УДК 536.12

© Ю.Г. Кравченко, В.В. Проців, Р.С. Пугач

ТЕМПЕРАТУРНЕ ПОЛЕ НА ПОВЕРХНІ ТЕРТЯ ВІД ШВИДКО РУХОМОГО ДЖЕРЕЛА ТЕПЛОТИ

© Yu. Kravchenko, V. Protsiv, R. Puhach

TEMPERATURE FIELD ON THE SURFACE OF THE FRICTION FROM A FAST MOVING HEAT SOURCE

Розроблена інженерна методологія виведення формул температурних полів і їх середнього значення для швидкорухомих джерел теплоти тертя при однаковій площі епюр контактних напружень. Наведені приклади розрахунків для найбільш характерних функцій розподілу напружень.

Разработана инженерная методология вывода формул температурных полей и их среднего значения для быстродвижущихся источников теплоты трения при одинаковой площади эпюр контактных напряжений. Приведены примеры расчетов для наиболее характерных функций распределения напряжений.

Вступ. Аналітичний розрахунок температури тертя пов'язаний з попереднім визначенням температурних полів контактної поверхні пари тертя рухомого (тіла) і безперервного (контртіла) джерела теплоти.

Рухомі джерела теплоти характеризуються фізичною швидкістю переміщення і явищем розповсюдження теплоти за рахунок теплопровідності. Якщо теплота тертя не встигає розповсюдитись попереду джерела теплоти по напрямку швидкості руху, то таке джерело класифікується як швидкорухоме [1] по безрозмірному критерію Пеклє $Pe = \frac{v \cdot l}{a}$ (v і l – швидкість і довжина джерела, a – коефіцієнт температуропровідності матеріалу тіла, по якому джерело переміщується) при $Pe > 8 - 10$ [2]. Положення суті швидкорухомих джерел (ШРД) значно спрощує математичній опис теплових процесів в системі пари тертя, що наближує результати розрахунків температур до дійсних.

У свою чергу температурні поля джерел теплоти залежать від форми епюр контактних напружень, яка враховується коефіцієнтом форми ШРД. (рівнем середньої температури поля). Середнє значення контактної температури тертя є основою при визначені коефіцієнта розподілу теплових потоків між тілом і контртілом [3].

Мета роботи полягає в розрахунку температурних полів ШРД теплоти тертя і їх середніх значень для характерних епюр контактних напружень.

Постанова задачі. Методом рішення вибрано метод джерел теплоти – системи точечних миттєвих [1, 4, 5] і відбитих (фіктивних) [1, 2] джерел.

Початковою основою для розрахунків температурних полів ШРД служив отриманий з використанням рівняння теплопровідності Кельвіна для точечного миттєвого джерела в необмеженому тілі і введенням фіктивного джерела (напівобмежене тіло з площиною розділу штучно перетворюється в необмежене) відомий вираз для температури (подвоєної) лінійного миттєвого джерела на адіабатичній поверхні напівобмеженого тіла в тримірній системі координат $(-\infty < y < \infty, z = z_1 = 0)$

$$T_{лм} = \frac{Q_{лм}}{2\pi\lambda t} exp\left[-\frac{(x - x_1)^2}{4at} \right], \tag{1}$$

де $Q_{лм}$ (Дж/м) – питома енергія теплового імпульсу; λ і a коефіцієнти тепло- і температуропровідності; t – час спостереження температури після імпульсу теплоти; x_1 – абсциса лінійного миттєвого джерела по осі x.

Розрахункова частина. Рішення поставленої задачі включає три блока.

1. Температурне поле смугового ШРД. Спочатку інтегруванням виразу (1) по x_1 із застосуванням підстановки $\frac{(x-x_1)}{\sqrt{4at}} = u$ ($dx_1 = -\sqrt{4at} \cdot du$, межі $u_1 = \infty$ при $x_1 = -\infty$ і $u_2 = \infty$ при $x_1 = \infty$) визначаємо (з урахуванням значення інтервала функції імовірності $\int_0^\infty e^{-u^2} du = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$) температуру площинного миттєвого джерела густиною $Q_{пм}$ (Дж/м^2)

$$T_{пм} = \frac{Q_{пм}\sqrt{4at}}{2\pi\lambda t} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} du = \frac{Q_{пм}\sqrt{a}}{2\sqrt{\pi t}}. \tag{2}$$

Подальший розрахунок пов'язаний зі схемою проходження лінійного безперервного джерела через елементарну смугу dx на поверхні напівобмеженого тіла (рис.1) з двома спрощеними положеннями [1, 2]:

- час дії джерела на dx уявляється як миттєве dt;
- весь тепловий потік за час dt розповсюджується тільки перпендикулярно смужці dx.

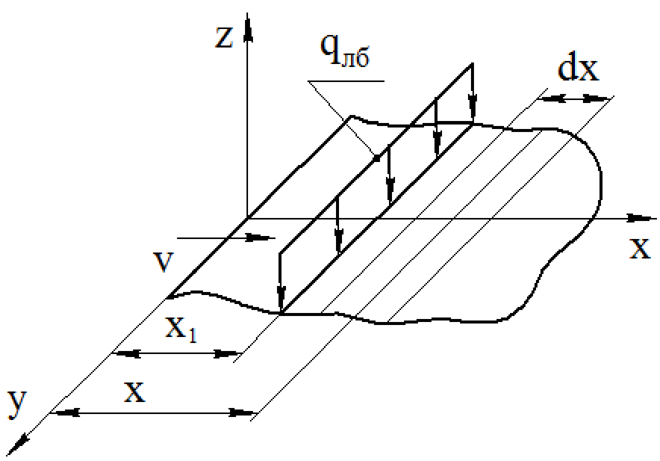


Рис. 1. Розрахункова схема температури ШРД

В результаті для смужки dx маємо смугове миттєве джерело $Q_{см}$ (Дж/м^2), а для проміжку часу dt – лінійне безперервне джерело $q_{лб}$ (Вт/м). Із рівняння балансу теплоти $Q_{см} \cdot dx = q_{лб} \cdot d\tau$ (Дж/м) приймаємо, що $Q_{см} = q_{лб} \cdot \frac{dt}{dx}$. Тоді при $Q_{см} = \frac{q_{лб}}{v}$ і $\tau = \frac{x - x_1}{v}$ у $T_{пм}$ (2) отримуємо температуру лінійного швидкорухомого джерела $T_{лш} = \frac{q_{лб}\sqrt{a}}{v\lambda\sqrt{\pi\frac{x-x_1}{v}}} = \frac{q_{лб}\sqrt{a}}{\lambda\sqrt{\pi v(x-x_1)}}$.

Другий інтегральний перехід приводить до температурного поля смугового ШРД

$$T_{сш} = \frac{q_{сш}\sqrt{al}}{\lambda\sqrt{\pi v}}\int_0^{\varphi}\frac{f(\varphi_1)}{\sqrt{\varphi-\varphi_1}}d\varphi_1 \tag{3}$$

з безрозмірним параметром $\varphi = \frac{x}{l}$ (l – довжина контакту тертя в напрямку вектора швидкості v).

2. Коефіцієнт форми ШРД. Функція розподілу температурного поля $T_{сш}$ (3) залежить від характеру розподілу напружень $f(\varphi_1)$ у зоні контакту пари тертя

$$F_m = \int_0^{\varphi}\frac{f(\varphi_1)}{\sqrt{\varphi-\varphi_1}}d\varphi_1, \tag{4}$$

а рівень середньої температури поля визначається коефіцієнтом форми джерела

$$k_ф = F_c = \int_0^1 F_m d\varphi. \tag{5}$$

Наприклад, якщо густина джерела розподілена рівномірно $f(\varphi_1) = const$, то $F_m = \int_0^{\varphi}\frac{d\varphi_1}{\sqrt{\varphi-\varphi_1}} = \int_0^{\varphi}\frac{du}{\sqrt{u}} = 2\sqrt{\varphi}$, а $k_ф = 2\int_0^1\sqrt{\varphi}d\varphi = \frac{4}{3}$.

Якщо відома загальна густина тепловиділення

$$q = F_\mu\frac{v}{S_к} = \mu\left[\sigma_0\int_0^1 f(\varphi_1)d\varphi_1\right]v = \tau v \tag{6}$$

(тут $F_\mu = \mu \cdot P$ - сила тертя на контактній поверхні, P – сила тиску, μ - коефіцієнт тертя, v – швидкість ШРД, $S_к = l \cdot b$ - площа контакту з довжиною l та шириною b джерела, $\sigma_0\int_0^1 f(\varphi_1)d\varphi_1$ - питома сила тиску, σ_0 - максимальне значення нормальних напружень при функції $f(\varphi_1)$ їх розподілу, τ - середнє значення дотичних напружень) і частка поглинання теплоти контртілом ε^*, то густина теплового потоку в тіло ШРД складає

$$q_{cш} = (1-\varepsilon^*)q. \qquad (7)$$

В результаті з виразу (3) з урахуванням (5), (6) і (7) отримуємо розрахункову формулу середньої контактної температури з коефіцієнтом форми ШРД

$$T_{cш} = \frac{(1-\varepsilon^*)k_ф q}{\lambda_m}\sqrt{\frac{a_m l}{\pi v}}, \qquad (8)$$

де коефіцієнти λ_m і a_m належать матеріалу тіла.

Різні функції розподілу напружень мають неоднакову площу своїх епюр. Вихідною величиною для поправочного коефіцієнта функції $f(\varphi)$ є середнє значення $f_c = \int_0^1 d\varphi = 1$ при рівномірному розподілу дотичних напружень. Поправочний коефіцієнт для інших функцій визначався через площу епюр напружень із рівняння $S = k_s \int_0^1 f(\varphi)d\varphi = 1$, звідки

$$k_s = \frac{1}{\int_0^1 f(\varphi)d\varphi}. \qquad (9)$$

3. Результати розрахунків. Для найбільш поширених простих функцій $f(\varphi)k_s$ в рухомій системі координат джерела теплоти відносно контртіла значення функції розподілу F_m(4) та коефіцієнта форми $k_ф$ (5) приведені в таблиці 1.

Обчислення інтеграла F_m (4) виконувалося із застосуванням підстановки $\varphi - \varphi_1 = u$.

Аналіз отриманих результатів. По суті температурне поле ШРД є результатом одночасної дії на елементарну точку довжини джерела часу контакту тертя і величини дотичних напружень.

По цій причині рівномірний розподіл напружень (густини тепловиділення) поз.1 табл. 1 дає максимальне значення накопиченої температури (функції F_m) в кінці контактної довжини (*φ=1*). Із порівняння впливу зростаючої і спадної лінійних функцій з однаковим коефіцієнтом площі епюри k_s (9) слідує максимальне значення температури в кінці джерела для поз. 2 і в середині для поз. 3.

Найбільш високу локальну температуру мають функції поз. 4 і 2 в кінці контакту, а найменшу – поз. 3 посередині.

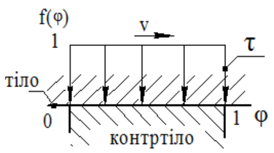
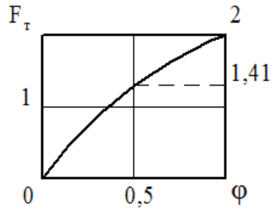
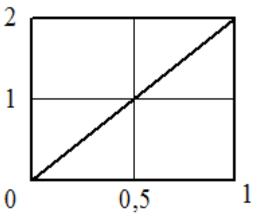
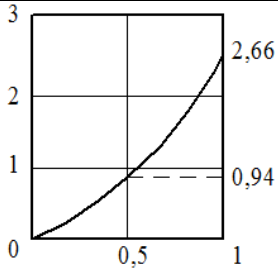
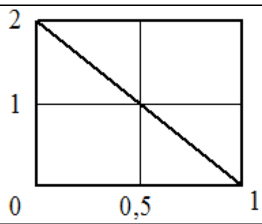
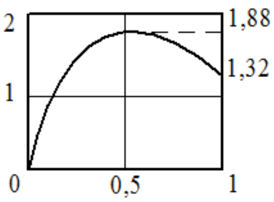
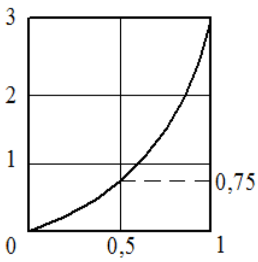
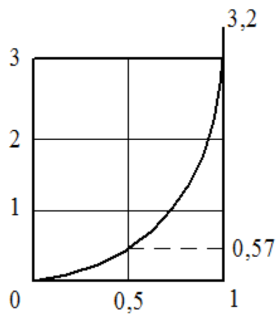
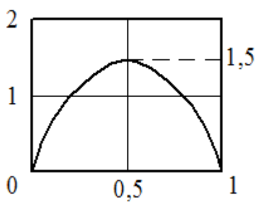
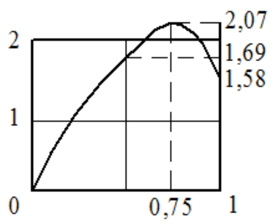
По спаду коефіцієнта форми $k_ф$ розглянуті функції складають ряд по поз.: 3:5:1:2:4.

Функція поз. 5 з параболічним розподілом напружень для підшипників тертя по значенням локальної температури (F_m) і коефіцієнта форми джерела $k_ф$ займає проміжне положення між поз. 2 і 3.

Отримані результати мають прикладне значення для розрахунку температури в зоні контакту пари тертя.

Таблиця 1

Залежність функції F_m і коефіцієнта форми $k_ф$ від характеру розподілу напружень $f(\varphi)$

№	Розподіл напружень		Температурне поле ШРД		
	функція $f(\varphi)$ з коеф. k_s (9)	епюра τ	формула F_m(4)	графік	$k_ф$
1	$\tau = const$, $k_s = 1$		$2\varphi^{0,5}$		*1,33*
2	2φ, $k_s = 2$		$2{,}666\varphi^{1,5}$		*1,07*
3	$2(1-\varphi)$, $k_s = 2$		$4\varphi^{0,5}(1-0{,}667\varphi)$		*1,60*
4	$3\varphi^2$, $k_s = 3$		$3{,}201\varphi^{2,5}$		*0,91*
5	$6\varphi(1-\varphi)$, $k_s = 6$		$8\varphi^{1,5}(1-0{,}802\varphi)$		*1,37*

Висновки

1. Розроблена методологія розрахунку температурних полів і їх середнього значення для ШРД теплоти тертя, визначені формули для найбільш характерних функцій розподілу контактних напружень при однаковій площі їх епюр.

2. Лінійна зростаюча епюра дає більшу локальну температуру з максимальним значенням в кінці довжини контакту, а відповідна спадна епюра – значно меншу локальну температуру з максимальним значенням посередині контакту.

3. Середні значення температури (коефіцієнтів форми джерела k_ϕ) для рівномірної, зростаючої лінійної, спадної лінійної, зростаючої квадратичної і параболічної функції розподілу напружень складають співвідношення 1,33:1,07:1,6:0,91;1,37.

Перелік посилань

1. Рыкалин Н.Н. Расчет тепловых процессов при сварке / Н.Н. Рыкалин // М.: Машгиз, 1951. – 296 с.
2. Резников А.Н. Теплофизика процессов механической обработки материалов / А.Н. Резников // М.: Машиностроение, 1981. – 279 с.
3. Егер Д.К. Движущиеся источники тепла и температура трения/ Д.К. Егер // Сб. переводов иностр. литер. «Прикладная механика и машиностроение». – М.: изд. ИЛ, 1952. - №6. – С. 22-39.
4. Лыков А.В. Теория теплопроводности / А.В. Лыков // М.: ГИТТЛ, 1952. – 395 с.
5. Карслоу Г.С. Теплопроводность твердых тел / Г.С. Карслоу, Д.К. Егер // М.: Наука, 1964. – 488 с.

ABSTRACT

Purpose. The aim of this work is to calculate temperature fields of a fast moving source of heat of friction and their average values for the characteristic plots of the contact stresses.

Methods. Of the problem solved by the methods of the instant system, turned and reflected heat sources

Findings. It is established that a linearly increasing curve gives greater local temperature with the maximum value at the end of the contact length and, consequently double plot much less the local temperature with the maximum value in the middle of the contact.

Originality. The methodology of calculation of temperature fields and their average values for the fast moving source of heat of friction and determined the formulas for most characteristic functions the distribution of the contact stresses in the same area of their plots.

Practical implications. Recommendations on the calculation of the temperature fields and their average values for the fast moving source of heat of friction.

Keywords: stress, distribution, source, heat, density, function, temperature field, ratio