

УДК 539.372

© 1996 г. А. В. КОСТЕРИН, В. А. МИНЕНКОВ

СОБСТВЕННЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ ПРИ СУШКЕ МАТЕРИАЛОВ

При конвективной сушке пористых сред, вообще говоря можно выделить три характерные зоны: сухую, двухфазную и зону полного насыщения. Стягивающее действие капиллярных сил в двухфазной области является причиной усадки материала, а неоднородность усадки приводит к возникновению собственных напряжений в нем.

Общий подход к взаимосвязанному описанию тепломассопереноса и напряженно-деформированного состояния, основанный на термодинамике необратимых процессов, предложен в [1]. В [2, 3] этот подход применен к сушке твердых тел. В [3], в рамках теории малых упругопластических деформаций А. А. Ильюшина [4], решалась одномерная задача о собственных напряжениях в тонкой свободной пластине при симметричной сушке с обеих сторон. При этом модуль сдвига фактически считался постоянным, процесс разгрузки не рассматривался. Таким образом, результаты [3] верны лишь для линейно-упругого тела. Кроме того, там считалось известным распределение усадки по толщине пластины, что равносильно заданию поля температуры в задачах термоупругости. В [5] предложены уравнения тепломассопереноса в деформируемых упругих капиллярно-пористых средах с учетом зависимости поверхностных свойств от температуры. Однако, они не описывают наличие усадочных необратимых деформаций. Оригинальная одномерная модель для определения напряжений и деформаций при сушке слоя органометаллического геля предложена в [6]. Твердая фаза при этом моделируется микрооднородной связной вязкоупругой структурой. Такая микрооднородность приводит к вырождению двухфазной зоны в поверхность (фронт) испарения.

Во всех указанных работах тип реологического поведения материала принимается не зависящим от влажности. Однако, во многих случаях реология среды в сухом и насыщенном состоянии существенно различна. Этот факт учтен в [7].

В публикуемой работе предлагается взаимосвязанное описание напряженно-деформированного состояния (НДС) капиллярно-пористых сред и течения жидкости в насыщенной области при сушке. Двухфазная область моделируется поверхностью испарения, что физически оправдано как при интенсивной сушке реальных (микронеоднородных) пористых сред [7], так и при произвольной сушке микрооднородных сред. При описании переноса пара в сухой зоне использовалась приближенная формула для потока пара при интенсивной сушке.

В насыщенной области пористая матрица описывается реологической моделью Кельвина — Фойгта. Объемные деформации матрицы сопровождаются изменением пористости, а значит, отжимом жидкости из пор и ее притоком к поверхности испарения. В сухой области используются уравнения теории упругости с учетом необратимой усадки, которая как и НДС в целом, порождается действием капиллярных сил на поверхности испарения.

Таким образом, предлагаемая модель сводится к сопряжению задачи фильтрационной консолидации в насыщенной области и задачи упругости с учетом дисторсии в сухой области материала. На основе этой модели рассмотрены процесс сушки тонкой свободной пластины (сушка при полном насыщении). Для этого случая получено и проанализировано решение задачи. Обсуждается влияние фильтрационных свойств среды на уровень собственных напряжений.

1. Математическая модель. При сушке деформируемых капиллярно-пористых сред в зоне полного насыщения справедливы уравнения фильтрационной консолидации [8—10]. Они включают в себя уравнения квазиравновесия среды в целом (при отсутствии массовых сил):

$$\partial \sigma_{ij}^f / \partial x_j - \partial p / \partial x_i = 0 \quad (1.1)$$

где σ_{ij}^f — эффективные напряжения в пористой матрице, p — давление жидкости в порах. Полные напряжения σ_{ij} в матрице определяются соотношением [8]:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^f - p \delta_{ij} \quad (1.2)$$

где δ_{ij} — символ Кронекера;

— закон фильтрации несжимаемой жидкости [11]:

$$\mathbf{q} = -f(|\nabla p|, \theta) (\nabla p / |\nabla p|) \quad (1.3)$$

где $f/|\nabla p|$ — проницаемость среды, \mathbf{q} — скорость фильтрации;

— условие сохранения полного насыщения деформируемой пористой среды (уравнение консолидации) [10]:

$$\partial \theta / \partial t + \text{div } \mathbf{q} = 0 \quad (1.4)$$

где $\theta = \epsilon_{\text{acc}}$ — первый инвариант макродеформаций. Материал матрицы считается несжимаемым, так что ее объемные деформации происходят только за счет изменения пористости.

К уравнениям (1.1), (1.3), (1.4) необходимо добавить определяющие соотношения для пористой матрицы. В насыщенном состоянии многие капиллярно-пористые среды обладают вязкоупругим поведением. Для выявления основных качественных свойств изучаемого процесса используем реологическую модель Кельвина — Фойгта [12]:

$$\sigma_{ij}^f = 2G(e_{ij} + t_g(\partial e_{ij} / \partial t)) \quad (1.5)$$

$$\sigma_{ij}^f = \sigma_{ij}^f - 1/3 \sigma_{\text{acc}}^f \delta_{ij}, \quad e_{ij} = \epsilon_{ij} - 1/3 \theta \delta_{ij}$$

$$\sigma_{ii}^f = 3K(\theta + t_c(\partial \theta / \partial t)) \quad (1.6)$$

где σ_{ij}^f , e_{ij} — девиаторы эффективных напряжений и тензора деформаций, G , K — модули сдвига и объемного сжатия, t_g , t_c — времена релаксации.

В сухой области полагаем справедливым уравнения теории упругости с учетом свободной усадки. Они включают в себя уравнения равновесия $\partial \sigma_{ij} / \partial x_j = 0$ и реологические соотношения

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{(1 + \nu)} \left[(\epsilon_{ij} - \epsilon_{ij}^0) + \frac{\nu}{1 - 2\nu} \delta_{ij}(\theta - \theta^0) \right] \quad (1.7)$$

где θ^0 — свободная объемная усадка, E , ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона. Величина θ^0 в рамках предлагаемой модели не определяется и должна задаваться из дополнительных соображений, либо из эксперимента.

На фронте испарения s имеют место стандартные условия сопряжения НДС: непрерывность векторов перемещений $[\mathbf{U}]_s = 0$ и усилий $[\sigma_{ij} n_j] = 0$, где n — нормаль к s .

Скорость фронта V_n определяется из условия баланса массы влаги на нем

$$\rho m V_n = - (m/m_0) J_n + \rho q_n \quad (1.8)$$

где ρ — плотность жидкости, m — пористость, m_0 — начальная пористость, J_n — нормальная составляющая к поверхности s вектора массового потока пара.

Так как в рассматриваемом случае объемные деформации происходят лишь за счет изменения пористости, то $dm/(1 - m) = d\theta$.

Для определения потока J_n вообще говоря необходимо решить задачу о движении парогазовой смеси в сухой зоне с соответствующими граничными условиями на фронте испарения и на внешней поверхности пористой среды. В режиме интенсивной сушки можно пользоваться приближенной формулой [13]:

$$J_n = \frac{[D] P_s}{RT [l(t) + ([D]/D) \delta]}, \quad [D] = \frac{m_0 D}{\beta} \quad (1.9)$$

которая справедлива до тех пор, пока глубина сухой зоны $l(t)$ много меньше характерного радиуса кривизны внешней поверхности образца ($[D]$ — эффективный коэффициент диффузии, D — молекулярный коэффициент диффузии, β — коэффициент извилистости, M — молекулярная масса пара, R — универсальная газовая постоянная, T — температура, P_s — давление насыщенного пара, δ — толщина диффузионного пограничного слоя).

2. НДС при сушке свободной пластины. Рассмотрим сушку однородной тонкой пластины толщиной $2h$ произвольной формы в плане и свободной от внешних нагрузок. Плоскость (x, y) декартовой системы координат совместим со срединной поверхностью пластины. Граничные условия массопереноса на поверхности пластины будем считать не зависимыми от x, y . При этом распределение влаги и НДС будут зависеть только от поперечной координаты z , и НДС характеризуется следующими соотношениями

$$\sigma_{zz} = 0, \quad \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma(z), \quad \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon(z), \quad \varepsilon_{zz}(z) \neq 0 \quad (2.1)$$

Из условий совместности деформаций [14] в рассматриваемом случае остается одно — $\partial^2 \varepsilon / \partial z^2 = 0$, откуда

$$\varepsilon(z, t) = A(t)z + B(t) \quad (2.2)$$

Реологические соотношения (1.8) в сухой зоне сводятся к уравнению

$$\sigma = E(\varepsilon - \varepsilon^0) / (1 - \nu) \quad (2.3)$$

где ε^0 — усадка материальных элементов среды в плоскости (x, y) . Поскольку при мгновенной разгрузке среды Кельвина — Фойгта ее деформации в момент разгрузки сохраняются, то можно считать, что $\varepsilon^0(z)$ равна деформации $\varepsilon(t)$ в момент $t(z)$, когда фронт испарения проходит положение z . Таким образом, $\varepsilon^0(z)$ определяется в процессе решения задачи.

В насыщенной области из (1.5), (1.6), (1.2) и (2.1) получаем

$$\begin{aligned} \sigma(z, t) = & \frac{18GKt_c}{3Kt_c + 4Gt_g} \left[t_g \frac{d\varepsilon(t)}{dt} + \frac{3Kt_c^2 + 4Gt_g^2}{t_c(3Kt_c + 4Gt_g)} \varepsilon(t) \right] - \frac{6Gt_g p(z, t)}{3Kt_c + 4Gt_g} - \\ & - \frac{18KG(t_c - t_g)}{(3Kt_c + 4Gt_g)^2} \left[\frac{12KG(t_c - t_g)}{3Kt_c + 4Gt_g} \int_0^t \varepsilon(s) \exp\left(\frac{(3K + 4G)(s - t)}{3Kt_c + 4Gt_g}\right) ds + \right. \\ & \left. + \int_0^t p(z, s) \exp\left(\frac{(3K + 4G)(s - t)}{3Kt_c + 4Gt_g}\right) ds \right] \quad (2.4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{zz}(z, t) = & \frac{3}{3Kt_c + 4Gt_g} \left[\frac{12KG(t_c - t_g)}{3Kt_c + 4Gt_g} \int_0^t \varepsilon(s) \exp\left(\frac{(3K + 4G)(s - t)}{3Kt_c + 4Gt_g}\right) ds + \right. \\ & \left. + \int_0^t p(z, s) \exp\left(\frac{(3K + 4G)(s - t)}{3Kt_c + 4Gt_g}\right) ds \right] + \frac{4Gt_g - 6Kt_c}{3Kt_c + 4Gt_g} \varepsilon(t) \quad (2.5) \end{aligned}$$

В силу (2.1) уравнения равновесия (1.1) и граничные условия на поверхности $z = \pm h$ удовлетворяются тождественно, а условия свободного контура имеют вид

$$\int_{-h}^h \sigma(z, t) dz = \int_{-h}^h z \sigma(z, t) dz = 0 \quad (2.6)$$

Уравнение консолидации (1.4) с учетом (1.3) приобретает вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K_f(\theta) \frac{\partial p(z, t)}{\partial z} \right] \quad (2.7)$$

$$K_f(\theta) = f(|\nabla p|, \theta) / |\nabla p|, \quad \theta = 2\varepsilon + \varepsilon_{zz}$$

Скорость передвижения фронта испарения согласно (1.8), (1.9) и (1.3) определяется соотношением

$$-m\rho \frac{dz_0}{dt} = \frac{m}{m_0} J_n + \rho K_f(\theta) \frac{\partial p}{\partial z}(z_0, t) \quad (2.8)$$

$$J_n = \frac{[D] p_s}{RT [(h - z_0) + ([D]/D) \delta]}$$

где z_0 — координата фронта испарения.

Таким образом, имеем систему уравнений (2.2)—(2.8) относительно неизвестных ε , σ , p , ε_{zz} , z_0 . Для решений этой системы необходимо знать функцию $K_f(\theta)$, начальные условия для $\varepsilon(t)$ и $z_0(t)$ и граничные условия для $p(z, t)$.

В дальнейшем будем рассматривать симметричную сушку, когда граничные условия на поверхности $z = \pm h$ одинаковы. Тогда в соотношении (2.2) $A = 0$, и $\varepsilon = \varepsilon(t)$. В начале сушки будем полагать

$$\varepsilon(0) = 0, \quad z_0(0) = h \quad (2.9)$$

Одно граничное условие для давления имеет вид

$$(\partial p / \partial z)(0, t) = 0 \quad (2.10)$$

Вид второго граничного условия зависит от режима сушки. При конвективной сушке поток сушильного агента (нагретый воздух или другие газы) непосредственно обдувает поверхность материала. Скорость отвода пара с поверхности образца зависит от влажности и скорости агента. В зависимости от интенсивности отвода возможны два режима. В первом из них поверхность испарения совпадает с поверхностью образца, полностью насыщенного жидкостью (сухая зона отсутствует). При этом в уравнении (2.8) $z_0 = h$, и равенство потоков

$$\frac{m}{m_0} J_n = -\rho K_f(\theta) \frac{\partial p}{\partial z}(h, t) \quad (2.11)$$

служит вторым граничным условием для p . Расчеты показали, что при некоторых достаточно больших значениях J_n давление $p(h, t)$ на поверхности оказывается меньше капиллярного $p_c(\varepsilon)$, соответствующего полностью развитым менискам, что противоречит физическому смыслу. На самом деле, когда $p(h, t)$ понижается до p_c , происходит углубление фронта испарения, и реализуется второй режим сушки с образованием сухой области. При этом уравнение (2.8) служит для определения положения фронта, а равенство

$$p(z_0, t) = p_c(\varepsilon) \quad (2.12)$$

вместо (2.11), служит вторым граничным условием для p .

Для определения зависимости $p_c(\varepsilon)$ необходимо задать модель структуры пористой среды. Например, для совокупности одинаковых цилиндрических капилляров

$$p_c(\varepsilon) = p_c(0) \frac{\delta_1}{\varepsilon + \delta_1}, \quad \delta_1 = \frac{d_0}{L} \ll 1$$

где d_0 — начальный диаметр капилляров, L — расстояние между их центрами.

Величину потока пара, разделяющую указанные два режима, обозначим J_* и назовем критической. Чтобы определить J_* , достаточно найти поле давления $p(z, t)$ в пластине, удовлетворяющее, помимо граничного условия (2.10) в центре

пластины, двум граничным условиям (2.11), (2.12) при $z_0 = h$. При этом одно из них служит для восстановления давления, а другое — для нахождения J_* .

Найдем систему уравнений для $p(z, t)$ и $\varepsilon(t)$, описывающих режим сушки при полном насыщении. Из (2.5) и (2.7) получим

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \left[K_f(\theta) \frac{\partial p(z, t)}{\partial z} \right] - \frac{3p(z, t)}{3Kt_c + 4Gt_g} = -3 \frac{3K + 4G}{(3Kt_c + 4Gt_g)} \times \\ & \times \left[\frac{12KG(t_c - t_g)}{(3Kt_c + 4Gt_g)^2} \int_0^t \varepsilon(s) \exp\left(\frac{(3K + 4G)(s - t)}{(3Kt_c + 4Gt_g)}\right) ds + \int_0^t \frac{p(z, s)}{3Kt_c + 4Gt_g} \times \right. \\ & \left. \times \exp\left(\frac{(3K + 4G)(s - t)}{(3Kt_c + 4Gt_g)}\right) ds \right] + \frac{12KG(t_c - t_g)}{(3Kt_c + 4Gt_g)^2} \varepsilon(t) + \frac{12Gt_g}{3Kt_c + 4Gt_g} \frac{d\varepsilon}{dt} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Проинтегрируем (2.13) поперек пластины с учетом (2.4) и (2.6). После некоторых преобразований будем иметь

$$3h \frac{d\varepsilon}{dt} = K_f(\theta) \frac{\partial p}{\partial z}(h, t) = \frac{J_*}{\rho} \quad (2.14)$$

Начальное условие для $\varepsilon(t)$ имеет вид (2.9). Система уравнений (2.13), (2.14) с граничными условиями (2.10), (2.11), (2.12) и начальным условием (2.9) представляют задачу для нахождения $p(z, t)$, $\varepsilon(t)$ и $J_*(t)$. Начальные значения $p(z, 0)$, $\sigma(z, 0)$, $J_*(0)$ находятся аналитически

$$p(z, 0) = \frac{J_*}{\rho} \left[\frac{4Gt_g}{3h} - \frac{\text{ch}(az)}{aK_0 \text{sh}(az)} \right]$$

$$\sigma^f(z, 0) = -\frac{2Gt_g - 3Kt_c}{3Kt_c + 4Gt_g} + \frac{18Kt_c Gt_g}{3Kt_c + 4Gt_g} \frac{d\varepsilon(0)}{dt}$$

$$J_*(0) = -p_c(0) \rho / W$$

$$a = \left[\frac{3}{K_0(3Kt_c + 4Gt_g)} \right]^{1/2}, \quad W = \frac{\text{cth}(ah)}{aK_0} - \frac{4Gt_g}{3h}$$

Построим решение данной задачи для случая малых деформаций, когда можно считать $K_f(\theta) = K_0 = \text{const}$, $m(\theta) = m_0 = \text{const}$. Для этого приведем ее к безразмерному виду

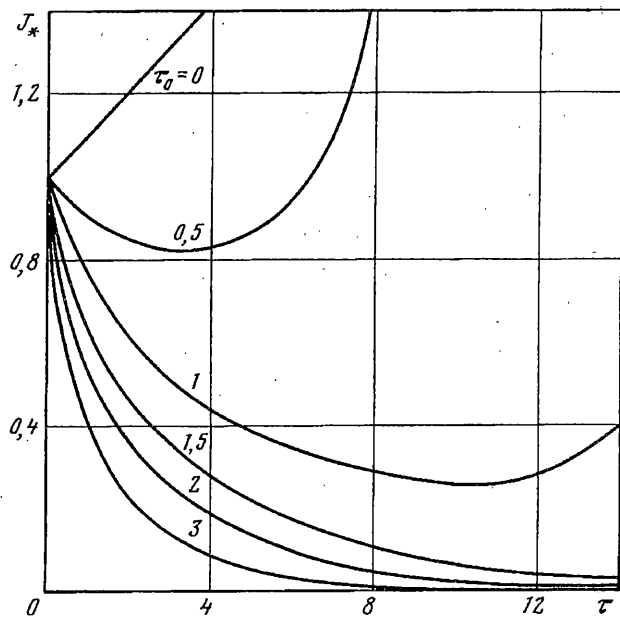
$$\begin{aligned} F \frac{\partial^2 P(\zeta, \tau)}{\partial \zeta^2} - \frac{3P(\zeta, \tau)}{3 + 4g_0} = -3g\tau_0 \left[\frac{12g_0(t_0 - 1)\tau_0}{3 + 4g_0} \int_0^\tau e(s) \exp(g\tau_0(s - \tau)) ds + \right. \\ \left. + \int_0^\tau P(\zeta, s) \exp(g\tau_0(s - \tau)) ds \right] + \frac{36g_0(t_0 - 1)\tau_0}{(3 + 4g_0)^2} e(\tau) + \frac{12g_0}{3 + 4g_0} \frac{de}{d\tau} \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$3 \frac{de}{d\tau} = -F \frac{\partial P}{\partial \zeta}(0, \tau) = -QJ \quad (2.16)$$

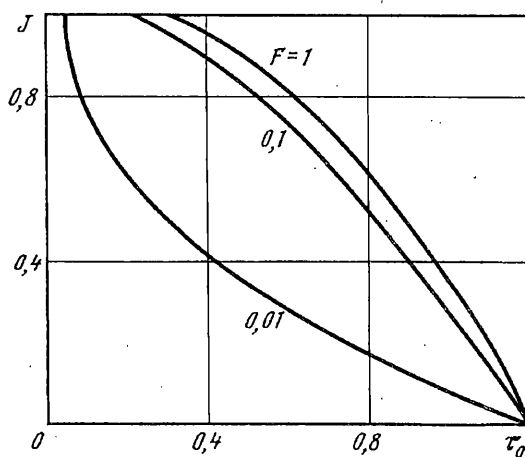
$$\partial P / \partial \zeta = 0 \quad (\zeta = 1), \quad \partial P / \partial \zeta = QJ / F \quad (\zeta = 0) \quad (2.17)$$

$$P = \frac{p}{|p_c(0)|}, \quad \tau = \frac{t |p_c(0)|}{|\varepsilon_m| K t_c}, \quad J = \frac{J_n}{J_*}, \quad \zeta = \frac{h - z}{h}$$

$$e = \frac{\varepsilon}{|\varepsilon_m|}, \quad F = \frac{K t_c K_0}{h^2}, \quad \tau_0 = \frac{|\varepsilon_m| K}{|p_c(0)|}, \quad g_0 = \frac{G t_g}{K t_c}, \quad g = \frac{3 + 4g_0 t_0}{3 + 4g_0}$$



Фиг. 1



Фиг. 2

$$t_0 = \frac{t_c}{t_g}, \quad Q = \left[\left(\frac{3 + 4g_0}{3F} \right)^{1/2} \operatorname{cth} \left(\frac{3}{F(3 + 4g_0)} \right)^{1/2} - \frac{4g_0}{3} \right]^{-1}$$

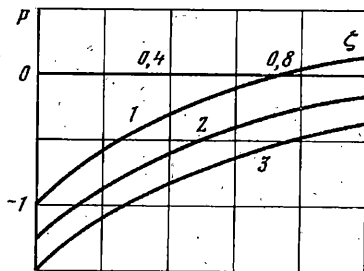
где ε_m — деформация, соответствующая максимально возможной усадке материала при сушке.

Характерный масштаб времени T_0 выбирается так, чтобы в обезразмеренном уравнении (2.14) все слагаемые были порядка единицы. Имеем

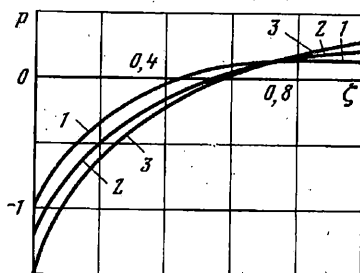
$$3 \frac{\partial e}{\partial \tau} = -F \frac{T_0 |p_c(0)|}{|\varepsilon_m| K t_c} \frac{\partial P}{\partial \zeta}(0, \tau) = - \frac{T_0 |p_c(0)|}{|\varepsilon_m| K t_c} QJ(\tau)$$

откуда $T_0 = K t_c |\varepsilon_m| / |p_c(0)|$.

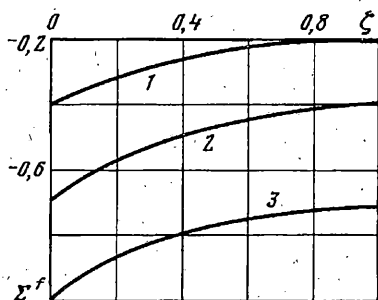
Безразмерные эффективные напряжения на основании (2.4), (1.2) примут вид



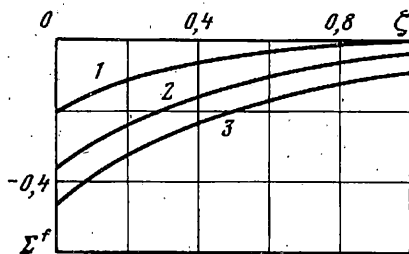
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

$$\Sigma^f(\zeta, \tau) = \frac{18g_0}{3 + 4g_0} \left[\frac{de}{d\tau} + \frac{t_0(3 + 4g_0 t_0^{-1})\tau_0}{(3 + 4g_0)} e(\tau) - \frac{3 - 2g_0}{18g_0} P(\zeta, \tau) - \right. \\ \left. - \frac{(t_0 - 1)\tau_0}{3 + 4g_0} \left[\frac{12g_0(t_0 - 1)\tau_0}{3 + 4g_0} \int_0^\tau e(s) \exp(g\tau_0(s - \tau)) ds + \right. \right. \\ \left. \left. + \int_0^\tau P(\zeta, s) \exp(g\tau_0(s - \tau)) ds \right] \right]$$

Численные расчеты показали, что основное влияние на решение задачи (2.15)–(2.17) оказывают параметры F и τ_0 . Первый из них характеризует отношение вязких напряжений в пористой матрице к фильтрационному сопротивлению, а второй — отношение упругих напряжений в матрице к капиллярному давлению. Параметры g_0 и t_0 на решение задачи влияют слабо.

На фиг. 1 представлены зависимости критического потока пара J_* от времени τ при различных значениях параметра τ_0 , фиксированном значении F и $g_0 = t_0 = 1$. При $\tau_0 = 0$ (вязкая матрица) функция $J_*(\tau)$ монотонно растет. При $0 < \tau_0 < \tau_{0*} = 1,2$ она выпукла (имеет минимум), а при $\tau_0 > \tau_{0*}$ монотонно убывает асимптотически стремясь к нулю.

Исследовано также множество стационарных режимов сушки ($J(\tau) = J(0)$) при различных значениях параметров F и τ_0 . Каждому набору (F, τ_0) отвечает такое значение потока пара $J(F, \tau_0)$, что при $J < J(F, \tau_0)$ процесс сушки вплоть до достижения деформацией ε значения ε_m происходит в первом режиме (без образования сухой зоны).

На фиг. 2 приведены зависимости $J(\tau_0)$ при различных значениях F . Расчеты показывают, что с увеличением F кривая $J(\tau_0)$ стремится к асимптотике и при $F > 1$ практически не меняется.

На фиг. 3–6 приведены распределения давления жидкости P и эффективных

напряжений Σ' по толщине пластины для различных моментов времени ($\tau_0 = 0,21$, фиг. 3, 5; $\tau_0 = 0,052$, фиг. 4, 6) двух значений параметра F ($F=0, 1$, фиг. 3, 5; $F=0,01$, фиг. 4, 6). Для всех этих кривых $J=1$. Кривые с номерами 1 и 3 отвечают началу $\varepsilon = 0$ и концу первой стадии сушки $\varepsilon = \varepsilon_m$, а кривые с номером 2 — некоторому промежуточному состоянию $\varepsilon = 0,5\varepsilon_m$. Отметим, что пористая матрица во всех указанных вариантах находится в состоянии сжатия. Графики $P(\xi)$ и $\Sigma'(\xi)$ становятся более пологими с ростом F . Расчетами установлено, что при достаточно большой проницаемости среды ($F > 1$) P и Σ' практически постоянны по толщине пластины и не зависят от параметра F ($\Sigma' = P = P_c = p_c / |p_0|$). В этом случае фильтрационное сопротивление не оказывает существенного влияния на скорость усадки и распределение напряжений в материале, и они определяются лишь реологическими свойствами самой пористой матрицы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-013-17300).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитенко Н. И. Теория теплопереноса. Киев: Наук. думка, 1983. 351 с.
2. Луцк П. П. Уравнения теории сушки деформируемых твердых изотропных тел. // Промыш. теплотехника. 1985. Т. 7. № 6. С. 8—20.
3. Луцк П. П. Напряженно-деформированное состояние твердого тела в процессе сушки. // Теоретические основы химической технологии. 1988. Т. 22. № 1. С. 21—28.
4. Ильюшин А. А. Пластичность. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 271 с.
5. Гринчик Н. Н. Уравнения тепло- и массопереноса в деформируемых капиллярно-пористых средах. // Процессы сушки капиллярно-пористых материалов. Минск: Ин-т тепло- и массообмена, 1990. С. 74—87.
6. Scherer G. W. Drying gels. // J. Non-Cryst. Solids. 1986. V. 87. P. 199—225.
7. Миненков В. А. Напряжения и деформации при интенсивной сушке пластины. // Инж.-физ. ж. 1992. Т. 63. № 2. С. 237—241.
8. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984. 232 с.
9. Fundamentals of transport phenomena in porous media / -Eds. Bear J., Corapcioglu M. Y. Dordrecht ets.: Nijhoff Publ. 1984.— 1003 p.
10. Егоров А. Г., Костерин А. В., Скворцов Э. В. Консолидация и акустические волны в насыщенных пористых средах. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1990. 102 с.
11. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 208 с.
12. Жермен П. Курс механики сплошных сред. Общая теория. М.: Высш. шк., 1983. 399 с.
13. Хейфец Л. И., Неймарк А. В. Многофазные процессы в пористых средах. М.: Химия, 1982. 319 с.
14. Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.

Казань

Поступила в редакцию
4.VII.1994