

УДК 621.89

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В УСЛОВИЯХ ОПЛАВЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ ТРЕНИЯ

В. А. БАЛАКИН \*\*, О. В. ПЕРЕВЕРЗЕВА \*

A case of a counterbody friction-induced melting is considered at a slider motion against it. Three types of friction are observed for the slider—counterbody contact: dry, mixed and hydrodynamic ones. The solution of heat conductivity and hydrodynamic equations in a complex allows estimation of the load-carrying ability and friction force at a separate contact area.

**Ключевые слова:** трение, фрикционный нагрев, оплавление, расплав, смазка, гидродинамика, ползун, полупространство.

**Введение.** Вопросам оплавления поверхностей трения в результате фрикционного нагрева посвящено большое количество работ [1—18]. Появление пленки расплава в зоне контакта трущихся тел, выполняющей роль смазки, и течение жидкости в зазоре переменной величины ведет к возникновению гидродинамических эффектов. О наличии таких эффектов свидетельствуют низкие значения коэффициента трения (0,004—0,055) [18].

Анализ процессов, возникающих в условиях оплавления поверхностей трения, связан с необходимостью совместного решения уравнений теплопроводности, теории упругости и гидродинамики. В тех случаях, когда поверхностные слои трущихся тел резко отличаются температурой плавления либо механическими свойствами, одно из них по отношению к другому можно принимать за абсолютно жесткое. Тепловой поток в оплавляемое от фрикционного нагрева тело может быть переменным по длине контакта. От его интенсивности зависит скорость оплавления и толщина расплавленной пленки. Объемные свойства жидкости проявляются при  $h > 0,1$  мкм. Если  $0,1 < h < R_{z1,2}$ , то трение полужидкостное, сочетающее взаимодействие поверхностей твердых тел в точках фактического контакта, где пленки расплава еще нет, вязкое сопротивление жидкости и ее гидродинамическое действие. В условиях полужидкостного трения элементарные гидродинамические клинья возникают в местах уменьшения зазора, обусловленного наклоном отдельных микронеровностей, и увлечения в этот зазор жидкости движущейся поверхностью. Исходную абсолютно жесткую шероховатую поверхность (например, полоза конька по отношению ко льду) можно моделировать в виде набора сферических, цилиндрических, одинакового радиуса либо клиновидных микровыступов, расположенных с постоянной плотностью на единице поверхности трения. При этом кривая опорной поверхности рассматриваемой расчетной модели должна соответ-

\* Гомельский политехнический институт, Беларусь, 246746, г. Гомель, просп. Октября, 48.

ствовать опорной кривой реальной поверхности. Зная количество выступов на длине контакта, где наблюдается полужидкостное трение, гидродинамическую задачу можно решать с учетом определения  $h(x)$  статистическими методами.

Если  $h \geq R_{z_{1,2}}$ , то трение гидродинамическое. При  $h \gg R_{z_{1,2}}$  шероховатостью поверхностей пренебрегают и тела в зоне плавящего фрикционного контакта считают абсолютно гладкими. Рассмотрим случай (рис. 1), когда ползун 1 из материала с высокой температурой плавления

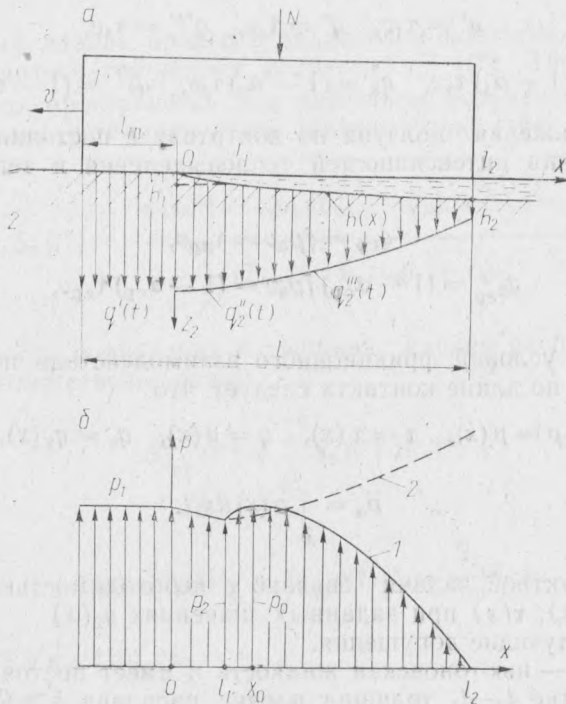


Рис. 1. Скольжение ползуна по контртелу: а — фрикционный нагрев и оплавление контртела; б — несущая способность отдельных участков контакта: 1 — расчет по формуле (13), 2 — по (16)

ния скользит по плавящемуся от фрикционного нагрева полупространству 2. В передней по ходу движения зоне контакта ползуна длиной  $l_m$  на полупространство действует тепловой поток  $q'_2$ . Природа его возникновения — механическое деформирование полупространства микровыступами ползуна. Под действием теплового потока  $q'_2$  происходит нагрев поверхности полупространства от  $\vartheta_0$  до  $T_{пл_2}$ . С момента времени  $t_{m_2} = \frac{l_m}{v}$  начинается плавление поверхности  $z_2=0$  и толщина пленки расплава возрастает (рис. 1, а). К моменту времени  $t_1 = \frac{l_1}{v}$  толщина пленки расплава достигает  $h_1=R_{z_1}$ . Под задней кромкой ползуна (при  $t_2^* = \frac{l_2}{v}$ ) толщина расплава  $h_2 \gg R_{z_1}$ . Таким образом, вдоль линии контакта ползун—полупространство наблюдается три вида трения: трение без смазки, полужидкостное и жидкостное (гидродинамическое).

Несущая способность каждого из этих участков разная, а всего контакта определяется суммой

$$N_1 + N_2 + N_3 = N.$$

Очевидно, что

$$T = \tau_1 A_{a_1} + \tau_2 A_{a_2} + \tau_3 A_{a_3}, \quad \tau_1 > \tau_2 > \tau_3.$$

Соответственно

$$q' = \tau_1 v, \quad q'' = \tau_2 v, \quad q''' = \tau_3 v,$$

$$q_2' = (1 - \alpha_1) \tau_1 v, \quad q_2'' = (1 - \alpha_2) \tau_2 v, \quad q_2''' = (1 - \alpha_3) \tau_3 v.$$

В случае скольжения ползуна по контртелу с постоянной скоростью средние значения интенсивностей тепловыделения и теплового потока равны

$$q_{cp} = f p_a v = \tau_{cp} v,$$

$$q_{2cp} = (1 - \alpha_{cp}) f p_a v = (1 - \alpha_{cp}) \tau_{cp} v,$$

где  $\tau_{cp} = f p_a$ .

Из различных условий фрикционного взаимодействия ползуна с полупространством по длине контакта следует, что

$$p = p(x), \quad \tau = \tau(x), \quad q = q(x), \quad q_2 = q_2(x),$$

$$p_a = \int_0^l p(x) dx / l.$$

Решение контактной задачи связано с необходимостью определения  $l_1$ ,  $l_2$ ,  $h(x)$ ,  $p(x)$ ,  $\tau(x)$  при заданных значениях  $q_2(x)$ .

Введем следующие допущения.

1. Расплав — ньютоновская жидкость и имеет постоянную вязкость.
2. На участке  $l_2 - l_1$  толщина пленки расплава  $h \gg R_{z_1}$ , поэтому с целью упрощения задачи поверхность ползуна принимается гладкой и абсолютно жесткой.
3. Граница пленки расплава со стороны полупространства — фронт оплавления, при этом упругими деформациями полупространства пренебрегаем.
4. Граничные слои жидкости, прилегающие к поверхностям ползуна и полупространства, имеют такие же скорости, как и эти поверхности.
5. Движение жидкости происходит лишь в направлении оси  $x$ .

**Теоретическая часть.** Пусть  $q_2' = \text{const}$ . Тогда температурное поле в полупространстве за период времени от  $t=0$  до  $t=t_{m_2} = l_m/v$  определяется зависимостью

$$\vartheta(z_2, t) = \vartheta_0 + \frac{2q_2' \sqrt{a_2 t}}{\lambda_2} \text{ierfc} \frac{z_2}{2\sqrt{a_2 t}}.$$

Из условия равенства  $\vartheta(0, t_{m_2}) = T_{пл_2}$  найдем время начала оплавления поверхности  $z_2 = 0$ :

$$t_{m_2} = \frac{\pi}{4} \frac{\lambda_2^2 (T_{пл_2} - \vartheta_0)^2}{a_2 (q_2')^2}. \quad (1)$$

За начало отсчета подвижной системы координат  $xOz_2$  примем точку  $O$ , соответствующую началу оплавления контртела. В момент времени  $t_{m_2}$  скорость оплавления равна [18]

$$\dot{S}_{0_2} = \frac{q_2' - c_2 \rho_2 (T_{пл_2} - \vartheta_0) \frac{\delta_2}{3}}{\frac{2}{3} (T_{пл_2} - \vartheta_0) c_2 \rho_2 + r_2 \rho_2^*} \quad (2)$$

Дальнейший анализ процесса оплавления контртела требует необходимости задаться граничным условием  $q_2''(t^*)$ . Текущая скорость оплавления полупространства под действием переменного по времени теплового потока устанавливается зависимостью [18]

$$\dot{S}_2(t^*) = \frac{q_2''(t^*) - c_2 \rho_2 (T_{пл_2} - \vartheta_0) \frac{\delta_2(t^*)}{3}}{\frac{2}{3} (T_{пл_2} - \vartheta_0) c_2 \rho_2 + r_2 \rho_2^*} \quad (3)$$

Средняя скорость оплавления и толщина пленки расплава к моменту времени  $t^*$  соответственно равны

$$\dot{S}_{2cp}(t^*) = \int_0^{t^*} \dot{S}_2(t^*) dt^* / t^* \quad (4)$$

$$h(x) = h(vt^*) = \dot{S}_{2cp}(t^*) t^* = \frac{\dot{S}_{2cp}}{v} x.$$

Если  $\delta_2(t) = 3\sqrt{a_2 t}$  [19], то

$$\delta_2(t^*) = 3\sqrt{a_2(t_{m_2} + t^*)}, \quad \delta_2(t^*) = \frac{3}{2} \left( \frac{a_2}{t_{m_2} + t^*} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Построив зависимости  $\dot{S}_2(t^*)$ ,  $\dot{S}_{2cp}(t^*)$ ,  $\dot{S}_{2cp}(t^*)t^*$  как функции времени  $t^*$  и учитывая, что  $h(t_1^*) = R_{z_1}$ , можно найти  $t_1^*$  и

$$l_1 = \frac{vR_{z_1}}{\dot{S}_{2cp}(t_1^*)} \quad (5)$$

В момент времени  $t=l/v$  скорость оплавления контртела и толщина пленки расплава следующие:

$$\dot{S}_2(t_2^*) = \frac{q_2'''(t_2^*) - c_2 \rho_2 (T_{пл_2} - \vartheta_0) \frac{1}{2} \sqrt{\frac{a_2 v}{l}}}{\frac{2}{3} (T_{пл_2} - \vartheta_0) c_2 \rho_2 + r_2 \rho_2^*}, \quad (6)$$

$$h_2 = \frac{\dot{S}_{2cp}(t_2^*)}{v} (l - l_m). \quad (7)$$

В гидродинамической теории смазки одномерное течение жидкости в суживающемся зазоре описывается уравнением Рейнольдса

$$\frac{dp}{dx} = 6\mu v \frac{h - h_0}{h^3}. \quad (8)$$

Для его решения необходимо знать зависимость  $h(x)$ . Если

$$h = \beta x, \quad (9)$$

где  $\beta = \frac{h_2}{l_2} = \frac{\dot{S}_{2cp}}{v} = \text{const}$ , то уравнение (8) с учетом зависимости  $h_0 = \beta x_0$  принимает вид

$$\frac{dp}{dx} = \frac{6\mu v}{\beta^2} \frac{x - x_0}{x^3}. \quad (10)$$

Интегрируя это выражение в пределах от  $l_1$  до  $x$ , получаем

$$p(x) = \frac{6\mu v}{\beta^2} \int_{l_1}^x \frac{x - x_0}{x^3} dx = \frac{6\mu v}{\beta^2} \left[ \left( \frac{1}{l_1} - \frac{1}{x} \right) - \frac{x_0}{2} \left( \frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{x^2} \right) \right]. \quad (11)$$

Уравнение (11) должно удовлетворять граничным условиям

$$x = l_1, \quad p(x) = p_2, \quad (12)$$

$$x = x_0, \quad p(x) = p_0,$$

$$x = l_2, \quad p(x) = 0.$$

С учетом условия (12) выражение (11) принимает вид

$$p(x) = p_2 + \frac{6\mu v}{\beta^2} \left[ \left( \frac{1}{l_1} - \frac{1}{x} \right) - \frac{x_0}{2} \left( \frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{x^2} \right) \right]. \quad (13)$$

Объем расплава, увлекаемый движущимся ползуном в единицу времени, равен

$$Q_1 = hb \frac{v}{2}.$$

Расход смазки через некоторое сечение  $x$  под действием градиента давления  $\frac{dp}{dx}$  определяется зависимостью

$$Q_2 = - \frac{h^3}{12\mu} \frac{dp}{dx}.$$

Если условия течения расплава таковы, что  $Q_1 = Q_2$ , то

$$\frac{dp}{dx} = \frac{6\mu v}{h^2}. \quad (14)$$

В частном случае, когда  $h = \beta x$ ,

$$\frac{dp}{dx} = \frac{6\mu v}{\beta^2} \frac{1}{x^2}. \quad (15)$$



Интегрируя это выражение в пределах от  $l_1$  до  $x$  с учетом граничного условия (12), имеем

$$p(x) = p_2 + \frac{6\mu v}{\beta^2} \left( \frac{1}{l_1} - \frac{1}{x} \right). \quad (16)$$

Удельную силу трения в произвольной точке  $x$  на участке от  $l_1$  до  $l_2$  в соответствии с гидродинамической теорией смазки находим по формуле

$$\tau_3(x) = \mu \left( \frac{h}{2\mu} \frac{dp}{dx} + \frac{v}{h} \right).$$

Сила трения

$$T_3 = b \int_{l_1}^{l_2} \tau_3(x) dx = b\mu \int_{l_1}^{l_2} \left( \frac{v}{h} + \frac{h}{2\mu} \frac{dp}{dx} \right) dx. \quad (17)$$

На рис. 1, б приведены зависимости  $p(x)$ , соответствующие уравнениям (13) и (16). В случае двумерного течения расплава по осям  $x$  и  $y$  решение гидродинамической задачи усложняется и зависимости  $p = p(x, y)$  могут быть любыми.

**Пример расчета.** Пусть конек с прямолинейным полозом  $l = 0,35$  м и шириной  $b = 2$  мм ( $A_a = 7 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>) скользит по гладкому льду со скоростью 10 м/с.

Дано:  $\theta_0 = -10^\circ\text{C}$ ,  $T_{пл_2} = 0^\circ\text{C}$ ,  $\lambda_2 = 2,32$  Вт/мК,  $c_2 = 2,04$  кДж/кг,  $\rho_2 = 918$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_2^* = 1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $a_2 = 1,25 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $r_2 = 330$  кДж/кг,  $q_2 = 0,3$  мВт/м<sup>2</sup>,  $p_1 = 1,5$  МПа,  $R_{z_1} = 1$  мкм,  $\mu = 1,1 \cdot 10^{-3}$  Па·с,  $f_1 = 0,04$ ,  $f_2 = 0,02$ .

Поскольку  $\tau_1 > \tau_2 > \tau_3$ , в первом приближении принимаем, что

$$q_2''(t^*) = q_2' \left( 1 - n_1 \frac{v}{l - l_m} t^* \right), \quad t^* \leq \frac{l_1}{v}, \quad (18)$$

$$q_2'''(t^*) = q_2' \left( 1 - n_2 \frac{v}{l - l_m} t^* \right), \quad \frac{l_1}{v} \leq t^* \leq \frac{l_2}{v}, \quad (19)$$

$$p(x) = p_1 \left( 1 - \frac{x^2}{l_2^2} \right). \quad (20)$$

Пусть  $n_1 = n_2 = 0,5$ ,  $t^*$  изменяется от 0 до  $\frac{l - l_m}{v}$ . По формуле (1)

вычисляем

$$t_{m_2} = \frac{\pi}{4} \frac{2,32^2 (0 + 10)^2}{1,25 \cdot 10^{-6} (0,3 \cdot 10^6)^2} = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ с.}$$

За время  $t_{m_2}$  конек перемещается на расстояние

$$l_m = vt_{m_2} = 10 \cdot 3,8 \cdot 10^{-3} = 38 \text{ мм.}$$

Воспользовавшись выражением (2), при  $t = l_m/v$ , находим

$$\dot{S}_{2_0} = \frac{0,3 \cdot 10^6 - 2,04 \cdot 10^3 \cdot 918 (0 + 10) \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1,25 \cdot 10^{-6}}{3,8 \cdot 10^{-3}}}}{\frac{2}{3} (0 + 10) \cdot 2,04 \cdot 10^3 \cdot 918 + 330 \cdot 10^3 \cdot 1000} = 0,38 \text{ мм/с.}$$

По формуле (6) с учетом (18) вычисляем

$$\dot{S}_2(t_2^*) = 0,27 \text{ мм/с.}$$

Из графика, приведенного на рис. 2, видно, что зависимость  $h(x)$  близка к линейной. Значение  $h(t_1^*) = \dot{S}_{2cp}(t_1^*) \cdot t_1^* = R_{z_1} = 1 \text{ мкм}$  соответствует  $\dot{S}_{2cp} = 0,40 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$  и  $l_1 = \frac{vR_{z_1}}{\dot{S}_{2cp}} = \frac{10 \cdot 10^{-6}}{0,4 \cdot 10^{-3}} = 0,025 \text{ м}$ .

Несущая способность смазочного слоя на участке от  $l_1$  до  $l_2$  с учетом выражения (20) равна

$$N_3 = b \int_{l_1}^{l_2} p(x) dx = p_1 b \left[ (l_1 - l_2) - \frac{l_2^3 - l_1^3}{3l_2^2} \right],$$

или

$$N_3 = 1,5 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \left[ (0,312 - 0,025) - \frac{0,312^3 - 0,025^3}{3 \cdot 0,312^2} \right] = 550 \text{ Н.}$$

При  $x=l_1$  (см. формулу (20))

$$p_2 = 1,5 \cdot 10^6 \left( 1 - \frac{0,025^2}{0,312^2} \right) = 1,49 \text{ МПа.}$$

Тогда

$$N_2 = \frac{p_1 + p_2}{2} b l_1 = \frac{(1,50 + 1,49) \cdot 10^6}{2} 2 \cdot 10^{-3} \cdot 0,025 = 75 \text{ Н.}$$

Соответственно

$$N_1 = p_1 b l_m = 1,5 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cdot 0,038 = 114 \text{ Н.}$$

Таким образом, мы рассматриваем случай скольжения по льду спортсмена весом

$$N = N_1 + N_2 + N_3 = 739 \text{ Н.}$$

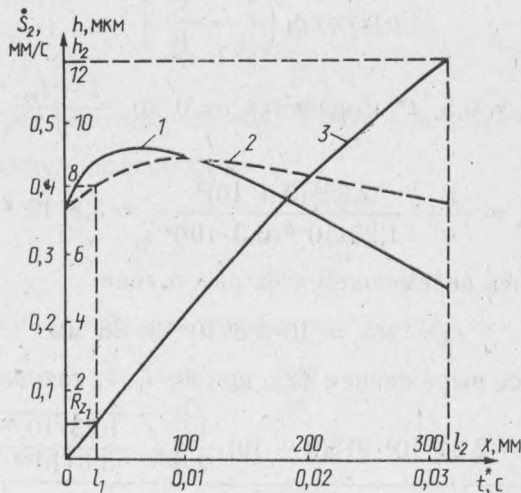


Рис. 2. Зависимости скоростей плавления и толщины расплавленной пленки от времени фрикционного нагрева: 1 —  $\dot{S}_2(t^*)$ ; 2 —  $\dot{S}_{2cp}(t^*)$ ; 3 —  $h(x) = h(vt^*)$ .

Согласно условиям задачи,

$$T_1 = f_1 N_1 = 0,04 \cdot 114 = 5,56 \text{ Н}, \quad T_2 = f_2 N_2 = 0,02 \cdot 75 = 1,50 \text{ Н}.$$

Поскольку зависимость  $h(x)$  близка к линейной (рис. 2);

$$\beta = \frac{h_2}{l_2} = \frac{12 \cdot 10^{-6}}{0,312} = 0,38 \cdot 10^{-4}.$$

Продифференцировав выражение (20), имеем

$$\frac{dp}{dx} = - \frac{2p_1}{l_2^2} x.$$

Следовательно, уравнение (17) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} T_3 &= \frac{b\mu v}{\beta} \int_{l_1}^{l_2} \frac{dx}{x} - \frac{\beta b p_1}{l_2^2} \int_{l_1}^{l_2} dx = \\ &= \frac{b\mu v}{\beta} \ln \frac{l_2}{l_1} - \frac{\beta b p_1}{l_2^2} (l_2 - l_1). \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} T_3 &= \frac{2 \cdot 10^{-3} \cdot 1,1 \cdot 10^{-3} \cdot 10}{0,38 \cdot 10^{-4}} \ln \frac{0,312}{0,025} - \\ &- \frac{0,38 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cdot 1,5 \cdot 10^6}{0,312^2} (0,312 - 0,025) = 1,2 \text{ Н}, \end{aligned}$$

$$f_3 = \frac{T_3}{N_3} = \frac{1,2}{550} = 0,0022.$$

Общая сила трения и соответственно коэффициент трения равны

$$T = T_1 + T_2 + T_3 = 8,26 \text{ Н},$$

$$f = \frac{T}{N} = \frac{8,26}{739} = 0,011.$$

Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными [18].

**Заключение.** В результате рассмотрения задачи скольжения ползуна по плавящемуся от фрикционного нагрева полупространству установлено, что вдоль линии скользящего контакта наблюдается три вида трения: без смазки, полужидкостное и гидродинамическое.

Для определения несущей способности отдельных участков контакта и сил трения необходимо совместно решать уравнения теплопроводности, теории упругости и гидродинамики.

Получены соотношения для приближенного расчета процессов фрикционного нагрева, оплавления и течения жидкости в зоне контакта полоз конька—лед.

#### Обозначения

$f$  — коэффициент трения;  $f_1, f_2, f_3$  — коэффициенты трения на первом, втором и третьем участках контакта;  $N$  — нагрузка;  $N_1, N_2, N_3$  — несущая способность первого, второго и третьего участков контакта;  $T$  — сила трения;  $T_1, T_2, T_3$  — силы трения на



первом, втором и третьем участках контакта;  $R_{z_{1,2}}$  — высота неровностей ползуна и контртела;  $t$  — время;  $t_{m_2}$  — время начала оплавления полупространства;  $t^*$  — время с момента начала оплавления;  $t_1^*$ ,  $t_2^*$  — время начала и конца гидродинамического процесса;  $h$  — толщина пленки расплава;  $h_0$  — толщина пленки, соответствующая максимальному давлению;  $h_1$ ,  $h_2$  — толщина пленки в начале и конце гидродинамического процесса;  $v$  — скорость скольжения;  $l$  — длина ползуна;  $l_m$  — длина участка с трением без смазки;  $l_1$  — длина участка с полужидкостным трением;  $x$  — координата в направлении скольжения;  $z_1$ ,  $z_2$  — координаты в направлении ползуна и полупространства;  $A_{a_1}$ ,  $A_{a_2}$ ,  $A_{a_3}$  — площади контакта отдельных участков;  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  — удельные силы трения на соответствующих участках контакта;  $q_1^*$ ,  $q_2^*$ ,  $q_3^*$  — интенсивности тепловыделения на отдельных участках контакта;  $q_1''$ ,  $q_2''$ ,  $q_3''$  — удельные тепловые потоки, направленные в полупространство на отдельных участках контакта;  $q_{cp}$ ,  $q_{2cp}$  — средние интенсивности тепловыделения и теплового потока;  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  — коэффициенты распределения теплоты на соответствующих участках контакта;  $\alpha_{cp}$  — средний коэффициент распределения теплоты;  $p_a$  — давление на номинальную площадь контакта;  $p_1$ ,  $p_2$  — давление на первом и в конце второго участка контакта;  $b$  — ширина ползуна;  $\beta$  — угол;  $\mu$  — вязкость;  $S_{0_2}$  — начальная скорость оплавления;  $S_2$  — скорость оплавления полупространства;  $\lambda_2$ ,  $c_2$ ,  $\rho_2$ ,  $a_2$ ,  $r_2$  — теплопроводность, теплоемкость, плотность, температуропроводность и теплота плавления полупространства;  $\rho_2^*$  — плотность расплава;  $\theta_0$ ,  $T_{пл_2}$  — начальная температура и температура плавления полупространства;  $n_1$ ,  $n_2$  — коэффициенты;  $\delta_2$  — толщина теплового слоя;  $\delta_2$  — скорость распространения теплового слоя в твердой фазе.

### Литература

1. Балакин В. А. Скольжение и фрикционное торможение при высоких скоростях. Дис. ... канд. техн. наук. Москва (1966).
2. Балакин В. А. Механизм трения и износа материалов при высоких скоростях скольжения // Испытательная техника. Москва (1967), вып. 6, 27—33.
3. Уилсон Р. Д. Смазка расплавом // Пробл. трения и смазки (1976), № 1, 19—25.
4. Балакин В. А., Балакина Н. А. Оплавление твердого тела при высокоскоростном трении // Среда и трение в механизмах. Таганрог (1976), вып. 2, 16—26.
5. Montgomery R. S. Surface melting of rotating bands // Wear, 38 (1976), 235—243.
6. Балакин В. А. Трение и износ при высоких скоростях скольжения. Москва (1980).
7. Балакин В. А. Отчего лед скользкий? // Наука и жизнь (1982), № 3, 110—111.
8. Амосов А. П. Фрикционный разогрев и образование пластической и жидкой прослоек в зоне скольжения контакта твердых тел // ДАН СССР, 262 (1982), № 2, 280—285.
9. Стифлер А. К. Трение и износ полностью расплавленной поверхности // Пробл. трения, 106 (1984), № 3, 96—100.
10. Балакин В. А. Трение и износ в канале нарезного ствола артиллерийского орудия, 10 (1989), № 3, 512—520.
11. Бежан А. Основы плавления и трения при контакте со скольжением // Современное машиностроение (1989), сер. А, № 9, 1—9.
12. Балакин В. А., Переверзева О. В. Трение по льду и снегу // Трение и износ, 12 (1991), № 3, 540—551.
13. Балакин В. А., Переверзева О. В. Проблемы трения и износа на ракетных треках // Трение и износ, 12 (1991), № 5, 896—903.
14. Litsek P. A., Bejan A. Sliding Contact Melting: The Effect of Heat Transfer in the Solid Parts // Trans of the ASME (1990), 808—812.
15. Пушкарев О. Е., Капустяненко Г. Г. Жидкая пленка и тепловые потоки на ее границах при скольжении тела по плавящейся поверхности // Трение и износ, 13 (1992), № 4, 611—616.
16. Stiffler A. K. Melt Friction and Pin-on-Disk Devices // J. of Tribology, 108 (1986), 105—108.
17. Карпенко Ю. А. Динамическое взаимодействие опор скольжения высокоскоростных объектов с направляющими конструкциями // Трение и износ, 13 (1992), № 4, 588—600.
18. Балакин В. А., Переверзева О. В. Фрикционный нагрев и оплавление поверхности трения // Трение и износ, 15 (1994), № 4, 698—712.
19. Балакин В. А. Расчет толщины теплового слоя в поверхностных слоях твердых тел, находящихся под действием кратковременного интенсивного трения // Машиноведение (1979), № 6, 72—77.

Поступила в редакцию 29.12.94.