УДК 536.12:621.891

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАДАЧИ ТРЕНИЯ

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

Проведен обзор теоретических исследований по аналитическим решениям температурных задач трения и тепловому расчету тормозов.

Ключевые слова: фрикционные материалы, температура, интенсивность тепловыделения, тепловые потоки, тормоз.

Введение. Решение проблемы создания новых эффективных триботехнических материалов и осуществление наиболее рациональной конструкции металлополимерных узлов трения возможны лишь на основе глубокого изучения тепловой нагруженности и теплопереноса в трибосопряжениях. Это неоднократно подчеркивал акад. В. А. Белый в своих работах и выступлениях на различных научных форумах. Особое внимание он уделял развитию теоретических методов исследования теплофизических процессов, происходящих при трении и изнашивании.

Известно, что фрикционный контакт дискретен. На фактических пятнах контакта концентрируется механическая энергия, передаваемая от одного трущегося тела к другому.

В соответствии с первым началом термодинамики работа силы трения может быть записана в виде:

$$W = TS = E_Q + \Delta E.$$

Калориметрические исследования энергетического баланса внешнего трения показали, что в основном работа силы трения превращается в теплоту и лишь 4÷7% работы силы трения идет на изменение внутренней энергии поверхностей трения [1—3].

Энергия ΔE расходуется на изменение структуры материалов в зоне фрикционного контакта, образование дефектов в кристаллической решетке, микротрещин, частиц износа и т. д.

В температурных задачах трения обычно пренебрегают величиной ΔE и считают, что

$$E_Q = TS = fNS.$$

Количество теплоты, генерируемой в единицу времени, определяется как

$$Q = E_Q/t = fN\upsilon.$$

Интенсивность фрикционного тепловыделения может быть отнесена к площади контакта:
— фактической:

$$q_r = \frac{fN\upsilon}{A_r},$$

— номинальной:

а Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого. Беларусь, 246746, г. Гомель, пр. Октября, 48.
б Институт механики металлополимерных систем им. В. А. Белого НАНБ.
+ Автор, с которым следует вести переписку.

$$q_a = \frac{fN\upsilon}{A_a} = fp_a\upsilon .$$

При расчете тепловых режимов трения различают температуры: вспышки $\vartheta_{всп}$, средней поверхностной ϑ, максимальной ϑ_{max} и средней объемной $\vartheta_{ср}$. Температура вспышки возникает на единичных пятнах контакта. Ее действие кратковременно, т. к. время существования единичного пятна контакта мало (до $10^{-4} \div 10^{-8}$ с). Температура вспышки может достигать значительной величины. Под средней температурой поверхности трения понимается среднее значение температуры в тонком поверхностном слое (десятые доли миллиметра) номинальной площади контакта. Максимальная температура на некотором пятне фактического контакта определяется, как сумма:

$$\vartheta_{max} = \vartheta + \vartheta_{всп}.$$

Средняя объемная температура — это среднее значение температуры в рассматриваемом элементе пары трения.

Теоретические зависимости. Первая попытка расчета и экспериментального определения температуры в зоне фрикционного контакта была сделана Боуденом и Ридлером в 1935 г [4]. Схема опыта включала в себя контакт плоским торцом тонкого стержня радиусом r_1 с вращающейся кольцевой поверхностью диска. Принималось, что вся работа силы трения переходит в теплоту, процесс трения — стационарный, с боковой поверхности стержня происходит теплоотдача в окружающую среду.

Условие теплового баланса записывалось в виде:

$$\lambda_1 \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} \pi r_1^2 dx = \alpha'(\vartheta - \vartheta_0) 2\pi r_1 dx ,$$

где левая часть уравнения представляет собой количество теплоты, находящейся в объеме элемента dx цилиндра, а правая — количество теплоты, отданное с элемента dx боковой поверхности цилиндра.

Они впервые ввели понятие коэффициента распределения теплоты α. Приращение температуры поверхности трения для стержня бесконечной длины определялось по формуле:

$$\vartheta - \vartheta_0 = \frac{\alpha f N \upsilon}{\pi r_1 \sqrt{2\alpha' \lambda_1 r_1}} .$$

Авторы статьи не объясняли, как определять величину α. Кроме того, возникали вопросы, связанные с коэффициентом теплоотдачи α', который является переменным по длине стержня. Около вращающегося диска, вследствие вынужденной конвекции, величина α' существенно выше, чем на расстоянии $z = \infty$, где конвекция свободная.

В 1937 г Блок на основе достижений теории теплопроводности того времени получил зависимость по расчету температур на единичных пятнах контакта [5].

Он считал, что, вследствие наличия шероховатости трущихся поверхностей, теплота трения генерируется лишь в дискретно расположенных точках фактической площади контакта, находящихся под различными нормальными давлениями и потому имеющих различные интенсивности тепловыделения q.

Блок принял следующие допущения:

1. Размеры контакта малы по сравнению с размерами трущихся тел, которые можно считать неограниченно большими.
2. Коэффициент трения и распределение давления на контакте известны.
3. Теплоемкость каждого трущегося тела неограниченно велика, теплоотдача в окружающую среду отсутствует.

Он рассмотрел круговой, квадратный и линейный контакты движущегося по полупространству тела с различной эпюрой распределения давления при разных скоростях скольжения.

Блок, рассматривая квадратный источник фрикционного тепловыделения, сформулировал критерии для малых $\left(v < \dfrac{4a_1}{25r}\right)$ и больших $\left(v \geq \dfrac{20a_1}{r}\right)$ скоростей.

Он впервые ввел понятие коэффициента распределения тепловых потоков, который для малых скоростей определяет по формуле

$$\alpha_T = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2}.$$

Рассматривая неограниченно долгое время скольжения, температуру поверхности трения в центре кругового источника равномерной интенсивности Блок выражает зависимостью:

$$\vartheta_1 = \frac{qr}{\lambda_1 + \lambda_2}.$$

Он показывает, что температурные поля вдоль линии контакта у движущегося и неподвижного тел разные: у неподвижной поверхности оно симметрично относительно центра, у движущейся — смещено к задней грани контакта. Разными получаются и значения максимальных температур ϑ_{1max} и ϑ_{2max}.

В результате, Блоку приходится пользоваться понятием средних максимальных температур в центре контакта:

$$\vartheta_{max} = \vartheta_{1max} + \vartheta_{2max}.$$

Для определения α_T быстродвижущегося источника Блок приравнивает $\vartheta_{1max} = \vartheta_{2max}$, в результате чего получает формулу:

$$\alpha_T = \frac{\lambda_1\sqrt{\pi}}{\lambda_1\sqrt{\pi} + \lambda_2\sqrt{\dfrac{16a_1}{\upsilon l}}}.$$

Для случая контакта выпуклых тел распределение интенсивности фрикционного тепловыделения вдоль линии контакта он выражает в виде:

$$q = fp_0v\left(1 - \frac{\rho^2}{r^2}\right).$$

В теории Блока не учитывается взаимное влияние элементарных тепловых источников, эти источники рассматриваются изолированно друг от друга. Эта теория нашла практическое применение при расчетах зубчатых передач на заедание и задир.

В 1942 г. Егер рассмотрел случаи движения бесконечной по ширине полосы длиной $2l$ и выступа прямоугольной формы с размерами $2l \times 2b$ по полупространству с постоянной скоростью [6].

Принимается, что в зоне фрикционного контакта генерируется теплота постоянной интенсивности q. Решения уравнения теплопроводности методом источников показали, что при высоких скоростях максимум температуры, наблюдаемый у задней грани полосы, определяется как

$$\vartheta_{1max} = \frac{2q_1}{\lambda_1}\left(\frac{2a_1 l}{\pi v}\right)^{1/2}.$$

При определении α_T Егер приравнивает средние температуры на поверхности контакта у скользящего элемента и полупространства. В частности, когда полуограниченный, теплоизолированный с боковой поверхности стержень квадратного сечения ($l \times l$) скользит торцом по границе полупространства с постоянной высокой скоростью (Pe > 20) коэффициент распределения тепловых потоков определяется соотношением

$$\alpha_T = \frac{1{,}25\lambda_1 a_2^{1/2}}{1{,}25\lambda_1 a_2^{1/2} + \lambda_2\left(\frac{lv}{2}\right)^{1/2}}.$$

Эта формула получена при условии, что $q_1 = \alpha_T q = \mathrm{const}$ и $q_2 = (1 - \alpha_T)q = \mathrm{const}$, время скольжения является бесконечным. Отсюда видно, что с увеличением скорости уменьшаются α_T и соответственно q_1. Это объясняется тем, что полупространство нагревается как за счет теплоты трения, так и за счет уже нагретых поверхностных слоев стержня, в то время как трущаяся поверхность стержня нагревается за счет теплоты трения и охлаждается надвигающимися более холодными частями полупространства. Чем выше скорость, тем лучше условие теплоотвода в полупространство.

Дальнейшее развитие решений задач по расчету температур на скользящем контакте выполнил В. С. Щедров в 1955 г. [7]. Он подробно систематизировал решения Блока и показал, что распределение температур в полуограниченном теле является весьма сложной трехмерной задачей. В случае касания выпуклых упругих тел (задача Герца) фактическая площадь контакта представляет собой эллипс малой площади.

Если же номинальная площадь касания тел велика, фактическая площадь контакта распределяется по отдельным точкам, которые могут быть далеки друг от друга.

Распределение интенсивности фрикционного тепловыделения по площади контакта Щедров рекомендует находить путем решения интегрального уравнения типа Фредгольма, учитывающего расположение точек контакта на фактической площади и замену шероховатых поверхностей гладкими.

В работе Чао и Триггера [8] теория Блока подверглась критике за предположение о постоянстве интенсивностей тепловых источников на неподвижном и скользящем контактах.

Детальный обзор исследований по температурным задачам трения был выполнен в 1966 г. Коровчинским М. В. [9].

Он рассмотрел основы теории термического контакта, исходя из предположений, что источником теплоты трения являются тончайшие поверхностные слои, непосредственно примыкающие к точкам фактического контакта. При этом на поверхности контакта $\vartheta_1 = \vartheta_2$, а $q_1 + q_2 = \upsilon\tau$.

С помощью теории потенциалов, представляющих собой частные решения уравнений математической физики, Коровчинский выводит формулы для расчета температурных полей применительно к двух- и трехмерным постановкам задач.

В этих задачах предполагается, что точки фактического контакта распределяются с равномерной плотностью по номинальной площади контакта. Однако в тяжелонагруженных узлах трения с большими номинальными площадями (например, в фрикционных муфтах сцепления и тормозах) в результате интенсивного тепловыделения, высоких температур и температурных градиентов на поверхностях трения возникают горячие зоны, которые вследствие изнашивания, термоупругого и пластического деформирования поверхностных слоев могут перемещаться по поверхности трения. Наличие горячих зон наблюдалось при испытаниях колодочных железнодорожных [10, 11] и дисковых тормозов [12, 13], а также при испытаниях уплотнений [14].

Геометрия горячих зон и их распределение по номинальной площади контакта носят случайный характер и зависят от конструктивных особенностей и режимов работы узлов трения. Таким образом, задачи о распределении температур в трущихся телах являются сложными.

Получили развитие также и инженерные методы расчета температур, например в тормозах.

В 1947 г. академик Е. А. Чудаков [15] при тепловом расчете колодочных тормозов автомобиля воспользовался уравнением теплового баланса:

$$TdS = m^* c d\vartheta + A'\alpha'\vartheta dt.$$

Коэффициент теплообмена α', зависящий от скорости, он приближенно вычислял по формуле:

$$\alpha' = \alpha'_0 \frac{dS}{dt},$$

где α'_0 — коэффициент теплообмена при $v = 1$ м/с, а среднее приращение температуры в тормозе при торможении автомобиля на горизонтальном пути как

$$\vartheta_{\text{ср}} - \vartheta_0 = \frac{T}{A'\alpha'_0}\left(1 - \exp^{-\frac{A'\alpha'_0 S_{\text{т}}}{m^* c}}\right).$$

Расчеты по этой формуле носят приближенный характер.

В колодочных тормозах приращение температуры на внешней стороне барабана непостоянно и изменяется от нуля в начале торможения (при максимальной скорости) до некоторой величины в конце торможения (когда скорость стремиться к нулю).

В работах [10, 16] показано, что при тепловом расчете фрикционных тормозов можно пренебрегать теплоотдачей в окружающую среду.

В 1958 г М. П. Александров [17] при тепловом расчете тормозов подъемно-транспортных машин сделал попытку использовать теории подобия. Решение задачи он представляет в форме зависимостей, содержащих безразмерные величины и комплексы.

В 1968 г. А. В. Чичинадзе [18] при расчете средней температуры поверхности трения в условиях кратковременных торможений воспользовался одномерным уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial \vartheta_1}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 \vartheta_1}{\partial z_1^2} \tag{1}$$

с краевыми условиями для данного элемента пары трения [17]:

$$\frac{\partial \vartheta_1}{\partial z_1} = -\frac{\alpha_{\text{T}} W_{\text{тп}} \tau_N}{A_{a_1} \lambda_1 t_{\text{т}}}, \text{ при } z_1 = 0; \tag{2}$$

$$\frac{\partial \vartheta_1}{\partial z_1} = 0, \text{ при } z_1 = h_1; \tag{3}$$

$$\vartheta_1 = 0, \text{ при } t = 0. \tag{4}$$

Условие (3) указывает, что рассматривается теплоизолированная со стороны $z_1 = h_1$ пластина. Граничное условие (2) правильнее было бы записать в виде:

$$q_1 = \frac{\alpha_{\text{T}} W_{\text{тп}} \tau_N}{A_{a_1} t_{\text{т}}} = -\lambda_1 \frac{\partial \vartheta_1}{\partial z_1}, \tag{5}$$

где τ_N — отношение текущей мощности трения к средней мощности за время торможения. В то же время $\tau_N = \dfrac{q(t)}{q_{\text{ср}}}$, где $q_{\text{ср}} = \dfrac{W_{\text{тп}}}{A_{a_1} t_{\text{т}}}$.

Таким образом, условие (5) это не что иное, как

$$q_1 = \alpha_{\text{T}} q = -\lambda_1 \frac{\partial \vartheta_1}{\partial z_1}.$$

Конечное выражение для средней температуры поверхности трения, полученное Чичинадзе, при решении уравнения (1) с краевыми условиями (2)—(4) в наших обозначениях имеет вид

$$\vartheta_1(0,t) = \frac{\alpha_{\text{T}} W_{\text{тп}} h_1}{A_{a_1} \lambda_1 t_{\text{т}}}\left(\frac{1}{3}\tau_N + \text{Fo}_1 \tau_W - \tau_N \frac{2}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\exp^{-(\pi n)^2 \text{Fo}_1 t}\right), \tag{6}$$

где $\tau_W = \dfrac{W(t)}{W_{\text{тп}}}$ — временная характеристика работы трения.

Точное решение линейного уравнения Фурье (1) при краевых условиях:

$$q_1 = -\lambda_1 \frac{\partial \vartheta_1}{\partial z_1} = \text{const}\text{, при } z_1 = 0;$$

$$\frac{\partial \vartheta_1}{\partial z_1} = 0\text{, при } z_1 = h_1;$$

$$\vartheta_1 = \vartheta_2\text{, при } t_1 = 0.$$

В классической теории теплопроводности [19—21] дается в виде:

$$\vartheta_1(\eta_1, \mathrm{Fo}_1) - \vartheta_0 = \frac{q_1 h_1}{\lambda_1} \Theta_1'(\eta_1, \mathrm{Fo}_1), \tag{7}$$

где $\Theta_1'(\eta_1, \mathrm{Fo}_1) = \mathrm{Fo}_1 - \eta_1 + \frac{\eta_1^2}{2} + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n' \cos[\mu_n(1-\eta_1)]\exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}_1)$.

При $z_1 = 0$ $\left(\eta_1 = \frac{z_1}{h_1} = 0\right)$ получаем:

$$\vartheta_1(0, \mathrm{Fo}_1) - \vartheta_0 = \frac{q_1 h_1}{\lambda_1}\left[\mathrm{Fo}_1 + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}_1)\right], \tag{8}$$

где $\eta_1 = \frac{z_1}{h_1}$, $\mathrm{Fo}_1 = \frac{a_1 t}{h_1^2}$, $\mu_n = n\pi$, $A_n' = (-1)^{n+1}\frac{2}{\mu_n^{\ 2}}$.

Из сравнений зависимостей (6) и (8) видно, что они абсолютно идентичны. Формула (6) это лишь более сложная интерпретация уравнения (8), полученного для случая действия постоянного теплового потока.

Зависимость (6) верна лишь для расчета приращения температуры на поверхности трения при значениях $\tau_N = 1$ и $\tau_W = 1$, а это значит, что лишь для постоянного теплового потока в момент времени, соответствующий окончанию торможения (при $t = t_1$).

В 60-е гг. XX в. в теории теплопроводности появились точные решения уравнения (1) при граничных условиях второго рода, когда непрерывно действующие тепловые потоки изменяются с течением времени [20, 21].

В частности, для неограниченной, теплоизолированной со стороны $z_1 = h_1$ пластины, нагреваемой тепловым потоком $q_1 = k_1 t$, выражение для расчета приращений температур имеет вид:

$$\vartheta_1(\eta_1, \mathrm{Fo}_1) - \vartheta_0 = \frac{k h_1^3}{\lambda_1 a_1} \Theta_1''(\eta_1, \mathrm{Fo}_1), \tag{9}$$

где $\Theta_1''(\eta_1, \mathrm{Fo}_1) = \frac{\mathrm{Fo}_1^2}{2} + \frac{\mathrm{Fo}_1}{3} - \mathrm{Fo}_1\eta_1 + \frac{\mathrm{Fo}_1\eta_1^2}{2} + \frac{\eta_1^4}{24} - \frac{\eta_1^3}{6} + \frac{\eta_1^2}{6} - \frac{1}{45} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n'' \cos[\mu_n(1-\eta_1)]\exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}_1)$,

$$\mu_n = n\pi,\ A_n'' = (-1)^{n+1}\frac{2}{\mu_n^4}.$$

Приращение температуры на поверхности (при $\eta_1 = 0$) определяется как

$$\vartheta_1(0, \mathrm{Fo}_1) - \vartheta_0 = \frac{k h_1^3}{\lambda_1 a_1} \Theta_1''(0, \mathrm{Fo}_1), \tag{10}$$

где $\Theta_1''(0, \mathrm{Fo}_1) = \frac{\mathrm{Fo}_1^2}{2} + \frac{\mathrm{Fo}_1}{3} - \frac{1}{45} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n'' \cos\mu_n \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}_1)$.

В температурных задачах трения принимают $k_1 = \frac{\alpha_{\mathrm{T}} q_0}{t_{\mathrm{T}}}$.

В неограниченной, теплоизолированной со стороны $z_1 = h_1$ пластине, нагреваемой тепловым потоком $q_1 = m_1 t^{1/2}$, приращения температур определяются зависимостью [20, 21]:

$$\vartheta_1(\eta_1, \mathrm{Fo}_1) - \vartheta_0 = \frac{m_1 h_1^2}{\lambda_1 \sqrt{a_1}} \Theta_1'''(\eta_1, \mathrm{Fo}_1), \tag{11}$$

где $$\Theta_1'''(\eta_1, \mathrm{Fo}_1) = \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ 1 + \frac{(2n-2+\eta_1)^2}{2\mathrm{Fo}_1} \mathrm{erfc} \frac{2n-2+\eta_1}{2\mathrm{Fo}_1} - \frac{2n-2+\eta_1}{\sqrt{\pi \mathrm{Fo}_1}} \exp\left[-\frac{(2n-2+\eta_1)^2}{4\mathrm{Fo}_1} \right] + \right.$$

$$\left. + \left[1 + \frac{(2n-\eta_1)^2}{2\mathrm{Fo}_1} \right] \mathrm{erfc} \frac{2n-\eta_1}{2\sqrt{\mathrm{Fo}_1}} - \frac{2n-\eta_1}{\sqrt{\pi \mathrm{Fo}_1}} \exp\left[-\frac{(2n-\eta_1)^2}{4\mathrm{Fo}_1} \right] \right\} \mathrm{Fo}_1 .$$

Формулы (10) и (11) имеют совершенно другой вид, чем решение (6) тепловой динамики трения, рекомендованные для вычислений температур поверхностей трения при любых изменениях тепловых потоков во времени [18, 23—25].

Выражения (8)—(11) могут использоваться при расчете средних температур поверхностей трения и средних температурных градиентов в плоских элементах трущихся пар. В колодочных тормозах с $R >> h_{1,2}$ тепловую задачу также можно рассматривать, как плоскую.

В инженерной практике, путем измерений $T(t)$ и $v(t)$, значение $q(t) = \dfrac{T(t)v(t)}{A_{a_1}}$ обычно известно.

Если при тепловом расчете тормозов принять $T = \mathrm{const}$, то получим:

$$q(t) = q_0(1 - \frac{t}{t_\text{т}}), \quad q_1(t) = \alpha_\text{т} q_0 (1 - \frac{t}{t_\text{т}}), \quad q_2(t) = (1 - \alpha_\text{т}) q_0 (1 - \frac{t}{t_\text{т}}) .$$

В этом случае, воспользовавшись методом суперпозиции, можно найти на основе суммирования точных решений (7) и (9) приращения температур в фрикционной накладке и диске (барабане):

$$\vartheta_1(\eta_1, \mathrm{Fo}_1) - \vartheta_0 = \frac{\alpha_\text{т} q_0 h_1}{\lambda_1} \Theta_1'(\eta_1, \mathrm{Fo}_1) - \frac{\alpha_\text{т} q_0 h_1^3}{t_\text{т} \lambda_1 a_1} \Theta_1''(\eta_1, \mathrm{Fo}_1), \tag{12}$$

$$\vartheta_2(\eta_2, \mathrm{Fo}_2) - \vartheta_0 = \frac{(1-\alpha_\text{т}) q_0 h_2}{\lambda_2} \Theta_2'(\eta_2, \mathrm{Fo}_2) - \frac{(1-\alpha_\text{т}) q_0 h_2^3}{t_\text{т} \lambda_2 a_2} \Theta_2''(\eta_2, \mathrm{Fo}_2), \tag{13}$$

$$\eta_2 = \frac{z_2}{h_2}, \quad \mathrm{Fo}_2 = \frac{a_2 t}{h_2^2} .$$

Если зависимость $q(t)$ сложная — ее можно разложить на отдельные более простые составляющие, [22]:

$$q(t) = q_0 - \frac{q_0}{t_\text{т}} t - \frac{m}{\sqrt{t_\text{т}}} t + m\sqrt{t} .$$

Тепловые потоки в этом случае определяются как

$$q_{1,2}(t) = q_{1,2} - k_{1,2}^* t + m_{1,2} \sqrt{t} , \tag{14}$$

где $q_1 = \alpha_\text{т} q_0$, $q_2 = (1 - \alpha_\text{т}) q_0$, $k_1^* = \alpha_\text{т} \left(\dfrac{q_0}{t_\text{т}} + \dfrac{m}{\sqrt{t_\text{т}}} \right)$, $k_2^* = (1 - \alpha_\text{т}) \left(\dfrac{q_0}{t_\text{т}} + \dfrac{m}{\sqrt{t_\text{т}}} \right)$, $m_1 = \alpha_\text{т} m$, $m_2 = (1 - \alpha_\text{т}) m$.

Приращение температур $\vartheta_{1,2}(\eta_{1,2}, \mathrm{Fo}_{1,2}) - \vartheta_0$ от тепловых потоков, описываемых уравнениями (14), можно представить в виде суммы решений (7), (9) и (10).

Для расчета α_T рекомендуются формулы, полученные из условия равенства средних температур на номинальной площади касания [22, 26], например

$$\alpha_T = \frac{K_{вз}\sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1}}{K_{вз}\sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1} + \sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2}}.$$

Результаты анализа тепловых процессов в самых разнообразных конструкциях тормозов на основе зависимостей (7), (9) и (10) подтверждаются экспериментами, а также прогнозируемым в них износом трущихся пар [27—34].

В условиях многократных торможений, а также притормаживаний (на серпантине горного спуска) необходимо учитывать теплоотдачу от нагретого тормоза в окружающую среду. Это позволяет делать использование точных решений теории теплопроводности для этих случаев и метода суперпозиции [22, 30].

Описанный метод расчета несколько занижает температуры, которые могут возникать в горячих зонах с большой плотностью точек фактического контакта. В этих зонах при длительном процессе трения могут возникать высокие контактные температуры, вызывающие разложение связующих элементов фрикционных накладок, влекущие за собой снижение коэффициента трения и даже отказ тормоза. Достоверно учесть количество, размер, расположение локальных пятен контакта очень трудно. Такие температурные задачи решаются лишь численными методами [35].

При высоких скоростях скольжения могут происходить также процессы оплавления поверхностей трения [36—40]. Решение задачи Стефана о плавлении одного из трущихся тел под действием фрикционного нагрева связано с необходимостью определения скорости оплавления $\dot{S}$. Формулировка конкретной инженерной задачи по расчету $\dot{S}$ требует выбора тепловой схемы и граничных условий. Наиболее распространены две основные схемы фрикционного взаимодействия с оплавлением трущихся пар: плавление ползуна и плавление контртела [27, 39, 40]. Одним из эффективных методов приближенного решения таких задач является метод интеграла теплового баланса [27].

Заключение. На основании вышеизложенного можно констатировать, что теории Блока и Егера позволяют определять температуры вспышек для случаев концентрированного контакта и длительного времени скольжения. При тепловом расчете тормозов можно пользоваться точными решениями теории теплопроводности, полученными при граничных условиях второго рода с изменяющимися во времени тепловыми потоками. Приращение температур рекомендуется представлять в виде суммы отдельных точных решений.

Обозначения

W — работа силы трения; $W_{тп}$ — полная работа торможения; T — сила трения; τ — удельная сила трения; S — путь трения; $S_т$ — полный путь торможения; E_Q — теплота трения; ΔE — энергия, расходуемая на изменение структуры поверхностных слоев; f — коэффициент трения; N — нормальная нагрузка; v — скорость; t — время; $t_т$ — полное время торможения; A_r — фактическая площадь; $A_{a1,2}$ — номинальная площадь тела и контртела; p_r — давление на фактическую площадь контакта; p_a — давление на номинальную площадь контакта; p_0 — давление в центре контакта; ϑ — средняя температура; $\vartheta_{всп}$ — температура вспышки; ϑ_{max} — максимальная температура; ϑ_0 — начальная температура; $\vartheta_{1,2}$ — температура тела и контртела; α — коэффициент распределения теплоты; α_T — коэффициент распределения тепловых потоков; r_1 — радиус стержня; α' — коэффициент теплообмена; $\lambda_{1,2}$, $c_{1,2}$, $\rho_{1,2}$, $a_{1,2}$ — теплопроводность, теплоемкость, плотность, температуропроводность тела и контртела; $K_{вз}$ — коэффициент взаимного перекрытия; r — радиус кругового источника; ρ — текущий радиус; l — длина контакта; $z_{1,2}$ — координаты по осям перпендикулярным к поверхности трения и направленным в трущиеся тела; q — интенсивность фрикционного тепловыделения; q_0 — начальная интенсивность фрикционного тепловыделения; $q_{ср}$ — средняя интенсивность фрикционного тепловыделения; $q_{1,2}$ — тепловые потоки в тело и контртело; A' — площадь с которой происходит теплоотдача; m^* — масса частей тормоза, поглощающих теплоту; $h_{1,2}$ — толщина фрикционной накладки и конртела; τ_N, τ_W — временные факторы мощности и работы торможения; $\mathrm{Fo}_{1,2}$ — число Фурье; Pe — критерий Пекле; η — безразмерная координата; $k_{1,2}$, $m_{1,2}$ — коэффициенты; $\dot{S}$ — скорость оплавления.

Литература

1. **Балакин В. А.** Основы прочности поверхностного слоя. (Трение и износ). – Гомель: Гомельский госуниверситет. — 1974
2. **Большанина М. А., Панин В. Е.** Скрытая энергия деформации // Исследования по физике твердого тела. – М.: АН СССР. — 1953, 193—233
3. **Линник Ю. И.** Калориметрическая установка для исследования процессов внешнего трения и некоторые результаты исследования // Прикладная механика. – Киев: КИИГА. — 1969, № 3, 11—16
4. **Bouden F. P., Ridler K. E.** A note of the surface temperature of sliding metals // Proc. Cambridge Philos. Soc. — 1935 (**31**), pt 3, 431—440
5. **Blok H.** Theoretical Study of Temperature Rise at Surfaces of Actual Contact Under Oiliness Lubricating Conditions // Proc. General discussion on lubrication and lubricants. – Inst. Mech. Eng. — 1937 (**2**), 222—235
6. **Iaeger I. C.** Moving Sources of Heat and the Temperature at sliding contact // Proc. Roy. Soc. N.S.W. — 1942 (**76**), 203—224
7. **Щедров В. С.** Температура на скользящем контакте // Трение и износ в машинах. – М.: Институт машиноведения. АН СССР. — 1955 (**10**), 155—295
8. **Chao B. T., Trigger K. I.** Temperature distribution at the tool-chip interface in metal cutting // Trans. ASME. — 1955, N 7, 1107—1114
9. **Коровчинский М. В.** Основы теории термического контакта при локальном трении // Новое в теории трения. – М.: Наука. — 1966, 98—145
10. **Пыжевич Л. М.** Расчет фрикционных тормозов. – М.: Машиностроение. — 1964
11. **Barber I. R.** Distribution of Heat Between Sliding Surfaces // I. Mech. Engin. Science. — 1967 (**9**), N 5, 351—354
12. **Федорченко И. М., Ровинский Д. Я., Шведов Е. Л.** Исследование материалов для тормозных и передаточных устройств. – Киев: Наукова думка. — 1976
13. **Крагельский И. В., Чупилко Г. Е., Чичинадзе А. В.** Процессы трения в тормозах авиаколес. Подбор фрикционных пар. – М.: АН СССР. — 1955
14. **Dow T. A.** Thermoelustic effects in a thin sliding seal // Wear. — 1980 (**59**), N 1, 31—53
15. **Чудаков Е. А.** Расчет автомобиля. – М: Машгиз. — 1947
16. **Fazekas G. A. G.** Temperature gradients and Heat Stresses in Brake Drums // SAE Trans. — 1953, 21—36
17. **Александров М. П.** Тормозные устройства в машиностроении. — М.: Машиностроение. — 1966
18. **Чичинадзе А. В.** Расчет и исследование внешнего трения при торможении. – М.: Наука. — 1967
19. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа. — 1967
20. **Лыков А. В., Михайлов Ю. А.** Теория тепло- и массопереноса. – М.: Госэнергоиздат. — 1963
21. **Пехович А. И., Жидких В. М.** Расчеты теплового режима твердых тел. – Ленинград: Энергия. — 1968
22. **Балакин В. А., Сергиенко В. П.** Тепловые расчеты тормозов и узлов трения. – Гомель: ИММС НАН РБ. — 1999
23. **Расчет и испытание фрикционных пар** / Под ред. А. В. Чичинадзе. – М.: Машиностроение. — 1974
24. **Задачи нестационарного трения в машинах**, приборах и аппаратах / Под ред. А. В. Чичинадзе. – М.: Наука. — 1978

25. **Чичинадзе А. В., Браун Э. Д., Гинзбург А. Г., Игнатьева З. В.** Расчет, испытание и подбор фрикционных пар. – М.: Наука. — 1979
26. **Переверзева О. В., Балакин В. А.** Распределение теплоты между трущимися телами // Трение и износ. — 1992 (**13**), № 3, 507—516
27. **Балакин В. А., Сергиенко В. П.** Тепловой расчет тормозов легковых автомобилей // Трение и износ. — 1999 (**20**), № 3, 270—281
28. **Балакин В. А., Сергиенко В. П., Родзевич П. Е., Лысенок Ю. В.** Сравнительный анализ тепловой нагруженности тормозов грузовых автомобилей // Трение и износ. — 2001 (**22**), № 2, 123—127
29. **Балакин В. А., Сергиенко В. П., Лысенок Ю. В., Заболоцкий М. М.** Тепловой режим работы тормозов карьерных самосвалов БелАЗ в условиях их экстренного торможения // Трение и износ. — 2001 (**22**), № 5, 520—526
30. **Балакин В. А., Сергиенко В. П., Лысенок Ю. В.** Тепловой режим работы тормозов автомобилей на горном спуске // Трение и износ. — 2002 (**23**), № 1, 35—41
31. **Балакин В. А., Сергиенко В. П., Комков О. Ю.** Тепловые процессы, возникающие при включении фрикционных муфт и тормозов // Трение и износ. — 1996 (**17**), № 5, 589—597
32. **Балакин В. А., Сергиенко В. П., Комков О. Ю.** Теплоперенос в зоне фрикционного контакта при включении дисковых муфт сцепления и тормозов // Трение и износ. — 1997 (**18**), № 4, 450—455
33. **Balakin V. A., Sergienko V. P.,** Investigation of frictional heat generation and transfer at clutche and brake actuation // Proc. Of the 3-rd international symp. On the tribology of frictional materials. — Yaroslavl, Russia. — 1997, 233—242
34. **Балакин В. А., Сергиенко В. П., Лысенок Ю. В.** Теплофизические процессы в зоне фрикционного контакта // Трение и износ. — 2001 (**22**), № 1, 5—9
35. **Эттлс С. М.** Влияние тепловых эффектов на трение при высоких скоростях скольжения // Проблемы трения. — 1986, № 1, 71—79
36. **Montgomery R. S.** Surface Melting of Rotating Bands // Wear. — 1976 (**38**), 235—243
37. **Балакин В. А.** Трение и износ при высоких скоростях скольжения. – М.: Машиностроение. — 1980
38. **Балакин В. А., Переверзева О. В.** Проблемы трения и износа на ракетных треках // Трение и износ. — 1991 (**12**), № 6, 998—1002
39. **Балакин В. А., Переверзева О. В.** Фрикционный нагрев и оплавление поверхностей трения // Трение и износ — 1994 (**15**), № 4, 698—712
40. **Балакин В. А., Переверзева О. В.** Гидродинамические процессы в условиях оплавления поверхностей трения // Трение и износ. — 1995 (**16**), № 3, 438—446

Поступила в редакцию 18.03.02.

Balakin V.A., Serguienko V.P., Lysenok Yu.V. **Temperature problems of friction.**

A review of theoretical studies of analytical solutions of the temperature problems of friction and thermal designing of brakes.