass Transfer. 1988. V. 31. № 5. P. 957—967.
6. *Лыков А. В.* Теплообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978. 480 с.
7. *Красников В. В.* Кондуктивная сушка. М.: Энергия, 1973. 288 с.
8. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.

Москва

Поступила в редакцию
3.XII.1991