Том 18, № 4 ТРЕНИЕ И ИЗНОС Июль—август 1997
Vol. 18, № 4 FRICTION AND WEAR July—August 1997

УДК 536.12:621.891

ТЕПЛОПЕРЕНОС В ЗОНЕ ФРИКЦИОННОГО КОНТАКТА ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ ДИСКОВЫХ МУФТ СЦЕПЛЕНИЯ И ТОРМОЗОВ

В. А. БАЛАКИН[а+], В. П. СЕРГИЕНКО[б], О. Ю. КОМКОВ[б]

Приведены формулы для расчета коэффициента распределения тепловых потоков в зоне фрикционного контакта дисковых муфт сцепления и тормозов. Расчетные зависимости получены при следующих условиях: источник тепловыделения является плоским с равномерной интенсивностью по номинальной площади контакта, на границе контакта температуры поверхностей обоих тел равны, теплоотдача в окружающую среду отсутствует.

Ключевые слова: теплота трения, теплоперенос, тепловой поток, температура, муфта, тормоз.

Введение. Известно, что фрикционный контакт дискретен. На фактических пятнах контакта концентрируется механическая энергия, передаваемая от одного трущегося тела к другому. Эта энергия повышает энергию фононов кристаллических тел, вызывает образование и движение дислокаций в кристаллической решетке. Каждая дислокация связана со смещением значительного числа атомов. На поверхности трения происходит измельчение зерен. Границы зерен представляются как скопление дислокаций, насыщенное примесными атомами и вакансиями. Избыточные дефекты кристаллической решетки возникают при сильной деформации поверхностного слоя. При пластическом течении поверхностных слоев возникают поля линий скольжения с соответствующими им годографами скоростей. Пластически деформируемый слой является основным генератором теплоты в случае контакта пластически деформируемого тела с упругим (или абсолютно жестким) контртелом. У аморфного тела тепловое движение также представляет собой колебания атомов около фиксированных положений равновесия. От интенсивности источника фрикционного тепловыделения и его местонахождения в зоне трения зависят процессы теплопереноса, влияющие на градиент механических свойств поверхностных слоев, силу трения и износ.

Генерируемая в зоне фрикционного контакта теплота распределяется между трущимися телами. Особенности этого теплопереноса определяются макро- и микрогеометрией контактирующих тел, характером деформирования поверхностных слоев, местоположением источника тепловыделения, теплопередачей в окружающую среду. Обычно в температурных задачах трения считают, что источник тепловыделения находится на поверхности скользящего контакта, при этом выполняются следующие сотношения:

$$q_1 = \alpha q\,, \quad q_2 = (1-\alpha)\, q.$$

Теоретические зависимости. Если в контакте торцом находятся два тонких теплоизолированных с боковой поверхности стержня, имеющие $\vartheta_0 = \mathrm{const}$, и в осевых направлениях со стороны контакта в стержни направлены тепловые потоки $q_{1,2} = \mathrm{const}$, то температурные поля в этих телах определяются из уравнений теории теплопроводности:

а Гомельский политехнический институт им П. О. Сухого. Беларусь, 246746, г. Гомель, пр. Октября, 48.
б 246652, г. Гомель, Кирова 32а.
+ Автор, с которым следует вести переписку.

$$\vartheta_1(z_1, t) = \vartheta_0 + \frac{2\alpha q\sqrt{a_1 t}}{\lambda_1}\,\mathrm{ierfc}\,\frac{z_1}{2\sqrt{a_1 t}}\,,\quad \vartheta_2(z_2, t) = \vartheta_0 + \frac{2(1-\alpha)q\sqrt{a_2 t}}{\lambda_2}\,\mathrm{ierfc}\,\frac{z_2}{2\sqrt{a_2 t}}\,.$$

На поверхности контакта ($z_1 = z_2 = 0$) температуры находятся из соотношений:

$$\vartheta_1(0, t) = \vartheta_0 + \frac{2\alpha q}{\lambda_1}\left(\frac{a_1 t}{\pi}\right)^{1/2} = \vartheta_0 + 2\alpha q\left(\frac{t}{\pi\lambda_1 c_1\rho_1}\right)^{1/2}, \tag{1}$$

$$\vartheta_2(0, t) = \vartheta_0 + \frac{2(1-\alpha)q}{\lambda_2}\left(\frac{a_2 t}{\pi}\right)^{1/2} = \vartheta_0 + 2(1-\alpha)q\left(\frac{t}{\pi\lambda_2 c_2\rho_2}\right)^{1/2}. \tag{2}$$

Приравнивая правые части уравнений (1) и (2), получаем

$$\alpha = \frac{\sqrt{\lambda_1 c_1\rho_1}}{\sqrt{\lambda_1 c_1\rho_1} + \sqrt{\lambda_2 c_2\rho_2}}. \tag{3}$$

В случае контакта одинаковых тел ($\lambda_1 = \lambda_2$, $c_1 = c_2$, $\rho_1 = \rho_2$) $\alpha = 0{,}5$. Если в контакте находятся две неограниченные пластины с теплоизоляцией сторон, противоположных контакту, имеющие $\vartheta_0 = \mathrm{const}$ и в направлениях z_1 и z_2 направлены тепловые потоки $q_{1,2} = \mathrm{const}$, то температурные поля в пластинах выражаются зависимостями

$$\vartheta_1(z_1, t) = \vartheta_0 + \frac{\alpha q h_1}{\lambda_1}\left\{\mathrm{Fo}_1 - \frac{z_1}{h_1} + \frac{z_1^2}{2h_1^2} + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n' \cos\left[\mu_n\left(1 - \frac{z_1}{h_1}\right)\right]\exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_1)\right\}, \tag{4}$$

$$\vartheta_2(z_2, t) = \vartheta_0 + \frac{(1-\alpha) q h_2}{\lambda_2}\left\{\mathrm{Fo}_2 - \frac{z_2}{h_2} + \frac{z_2^2}{2h_2^2} + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n' \cos\left[\mu_n\left(1 - \frac{z_2}{h_2}\right)\right]\exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_2)\right\}, \tag{5}$$

$$\mathrm{Fo}_1 = \frac{a_1 t}{h_1^2}\,,\quad \mathrm{Fo}_2 = \frac{a_2 t}{h_2^2}\,,\ \mu = n\pi\,,\quad A_n' = (-1)^{n+1}\frac{2}{\mu_n^2}\,.$$

На поверхности контакта ($z_1 = z_2 = 0$) температуры таковы:

$$\vartheta_1(0, t) = \vartheta_0 + \frac{\alpha q h_1}{\lambda_1}\left[\mathrm{Fo}_1 + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_1)\right], \tag{6}$$

$$\vartheta_2(0, t) = \vartheta_0 + \frac{(1-\alpha) q h_2}{\lambda_2}\left[\mathrm{Fo}_2 + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_2)\right]. \tag{7}$$

Приравнивая правые части выражений (6) и (7), имеем

$$\alpha = \left\{1 + \frac{h_1\lambda_2}{h_2\lambda_1}\left[\frac{\mathrm{Fo}_1 + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_1)}{\mathrm{Fo}_2 + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_2)}\right]\right\}^{-1}, \tag{8}$$

$$\alpha = \left[1 + \frac{h_1\lambda_2\Theta_1^1(0)}{h_2\lambda_1\Theta_2^1(0)}\right]^{-1}, \tag{9}$$

где $\Theta^1_{1,2}(0) = \left[\mathrm{Fo}_{1,2} + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A'_n \cos \mu_n \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}_{1,2}) \right]$.

При $\mathrm{Fo}_{1,2} > 0{,}3$ ряды в формулах (4)—(8) быстро сходятся и ими можно пренебречь. Тогда

$$\alpha = \left[1 + \frac{h_1 \lambda_2}{h_2 \lambda_1} \left(\frac{\mathrm{Fo}_1 + \frac{1}{3}}{\mathrm{Fo}_2 + \frac{1}{3}} \right) \right]^{-1}.$$

В случае контакта одинаковых тел величина α зависит от отношения h_1/h_2. При $h_1 = h_2$, $\mathrm{Fo}_1 = \mathrm{Fo}_2$, $\alpha = 0{,}5$. Если в контакте находятся два тела с резко отличающимися друг от друга коэффициентами теплопроводности (например, $\lambda_1 << \lambda_2$), то в условиях кратковременного процесса трения тело 1 (например, фрикционную накладку) можно принимать полуограниченным, а тело 2 (например, стальной или чугунный диск) — неограниченной теплоизолированной пластиной. Тогда, приравнивая правые части уравнений (1) и (7) и выражая λ, получаем

$$\alpha = \left[1 + \frac{\left(\frac{2t}{\pi \lambda_1 c_1 \rho_1} \right)^{1/2}}{\frac{h_2}{\lambda_2} \Theta^1_2(0)} \right]^{-1}. \tag{10}$$

Если тепловыделение на границе контакта двух теплоизолированных с противоположной стороны неограниченных пластин изменяется по линейному закону $q(t) = kt$, а тепловые потоки равны $q_1(t) = \alpha kt$, $q_2(t) = (1 - \alpha) kt$, то температурные поля в пластинах выражаются формулами

$$\vartheta_1(\eta_1, t) = \vartheta_0 + \frac{\alpha k h_1^3}{\lambda_1 a_1} \times$$
$$\times \left\{ \frac{\mathrm{Fo}_1}{3} - \mathrm{Fo}_1 \eta_1 + \frac{\mathrm{Fo}_1 \eta_1^2}{2} + \frac{\eta_1^4}{24} - \frac{\eta_1^3}{6} + \frac{\eta_1^2}{6} - \frac{1}{45} - \sum_{n=1}^{\infty} A''_n \cos[\mu_n (1 - \eta_1)] \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}_1) \right\}, \tag{11}$$

$$\vartheta_2(\eta_2, t) = \vartheta_0 + \frac{(1 - \alpha) k h_2^3}{\lambda_2 a_2} \times$$
$$\times \left\{ \frac{\mathrm{Fo}_2}{3} - \mathrm{Fo}_2 \eta_2 + \frac{\mathrm{Fo}_2 \eta_2^2}{2} + \frac{\eta_2^4}{24} - \frac{\eta_2^3}{6} + \frac{\eta_2^2}{6} - \frac{1}{45} - \sum_{n=1}^{\infty} A''_n \cos[\mu_n (1 - \eta_2)] \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}_2) \right\}. \tag{12}$$

$$\eta_1 = \frac{z_1}{h_1}, \quad \eta_2 = \frac{z_2}{h_2}, \quad A''_n = (-1)^{n+1} \frac{2}{\mu_n^4}$$

Для температур на поверхности контакта можно записать

$$\vartheta_1(0, t) = \vartheta_0 + \frac{\alpha k h_1^3}{\lambda_1 a_1} \left[\frac{\mathrm{Fo}_1}{3} - \frac{1}{45} - \sum_{n=1}^{\infty} A''_n \cos \mu_n \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}_1) \right], \tag{13}$$

$$\vartheta_2(0,t) = \vartheta_0 + \frac{(1-\alpha)\,kh_2^3}{\lambda_2 a_2}\left[\frac{\mathrm{Fo}_2}{3} - \frac{1}{45} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n'' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_2)\right]. \tag{14}$$

Приравняем правые части уравнений (12) и (13) и выразим α:

$$\alpha = \left\{1 + \frac{h_1^3\lambda_2 a_2}{h_2^3\lambda_1 a_1}\left[\frac{\dfrac{\mathrm{Fo}_1}{3} - \dfrac{1}{45} - \sum\limits_{n=1}^{\infty} A_n'' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_1)}{\dfrac{\mathrm{Fo}_2}{3} - \dfrac{1}{45} - \sum\limits_{n=1}^{\infty} A_n'' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_2)}\right]\right\}^{-1}. \tag{15}$$

При $\mathrm{Fo}_1 > 0{,}3$ ряды сходятся и уравнение (15) принимает вид

$$\alpha = 1 + \frac{\lambda_2 a_2 h_1^3}{\lambda_1 a_1 h_2^3}\left(\frac{\dfrac{\mathrm{Fo}_1}{3} - \dfrac{1}{45}}{\dfrac{\mathrm{Fo}_2}{3} - \dfrac{1}{45}}\right).$$

Если тепловыделение на границе контакта двух неограниченных, теплоизолированных с противоположной стороны пластин уменьшается по линейному закону $q(t) = q_0 - kt$, а тепловые потоки равны $q_1(t) = \alpha(q_0 - kt)$, $q_2(t) = (1-\alpha)(q_0 - kt)$, то воспользовавшись комбинацией выражений (4)—(7), (11)—(14), получим:

$$\vartheta_1(z_1,t) = \vartheta_0 + \frac{\alpha q_0 h_1}{\lambda_1}\Theta_1' - \frac{\alpha k h_1^3}{\lambda_1 a_1}\Theta_1'', \tag{16}$$

$$\vartheta_2(z_2,t) = \vartheta_0 + \frac{(1-\alpha)\,q_0 h_2}{\lambda_2}\Theta_2' - \frac{(1-\alpha)\,kh_2^3}{\lambda_2 a_2}\Theta_2'', \tag{17}$$

где $\Theta_{1,2}' = \mathrm{Fo}_{1,2} - \eta_{1,2} + \dfrac{\eta_{1,2}^2}{2} + \dfrac{1}{3} + \sum\limits_{n=1}^{\infty} A_n' \cos[\mu_n(1-\eta_{1,2})]\exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_{1,2})$,

$$\Theta_{1,2}'' = \frac{\mathrm{Fo}_{1,2}}{3} - \mathrm{Fo}_{1,2}\eta_{1,2} + \frac{\mathrm{Fo}_{1,2}\eta_{1,2}^2}{2} + \frac{\eta_{1,2}^4}{24} - \frac{\eta_{1,2}^3}{6} + \frac{\eta_{1,2}^2}{6} - \frac{1}{45} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n'' \cos[\mu_n(1-\eta_{1,2})]\exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_{1,2})$$

$$\vartheta_1(0,t) = \vartheta_0 + \frac{\alpha q_0 h_1}{\lambda_1}\Theta_1'(0) - \frac{\alpha k h_1^3}{\lambda_1 a_1}\Theta_1''(0), \tag{18}$$

$$\vartheta_2(0,t) = \vartheta_0 + \frac{(1-\alpha)\,q_0 h_2}{\lambda_2}\Theta_2'(0) - \frac{(1-\alpha)\,kh_2^3}{\lambda_2 a_2}\Theta_2''(0), \tag{19}$$

где $\Theta_{1,2}'' = \left[\dfrac{\mathrm{Fo}_{1,2}}{3} - \dfrac{1}{45} - \sum\limits_{n=1}^{\infty} A_n'' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2\,\mathrm{Fo}_{1,2})\right]$.

Приравнивая правые части выражений (18) и (19), найдем α:

$$\alpha = \frac{\dfrac{q_0 h_2}{\lambda_2}\Theta_2'(0) - \dfrac{kh_2^3}{\lambda_2 a_2}\Theta_2''(0)}{\dfrac{q_0 h_1}{\lambda_1}\Theta_1'(0) - \dfrac{kh_1^3}{\lambda_1 a_1}\Theta_1''(0) + \dfrac{q_0 h_2}{\lambda_2}\Theta_2'(0) - \dfrac{kh_2^3}{\lambda_2 a_2}\Theta_2''(0)}. \tag{20}$$

При $Fo_{1,2} > 0{,}3$

$$\alpha = \frac{\dfrac{q_0 h_2}{\lambda_2}\left(Fo_2 + \dfrac{1}{3}\right) - \dfrac{k h_2^3}{\lambda_2 a_2}\left(\dfrac{Fo_2}{3} - \dfrac{1}{45}\right)}{\dfrac{q_0 h_1}{\lambda_1}\left(Fo_1 + \dfrac{1}{3}\right) - \dfrac{k h_1^3}{\lambda_1 a_1}\left(\dfrac{Fo_1}{3} - \dfrac{1}{45}\right) + \dfrac{q_0 h_2}{\lambda_2}\left(Fo_2 + \dfrac{1}{3}\right) - \dfrac{k h_2^3}{\lambda_2 a_2}\left(\dfrac{Fo_2}{3} - \dfrac{1}{45}\right)}. \qquad (21)$$

В уравнениях (20) и (21) необходимо выразить друг через друга значения q_0 и k. Например, если $k = q_0/t_T$, то формулы (20) и (21), соответственно, принимают вид

$$\alpha = \frac{\dfrac{h_2}{\lambda_2}\left[\Theta_2'(0) - \dfrac{h_2^2}{a_2 t_T}\Theta_2''(0)\right]}{\dfrac{h_1}{\lambda_1}\left[\Theta_1'(0) - \dfrac{h_1^2}{a_1 t_T}\Theta_1''(0)\right] + \dfrac{h_2}{\lambda_2}\left[\Theta_2'(0) - \dfrac{h_2^2}{a_2 t_T}\Theta_2''(0)\right]}, \qquad (22)$$

$$\alpha = \frac{\dfrac{h_2}{\lambda_2}\left[\left(Fo_2 + \dfrac{1}{3}\right) - \dfrac{h_2^3}{\lambda_2 a_2}\left(\dfrac{Fo_2}{3} - \dfrac{1}{45}\right)\right]}{\dfrac{h_1}{\lambda_1}\left[\left(Fo_1 + \dfrac{1}{3}\right) - \dfrac{h_1^2}{a_1 t_T}\left(\dfrac{Fo_1}{3} - \dfrac{1}{45}\right)\right] + \dfrac{h_2}{\lambda_2}\left[\left(Fo_2 + \dfrac{1}{3}\right) - \dfrac{h_2^2}{a_2 t_T}\left(\dfrac{Fo_2}{3} - \dfrac{1}{45}\right)\right]}. \qquad (23)$$

Уравнения (3), (8)—(10), (15) и (20)—(23) получены при следующих условиях:

1 — источник тепловыделения является плоским с равномерной интенсивностью по поверхности контакта;

2 — теплоотдача в окружающую среду отсутствует;

3 — на границе контакта температуры поверхностей обоих тел равны.

Пример расчета. Рассчитаем значения α для режима работы безасбестовой фрикционной накладки (h_1 = 4 мм, λ_1 = 0,42 Вт/м·К, c_1 = 801 Дж/кг·К, ρ_1 = 2600 кг/м^3, $a_1 = 2{,}0 \cdot 10^{-7}$ м^2/с), находящейся в контакте с чугунным диском (h_2 = 10 мм, λ_2 = 30 Вт/м·К, c_2 = 540 Дж/кг·К, ρ_2 = 7300 кг/м^3, $a_2 = 7{,}6 \cdot 10^{-6}$ м^2/с) однодискового тормоза трактора МТЗ 80/82 при его экстренном торможении с максимальной скорости 34 км/ч в течение времени t_T = 3,5 с [1]. Результаты расчетов по формулам (3), (9), (10), (22) представлены в таблице.

Расчетные данные

t, с	Fo_1	Fo2	$\Theta_1'(0)$	$\Theta_1''(0)$	$\Theta_2'(0)$	$\Theta_2''(0)$	α			
							формула			
							(9)	(22)	(3)	(10)
1	0,0085	0,076	0,104	0,0001	0,31	0,018	0,094	0,078	0,079	0,098
2	0,0170	0,152	0,153	0,0003	0,43	0,043	0,090	0,062		0,097
3	0,0255	0,228	0,180	0,0008	0,53	0,082	0,093	0,053		0,098
3,5	0,0300	0,268	0,197	0,0012	0,58	0,100	0,093	0,044		0,097

Значения α, подсчитанные по формулам (3), (9) и (10) остаются постоянными за время срабатывания тормоза. Некоторый разброс значений полученных при расчете по формулам (9) и (22), связан с погрешностью использования графиков при определении численных значений $\Theta_{1,2}'$ и $\Theta_{1,2}''$ [2]. Формула (22) дает уменьшение значения α к концу торможения.

Вычислим толщину теплового слоя тепловыделения [3]: $\delta_1 = 3{,}2\sqrt{a_1 t_T} = 2{,}7 \cdot 10^{-3}$ м. Поскольку $\delta_1 < h_1$ фрикционную накладку можно принять в расчетах за полуограниченное тело, для которого величина α определяется по формуле (10), т. е. α = 0,097.

Фрикционная накладка имеет размеры: R_1 = 67 мм, R_2 = 104 мм, $R_{ср}$ = 85 мм, A_a = 0,019 м^2. Экстренное торможение трактора "Беларусь" со скорости 34 км/ч соответствует режиму с исходными данными [1]: ω_0 = 71(1/с); v_0 = 6,03 м/с; I = 42 кг·м^2; p_a = 0,8 МПа;

$M_{ср}$ = 850 Н·м; $T_{ср} = M_{ср}/R_{ср}$ = 10 кН. Интенсивность тепловыделения $q_0 = T_0 v_0 / A_a$ = = 3,18 МВт/м^2. Если T = const, $q(t) = q_0 (1 - t/t_T)$, $q_1(t) = \alpha q_0 (1 - t/t_T) = 0{,}309 (1 - t/t_T)$ МВт/м^2, то уравнение (16) при $z = 0$ (на поверхности трения) принимает вид

$$\vartheta(0, t) = \vartheta_0 + 2940\Theta_1'(0) - 98300\Theta_1''(0)\,. \tag{24}$$

Результаты расчетов приращений температур по формуле (24) приведены ниже:

t, с	1	2	3	3,5
$[\vartheta_1(0, t) - \vartheta_0]$, °С	296	420	451	461

Заключение. В результате проведенного анализа можно сделать следующие выводы.

1. Получены формулы для расчета коэффициента распределения тепловых потоков в зоне фрикционного контакта дисковых муфт сцепления и тормозов.

2. Фрикционные накладки и диски рассматриваются как неограниченные пластины, теплоизолированные со стороны противоположной контакту. Если же теплопроводность фрикционной пластины значительно ниже теплопроводности диска, она считается полуограниченным телом.

3. Теоретические исследования выполнены для случаев, когда интенсивность тепловыделения в зоне фрикционного контакта постоянна, либо уменьшается по линейному закону.

4. Рассмотрен пример расчета тепловых процессов для случая экстренного торможения трактора "Беларусь" с его максимальной скорости движения 34 км/ч.

Обозначения

t — время; t_T — полное время срабатывания муфты (тормоза); $z_{1,2}$ — координаты по осям, перпендикулярным к поверхности трения и направленным в накладку и диск; q — интенсивность фрикционного тепловыделения; q_0 — начальная интенсивность фрикционного тепловыделения; $q_{1,2}$ — тепловые потоки в накладку и диск; α — коэффициент распределения тепловых потоков; ϑ_0 — начальная температура; $\vartheta_{1,2}$ — температура накладки и диска; $\lambda_{1,2}$, $c_{1,2}$, $\rho_{1,2}$, $a_{1,2}$ — теплопроводность, теплоемкость, плотность и температуропроводность накладки и диска; $h_{1,2}$ — толщина накладки и диска; $\mathrm{Fo}_{1,2}$ — числа Фурье для накладки и диска; $\eta_{1,2}$ — безразмерные толщины накладки и диска; δ_1 — толщина теплового слоя в накладке; v_0, ω_0 — начальные линейная и угловая скорости; R_1, R_2, $R_{ср}$ — внутренний, наружный и средний радиусы накладки; $M_{ср}$ — средний тормозной момент; I — приведенный момент инерции; A_a — номинальная площадь контакта; p_a — давление на номинальную площадь контакта; $T_{ср}$ — средняя сила трения.

Литература

1. **Методика** ускоренных ресурсных испытаний тормозов тракторов "Беларусь" (МТЗ 50/52, 80/82, 100/102). Минский тракторный завод (1994)
2. **Балакин В. А., Сергиенко В. П., Комков О. Ю.** Тепловые процессы, возникающие при включении фрикционных муфт тормозов // Трение и износ, **17** (1996), № 5, 589—597
3. **Балакин В. А.** Трение и износ при высоких скоростях скольжения. Москва: Машиностроение (1980)

Поступила в редакцию 24.03.97.

BalakinV. A. , Sergienko V. P., Komkov O. Yu. **Heat transfer in friction contact at engagement of disc clutches and brakes.**

The formulas are derived for heat partition factor in the friction contact of disc clutches and brakes. The following assumptions are taken: heat source is flat and uniformly distributed over nominal contact area, there is no temperature jump at the interface of mating bodies, and heat transfer into environment is absent.