

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОУПРУГОГО КОНТАКТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТРИБОСОПРЯЖЕНИЯХ

Приведено уравнение термоупругого фрикционного контакта упругой волнистой поверхности с абсолютно жесткой гладкой поверхностью. С помощью вычислительного эксперимента исследовано влияние комплексных параметров на распределение нагрузки при линейном законе изменения скорости скольжения и постоянном законе сближения контактирующих поверхностей. Результаты исследований могут быть использованы при оценке долговечности элементов трибосопряжений.

В трибологии одним из важнейших вопросов является исследование термоупругого фрикционного контакта с учетом изнашивания контактирующих поверхностей. Постановка задачи термоупругости достаточно сложна, так как требует одновременного удовлетворения тепловых и механических условий на контакте.

При традиционном подходе изучение термоупругого контакта сводится к решению граничных задач термоупругости [1]. В этих задачах используются уравнение термоупругости и различные варианты тепловых и механических граничных условий, а влияние рельефа поверхностей трения на фрикционный контакт учитывается с помощью законов изнашивания, деформации микронеровностей и др. Эти законы представляют собой аппроксимацию экспериментальных данных, которые получены измерением соответствующих величин на номинальной поверхности фрикционного контакта. Главным недостатком описанного подхода является невозможность определить температуру, давление и другие величины на фактических (или контурных) пятнах контакта, что представляет наибольший интерес при исследовании фрикционного взаимодействия.

Указанный недостаток отсутствует в подходе, в основе которого лежит описание топографии поверхности в виде системы выступов правильной геометрической формы (дискретная модель) [2, 3]. Размер и расположение выступов на поверхности трения выбираются случайным образом, при этом получаемый рельеф должен удовлетворять некоторому закону распределения. Каждый выступ вдавливается в поверхностный слой, а совокупность всех деформированных выступов дает дискретную картину распределения давлений на поверхности трения.

В настоящей работе впервые предложена дискретная модель для исследования термоупругого фрикционного взаимодействия упругой

волнистой поверхности с абсолютно жесткой гладкой поверхностью. С помощью вычислительного эксперимента проведен анализ влияния комплексных параметров, характеризующих свойства упругой поверхности, свойства пары трения, рельеф волнистой поверхности и внешнее воздействие, на распределение нагрузки.

Математическая модель термоупругого фрикционного контакта. Вывод уравнения термоупругого контакта. Рассмотрим фрикционное взаимодействие упругой волнистой поверхности с абсолютно жесткой гладкой поверхностью.

Мгновенный рельеф волнистой поверхности при фрикционном контакте описывается вектором \bar{H} , компоненты которого определяют высоту профиля в заданной точке поверхности в некоторый момент времени t .

Представим \bar{H} в виде суммы слагаемых:

$$\bar{H} = \bar{H}_0 + \bar{H}_T - \bar{H}_Q - \bar{H}_I, \quad (1)$$

где \bar{H}_0 — начальный недеформированный рельеф; \bar{H}_T — термоупругое перемещение; \bar{H}_Q — перемещение, вызванное механическим контактом без учета термоупругого формоизменения поверхности; \bar{H}_I — износ поверхности.

Волны поверхности при фрикционном контакте деформируются преимущественно упруго [3]. Пусть \bar{H}_T и \bar{H}_Q имеют линейный характер:

$$\begin{aligned} \bar{H}_T &= K\bar{T}; \\ \bar{H}_Q &= B\bar{Q}, \end{aligned} \quad (2)$$

где K — матрица термической податливости, \bar{T} — температура поверхности, B — матрица механической податливости, \bar{Q} — нагрузка.

Износ определяется по линейному закону изнашивания

$$\bar{H}_I = k_I \int_0^t v \bar{Q} dt, \quad (3)$$

где k_I — коэффициент изнашивания, v — скорость относительного скольжения поверхностей.

Мгновенный рельеф волнистой поверхности определяется из равенства

$$\bar{H} = h\bar{I}, \quad (4)$$

где h — сближение контактирующих поверхностей, $\bar{I}^T = (1 \ 1 \ \dots \ 1)$.

Подставляя соотношения (2)–(4) в уравнение (1), получим

$$h\bar{I} = \bar{H}_0 + K\bar{T} - B\bar{Q} - k_I \int_0^t v \bar{Q} dt. \quad (5)$$

Продифференцируем уравнение (5) по времени:

$$B \dot{\bar{Q}} + k_I v \bar{Q} = K \dot{\bar{T}} - \dot{h} \bar{I}. \quad (6)$$

Для определения $\dot{\bar{T}}$ примем следующее допущение: температура участка поверхности пропорциональна количеству теплоты, поступившему через этот участок, т.е. в дифференциальной форме

$$\dot{\bar{T}} = k_\lambda v \bar{Q}; \quad \bar{T}(0) = 0, \quad (7)$$

где k_λ — коэффициент пропорциональности.

Принятое допущение предполагает отсутствие теплообмена между участками контакта. Поэтому время фрикционного взаимодействия t_τ должно быть достаточно малым, чтобы можно было пренебречь указанным процессом.

Подставляя выражение (7) в уравнение (6), после преобразований получим следующее уравнение:

$$B \dot{\bar{Q}} = v [k_\lambda K - k_I E] \bar{Q} - \dot{h} \bar{I}; \quad \bar{Q}(0) = B^{-1} [\bar{H}_0 - h(0) \bar{I}]. \quad (8)$$

Внешнее воздействие на поверхности задается кинематически в виде законов изменения скорости $v = v(t)$ и сближения $h = h(t)$.

Определение матриц термической и контактной податливости. В уравнении (8) остаются неопределенными матрицы K и B . Для их определения необходимо выбрать модель волнистой поверхности. В настоящей работе используется стержневая модель с круглым сечением радиуса a (цилиндрическая модель) [3]. Волнистый рельеф представляется набором цилиндров с высотами \bar{H}_0 (рис. 1).

Для нахождения элементов матрицы K используется приближенное решение задачи, в которой определяются перемещения в упругом полупространстве, вызванные нагревом круговой области ограничивающей поверхности (рис. 2) [4]. Если в качестве термоупругого перемещения выступа, вызванного нагревом его основания, принять среднее перемещение по круговой области, то матрица термической податливости примет вид

$$K = \frac{8(1+\nu)a\alpha_T}{3\pi} \begin{bmatrix} 1 & \frac{3\pi a}{16 d_{12}} & \cdots & \frac{3\pi a}{16 d_{1n}} \\ \frac{3\pi a}{16 d_{21}} & 1 & \cdots & \frac{3\pi a}{16 d_{2n}} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{3\pi a}{16 d_{n1}} & \frac{3\pi a}{16 d_{n2}} & \cdots & 1 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

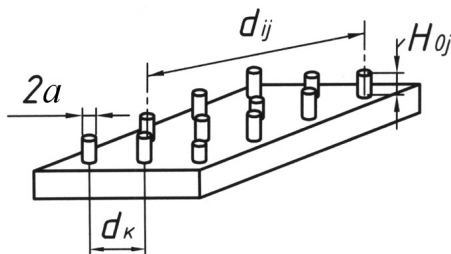


Рис. 1. Стержневая модель волнистой поверхности

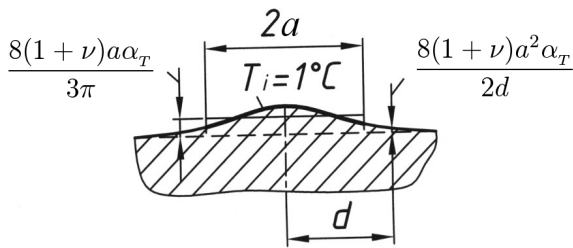


Рис. 2. Расчетная схема задачи о нагреве круговой области поверхности полупространства

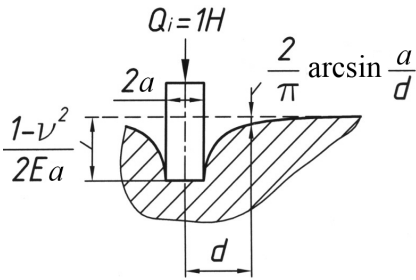


Рис. 3. Расчетная схема задачи о внедрении цилиндрического штампа в упругое полупространство

где ν — коэффициент Пуассона; α_T — коэффициент теплового расширения; d_{ij} — расстояние между центрами выступов с номерами i и j ; n — количество выступов.

Для определения матрицы B используется решение задачи о внедрении цилиндрического штампа в упругое полупространство (рис. 3) [5]. Матрица B имеет вид

$$B = \frac{1 - \nu^2}{2Ea} \begin{bmatrix} 1 & \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{a}{d_{12}} & \dots & \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{a}{d_{1n}} \\ \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{a}{d_{21}} & 1 & \dots & \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{a}{d_{2n}} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{a}{d_{n1}} & \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{a}{d_{n2}} & \dots & 1 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

где E — модуль Юнга.

В силу того, что для выбранной модели волнистой поверхности выполняется условие $\frac{a}{d_{ij}} \leq 0,5$, используется приближенное равенство $\arcsin \frac{a}{d_{ij}} \approx \frac{a}{d_{ij}}$.

Из структуры матриц (9) и (10) следует, что относительная термическая податливость контакта $K_{ij}^{\text{отн}}$ приблизительно равна механической $B_{ij}^{\text{отн}}$, т.е.

$$K_{ij}^{\text{отн}} = \frac{K_{ij}}{\frac{8(1 + \nu)a\alpha_T}{3\pi}} = \frac{3\pi a}{16d_{ij}} \approx \frac{2a}{\pi d_{ij}} = \frac{B_{ij}}{\frac{1 - \nu^2}{2Ea}} = B_{ij}^{\text{отн}} (i \neq j).$$

Приведение задачи к безразмерному виду. Для удобства решения задачи и представления результатов проведем замену переменных:

$$\begin{aligned}\bar{Q}^* &= \frac{1 - \nu^2}{2 E a h(0)} \bar{Q}; & v^* &= \frac{v}{v(0)}; & h^* &= \frac{h}{h(0)}; \\ p &= \frac{16 (1 + \nu) E a^2}{3 \pi (1 - \nu^2)} \alpha_T k_\lambda v(0); \\ q &= \frac{3 \pi}{8 (1 + \nu) a} \frac{k_I}{\alpha_T k_\lambda},\end{aligned}\tag{11}$$

где \bar{Q}^* — безразмерная нагрузка; v^* — безразмерная скорость; h^* — безразмерный закон сближения; p — комплексный параметр, характеризующий интенсивность рассматриваемых в работе процессов; q — комплексный параметр, характеризующий отношение интенсивности изнашивания к интенсивности процесса термоупругого перемещения.

С учетом выражений (9)–(11) уравнение (8) преобразуется к виду

$$\begin{aligned}\dot{\bar{Q}}^* &= p v^* \begin{bmatrix} 1 & \frac{2 a}{\pi d_{12}} & \cdots & \frac{2 a}{\pi d_{1n}} \\ \frac{2 a}{\pi d_{21}} & 1 & \cdots & \frac{2 a}{\pi d_{2n}} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{2 a}{\pi d_{n1}} & \frac{2 a}{\pi d_{n2}} & \cdots & 1 \end{bmatrix}^{-1} \times \\ &\times \begin{bmatrix} 1 - q & \frac{3 \pi a}{16 d_{12}} & \cdots & \frac{3 \pi a}{16 d_{1n}} \\ \frac{3 \pi a}{16 d_{21}} & 1 - q & \cdots & \frac{3 \pi a}{16 d_{2n}} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{3 \pi a}{16 d_{n1}} & \frac{3 \pi a}{16 d_{n2}} & \cdots & 1 - q \end{bmatrix} \bar{Q}^* - \dot{h}^* \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ \cdots \\ 1 \end{bmatrix}; \\ \bar{Q}^*(0) &= \begin{bmatrix} 1 & \frac{2 a}{\pi d_{12}} & \cdots & \frac{2 a}{\pi d_{1n}} \\ \frac{2 a}{\pi d_{21}} & 1 & \cdots & \frac{2 a}{\pi d_{2n}} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{2 a}{\pi d_{n1}} & \frac{2 a}{\pi d_{n2}} & \cdots & 1 \end{bmatrix}^{-1} \left(\frac{\bar{H}_0}{h(0)} - \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ \cdots \\ 1 \end{bmatrix} \right).\end{aligned}\tag{12}$$

Наибольший интерес представляет параметр q , который характеризует преобладание либо изнашивания, либо процесса термоупругого

перемещения и тем самым определяет характер фрикционного взаимодействия. Абсолютно износостойкая волнистая поверхность получается при $q \rightarrow 0$ ($k_I \rightarrow 0$), в этом случае происходит только процесс термоупругого перемещения. В случае одновременного выполнения условий $p \rightarrow 0$ и $q \rightarrow \infty$ ($\alpha_T \rightarrow 0$) термоупругое перемещение выступов отсутствует, при этом происходит только изнашивание.

Описание рельефа волнистой поверхности. Для определения начального значения вектора нагрузки $\bar{Q}^*(0)$ необходимо задать начальный рельеф поверхности \bar{H}_0 .

В настоящей работе выступы помещаются в узлы регулярной квадратной сетки со стороной квадрата d_k (см. рис. 1). В качестве характеристики плотности расположения выступов на поверхности трения можно принять отношение $s = 2a/d_k$.

Рельеф поверхности \bar{H}_0 определяется наибольшей высотой профиля R_{\max} и функцией распределения выступов по высоте η , которую удобно аппроксимировать с помощью β -распределения [6]:

$$\eta(\varepsilon) = \tau \int_0^{\varepsilon} x^{l-1} (1-x)^{m-1} dx, \quad (13)$$

где $\varepsilon = R_i/R_{\max}$ — относительное внедрение в рельеф поверхности (рис. 4); l и m — параметры β -распределения; τ — нормировочный коэффициент, определяемый из условия $\eta(1) = 1$.

Расположение выступов в узлах сетки носит случайный характер. При этом получаемый рельеф \bar{H}_0 удовлетворяет функции распределения η выступов по высоте (13). При параметрах β -распределения $l = m = 4$ получается близкое к нормальному распределение выступов, а при $l = m = 1$ — линейное.

На рис. 4 показаны геометрические параметры рельефа поверхности и схема контактного взаимодействия в начальный момент времени $t = 0$. Как видно из рисунка, перемещение i -го выступа состоит из

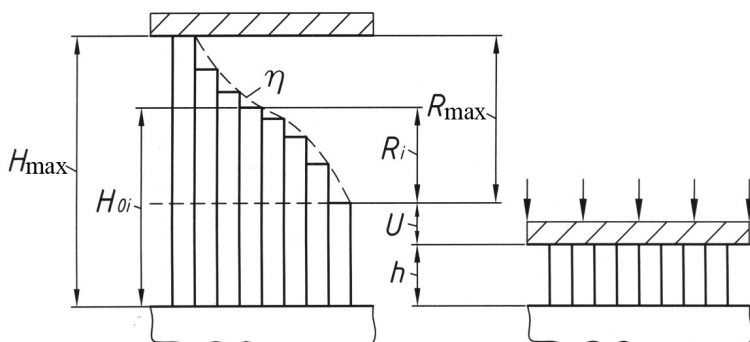


Рис. 4. Схема контактного взаимодействия в начальный момент времени

двух составляющих: относительной высоты выступа R_i и общей для всех выступов осадки U , и выполняется следующее условие:

$$\frac{\bar{H}_0}{h(0)} - \bar{I} = \frac{U}{h(0)} \left[\bar{I} + \frac{\bar{R}}{U} \right]. \quad (14)$$

В качестве характеристики внешнего воздействия на контактирующие поверхности в начальный момент времени введем величину $r = R_{\max}/U$, которая показывает отношение наибольшей высоты профиля к общей осадке.

Вычислительный эксперимент. Постановка задачи. Для простоты представления результатов вычислительного эксперимента модель (12) численно реализуем для линейного закона изменения скорости скольжения $v^* = (1 - t/t_m)$, который описывает процесс торможения, и постоянного закона сближения контактирующих поверхностей $\dot{h}^* = 0$.

Уравнение (12) при заданном постоянном h^* является линейным однородным. Интерес представляет относительное изменение нагрузки \bar{Q}^* за время фрикционного взаимодействия, поэтому для определения $\bar{Q}^*(0)$ в соотношении (14) достаточно задать параметр r и функцию η .

Проанализируем влияние комплексных параметров p и q , параметра внешнего воздействия r , рельефных параметров s , l , m и временного параметра t_m на распределение нагрузки.

Исследуемые величины. Для анализа распределения нагрузки используются:

— средняя относительная нагрузка на выступы в конечный момент времени фрикционного взаимодействия:

$$\tilde{Q} = \frac{\sum_i Q_i^*(t_m)}{\sum_i Q_i^*(0)};$$

— величина равномерности распределения нагрузки β , равная отношению минимальной нагрузки на выступ к максимальной нагрузке при $t = t_m$, т.е.

$$\beta = \frac{\min_i \{Q_i^*(t_m)\}}{\max_i \{Q_i^*(t_m)\}};$$

— функция плотности распределения нагрузки $\omega(Q, t)$ такая, что выражение $\omega(Q, t) \Delta Q$ равно отношению количества выступов, на которых нагрузка находится в интервале $(Q; Q + \Delta Q)$ в момент времени t , к суммарному количеству выступов n .

В работе [2] показано, что с увеличением плотности расположения выступов s , в силу ограниченности области контакта (n — конечно),

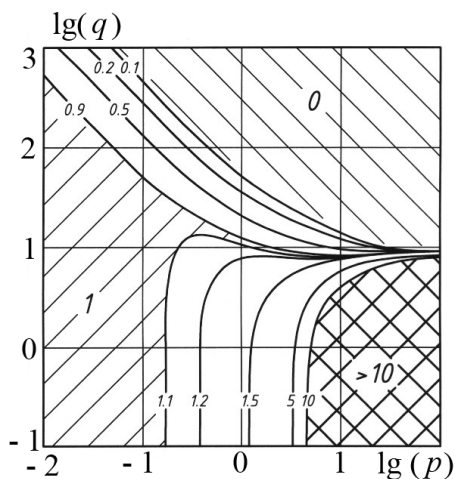


Рис. 5. Зависимость нагрузки \tilde{Q} от параметров p и q

нагрузки \tilde{Q} в плоскости параметров p и q при $r = 0,1$, $s = 0,2$, $l = m = 4$, $t_m = 1$.

Всю область значений (p, q) условно можно разделить на три части: подобласть незначительного изменения нагрузки ($\tilde{Q} \approx 1$); подобласти изнашивания ($\tilde{Q} \approx 0$) и термоупругости ($\tilde{Q} > 10$).

В подобласти $\tilde{Q} \approx 1$ за время фрикционного взаимодействия нагрузка изменяется незначительно (на единицы процентов). Это вызвано малым значением параметра p , который определяет интенсивность фрикционных процессов.

В подобласти изнашивания \tilde{Q} близка к нулю, так как параметр q принимает большие значения, т.е. интенсивность изнашивания велика. В момент времени $t = t_m$ выступы поверхности в значительной степени изношены и нагрузка равномерно распределена по ним.

В подобласти термоупругости ($\tilde{Q} > 10$) процесс термоупругого перемещения преобладает над изнашиванием, так как параметр q мал. Нагрузка \tilde{Q} возрастает значительно — в разы и на порядки.

Следует отметить, что подобласть $\tilde{Q} \approx 1$ включает в себя “сужающуюся полосу”, которая разделяет подобласть изнашивания и подобласть термоупругости, и где параметр p принимает большие значения. В этом случае изнашивание и процесс термоупругого перемещения происходят интенсивно, а средняя скорость термоупругого роста выступов приблизительно равна средней скорости их изнашивания на отрезке времени фрикционного контакта.

При увеличении p “полоса” сужается и градиент \tilde{Q} в ней возрастает. Это означает, что при больших значениях параметра p , когда процессы на контакте интенсивны, незначительное изменение параметра q приводит к качественно разным результатам: возникает либо подобласть изнашивания, либо подобласть термоупругости.

неравномерность распределения нагрузки по выступам возрастает и нагрузка на периферийных выступях значительно больше, чем на центральных. Чтобы получить закономерности распределения нагрузки для контакта полуограниченных тел, нагрузка учитывается только на центральных выступях при анализе результатов вычислительного эксперимента.

Результаты вычислительного эксперимента. Исследование нагрузки \tilde{Q} .

Влияние параметров p и q . На рис. 5 изображены линии уровня

Влияние параметра s . Параметр s характеризует геометрию контакта и в значительной степени влияет на распределение нагрузки. Как видно из структуры матриц K и B , параметр s определяет относительное влияние теплового воздействия и механической нагрузки на перемещение выступов поверхности.

В общем случае нагрузка \tilde{Q} возрастает при увеличении s . Такая зависимость объясняется тем, что при увеличении s растет взаимная связь между перемещениями выступов. При этом скорость изменения нагрузки на конкретном выступе Q_i^* определяется скоростью термического роста и изнашивания не только на самом выступе, но также и на соседних выступах.

В случае абсолютно износостойкой поверхности ($q = 0$) параметр s не оказывает существенного влияния на \tilde{Q} , так как в силу равенства $K^{\text{отн}}$ и $B^{\text{отн}}$ термическое влияние на выступы “нейтрализуется” механическим влиянием, т.е. $B^{\text{отн}-1}K^{\text{отн}} \approx E$, где E — единичная матрица.

Влияние параметра t_m . На рис. 6 приведена зависимость \tilde{Q} от t_m и q . Значения остальных параметров следующие: $p = 1, r = 0,1, s = 0,2, l = m = 4$.

При $q \approx 0$ процесс изнашивания незначителен. С увеличением t_m происходит сильный нагрев поверхности трения, и в результате более интенсивного термоупругого перемещения выступов \tilde{Q} неограниченно возрастает.

При больших значениях q с увеличением t_m нагрузка \tilde{Q} возрастает, достигает максимального значения, а затем уменьшается, асимптотически приближаясь к нулю. Уменьшение нагрузки вызвано изнашиванием. Чем выше интенсивность изнашивания, т.е. больше значение параметра q , тем быстрее нагрузка равномерно распределяется по выступам и стремится к нулю.

Исследование равномерности распределения нагрузки β . На рис. 7 представлена зависимость β от q и t_r при $p = 1, r = 0,1, s = 0,2, l = m = 4$.

При незначительном изнашивании ($q \approx 0$) с увеличением t_m в результате интенсивного роста максимальной нагрузки на выступы равномерность распределения нагрузки уменьшается, асимптотически стремясь к нулю.

При наличии изнашивания β увеличивается и асимптотически приближается к единице с увеличением времени t_m . Скорость роста β существенно зависит от параметра q : чем выше интенсивность изнашивания, тем быстрее распределение нагрузки становится равномерным.

Исследование распределения нагрузки ω . На рис. 8 показано начальное распределение $\omega(Q, 0)$, а также зависимость распределения нагрузки в конечный момент времени $\omega(Q, t_m)$ от параметра q . Расчеты проводились при $p = 1, r = 0,3, s = 0,08, l = m = 1, t_m = 1$.

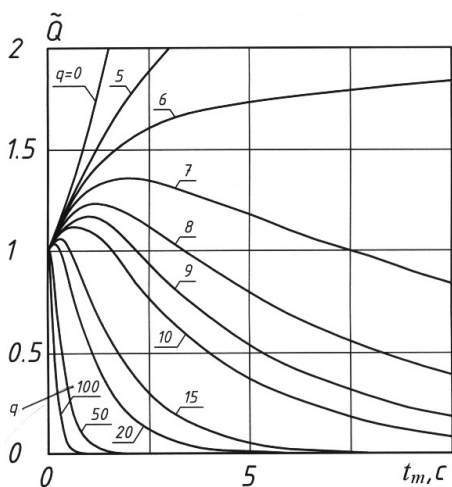


Рис. 6. Зависимость нагрузки \tilde{Q} от параметров t_m и q

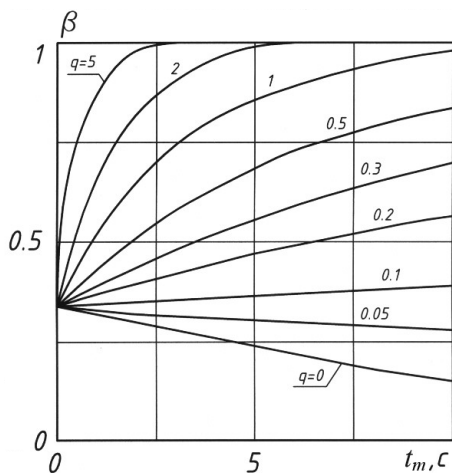


Рис. 7. Зависимость равномерности распределения нагрузки β от параметров q и t_m

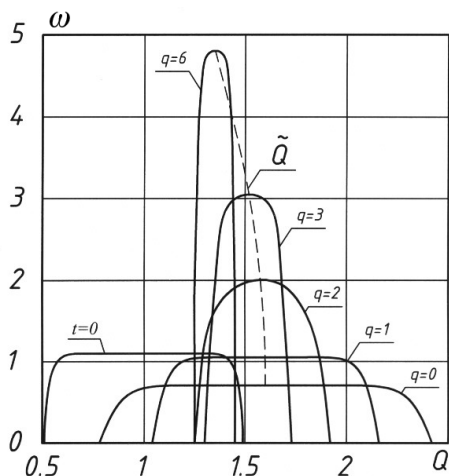


Рис. 8. Зависимость распределения нагрузки $\omega(Q, t_m)$ от параметра q

При увеличении интенсивности изнашивания (параметр q) уменьшается \tilde{Q} , распределение нагрузки становится более равномерным и диапазон распределения нагрузки сужается.

Если изнашивание отсутствует, то получаем максимальную при заданных остальных параметрах нагрузку \tilde{Q} и минимальную β .

Выводы: 1. Получено уравнение (8) термоупругого фрикционного контакта упругой волнистой поверхности с абсолютно жесткой гладкой поверхностью, определяющее нагрузку.

2. Для стержневой модели с круглым сечением предложены матрицы термической (9) и механической (10) податливости, позволяющие определить перемещение точек поверхности при термоупругом и механическом воздействиях.

3. Модель (8)–(10) численно реализована для линейного закона изменения скорости скольжения и постоянного закона сближения.

4. Предложен комплексный параметр q , характеризующий отношение интенсивности изнашивания к интенсивности процесса термоупругого перемещения и определяющий характер фрикционного взаимодействия.

5. С помощью вычислительного эксперимента исследовано влияние параметров, характеризующих свойства упругой поверхности, свойства пары трения, рельеф волнистой поверхности и внешнее воздействие, на распределение нагрузки при термоупругом контакте.

6. Проведен анализ результатов вычислительного эксперимента.

7. Предлагаемые контактные условия (6) в сочетании с сеточными методами позволяют на более высоком качественном уровне решать широкий класс задач триботехники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Т е р м о п р у ж н і к о н т а к т н і з а д а ч і в т р и б о л о г і ї : Н а в ч . п о с і б н и к / Д.В.Гриліцкий. – К.: ІЗМН, 1996. – 204 с.
2. Г о р я ч е в а И . Г . , Д о б ы ч и н М . Н . К о н т а к т н ы е з а д а ч и в т р и б о л о г и и . – М.: Машиностроение, 1988. – 256 с.
3. К р а г е л ь с к и й И . В . Т р е н и е и и з н о с . І з д . 2 - е п е р е р а б . и д о п . – М.: Машиностроение, 1968. – 480 с.
4. Н о в а ц к и й В . В о п р о с ы т е р м о у п р у г о с т и . – М.: Із д - в о А Н С С С Р , 1962. – 363 с.
5. Д ж о н с о н К . М е х а н и к а к о н т а к т н о г о в з а и м о д е й с т в и я : П е р . с а н г л . – М.: Мир, 1989. – 510 с.
6. О с н о в ы т р и б о л о г и и (т р е н и е , и з н о с , с м а з к а) : У ч е б . д л я т е х н . в у з о в . 2 - е і з д . п е р е р а б . і d o p . / А . В . Ч и ч и н а д з е , Э . Д . Б р а у н , Н . А . Б у ш е і д р . ; П о д о б щ . р е д . А . В . Ч и ч и н а д з е . – М.: Машиностроение, 2001. – 664 с.

Статья поступила в редакцию 25.10.2006

Андрей Леонидович Носко родился в 1957 г., окончил Луганский машиностроительный институт в 1979 г., канд. техн. наук, доцент кафедры “Подъемно-транспортные системы” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных публикаций в области трения и износа фрикционных пар тормозных устройств.

Andrey Leonidovich Nosko was born in 1957, graduated from Lugansk Mechanical Engineering Institute in 1979, Ph. D. (Eng), assoc. professor of “Hoisting Transport Systems” department of the BMSTU. Author of more than 70 publications in the field of friction and wear of friction pairs of brakes.



Алексей Павлович Носко родился в 1983 г., студент кафедры “Системы автоматизированного проектирования” МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Alexey Pavlovich Nosko was born in 1983, student of “Systems of Computer Aided Design” department of BMSTU.

