

профиля затвердевающей пленки расплава ($Bi > 30$) толщиной 20 мкм для различных металлов в соответствии с формулой (13). Для случая идеального охлаждения, когда $Bi > 30$, кривые профиля температуры остаются непрерывными. Влияние времени охлаждения на изменение температуры быстроохлаждаемой пленки расплава показано на рис. 2. Точка перегиба на кривых соответствует моменту времени при продвижении фазовой границы твердая фаза — расплав, которая является плоским источником тепла и замедляет охлаждение. Через 8—10 мкс

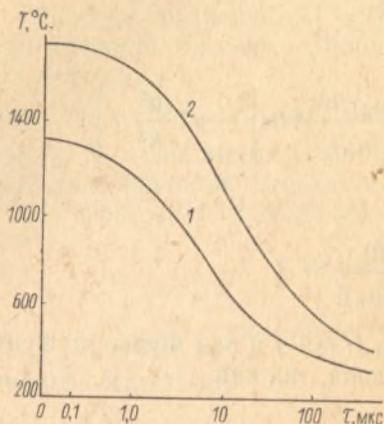


Рис. 2. Влияние времени охлаждения ($Bi > 30$) на среднюю температуру быстроохлажденной пленки расплава алюминия (1) и железа (2) толщиной 20 мкм на медном кристаллизаторе

после начала охлаждения кривые температуры пленки (волокна) претерпевают излом — фронт кристаллизации достигает верхней поверхности волокна, теплота затвердевания перестает выделяться и скорость охлаждения резко повышается.

Summary

The analytical dependences for the calculation of distribution temperature in freezing of the melt film and its velocity of cooling at the reception of metallic fibres by rapid melt hardening method on combined of the hardening crystallizator-disk. It is shown that in the case of ideal cooling the curve of temperature are retained continued, but their bend point on the curve appears because of the phase boundary movement solid state and melt. The velocity of fibre cooling in the moment of achievement the front crystallization its upper boundary rises quickly when the heat crystallization is stopped.

Литература

1. Мирошниченко И. С. Закалка из жидкого состояния. М., 1982.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., 1984.
3. Козлов В. П. Двумерные осесимметричные нестационарные задачи теплопроводности. Минск, 1968.
4. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., 1967.

Гомельский политехнический институт

Поступила в редакцию
29.01.92

УДК 621.762

М. Н. ВЕРЕШАГИН, Ю. Д. ЧЕРНИЧЕНКО, С. М. МОВШОВИЧ

ПОЛУЧЕНИЕ ТОНКИХ ВОЛОКОН ИЗ РАСПЛАВА. IV. ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДИСКА-КРИСТАЛЛИЗАТОРА

Рассмотрим задачу расчета температурного режима диска-кристаллизатора в виде сплошного цилиндра конечной длины, вращающегося с постоянной угловой скоростью вокруг продольной оси, на который в момент времени $t=0$ оказывает воздействие «точечный» источник тепла

мощностью Q в единицу времени, вращающийся вокруг той же оси с постоянной угловой скоростью. Теплофизические свойства цилиндра принимались не зависящими от температуры, а теплообмен с окружающей средой осуществляется по закону Ньютона с коэффициентами теплообмена k_1, k_2, k_3 , а начальная температура диска равна температуре окружающей среды $u_0 = T_0$. Данная математическая задача состоит в нахождении функции $u_T(r, \varphi, z, t)$, описывающей температурное поле диска-кристаллизатора в области $\rho \in (R_1, R_2)$, $z \in (z_1, z_2)$, $\varphi \in (0, 2\pi)$; $t > 0$.

Уравнение теплопроводности запишется для данного случая в виде [1]

$$u_T = a^2 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] + f(r, \varphi, z, t), \quad (1)$$

где $f(r, \varphi, z, t)$ — функция, описывающая действие точечного источника тепла; $a^2 = \lambda / (c_p \rho)$ — коэффициент температуропроводности; c_p, λ, ρ — удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности и плотность материала диска; $u_T(r, \varphi, z, t)$ — распределение температуры в диске; $t \geq 0$; $0 \leq r \leq R_0$; $0 \leq z \leq l$; R_0, l — радиус и длина диска-кристаллизатора соответственно.

Граничные и начальные условия поставленной задачи записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(r, \varphi, 0, t)}{\partial z} - \alpha_3 u(r, \varphi, 0, t) &= -\alpha_3 u_0, \\ \frac{\partial u(r, \varphi, l, t)}{\partial z} + \alpha_2 u(r, \varphi, l, t) &= \alpha_2 u_0, \\ \frac{\partial u(R_0, \varphi, z, t)}{\partial r} + \alpha_1 u(R_0, \varphi, z, t) &= \alpha_1 u_0, \\ u(r, \varphi, z, 0) &= u_0, \\ u(r, \varphi + 2\pi, z, t) &= u(r, \varphi, z, t), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\alpha_i = k_i / \lambda$ — коэффициент теплопередачи, $i = 1, 2, 3$.

Функцию $f(r, \varphi, z, t)$ можно представить таким образом:

$$\begin{aligned} f(r, \varphi, z, t) &= \frac{Q}{c_p \rho s} \delta(z - z_0) \delta(r - R_0) \delta \times \\ &\times \left\{ \varphi - \sum_{k=0}^{\infty} \omega(t - t_k) [\theta(t - t_k) - \theta(t - t_{k+1})] \right\}. \end{aligned}$$

Здесь $t_k = 2\pi k / \omega$; $s = 2\pi R_0 l$ — площадь боковой поверхности диска, $\theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$

Решение уравнения (1) с граничными и начальными условиями (2) ищем в виде

$$u = V(r, \varphi, z) + v(r, \varphi, z, t). \quad (3)$$

Из граничных условий следует, что $V(r, \varphi, z) = u_0$. Для функции $v(r, \varphi, z, t)$ уравнение (1) и граничные начальные условия (2) тогда переписуются так:

$$\begin{aligned} v_T &= a^2 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] + f(r, \varphi, z, t), \\ \frac{\partial v(r, \varphi, 0, t)}{\partial z} - \alpha_3 v(r, \varphi, 0, t) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial v(r, \varphi, l, t)}{\partial z} + \alpha_2 v(r, \varphi, l, t) = 0,$$

$$\frac{\partial v(R_0, \varphi, z, t)}{\partial r} + \alpha_1 v(R_0, \varphi, z, t) = 0, \quad (5)$$

$$v(r, \varphi, z, 0) = 0, \quad v(r, \varphi + 2\pi, z, t) = v(r, \varphi, z, t).$$

Для нахождения собственных функций и собственных значений необходимо решить вспомогательную задачу, которая вытекает из (4) и (5):

$$\tilde{v}_T = a^2 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{v}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial z^2} \right], \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} \right|_{z=0} - \alpha_3 \tilde{v} = 0, \quad \left. \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} \right|_{z=l} + \alpha_2 \tilde{v} = 0, \quad \left. \frac{\partial \tilde{v}}{\partial r} \right|_{r=R_0} + \alpha_1 \tilde{v} = 0. \quad (7)$$

Решение уравнения (6) с граничными условиями (7) ищем методом Фурье [2], для чего представим функцию \tilde{v} в виде:

$$\tilde{v} = V(r, \varphi, z) \tilde{T}(t) \neq 0. \quad (8)$$

Подстановка (8) в уравнение (6) и граничные условия (7) дает

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \alpha^2 V = 0. \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=0} - \alpha_3 V = 0, \quad \left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=l} + \alpha_2 V = 0, \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{r=R_0} + \alpha_1 V = 0, \quad \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + a^2 \alpha^2 \tilde{T} = 0.$$

Для решения уравнения (9) представим $V(r, \varphi, z)$ в виде

$$V(r, \varphi, z) = R(r) \Phi(\varphi) Z(z). \quad (11)$$

Подстановка (11) в уравнение (9) и граничные условия (10) дает следующие три уравнения:

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + \nu^2 Z = 0, \quad \left(\frac{dZ}{dz} - \alpha_3 Z \right) \Big|_{z=0} = 0, \quad \left(\frac{dZ}{dz} + \alpha_2 Z \right) \Big|_{z=l} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + \beta^2 \Phi = 0, \quad \Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi), \quad (13)$$

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} + [(\alpha^2 - \nu^2) r^2 - \beta^2] R = 0, \quad \left(\frac{dR}{dr} + \alpha_1 R \right) \Big|_{r=R_0} = 0. \quad (14)$$

Общее решение уравнения (12) имеет вид

$$Z(z) = A \cos(\nu z) + B \sin(\nu z).$$

С учетом граничных условий находим, что

$$Z_m(z) = \sin(\nu_m z + z_m), \quad (15)$$

где $z_m = \arctg \nu_m / \alpha_3$, $m = 1, 2, 3, \dots$

Аналогичный вид имеет общее решение уравнения (13)

$$\Phi(\varphi) = C \cos(\beta\varphi) + D \sin(\beta\varphi).$$

Из условия периодичности следует, что $\beta = n = 0, 1, 2, \dots$, которым отвечают собственные функции

$$\Phi_n^c = \cos(n\varphi), \quad \Phi_n^s = \sin(n\varphi). \quad (16)$$

Уравнение (14) представляет собой уравнение функции Бесселя [2]. Поскольку физическое решение (температура) должно быть конечным при $r=0$, то вводя обозначение $\mu^{(n)2} = \alpha^2 - \nu_m^2 \geq 0$, получаем общее решение уравнения (14)

$$R_n(r) = A_n J_n[\mu^{(n)} r].$$

Из граничных условий (14) находим уравнение на собственные значения:

$$\mu_k^{(n)} J_n'[\mu_k^{(n)}] + \alpha_1 R_0 J_n[\mu_k^{(n)}] = 0, \quad k = 1, 2, 3, \dots, \quad (17)$$

где $\mu_k^{(n)} = \mu^{(n)} R_0$ — положительные корни уравнения (17). Решение уравнения (14) с учетом (17) тогда примет вид

$$R_{n,k}(r) = J_n \left[\mu_k^{(n)} \frac{r}{R_0} \right]. \quad (18)$$

Кроме того, из выражения для $\mu^{(n)2}$ следует, что $\alpha_{k,m,n}^2 = \mu_k^{(n)2} / R_0^2 + \nu_m^2$. Таким образом, собственными функциями уравнений (9) и (10) будут следующие функции:

$$V_{k,m,n}^{(c)} = J_n \left[\mu_k^{(n)} \frac{r}{R_0} \right] \sin(\nu_m z + z_m) \cos(n\varphi), \quad (19)$$

$$V_{k,m,n}^{(s)} = J_n \left[\mu_k^{(n)} \frac{r}{R_0} \right] \sin(\nu_m z + z_m) \sin(n\varphi). \quad (20)$$

Решение уравнения (1) с граничными условиями (2) для функции ищем в виде разложения по собственным функциям (19) и (20):

$$U(r, \varphi, z, t) = \sum_{\substack{k,m=1 \\ n=0}}^{\infty} [T_{k,m,n}^{(c)} V_{k,m,n}^{(c)}(r, \varphi, z) + T_{k,m,n}^{(s)}(t) V_{k,m,n}^{(s)}(r, \varphi, z)],$$

$$f(r, \varphi, z, t) = \sum_{\substack{k,m=1 \\ n=0}}^{\infty} [F_{k,m,n}^{(c)}(t) V_{k,m,n}^{(c)}(r, \varphi, z) + F_{k,m,n}^{(s)}(t) V_{k,m,n}^{(s)}(r, \varphi, z)],$$

где

$$F_{k,m,n}^{(c)}(t) = \frac{1}{\|V_{k,m,n}^{(c)}\|^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \int_0^l r f(r, \varphi, z, t) V_{k,m,n}^{(c)}(r, \varphi, z) dr d\varphi dz,$$

$$F_{k,m,n}^{(s)}(t) = \frac{1}{\|V_{k,m,n}^{(s)}\|^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \int_0^l r f(r, \varphi, z, t) V_{k,m,n}^{(s)}(r, \varphi, z) dr d\varphi dz,$$

$$\|V_{k,m,n}^{(c,s)}\|^2 = \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \int_0^l r V_{k,m,n}^{(c,s)2}(r, \varphi, z) dr d\varphi dz.$$

После подстановки этих разложений в уравнение (4) и начальное условие $V(r, \varphi, z, 0)$ получаем уравнения для функции

$$T_{k,m,n}^{(s)'}(t) + a^2 \alpha_{k,m,n}^2 T_{k,m,n}^{(s)}(t) = F_{k,m,n}^{(s)}(t), \quad (21)$$

$$T_{k,m,n}^{(c)'}(t) + a^2 \alpha_{k,m,n}^2 T_{k,m,n}^{(c)}(t) = F_{k,m,n}^{(c)}(t)$$

при начальных условиях $T_{k,m,n}^{(s)}(0) = 0$, $T_{k,m,n}^{(c)}(0) = 0$. Решения уравнений (21) имеют вид свертки [1]

$$T_{k,m,n}^{(c,s)}(t) = \int_0^t \exp[-a^2 \alpha_{k,m,n}^2 (t - \tau)] F_{k,m,n}^{(c,s)}(\tau) d\tau.$$

Тем самым решение исходного уравнения дается выражением

$$u(r, \varphi, z, t) = u_0 + \int_0^t d\tau \sum_{\substack{k,m=1 \\ n=0}}^{\infty} \exp[-a^2 \alpha_{k,m,n}^2 (t - \tau) \times \\ \times [V_{k,m,n}^{(s)}(r, \varphi, z) F_{k,m,n}^{(s)}(\tau) + V_{k,m,n}^{(c)}(r, \varphi, z) F_{k,m,n}^{(c)}(\tau)]. \quad (22)$$

Коэффициенты Фурье $F_{k,m,n}^{(s,c)}$ легко вычисляются, если воспользоваться явным видом функций f и $V^{(s,c)}$. В результате будем иметь

$$F_{k,m,n}^{(s,c)}(t) = \frac{QR_0}{c_p \rho s_0 \|V_{k,m,n}^{(s,c)}\|^2} J_n[\mu_k^{(n)}] \sin(\mathbf{v}_m z_0 - z_m) \times \\ \times \left\{ \begin{array}{l} \sin \left[n\omega \sum_{i=0}^{\infty} (t - t_i) [\theta(t - t_i) - \theta(t - t_{i+1})] \right] \\ \cos \left[n\omega \sum_{i=0}^{\infty} (t - t_i) [\theta(t - t_i) - \theta(t - t_{i+1})] \right] \end{array} \right\}, \quad (23)$$

где

$$\|V_{k,m,n}^{(s,c)}\|^2 = \frac{\pi R_0^2}{4} \varepsilon_n \left[l + \frac{(\mathbf{v}_m^2 + \alpha_2 \alpha_3)(\alpha_2 + \alpha_3)}{(\mathbf{v}_m^2 + \alpha_2^2)(\mathbf{v}_m^2 + \alpha_3^2)} \right] J_n^2[\mu_k^{(n)}] \left[1 + \frac{\alpha_1^2 R_0 - n^2}{\mu_k^{(n)2}} \right], \\ \varepsilon_n = \begin{cases} 1, & n \neq 0, \\ 2, & n = 0. \end{cases}$$

После подстановки (23) в (22) и вычисления интегралов по времени τ получаем окончательное выражение для расчета температурных полей закалочного диска:

$$u(r, \varphi, z, t) = u_0 + \frac{2Q}{\pi^2 R_0^2 l^2 c_p \rho} \sum_{\substack{k,m=1 \\ n=0}}^{\infty} \frac{J_n \left[\mu_k^{(n)} \frac{r}{R_0} \right] \sin \left(\bar{\mathbf{v}}_m \frac{z_0}{l} + z_m \right)}{J_n[\mu_k^{(n)}] \varepsilon_n} \times \\ \times \frac{\sin \left(\bar{\mathbf{v}}_m \frac{z}{l} + z_m \right)}{\left[1 + \frac{(\bar{\mathbf{v}}_m^2 + \bar{\alpha}_2 \bar{\alpha}_3)(\bar{\alpha}_2 + \bar{\alpha}_3)}{(\bar{\mathbf{v}}_m^2 + \bar{\alpha}_2^2)(\bar{\mathbf{v}}_m^2 + \bar{\alpha}_3^2)} \right]} \frac{1}{1 + \frac{\bar{\alpha}_1^2 - n^2}{\mu_k^{(n)2}} \sqrt{\bar{\alpha}_{k,m,n}^4 \bar{a}^4 + n^2 \omega^2}} \times \\ \times \{ \cos(n\varphi - n\omega t + \delta_{k,m,n}) - e^{-\bar{a}^2 \bar{\alpha}_{k,m,n}^2 t} \cos(n\varphi + \delta_{k,m,n}) \}, \quad (24)$$

где

$$\bar{\alpha}_{k,m,n}^2 = \alpha_{k,m,n}^2 l^2 = \mu_k^{(n)2} \frac{l^2}{R_0} + \mathbf{v}_m^2,$$

$$\delta_{k,m,n} = \text{arctg} \frac{n\omega}{a^2 \alpha_{k,m,n}^2}.$$

Из решения (24) следует, что если на поверхности диска-кристаллизатора действует периодически вращающийся с частотой ω источник тепла, то на поверхности диска возникают температурные волны с частотой $n\omega$ и сдвигом фаз $\Delta = \frac{\varphi}{\omega} + \frac{1}{n\omega} \delta_{k,m,n}$, которые распространяются в глубь тела кристаллизатора (первый член уравнения (24)). Эти температурные волны накладываются на экспоненциально затухающую волну (второй член уравнения (24)). В частном случае, когда $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha$, выражение (24) переписывается в виде

$$u(r, \varphi, z, t) = u_0 + \frac{2Q}{\pi^2 R_0^2 l^2 c_p \rho} \times \\ \times \sum_{\substack{k,m=1 \\ n=0}}^{\infty} \frac{J_n \left[\mu_k^{(n)} \frac{r}{R_0} \right] \sin \left(\bar{v}_m \frac{z_0}{l} + z_m \right) \sin \left(\bar{v}_m \frac{z}{l} + z_m \right)}{J_n [\mu_k^{(n)}] \varepsilon_n \left[1 + \frac{2\bar{\alpha}}{\bar{v}_m^2 + \bar{\alpha}^2} \right] \left[1 + \frac{\bar{\alpha}^2 R_0^2 - n^2}{\mu_k^{(n)2}} \right]} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{\bar{\alpha}^4 \bar{\alpha}_{k,m,n}^4 + n^2 \omega^2}} \left\{ \cos(n\varphi - n\omega t + \delta_{k,m,n}) - e^{-\bar{\alpha}^2 \bar{\alpha}_{k,m,n}^2 t} \cos(n\varphi + \delta_{k,m,n}) \right\}.$$

Средняя температура на поверхности диска ($r=R_0$) равна:

$$\langle u \rangle_{\varphi|r=R_0} = u_0 + \frac{Q}{\pi^2 R_0^2 a^2 c_p \rho} \times \\ \times \sum_{k,m=1}^{\infty} \frac{\sin \left(\bar{v}_m \frac{z_0}{l} + z_m \right) \sin \left(\bar{v}_m \frac{z}{l} + z_m \right)}{\left[1 + \frac{2\bar{\alpha}}{\bar{v}_m^2 + \bar{\alpha}^2} \right] \left[1 + \frac{\bar{\alpha}^2 R_0^2}{\mu_k^{(0)2}} \right] \bar{\alpha}_{k,m,0}^2} (1 - e^{-\bar{\alpha}^2 \bar{\alpha}_{k,m,0}^2 t}).$$

На рис. 1 показано распределение температуры вращающегося диска-кристаллизатора. Можно видеть, что при $\rho_1 < 0,6$, где ρ_1 — относительный радиус диска ($\rho_1 = r/R_0$), и $Fo = 0,25$ температурное поле становится осесимметричным. Амплитуда колебаний температуры в верхних слоях диска с течением времени уменьшается, что связано с выходом процесса на стационарный режим. На рис. 2 представлена зависимость температуры диска от времени, из которой следует, что средняя температура имеет вид плавновозрастающей кривой, вырождающейся в прямую, причем это происходит тем быстрее, чем больше коэффициент

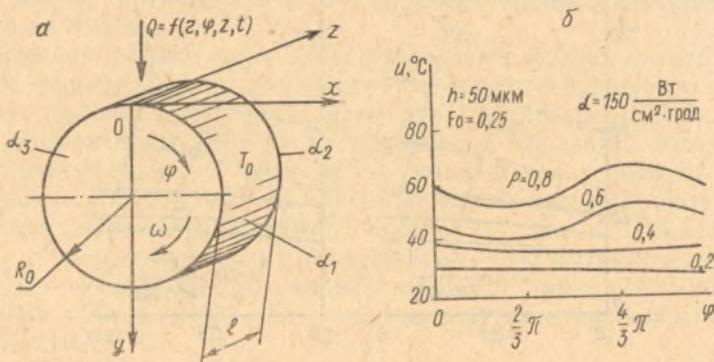


Рис. 1. Схема к расчету (а) и температурное поле (б) вращающегося диска-кристаллизатора (h — толщина волокна, мкм; α — коэффициент теплообмена, Вт/(см²·град); Fo — время)

теплообмена диска с окружающей средой. Кроме того, на среднюю температуру диска существенное влияние оказывает толщина намораживаемого волокна, которая определяет величину аккумулируемой теплоты, вводимой в диск точечным тепловым источником. Однако, как видно из рис. 2, значительного повышения температуры диска не наблюдается. Из рис. 3 следует, что распределение температуры диска-кристаллизатора по продольной координате z при установившемся режиме теплообмена практически не зависит от природы сплава, подвергаемого быстрой закалке из расплава, причем средняя температура диска-кристаллизатора зависит от условий теплообмена диска с окружающей средой, его угловой скорости, а также теплофизических свойств расплава и кристаллизатора.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что для толщин намораживаемого волокна до 50 мкм, что имеет место при быстрой закалке на комбинированном кристаллизаторе [3], существенного повышения температуры не наблюдается, что позволяет сделать вывод —

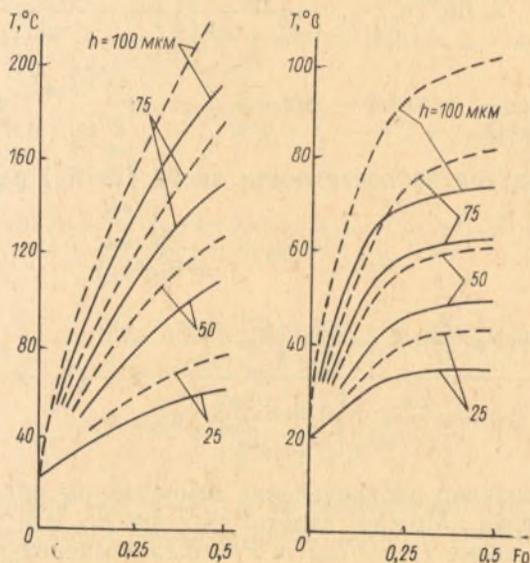


Рис. 2. Влияние времени Fo на среднюю температуру диска кристаллизатора (сплошная и штриховая линии — $\omega = 200$ и 300 1/с, h — толщина волокна)

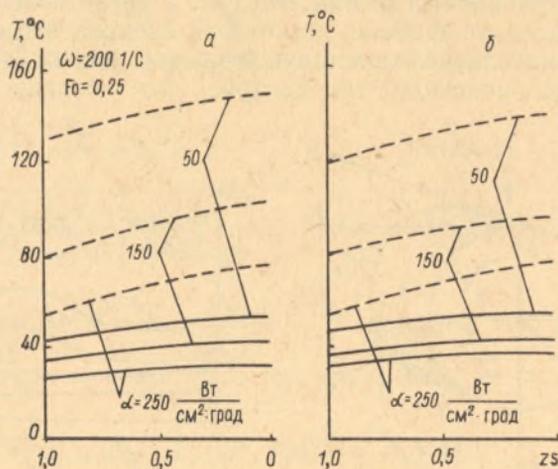


Рис. 3. Распределение температуры диска по продольной координате z при установившемся режиме теплообмена (Fo — время; ω — угловая скорость диска; α — коэффициент теплообмена): а, б — сплавы на основе меди и железа соответственно; сплошная и штриховая линии — $h = 25$ и 100 мкм соответственно (h — толщина волокна)

закалочный узел технологии [3] имеет простую конструкцию в отличие от подобного узла для осуществления процесса экстракции расплава. Тем самым обеспечивается возможность повышения производительности данного процесса до уровня производительности процесса экстракции расплава, а качество и точность получаемых волокон повысить по сравнению с последним.

Summary

The analytical dependence for the calculation of the fields temperature of revolving combinative of the hardening disk-crystallizator at the receipt of fibres metalline by method the hardening rapid of melt is determined. It is shown that the temperature of disk depends on the relativistic radius essentially, but his average temperature has the form of fluently increase of the curve which is degenerated in the direct line. The thickness of the freezing fibre and the angle velocity of rotation and the heat physical property of the disk and melt, but too the conditions of heat exchange with the environment from which depended the temperature disk are basic parameters. The means of improvement process the receipt of fibre metalline are shown.

Литература

1. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., 1967.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., 1984.
3. Степаненко А. В. и др. Method of producing metal filament and apparatus materializing same. Patent USA N 4982780. Int. Cl.⁵ B 22 d 11/06, 8.07.1991.

Гомельский политехнический
институт

Поступила в редакцию
29.01.92

УДК 678.001

В. М. ШАПОВАЛОВ, Р. Я. ПИРНАЗАРОВ, В. И. ГУБКИН,
С. В. КУДИН, П. А. ХУДАН

УПРАВЛЕНИЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ ИЗДЕЛИЙ ИЗ ЭКСТРУЗИОННЫХ ДРЕВОПЛАСТИКОВ С ПОМОЩЬЮ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ПОКРЫТИЙ

В последнее время в промышленности находят применение различные изделия из древопластиков, в том числе и получаемые методом червячной экструзии [1, 2]. Вместе с тем более широкое внедрение таких материалов сдерживается их невысокими атмосферостойкостью и влагостойкостью, а также низкими антифрикционными характеристиками изделий на их основе.

В настоящей работе приведены результаты исследований влияния различных функциональных покрытий на эксплуатационные свойства получаемых изделий из экструзионных древопластиков (ЭДП).

Исследования проводили на экструзионных образцах, полученных в лабораторных условиях, а также на натуральных изделиях. В качестве функциональных покрытий использовали лакокрасочные составы: масляную краску марки МА-25 (ГОСТ 10503—71), эмаль ПФ-115 (ГОСТ 6465—76), полиэфирный лак (ТУ 6-10-1444—79), нитрокраску НЦ-246 (ТУ 6-10-1191—76), полисилоксановую жидкость марок ПМС-200, ПМС-400, ГКЖ-94 (ГОСТ 10834—64), термопластичные полимеры (ПЭНД, ПЭВД, ПП, ПВХ, ПС).

Адгезию лакокрасочного покрытия к поверхности изделия оценивали по методу решетчатого надреза. Адгезию термопластичных полимеров определяли по отслаиванию полимерного покрытия от древесно-полимерного материала под углом 180°. Триботехнические характеристики в