

УДК 531.44:530.096

ПРОЦЕССЫ ОПЛАВЛЕНИЯ ТРУЩИХСЯ ТЕЛ НА ВЫСОКОСКОРОСТНОМ И ТЯЖЕЛОНАГРУЖЕННОМ СКОЛЬЗЯЩИХ КОНТАКТАХ

В. А. Балакин

(Гомель)

Решение вопросов повышения износостойкости высокоскоростных узлов трения механизмов машин и приборов, а также тяжелонагруженных фрикционных тормозных устройств и передач обычно связано с необходимостью изучения теплофизических процессов в области контакта двух тел. В условиях интенсивного тепловыделения температура на границе скользящего контакта может достигать температуры плавления одного из трущихся тел. Наличие оплавления поверхностных слоев твердых тел при высокоскоростном трении, а также в теплонапряженных тормозах отмечено в работах [1, 3-5, 7-9]. В связи с этим важное значение приобретает анализ процессов оплавления трущихся тел на высокоскоростном и тяжелонагруженном скользящих контактах. При рассмотрении температурных задач с быстро движущимися источниками тепла, а также с кратковременными тепловыми процессами в зоне фрикционного контакта тепловые потоки принимают линейными, направленными по нормали к поверхности трения [2, 5, 8]. Интенсивность тепловыделения в единицу времени на единице поминальной площади контакта равна $q = fp_a v$, где f — коэффициент трения, p_a — удельная нагрузка на номинальную площадь касания, v — скорость скольжения.

Пусть в тело 1 направлен тепловой поток $q_1 = \alpha_{т.п} q$, а в тело 2 — $q_2 = (1 - \alpha_{т.п}) q$ (где $\alpha_{т.п}$ — коэффициент распределения тепловых потоков). Значения тепловых потоков q_1 и q_2 , характер их изменения во времени определяют в заданной паре трения ее температурный режим (средние температуры на поверхности трения ϑ^* и температурные поля). Дискретность фрикционного контакта накладывает специфические особенности на температурные процессы, возникающие в отдельных точках фактической площади касания. При рассмотрении тепловых процессов на единичных микровыступах приходится оперировать понятием интенсивности тепловыделения в единицу времени на единице площади отдельного микровыступа, т. е. $q' = fp_r' v$ (где p_r' — удельная нагрузка, приходящаяся на единичный выступ), и соответственно понятиями удельных тепловых потоков q_1' и q_2' . Действие тепловых потоков q_1' и q_2' обуславливает возникновение температурных всплесков $\vartheta_{всп}$ и является кратковременным (от d/v до $10^2 d/v$ и более [8], где d — диаметр единичного пятна касания).

Максимальную (контактную) температуру ϑ_{max} на фактических пятнах касания выражают как сумму

$$\vartheta_{max} = \vartheta^* + \vartheta_{всп}. \quad (1)$$

Для случая одномерного теплового потока, направленного, допустим, в тело 1, уравнение (1) для некоторого момента времени $t_1 + t_{всп}$, можно пе-

реписать в виде

$$\vartheta_{\max_1}(0, t_1 + t_{\text{всп}_1}) = \vartheta_1(\Delta, t_1) + \vartheta_{\text{всп}_1}(0, t_{\text{всп}_1}), \quad (2)$$

где $\vartheta_1(\Delta, t_1)$ — средняя температура поверхности трения, возникающая под действием теплового потока $q_1 = \alpha_{\text{т.п}} f p_1 v$ в момент времени t_1 на глубине Δ от границы контакта ($\Delta \approx 0,05 - 0,2$ мм); $\vartheta_{\text{всп}_1}(0, t_{\text{всп}_1})$ — температура вспышки, возникающая в данной точке фактического контакта под действием теплового потока $q_1' = \alpha_{\text{т.п}} f p_1' v$ за время $t_{\text{всп}_1}$ (как правило, $t_1 \gg t_{\text{всп}_1}$).

Значение q_1' в первом приближении можно определить по формуле $q_1' = \alpha_{\text{т.п}} f H V_1 v$, где $H V_1$ — твердость нагретых до температуры ϑ_1^* поверхностных слоев данного тела («горячая твердость»).

Допустимость суммирования температур в выражении (2) обосновывается тем, что в моменты времени t_1 и $t_1 + t_{\text{всп}_1}$ в тело в единицу времени направлен одинаковый по величине тепловой поток $Q_1 = q_1 A_a = q_1' A_r$, где A_a , A_r — номинальная и фактическая площади контакта. Другими словами, тепловые потоки q_1' , проникая в глубь тела l через микровыступы, нагретые до температуры ϑ_1^* , образуют на изотермической поверхности площадью A_a тепловой поток q_1 . Естественно, что за время $t_{\text{всп}_1}$ происходит повышение температуры лишь в зонах, примыкающих к фактической площади контакта, в то время как средняя температура поверхности трения ϑ_1^* практически не меняется.

Процессы оплавления в зоне фрикционного контакта возникают, когда максимальная температура достигает температуры плавления материала одного из тел (например, тела l). Тогда, согласно (2), имеем

$$T_{\text{пл}_1} = \vartheta_1(\Delta, t_{\text{пл}_1}) + \vartheta_{\text{всп}_1}(0, t_{\text{всп}_1}), \quad (3)$$

где $T_{\text{пл}_1}$ — температура плавления, $t_{\text{пл}_1}$ — время появления первого очага оплавления.

Из выражения (3) можно найти $t_{\text{пл}_1}$. Решение данной задачи зависит от особенностей теплового режима работы конкретных пар трения.

Так как нас интересуют кратковременные процессы теплопередачи, то трущиеся тела целесообразно рассматривать как: полуограниченные; неограниченные пластины либо конечные стержни с боковой изоляцией, теплоизолированные с одной стороны и нагреваемые тепловым потоком с другой; бесконечный цилиндр, теплоизолированный с наружной либо внутренней сторон и т. п.

Пример 1. Колодка в виде параллелепипеда $l_1 \times h_1 \times b_1$ (где l_1 — длина, h_1 — ширина, b_1 — толщина) скользит по абсолютно жесткому контртелу с высокой постоянной скоростью. Колодка 1 и контртело 2 имеют прямоугольные выступы (рисунки). Пусть q_1 и $q_1' = \text{const}$. Их значения достаточно велики, в результате чего через малый промежуток времени на поверхности трения колодки возникают процессы оплавления.

Если число Фурье $Fo_1 = a_1 t_1 / b_1^2 \leq 0,2$ (где a_1 — коэффициент теплопроводности), то колодку можно рассматривать как полуограниченное тело; при $Fo_1 = 0,3 - 3$ — как конечный стержень с боковой изоляцией, теплоизолированный со стороны $z_1 = b_1$ (где z_1 — координата в направлении, перпендикулярном от поверхности трения) и нагреваемый тепловым потоком с другой стороны. Микровыступы можно принимать за тела полуограниченные, так как $t_{\text{всп}}$ очень мало.

При $Fo_1 \leq 0,2$ среднюю температуру поверхности трения колодки определяем из выражения [2]

$$\vartheta_1(\Delta, t_1) \approx \vartheta_1(0, t_1) = \vartheta_0 + \frac{2q_1 \sqrt{a_1 t_1}}{\lambda_1 \sqrt{\pi}}, \quad (4)$$

где λ_1 — коэффициент теплопроводности; ϑ_0 — начальная температура.

В последующие моменты времени $t_1 + t_{\text{всп}_1}$ температура $\vartheta_1(\Delta, t_1)$ явля-

ется начальной, следовательно, согласно (2) и (4),

$$\vartheta_{всп1} = \frac{2q_1' \sqrt{a_1 t_{всп1}}}{\lambda_1 \sqrt{\pi}}. \quad (5)$$

Перепишывая уравнение (3), с учетом (4) и (5), получаем

$$T_{пл1} = \vartheta_0 + \frac{2q_1' \sqrt{a_1 t_{пл1}}}{\lambda_1 \sqrt{\pi}} + \frac{2q_1' \sqrt{a_1 t_{всп1}}}{\lambda_1 \sqrt{\pi}},$$

откуда

$$t_{пл1} = \frac{\pi \lambda_1^2}{4 a_1} \frac{\left(T_{пл1} - \vartheta_0 - \frac{2q_1' \sqrt{a_1 t_{всп1}}}{\lambda_1 \sqrt{\pi}} \right)^2}{q_1^2}. \quad (6)$$

При $Fo_1 = 0,3-3$ в рассматриваемом случае средняя температура поверхности трения определяется по формуле [6]

$$\vartheta_1(0, t_1) = \vartheta_0 + \frac{q_1 b_1}{\lambda_1} \left(Fo_1 + \frac{1}{3} \right). \quad (7)$$

Перепишывая (3) с учетом (5) и (7), имеем

$$T_{пл1} = \vartheta_0 + \frac{q_1 a_1 t_{пл1}}{\lambda_1 b_1} + \frac{q_1 b_1}{3\lambda_1} + \frac{2q_1' \sqrt{a_1 t_{всп1}}}{\lambda_1 \sqrt{\pi}},$$

откуда

$$t_{пл1} = \frac{\lambda_1 b_1}{a_1 q_1} \left(T_{пл1} - \vartheta_0 - \frac{q_1 b_1}{3\lambda_1} - \frac{2q_1' \sqrt{a_1 t_{всп1}}}{\lambda_1 \sqrt{\pi}} \right). \quad (8)$$

Анализ выражений (6) и (8) показывает, что чем выше скорость скольжения и удельная нагрузка, тем больше значения тепловых потоков q_1 и q_1' и тем меньше время появления температурной вспышки, при которой возникает первый очаг оплавления.

На рисунке представлена модель оплавления тела 1 на единичном пятне касания. Здесь микровыступ тела 2 длиной d_2 принят абсолютно жестким, а поверхностные слои тела 1, нагретые до температуры ϑ_1^* , — деформируемыми и оплавляемыми. Под действием теплового потока q_1' на участке длиной d_2' происходит повышение температуры поверхности выступа тела 1 на величину, равную $\vartheta_{всп1} = T_{пл1} - \vartheta_1^*$.

Если тепловой поток q_1 достаточно велик, то через некоторый промежуток времени t_{m1} начнется оплавление тела 1 по всей номинальной площади касания. Время начала оплавления тела 1 под действием постоянного по величине теплового потока q_1 можно определить из уравнений (4) и (7), приравняв их левую часть к температуре плавления $T_{пл1}$. Тогда для полуограниченного тела

$$t_{m1} = \frac{\pi \lambda_1^2 (T_{пл1} - \vartheta_0)^2}{4 a_1 q_1^2} \quad (9)$$

и соответственно для теплоизолированной с одной стороны неограниченной пластины

$$t_{m1} = \frac{\lambda_1 b_1 \left(T_{пл1} - \vartheta_0 - \frac{1}{3} \frac{q_1 b_1}{\lambda_1} \right)}{a_1 q_1} \quad (10)$$

Из выражений (9) и (10) видно, что время начала оплавления трущегося тела по всей номинальной площади касания зависит от интенсивности теплового потока q_1 и теплофизических свойств тела $T_{пл1}$, λ_1 , a_1 .

Пример 2. Колодка, рассмотренная в примере 1, работает в режиме фрикционного торможения. При этом сила трения $T = \text{const}$. Допустим, оплавление трущейся поверхности колодки начинается при $F_{o1} > 0,3$. Тогда средняя температура поверхности трения колодки определяется по формуле [2]

$$\vartheta_1(0, t_1) = \vartheta_0 + \frac{q_{1\text{ ср}} b_1}{\lambda_1} \left(F_{o1} + \frac{2}{3} - \frac{2}{3} \frac{t_1}{t_r} \right), \quad (11)$$

где $q_{1\text{ ср}} = \alpha_{т.п} T v_{\text{max}} / 2A_{a1}$ — среднее значение теплового потока за полное время торможения t_r ; v_{max} — начальная скорость торможения.

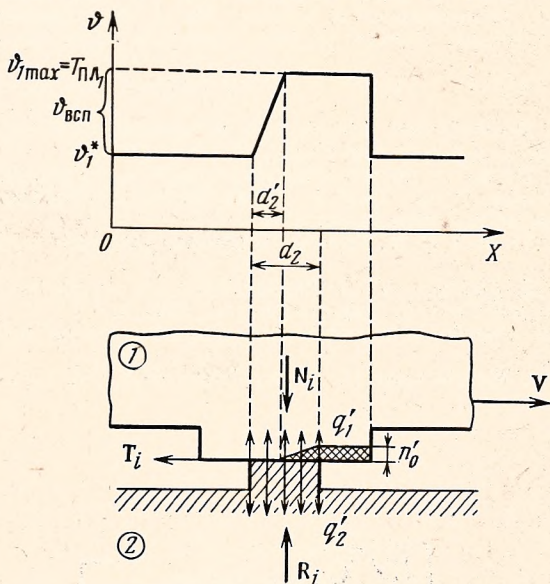


Рис. 1. Модель оплавления тела 1 на единичном микровыступе 2: N_i — нагрузка на единичный выступ, R_i — реакция со стороны выступа, n'_0 — толщина расплавленного слоя

За время $t_{\text{всп1}}$ уменьшения скорости скольжения колодки практически не происходит. Следовательно, расчет $\vartheta_{\text{всп1}}$ в этом случае можно проводить по формуле (5).

Перепиывая (3) с учетом (5) и (11), получаем

$$T_{\text{пл1}} = \vartheta_0 + q_{1\text{ ср}} \frac{b_1}{\lambda_1} \left(\frac{a_1 t_{\text{пл1}}}{b_1^2} + \frac{2}{3} - \frac{2}{3} \frac{t_{\text{пл1}}}{t_r} \right) + \frac{2q_1' \sqrt{a_1 t_{\text{всп1}}}}{\lambda_1 \sqrt{\pi}},$$

откуда

$$t_{\text{пл1}} = \frac{\lambda_1 (T_{\text{пл1}} - \vartheta_0 - 2q_{1\text{ ср}} b_1 / 3\lambda_1 - 2q_1' \sqrt{a_1 t_{\text{всп1}} / \lambda_1 \sqrt{\pi}})}{q_{1\text{ ср}} b_1 (a_1 / b_1^2 - 2/3t_r)}$$

Соответственно

$$t_{m1} = \frac{\lambda_1 (T_{\text{пл1}} - \vartheta_0 - 2q_{1\text{ ср}} b_1 / 3\lambda_1)}{q_{1\text{ ср}} b_1 (a_1 / b_1^2 - 2/3t_r)}$$

На практике высокоскоростные узлы трения по времени работают в режимах: 1) $t < t_{\text{пл}}$, когда оплавления не наблюдается; 2) $t_{\text{пл}} < t < t_m$, когда оплавление имеет место лишь на отдельных микровыступах; 3) $t > t_m$,

когда оплавление (например, к концу процесса трения) происходит по всей номинальной площади контакта; 4) $t \gg t_m$, когда узел трения преимущественно работает в режиме оплавления одного из тел.

В условиях оплавления твердых тел в зоне фрикционного контакта интенсивность изнашивания материалов и толщина расплавленной пленки зависят от скорости оплавления. Скорость оплавления определяется решением задачи Стефана при краевых условиях, учитывающих конкретные особенности работы того или иного высокоскоростного (либо тяжело нагруженного) узла трения.

Поступила 14 XI 1978
Переработана 5 III 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакин В. А. Трение и износ металлов при высоких скоростях скольжения. В кн.: Трение, изнашивание и смазка. Кн. 1. М., «Машиностроение», 1978.
2. Балакин В. А. Основы прочности поверхностного слоя. Изд-во Гомельск. гос. ун-та, 1974.
3. Боуден Ф. П., Тейбор Д. Трение и смазка твердых тел. М., «Машиностроение», 1968.
4. Горюнов В. М. Исследования трения при нестационарном высокоскоростном режиме. В кн.: Новое в теории трения. М., «Наука», 1966.
5. Дроздов Ю. Н. Трение и противозадирная стойкость тяжело нагруженного фрикционного контакта. В кн.: Теория трения, износа и проблемы стандартизации. Брянск, Приокское книжное изд-во, 1978.
6. Пехович А. И., Жидких В. М. Расчеты теплового режима твердых тел. Л., «Энергия», 1968.
7. Полосаткин Г. Д., Грибанов С. А. Измерение температуры на поверхности реза при скоростях до 800 м/с. Изв. вузов. Физика, 1965, № 3.
8. Чичинадзе А. В. Расчет и исследование внешнего трения при торможении. М., «Наука», 1967.
9. Montgomery R. S. Muzzle wear of cannon. Wear, 1975, vol. 33, № 2.

