

УДК 536.12 : 621.891

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЗОНЕ ФРИКЦИОННОГО КОНТАКТА

В. А. БАЛАКИН^{а+}, В. П. СЕРГИЕНКО^б, Ю. В. ЛЫСЕНКО^а

Рассмотрены теплофизические модели процессов тепловыделения и теплопереноса в зоне фрикционного контакта высокоскоростных и тяжелонагруженных узлов трения. Приведены различные тепловые схемы контактного взаимодействия трущихся пар.

Ключевые слова: температура, тепловыделение, теплоперенос, тепловой поток, теплофизические свойства, тепловые схемы.

Введение. Известно, что фрикционный контакт дискретен. В процессе трения на фактических пятнах касания образуются фрикционные связи, каждая из которых может существовать в течение очень малого промежутка времени и исчезает с нарушением контакта в данном месте. Таким образом, именно в зоне фактического контакта возникают физические процессы, обуславливающие силу трения и связанные с нею тепловые явления и изнашивание. В зависимости от особенностей конструкций и условий работы узлов трения, а также от сочетания материалов трущихся пар фрикционное тепловыделение происходит в некотором поверхностном слое одного или обоих тел. Эти поверхностные слои получили название теплопроизводящих. Непрерывное изменение сближения тел, вызванное нагревом поверхностей трения, изменяет толщину теплопроизводящих слоев.

При трении могут возникать процессы тепломассопереноса нагретых поверхностных слоев с одного тела на другое. На характер фрикционно-контактного теплообмена оказывает влияние также наличие окисных пленок на поверхностях трения, скорость их роста и разрушения.

Правильный выбор граничных условий при решении тепловых задач трения требует учета особенностей процессов тепловыделения и теплопереноса в фрикционном контакте.

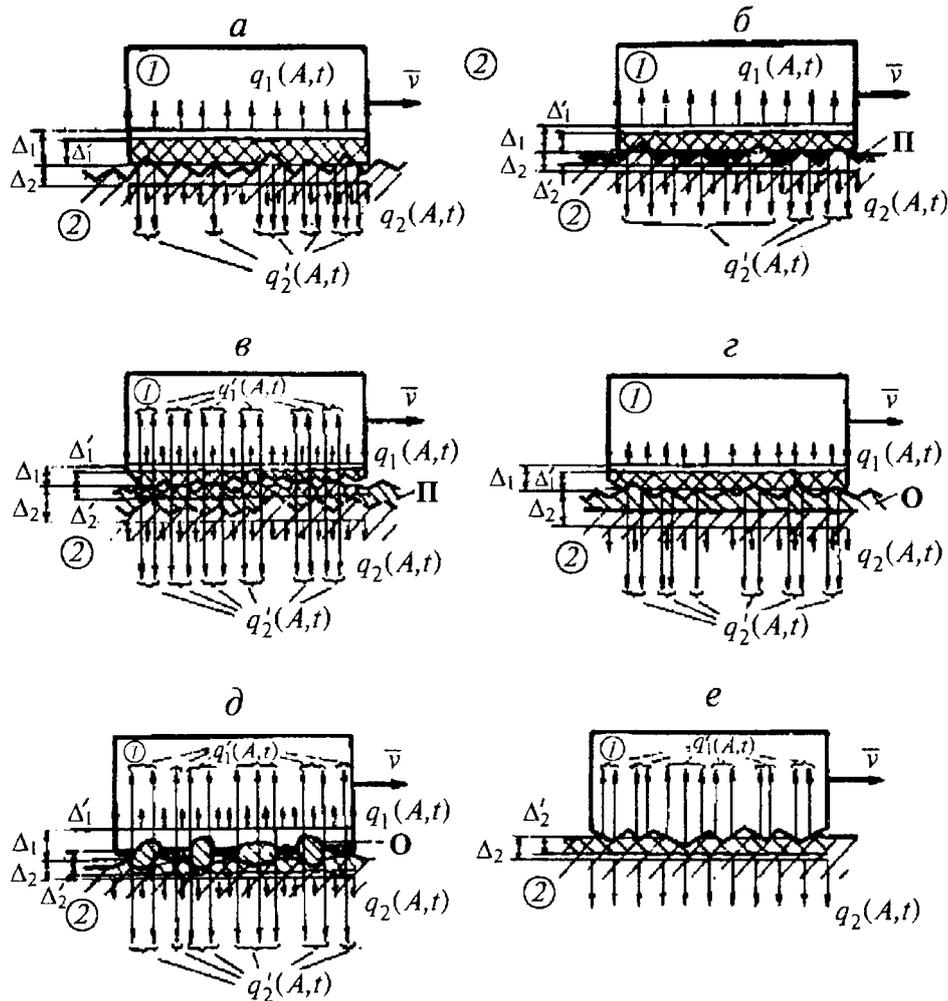
Теплофизические модели. На рисунке представлены некоторые схемы тепловых процессов, возникающих при трении без смазочного материала. В слое толщиной Δ^1_1 (рисунок, а) происходит теплообразование, обусловленное интенсивным пластическим передеформированием поверхности тела 1, а также волновым процессом распространения упругих деформаций. Толщина этого слоя зависит от высоты микронеровностей тела 2, сближение поверхностей и может достигать несколько десятых долей миллиметра. На некоторой глубине Δ_1 формируется тепловой поток $q_1(A, t)$, распространенный по номинальной площади касания обычно по тому же закону, что и давление $p(A)$. Если $p(A) = p = \text{const}$ и $q_1(A, t) = q_1(t)$, то поверхность $z_1 = \Delta_1$ площадью $A_{1,2}$ является изотермической. Слой $z_1 = \Delta_1$ находится вблизи слоя $z_1 = \Delta^1_1$.

В тело 2 отток теплоты от теплопроизводящего поверхностного слоя толщиной Δ^1_1 тела 1 происходит в основном теплопроводностью через пятна фактического контакта общей площадью A_r . Суммарное действие дискретных тепловых потоков $q_2(A, t)$ на некоторой глубине Δ_2 преобразуется в удельный тепловой поток $q^1_2(A, t)$, средняя величина которого зависит от A_r , λ_2 , c_2 , ρ_2 , A_2 и относительной скорости скольжения v . Чем больше A_r , λ_2 , $a_2 = \lambda_2 / c_2 \rho_2$, A_2 , чем меньше $K_{вз} = A_1 / A_2$, тем больше $q_2(t)$. Рассматриваемая модель характерна для дисковых, дисково-колодочных, колодоч-

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. 246050, г. Гомель, ул. Кирова, 32а.

+ Автор, с которым следует вести переписку.



Теплофизические модели скользящего контакта: *a* — контакт деформируемого тела 1 с жесткими неровностями тела 2; *б* — образование пленки П на поверхности тела 2; *в* — контакт тела 2 с образовавшейся пленкой фрикционного переноса; *г* — контакт деформируемого тела 1 с толстой пленкой окисла О, покрывающей поверхность тела 2; *д* — контакт поверхностных слоев тел 1 и 2 через частицы твердого окисла; *е* — контакт жесткого шероховатого тела 1 с деформируемым полупрозрачным телом 2.

ных, ленточно-колодочных тормозов и фрикционных муфт сцепления, а также для узлов трения, у которых $HB_2 \gg HB_1$.

Через некоторый промежуток времени с начала фрикционного контакта может происходить перенос нагретых поверхностных слоев тела 1 на жесткую шероховатую поверхность тела 2 и образование пленки П (рисунок, б). Появление пленки ведет к увеличению фактической площади контакта, а ее передеформирование — к возникновению теплового источника толщиной Δ_2^1 уже на поверхности тела 2 (рисунок, в). Удельный тепловой поток $q_2(A, t)$ возрастает, интенсивность же теплового потока $q_1(A, t)$ при этом уменьшается.

Такая модель наиболее характерна для фрикционного контакта медных и свинцовых ведущих поясков снарядов и пуль при движении их по нарезным каналам стволов артиллерийских орудий и стрелкового оружия.

На рисунке, г показано взаимодействие деформируемого в зоне трения тела 1 с жестким шероховатым телом 2, покрытым толстым слоем окисла О, имеющим теплофизические свойства $\lambda_0, c_0, \rho_0, a_0$ и твердость $HB_0 > HB_2 > HB_1$.

Связь окисла с телом 2 такова, что прочность его сцепления с подложкой на срез больше удельной силы трения τ . Источником тепловыделения являются поверхностный слой тела 1 тол-

щиной Δ_1^1 , а также разрушение адгезионных связей. Передача теплоты в тело 2 происходит теплопроводностью через слой окисла. Такая модель предусматривает наличие температурного перепада, т. е. неравенства

$$\vartheta_1(\Delta_1, t) \neq \vartheta_2(\Delta_2, t).$$

Рассматриваемая модель характерна для начальных моментов фрикционного контакта многих узлов трения после их длительного перерыва в работе, у которых поверхность тела 2 может окисляться под воздействием окружающей среды.

Если пленка разрушается, то отдельные частицы окисла, попадая в зону трения и шаржируя поверхность тела 1 могут осуществлять процесс передеформирования и более жесткого тела 2 (рисунок, δ). Образование двух теплопроизводящих слоев толщиной Δ_1^1 и Δ_2^1 , где ($\Delta_2^1 < \Delta_1^1$), находящихся в соприкосновении по площади A , усложняет анализ процессов нестационарного теплообмена на фрикционном контакте.

Тепловая схема, соответствующая скольжению жесткого шероховатого тела 1 по деформируемому полупространству показана на рисунке, e . Предполагается, что $HB_1 \gg HB_2$.

Такой контакт наиболее характерен для случаев скольжения полозьев коньков, саней и лыж по льду и снегу.

Теоретическая часть. Интенсивности фрикционного тепловыделения обычно определяются усредненными зависимостями

$$q_r(t) = \tau_r(t)v(t) = f(t)p_r(t)v(t)$$

$$q(t) = \tau(t)v(t) = f(t)p_a(t)v(t).$$

Первым уравнением пользуются при расчете температурных всплесков.

Однако неопределенным является вопрос о количественных значениях $p_r(t)$. В первом приближении их можно принимать равными величине твердости более «мягкого» из элементов трущихся пар.

В инженерной практике чаще всего интересует вопрос расчета средних температур поверхностей трения и средних значений температурных градиентов.

Их оценка в частности позволяет определять тепловой режим работы поверхностных слоев фрикционных материалов, находящихся в контакте с металлическим контртелом, например, в тормозах либо муфтах сцепления, а также уровень термонапряжений, приводящий к появлению трещин на поверхностях трения.

В результате измерений $T(t)$ и $v(t)$ значение $q(t) = T(t)v(t)/A_1$ обычно известно.

Тепловые задачи трения в основном решаются при граничных условиях второго рода, т. е. когда заданы тепловые потоки $q_1(x, y, t)$ и $q_2(x, y, t)$, имея ввиду, что источник тепловыделения плоский и ось координат расположена в центре площади A_1 .

Еще проще оперировать понятиями $q_1(0, t)$ и $q_2(0, t)$, предполагающими усреднение их значений по номинальной площади контакта A_1 . Тогда можно пользоваться предложенными еще Х. Блоком и Д. Егером соотношениями [1]:

$$q_1(0, t) = \alpha_{тн} q(t)$$

$$q_2(0, t) = (1 - \alpha_{тн}) q(t).$$

Величина $\alpha_{тн}$ определяется из условия равенства температур поверхностей трения в зоне фрикционного контакта [2, 3]. Это условие предполагает отсутствие температурного скачка на принятых гладкими и плоскими поверхностях $z_1 = z_2 = 0$. В колодочных тормозах с $R \gg h_{1,2}$ тепловую задачу также можно рассматривать как плоскую.

Уравнения для средних тепловых потоков, направленных в тела 1 и 2, можно записать в виде

$$q_1(t) = -\lambda_1 \frac{\partial \vartheta_1}{\partial z_1} \Big|_{z_1=\Delta_1},$$

$$q_2(t) = -\lambda_2 \frac{\partial \vartheta_2}{\partial z_2} \Big|_{z_2=\Delta_2}.$$

Таким образом предполагаем, что существует общий для обоих тел теплопроизводящий слой толщиной $\Delta'_1 + \Delta'_2$ с одинаковой средней температурой, который является тонким плоским источником тепловыделения интенсивностью q .

Это утверждение с одной стороны является спорным, с другой существенно упрощающим инженерные расчеты. В температурных задачах трения применительно к высокоскоростным и тяжело нагруженным узлам трения спорным является также правомочность использования одномерного уравнения теплопроводности Фурье с постоянными коэффициентами $\lambda_{1,2}$, $c_{1,2}$, $\rho_{1,2}$, $a_{1,2}$. Однако результаты расчетов тепловых процессов в самых разнообразных и конкретных конструкциях узлов трения по описанной методике подтверждаются экспериментами, а также прогнозируемым износом трущихся пар в них [2–7].

Заключение. На основании вышеизложенного можно констатировать, что в результате рассмотрения тепловых схем фрикционно-контактного взаимодействия трущихся тел и выделения теплопроизводящих слоев, от которых происходит передача теплоты вглубь пар трения, обосновано допущение о равенстве температур на поверхностях трения обоих тел, которое позволяет находить коэффициент распределения теплоты, а следовательно и тепловые потоки. Это дает возможность переходить к упрощенным одномерным тепловым задачам трения, позволяющим вычислять значения средних температур поверхностей трения и средних температурных градиентов в элементах трущихся пар.

Обозначения

t — время; $z_{1,2}$ — координаты по нормали к поверхности трения тела; x, y — координаты; A — площадь; A_r — фактическая площадь контакта; $A_{1,2}$ — номинальные площади контакта тела; $K_{вз}$ — коэффициент взаимного перекрытия; Δ' — толщина теплопроизводящего слоя в теле; Δ — глубина, на которой усредняются тепловые потоки, отнесенные к номинальной площади; q — средний тепловой поток, направленный в тело; a_m — коэффициент распределения тепловых потоков; q — интенсивность фрикционного тепловыделения; ϑ — температура тела; f — коэффициент трения; T — сила трения; v — скорость; τ_r — удельная сила трения на фактической площади контакта; τ — удельная сила трения на номинальной площади контакта; h — толщина тела; R — внутренний радиус барабана или наружный радиус колеса; λ, c, ρ, a — теплопроводность, теплоемкость, плотность и температуропроводность тела; HB, HB_0 — твердость по Бринелю тела и окисла.

Индексы 1, 2 в обозначениях соответствуют телу 1 и 2.

Литература

1. Балакин В. А. Основы прочности поверхностного слоя. Гомель: Гомельский госуниверситет (1974)
2. Балакин В. А. Трение и износ при высоких скоростях скольжения. М.: Машиностроение (1980)
3. Балакин В. А., Сергиенко В. П. Тепловые расчеты тормозов и узлов трения. Гомель: ИММС НАНБ (1999)
4. Балакин В. А., Галай Э. И. Расчет температурных полей в дисковом тормозе железнодорожного подвижного состава // Трение и износ, 19 (1998), № 3, 323–330
5. Балакин В. А., Сергиенко В. П. Тепловой расчет тормозов легковых автомобилей // Трение и износ, 20 (1999), № 3, 270–281

6. Балакин В. А., Галай Э. И. Испытания и тепловой расчет колодочных тормозов железнодорожного подвижного состава // Трение и износ, **20** (1999), № 5, 480—488
7. Балакин В. А., Сергиенко В. П., Родзевич П. Е. Сравнительный анализ дисково-колодочных тормозов легковых автомобилей // Трение и износ, **21** (2000), № 4, 408—413

Поступила в редакцию 03.01.2001.

Balakin V.A., Serguenco V.P., Lusenok Yu.V. Thermophysical processes in the zone of friction contact.

Thermophysical models of the processes of heat generation and heat transfer in the zone of friction contact between high-speed and heavily loaded friction units are analyzed. Various thermal configurations of contact interactions between friction couples are shown.