

ТЕПЛОВА МОДЕЛЬ ПРОЦЕСУ ПОВЕРХНЕВОГО ПЛАСТИЧНОГО ДЕФОРМУВАННЯ СФЕРИЧНИМ ІНДЕНТОРОМ

Проведено дослідження теплових процесів під час алмазного вигладжування, на основі розрахунків розроблено схему розподілу теплоти, яка виділяється в ході оброблення. Виявлено, що в осередку деформації потужність тепловиділення, яка визначається величиною деформації, розподіляється по об'єму заготовки нерівномірно, отже по кривих твердості можна припустити, що інтенсивність джерела по трьох просторових координатах розподіляється по нормальному закону Гауса, а джерело нормально-еліпсоїдне. Визначені результиуючі теплові потоки та їх величину. Підтверджено, що внутрішня поверхня індентора є більш навантаженою, тому при екстремальних режимах оброблення можна очікувати, що ця зона буде мати меншу стійкість до зношування тому в цій зоні будуть виникати припіки або інші дефекти поверхні деталі, пов'язані з тепловиділенням під час вигладжування.

Ключові слова: температура, модель, теплове джерело, поверхнева пластична деформація, рівняння теплового балансу

Алмазне вигладжування поверхонь широко використовується у виробництві. Низький коефіцієнт тертя алмаза по оброблюваній поверхні, його висока твердість та зносостійкість, а також висока чистота поверхні деформуючого елемента (індентора), дозволяють отримувати шляхом вигладжування, поверхні деталей з низькою шорсткістю та зміцненим шаром, в якому утворюються залишкові стискаючі напруження. Теплові процеси, що виникають під час поверхневого пластичного деформування (ППД), в значній мірі визначають фізико-механічні властивості поверхневого шару та здійснюють значний вплив на рівень зносостійкості обробленої поверхні [2-4].

При вигладжуванні утворення тепла відбувається за рахунок роботи деформації Q_D та роботи, затраченої на тертя ковзання $Q_{T.K.}$ значить загальна кількість тепла буде рівною $Q = Q_D + Q_{T.K.}$. Так, як утворене тепло витрачається на нагрівання заготовки Q_1 , індентора Q_2 , а решта відводиться в навколошнє середовище Q_3 , то справедливо буде рівність:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3, \text{ тому: } Q_D + Q_{T.K.} = Q_1 + Q_2 + Q_3. \quad (1)$$

Віддачею тепла в навколошнє середовище можна знектувати, похибка при цьому буде складати близько 1%. В рівнянні (1) можна також не враховувати тепло, яке витрачається на нагрівання індентора. При лезовому обробленні металів тепло, що іде на нагрівання інструменту не перевищує 5% від його загальної кількості, тоді очевидно, що в ході вигладжування на нагрівання інструменту витрачається значно менша кількість теплоти, отже справедливим буде припущення: $Q_D \approx Q_1 \approx Q$. Під час ППД джерело тепла – місцеве і характеризується ефективною тепловою потужністю, тобто кількістю тепла, що вводиться за одиницю часу і розподілом тепла по об'єму. Через те, що тепло утворюється внаслідок пластичного деформування, то джерело повинно відповідати формі осередку деформації. Приблизне аналітичне рівняння такої задачі можна отримати на основі теорії теплових джерел.

Робота виконана при вигладжуванні, визначається тангенціальною силою та швидкістю. Відповідно, $A = P_T v$. Так як $P_T = P_k k$, можна записати $A = P_k k v$, де k – коефіцієнт тертя. Як раніше було прийнято, вся робота розходиться на тепло, то його кількість, що утворюється за одиницю часу (потужність джерела) дорівнює: $q = \frac{P_k k v \cdot 1000}{427 \cdot 60}$ кал/сек або:

$q = 0,039 P_T v$ кал/сек, де P_T (кг), а v (м/хв). Пластична деформація супроводжується зміцненням металу, величина якого визначається мікротвердістю [9].

В осередку деформації поточна потужність тепловиділення, що визначається даною деформацією, нерівномірно розподіляється по об'єму заготовки. Відповідно по кривих твердості можна припустити, що інтенсивність джерела по трьох просторових координатах розподіляється по нормальному закону Гауса, а джерело, можна вважати нормальним. На практиці розподіл деформації має більш складний характер, тому допускається

ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

схематизація процесу, яка спрощує аналітичне вирішення даної задачі, не створюючи значних похибок.

Отже, справедливим буде записати, що:

$$q_v = q_{(v)m} \exp(-k_1 x'^2 - k_2 y'^2 - k_3 z'^2), \quad (2)$$

де q_v – поточна потужність тепловиділення; $q_{(v)m}$ – максимальна потужність тепловиділення; k_1 , k_2 , k_3 – коефіцієнти зосередження теплової потужності (в $1/\text{см}^2$), що характеризують форму кривих нормального розподілу.

Замінимо у формулі (2) коефіцієнти k_1 , k_2 , k_3 постійними часу t_1 , t_2 , t_3 отримаємо:

$$q_v = q_{(v)m} \exp\left(-\frac{x'^2}{4at_1} - \frac{y'^2}{4at_2} - \frac{z'^2}{4at_3}\right), \quad (3)$$

де $k_1 = \frac{1}{4at_1}$; $k_2 = \frac{1}{4at_2}$; $k_3 = \frac{1}{4at_3}$; a – коефіцієнт тепlopровідності $\text{см}^2/\text{сек}$.

Постійні t_1 , t_2 , t_3 виражають час розповсюдження тепла фіктивного точкового джерела по напрямках осей XYZ. При цьому слід пам'ятати, що фіктивне джерело введено в точку О на t_1 , t_2 , t_3 забезпечує такий самий розподіл тепла, який дає нормальню-еліпсоїдне джерело [7, 8].

Зв'язок ефективної потужності джерела q з розподілом інтенсивності тепловиділення джерела виражається рівнянням:

$$q = 4q_{(v)m} \sqrt{(\pi a)^3 t_1 t_2 t_3}. \quad (4)$$

При відомих значеннях q , t_1 , t_2 , t_3 з рівняння (4) можна визначити параметр $q_{(v)m}$.

Процес розповсюдження тепла в нескінченому тепlopровідному тілі описується диференціальним рівнянням:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\gamma} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) = a \Delta^2 \theta, \quad (5)$$

де Δ^2 – оператор Лапласа для прямокутної системи координат; λ – коефіцієнт тепlopровідності $\text{кал}/\text{см}\cdot\text{сек}\cdot^\circ\text{C}$; c – коефіцієнт теплоємності $\text{кал}/\text{г}\cdot^\circ\text{C}$; γ – питома маса $\text{г}/\text{см}^3$.

Якщо, в початковий момент часу t_0 в нескінченно малому об'ємі цього тіла dx, dy, dz зосередити Q калорій тепла, то закон вирівнювання температури від такого миттєвого точкового джерела буде дорівнювати:

$$\theta(R, t) = \frac{Q}{c\gamma(4\pi at)^{3/2}} e^{-\frac{R^2}{4at}}, \quad (6)$$

тут квадрат сферичного радіус-вектора, характеризує координати точки контакту: $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

Розглянемо розв'язок задачі температурного поля місцевого нормальню-еліпсоїдного джерела, що має потужність q та коефіцієнти зосередженості k_1 , k_2 , k_3 яке прикладене до напівнескінченого тіла з адіабатичною поверхнею XOY. Змістимо разом з центром миттєвого нормальню-еліпсоїдного джерела початок координат XYZ. Розподіл тепла від такого джерела по об'єму у відповідності з рівнянням (3) описується нерівністю:

$$q_v dt = q_{(v)m} \exp\left(-\frac{x'^2}{4at_1} - \frac{y'^2}{4at_2} - \frac{z'^2}{4at_3}\right). \quad (7)$$

Рівняння процесу розповсюдження тепла можна розв'язати за методом теплових джерел. Для цього все напівнескінченне тіло розділяють на елементарні об'єми $dv = dx'dy'dz'$. У точці $B(x'y'z')$, в початковий момент часу $t=0$ до частини об'єму dv прикладається тепло в кількості $dQ = q_{(v)} dx'dy'dz' dt$, яке будемо розглядати як миттєве точкове джерело. Тоді процес розповсюдження тепла від точкового джерела в напівнескінченому тілі виразимо рівнянням:

$$d\theta(x, y, z, t) = \frac{2q(v) dx'dy'dz' dt}{c\gamma(4\pi at)^{3/2}} \exp\left(-\frac{R'^2}{4at}\right), \quad (8)$$

підставимо рівняння (7) в рівняння (8) враховуючи що:

$$R' = \sqrt{(x-x'^2)+(y-y'^2)+(z-z')^2}, \text{ в результаті отримаємо:}$$

ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

$$d\theta(x, y, z, t) = \frac{2q(v)dx'dy'dz'dt}{c\gamma(4\pi at)^{3/2}} \int_0^{+\infty} dz' \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} dy' \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4at} - \frac{x'^2}{4at_1} - \frac{y'^2}{4at_2} - \frac{z'^2}{4at_3} \right\}. \quad (9)$$

Величина найбільшого теплового потоку визначається із співвідношення (4):

$$q_{v(m)} = \frac{q}{4(\pi^3 a^3 t_1 t_2 t_3)^{1/2}}. \quad \text{Після обрахунку інтегралів (9), підстановки значення } q_{v(m)},$$

необхідних спрощень отримаємо в кінцевому результаті рівняння процесу розповсюдження тепла від миттєвого нормальню-еліпсоїдного джерела:

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{qdt}{4c\gamma} \cdot \frac{1}{(t_1+t)^{1/2}} \cdot \frac{1}{(t_2+t)^{1/2}} \cdot \frac{1}{(t_3+t)^{1/2}} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{x^2}{4a(t_1+t)} - \frac{y^2}{4a(t_2+t)} - \frac{z^2}{4a(t_3+t)} \right\} - \left[1 - \Phi \left(-\frac{z}{2} \sqrt{\frac{t_3}{at(t_3+t)}} \right) \right], \quad (10)$$

де $\Phi(t)$ – функція Крампа.

Якщо джерело переміщується в поверхні напівнекінченного тіла, з постійною швидкістю, величини k_1, k_2, k_3, q залишаються сталими під час руху джерела.

Центр С в початковий момент $t=0$ співпадає з початком O_0 нерухомої системи координат $X_0Y_0Z_0$ і продовжує рухатись по осі O_0X_0 . Проміжок часу t впливу джерела розділимо на елементи dt' . Тепло, приведене миттєвим нормальню-еліпсоїдним джерелом $dQ=qdt'$ з центром в точці С' прикладене в момент t' на відстані vt' від точки O_0 , розповсюджуючись по тілу протягом $t''=t-t'$, піdnime до моменту t температуру точки A(x_0, y_0, z_0) на величину:

$$\theta(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{qdt'}{4c\gamma(\pi a)^{3/2}} \cdot \frac{1}{(t_1+t'')^{1/2}} \cdot \frac{1}{(t_2+t'')^{1/2}} \cdot \frac{1}{(t_3+t'')^{1/2}} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{x^2}{4a(t_1+t)} - \frac{y^2}{4a(t_2+t)} - \frac{z^2}{4a(t_3+t)} \right\} \left[1 - \Phi \left(-\frac{z}{2} \sqrt{\frac{t_3}{at(t_3+t)}} \right) \right]. \quad (11)$$

Введемо рухому систему координат XYZ з початком в точці O, яка розміщена на осі O_0X_0 на відстані vt_1 від положення центра джерела. Виконаємо заміну змінних $x_0 = v(t+t_1)+x$; $y_0 = y$; $z_0 = z$ і для зручності запису використаємо змінну часу t'' . В такому випадку:

$$x_0 - vt' = x_0 - v(t-t'') = x + v(t_1+t''). \quad (12)$$

Враховуючи сказане і перетворивши показник експоненти, визначимо температуру від усіх елементарних джерел $dQ(t')$ за час від $t'=0$ до $t'=t$ на протязі всього шляху O_0C :

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{q}{4c\gamma(\pi a)^{3/2}} \exp \left(-\frac{vx}{2a} \int_0^t \frac{dt''}{\sqrt{(t_1+t'')(t_2+t'')(t_3+t'')}} \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ -\frac{x^2}{4a(t_1+t'')} - \frac{y^2}{4a(t_2+t'')} - \frac{z^2}{4a(t_3+t'')} \right\} \left[1 - \Phi \left(-\frac{z}{2} \sqrt{\frac{t_3}{at''(t_3+t'')}} \right) \right] \right). \quad (13)$$

Рівняння (13) описує процес розповсюдження тепла при нагріванні рухомим нормальню-еліпсоїдним джерелом. З цього рівняння можна отримати залежності, що описують розповсюдження тепла при нагріванні нормальню-розподіленими джерелами, як по площині, так і по об'єму. Якщо в рівнянні (13) прийняти що, $t_3 = 0$, то ми отримаємо характеристику процесу розповсюдження тепла від нормальню-еліптичного джерела, якщо ж $t_3 = 0$ і $t_1 = t_2 = t_0$ отримаємо характеристику процесу розповсюдження тепла від нормальню-колоового джерела.

В багатьох випадках, наприклад, при вигладжуванні площинних поверхонь, і з певним наближенням при вигладжуванні циліндричних поверхонь джерело тепла можна вважати нормальню-сферичним. Для нього коефіцієнти зосередженості по всіх координатних осіх рівні, тобто $k_1=k_2=k_3=k$. У відповідності з цим із рівняння (2) отримаємо $q_{(v)} = q_{(v)m} e^{-kR^2}$. Тому:

$$\frac{q_{(v)}}{q_{(v)m}} = e^{-kR^2}. \quad (14)$$

ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

Оскільки потужність тепловиділення пропорційна ступеню деформації, яка характеризується приростом твердості, маємо право записати:

$$H_{(v)} = H_{(m)} e^{-kR^2}, \quad (15)$$

де $H_{(v)}$ – приріст твердості в даній точці, а $H_{(m)}$ – максимальний приріст твердості.

В недостатньо змінених зонах осередку деформації при співвідношенні $\frac{H_{(v)}}{H_{(m)}} < 0,2$ тепловиділенням можна знехтувати, тому осередок деформації варто обмежити такою відстанню, за якої дотримується співвідношення $\frac{H_{(v)}}{H_{(m)}} \leq 0,2$. В такому випадку

$\frac{q_{(v)}}{q_{(v)m}} = e^{-kR^2} = 0,2$, а $k = \frac{1,6}{R^2}$. Встановимо зв'язок між ефективною потужністю нормальноземеричного джерела q і розподілом інтенсивності тепловиділення. Приймаючи в рівнянні (4) $t_1 = t_2 = t_3 = t_0$ отримаємо:

$$q = 4q(v)m = \sqrt{(\pi a t_0)^3}, \quad (16)$$

$$q = 4q(v)m \left(\frac{\pi a}{4ak} \right)^{3/2} = \frac{q(v)m}{2} \left(\frac{\pi}{k} \right)^{3/2}. \quad (17)$$

Із рівняння (17) можна визначити величину $q(v)m$. Розподіл теплоти від нормальноземеричного джерела отримаємо, припускаючи, що в рівнянні (13) $t_1 = t_2 = t_3 = t_0$, тоді:

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{q}{4c\gamma(\pi a)^3} \exp\left(\frac{vx}{2a}\right) \int_0^t \frac{dt''}{(t_0 + t'')^{3/2}} \exp\left\{-\frac{R^2}{4a(t_0 + t'')} - \frac{v^2(t_0 + t'')}{4a}\right\} \times \left[1 - \Phi\left(-\frac{z}{2} \sqrt{\frac{t_0}{at''(t_0 + t'')}}\right)\right], \quad (18)$$

де

$$R^2 = x^2 + y^2 + z^2. \quad (19)$$

Інтеграл (18) складно виразити через відомі функції, проте нього можна представити у спрощеному вигляді за теоремою про середню форму, так як виконуються всі умови застосування цієї теореми для даного інтегралу. Після обрахунку інтеграла (18) та необхідних перетворень, в кінцевому результаті отримаємо:

$$\begin{aligned} \theta(x, y, z, t) \cong & \frac{q}{4\pi c a \gamma R} \exp\left(-\frac{vx}{2a}\right) \left[1 + \Phi\left(-\frac{z}{2} \sqrt{\frac{t_0}{at(t_0 + t)}}\right)\right] \times \\ & \times \left\{ \exp\left(\frac{vR}{2a}\right) \left[\Phi\left(\frac{R + vt_0}{2\sqrt{at_0}}\right) - \Phi\left(\frac{R + vt_0 + vt}{2\sqrt{a(t_0 + t)}}\right) \right] \right\} + \\ & + \exp\left(-\frac{vR}{2a}\right) \left[\Phi\left(\frac{R - vt_0}{2\sqrt{at_0}}\right) - \Phi\left(\frac{R - vt_0 - vt}{2\sqrt{a(t_0 + t)}}\right) \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

Відповідно до прийнятих припущень під час обрахунку інтеграла (18) формула (20) буде давати точний результат тільки при невеликих значеннях t , тобто саме для практичних випадків, коли температура максимальна. Ця формула дозволяє визначити температуру в будь-якій точці тіла.

Градієнт температур в напрямку осі OX незначний, в порівнянні з градієнтами в напрямку OY та OZ. Таким чином, джерело стає нормальноземеричним (рис. 1).

Спираючись на розроблену методику розіб'ємо тіло на ряд плоских шарів нескінченно малої товщини dx . Припустимо, що граничні площини кожного шару перпендикулярні до осі переміщення джерела OX і не проводять тепла. Тому тепло внесено швидкохідним джерелом на відрізку dx розповсюджується тільки в одному шарі, обмеженому площинами ABCD та A'B'C'D'. Відповідно тепло розповсюджується самостійно в кожному плоскому шарі, а загальний просторовий процес розповсюження тепла розділяється на ряд плоских процесів.

ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

Так як кожен плоский шар нагрівається джерелом на протязі нескінченно малого проміжку часу $dt = \frac{dx}{v}$, тому джерело будемо вважати миттєвим.

Загальна потужність нормальноколового джерела виражається інтегралом від поточної потужності тепловиділення по всій площині, яку займає джерело. В нашому випадку можна записати:

$$q = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} q_{(r)} dy dz. \quad (21)$$

Поточна потужність тепловиділення нормальноколового джерела виразимо рівнянням: $q_{(r)} = q_{(r,z)} = q_{(y,z)m} e^{-k(y^2+z^2)}$.

Підставляючи цей вираз у рівняння (21), отримаємо наступне:

$$q = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} q_{(y,z)m} e^{-k(y^2+z^2)} dy dz. \quad (22)$$

Виразивши k через t_0 і обчисливши інтегриали (22) отримаємо вираз, $q = 2\pi a t_0 q_{(y,z)m}$, де $q_{(y,z)m}$ – максимальна потужність тепловиділення нормальноколового джерела.

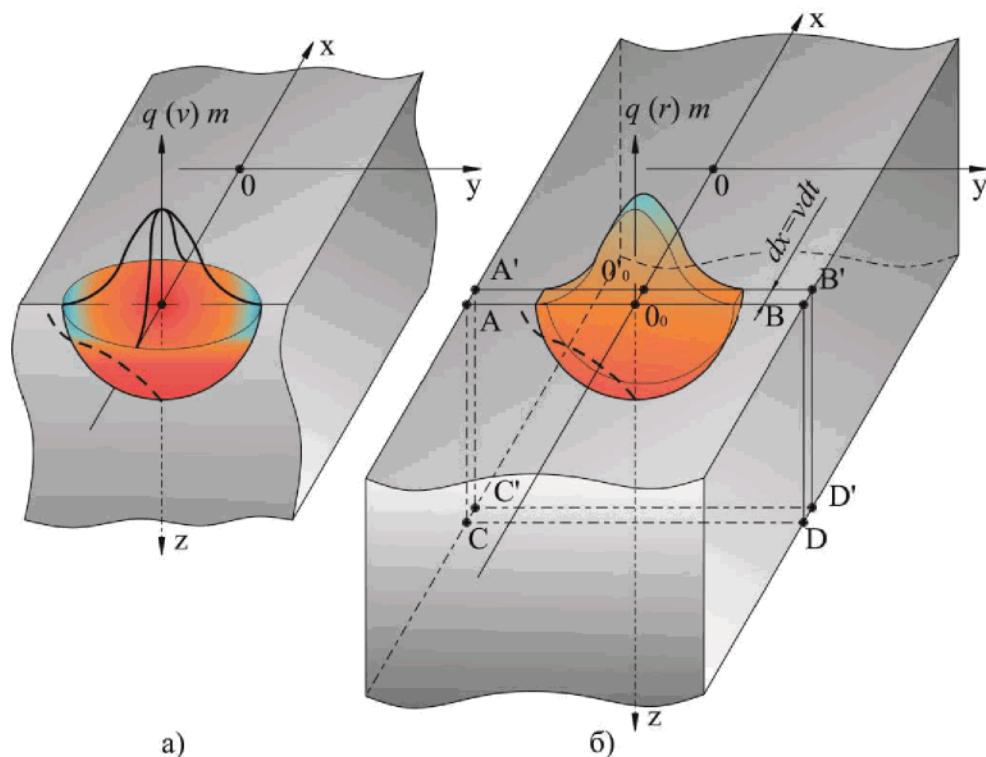


Рис. 1. Схема нагрівання тіла швидкохідним нормальнокорисичним джерелом а), та еквівалентна їй схема нагріву нормальноколовим джерелом б)

Процес розповсюдження тепла від миттєвого нормальноколового джерела в елементарній пластині (рис. 1б) має вигляд:

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{\theta}{c\gamma\delta 4\pi a(t + t_0)} e^{-\frac{y^2+z^2}{4a(t_0+t)}}, \quad (23)$$

де за час dt кількість підведеного тепла $Q = 4\pi a t_0 q_{(y,z)m} dt$, а δ товщина пластини. В нашому

випадку $\delta = dx = v dt$; тобто, $q_{(y,z)m} = \frac{q}{2\pi a t_0}$ і $Q = 2q dt$.

Підставимо ці вирази в рівняння (23), отримаємо:

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{q}{2\pi\lambda v(t_0 + t)} e^{-\frac{y^2+z^2}{4\lambda v(t_0+t)}}. \quad (24)$$

ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

де $y=y_0$ та $z=z_0$ – координати точки F , яка лежить в площині $Y_0X_0O_0$, а t – проміжок часу, який відраховується з моменту коли джерело перетнуло дану площину.

Рівняння (24) описує процес розповсюдження тепла від нормальноколового джерела, що рухається у поверхні напівнескінченного тіла. Така форма буде еквівалентною швидкохідному нормальному сферичному джерелу. Рівняння справедливе для будь якого плоского шару виділеного в тілі. Проте для кожного шару потрібно вести окремий відлік часу.

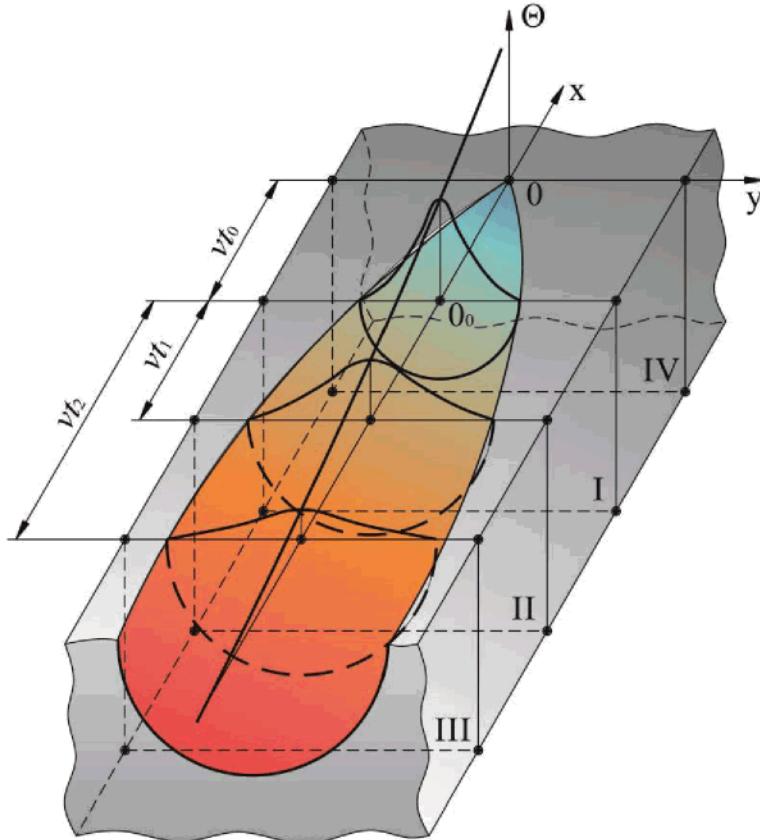


Рис. 2. Схема розповсюдження тепла від нормальноколового джерела в початковий період оброблення

Відповідно до раніше прийнятих умов, введемо постійну часу (в даному випадку t_0), тобто проведемо заміну реального джерела, фіктивним точковим джерелом такої самої потужності, з такою самою швидкістю руху на відстані vt_0 попереду центра O_0 реального джерела. В такому випадку фіктивне точкове джерело, яке знаходиться в даний момент часу в точці O (рис. 2) забезпечує заданий розподіл тепла в площинах I, II, III.

Слід пам'ятати, що рівняння (24) справедливе тільки для тих ділянок тіла, які розміщені безпосередньо близько до осі переміщення джерела. По мірі віддалення від осі, точність знижується, тому що в таких випадках тепло розповсюджується перпендикулярно до шляху джерела тільки поблизу від нього. При вигладжуванні найбільша температура досягається в точках, дотичних до осі переміщення джерела. Тому рівняння (24) для більшості практичних випадків дає досить високу точність.

Для того щоб визначити температуру на осі OX позаду джерела на відстанях vt_1 , vt_2 і т.д. рівняння (24) потрібно спростити. Причому $y=z=0$, тоді:

$$\theta(O, O, t) = \frac{q}{2\pi\lambda v(t_0 + t)} . \quad (25)$$

Максимальна температура в будь-якій точці тіла під час процесу розповсюдження тепла досягається в момент часу t_m . Останній можна визначити, якщо прирівняти до нуля швидкість зміни температури в даній точці, тобто $\frac{\partial\theta}{\partial t} = 0$. Для цього візьмемо алгоритм рівняння (24) та виконаємо по членне диференціювання. В результаті отримаємо:

$$\frac{\partial\theta(t)}{\partial t} = \frac{\theta}{(t_0 + t_m)} \left[\frac{r^2}{4a(t_0 + t_m)} - 1 \right] = 0 . \quad (26)$$

звідки $t_m = \frac{r^2}{4a} - t_0$. Підставимо значення t_m у формулу (24). Після перетворень отримаємо:

$$\theta_{m(y,z)} = \frac{0,763q}{\pi v c \gamma r^2}. \quad (27)$$

де $r^2 = z^2 + y^2$.

Необхідно зважати, що час t_m відповідає реальній частині процесу тільки при наступній умові: $\frac{r^2}{4a} > t_0$. Якщо $\frac{r^2}{4a} < t_0$, то t_m буде відноситись вже до фіктивної частини процесу. В таких випадках максимальна температура визначається при $t=0$.

Операція вигладжування найчастіше проводиться інструментом, робоча частина якого має форму сфери радіусом $R_{PP}=0,5\dots4$ мм. Використовуються також індентори, деформуюча частина яких виконана у вигляді циліндра, тора або конуса [1].

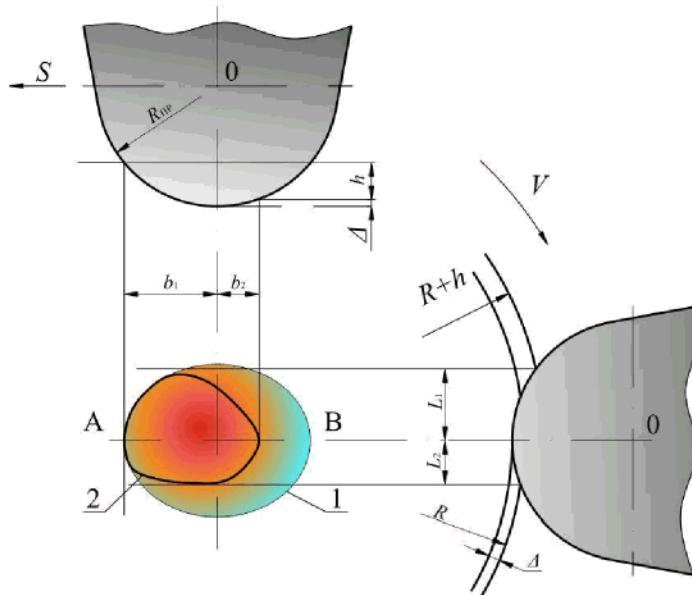


Рис. 3. Форма поверхні контакту в процесі вигладжувального оброблення циліндричної деталі індентором із сферичною робочою частиною

Ефективність процесу алмазного вигладжування залежить від швидкості обертання шпинделя V , прикладеного зусилля P_y та подачі інструменту S . Дослідження [5, 6] показали, що швидкість V має незначний вплив на якість оброблюваної поверхні, проте вона визначає характер зношування та стійкість алмазних інденторів. Для раціональної організації технологічного процесу, який забезпечує найвищу продуктивність та створює оптимальні умови для роботи кристалу алмаза, необхідно визначити температури, що виникають на дотичних поверхнях останнього.

Для теплофізичного аналізу розглянемо аспекти, що дозволять підійти до схематизації форми тіл, які беруть участь в теплообміні під час ППД, а також схематизації форми та знаків розподілу теплоти. Розглянемо схему для визначення площини та конфігурації поверхні контакту між робочою частиною інструменту, що має сферичну форму та циліндричною поверхнею заготовки (рис. 3). Під час статичного втискання проекція контактної площини між індентором та циліндричною поверхнею деталі має форму еліпса 1 (рис. 3). Проте якщо враховувати рух індентора та те, що в процесі вигладжування оброблюваний матеріал отримує залишкову деформацію h та пружне відновлення Δ , то форма поверхні контакту набуде вигляду 2 (рис. 3). Для розрахунку розмірів площини контакту такого виду справедливі наступні формули [2]:

$$l_1 \approx \sqrt{\frac{2RR_{PP}}{R+R_{PP}}(h+\Delta)}; \quad l_2 \approx \sqrt{\frac{2RR_{PP}}{R+R_{PP}}\Delta}; \quad (28)$$

$$b_1 \approx \sqrt{2R_{PP}(h+\Delta)}; \quad b_2 \approx \sqrt{2R_{PP}\Delta}; \quad (29)$$

Значення h та Δ залежать від властивостей матеріалу й режиму оброблення, вони визначаються розрахунково-експериментальним методом [1]. Для визначення h в першому наближенні використовують дані про кути контакту ε_1 між передньою поверхнею індентора та

ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

деталі, ці параметри наведено в табл. 1 [4]. Приймаючи значення ε_1 відповідно до режимів оброблення та матеріалу, а також допускаючи, що $\varepsilon_2 \approx 0,5\varepsilon_1$, розміри контактних площ можна розрахувати за формулами:

$$l_1 \approx 0,017R_{PP}\varepsilon_1; l_2 \approx 0,009R_{PP}\varepsilon_1; \quad (30)$$

$$b_1 = l_1 \sqrt{\frac{R + R_{PP}}{R}}; b_2 = l_2 \sqrt{\frac{R + R_{PP}}{R}}. \quad (31)$$

Ці формули доцільно застосувати і для розрахунку розмірів зони контакту під час обкатування кулькою, оскільки кути ε_1 тут мають такі ж самі значення, як і під час вигладжування інденторами різної форми [2].

Таблиця 1

Кути контакту під час алмазного вигладжування

Режим оброблення:	Кут ε_1 , град	
	для загартованої сталі	для м'яких матеріалів
вигладжувальний	6...7	2...3
зміцнюально-вигладжувальний	8...9	4...5
зміцнюальний	11...12	6...7

Як видно з рис. 3 контактна поверхня має форму, яку з достатньою точністю можна замінити прямокутником $(l_1 + l_2) \cdot (b_1 + b_2)$ (рис. 6). Більш складна ситуація зі схематизацією законів розподілу інтенсивності теплоутворюючих потоків. Напружений стан, що виникає в зоні вигладжування, зумовлює складний закон розподілу інтенсивності теплоутворення по поверхні зони контакту між індентором та заготовкою. Проте, якщо взяти до уваги припущення що:

- в частині зони контакту, розміщений над лінією АВ (рис. 3) переважно відбувається пластичне деформування, а в частині розміщений під цією лінією, пружне відновлення;
- закони розподілу інтенсивності подібних за формою джерел порівняно мало впливають на температуру в зоні контакту. Таким чином теплоутворення розподілятиметься за наступною схемою (рис. 4).

На площині $l_1(b_1 + b_2)$ джерело розподілене згідно закону $q_{1T} = q_{01} \exp[-3\psi_1^2]$ в напрямку вектора швидкості вигладжування V , та рівномірно – в напрямку вектора подачі S (рис. 6). Аналогічно, на площині $l_2(b_1 + b_2)$ інтенсивність розподілена за законом $q_{2T} = q_{02} \exp[-3\psi_2^2]$ в напрямку оберненому вектору V , та рівномірно – в напрямку вектора S . Відведення теплоти в заготовку зображене у вигляді рівномірно розподілених потоків теплоти q_1, q_2 .

У випадку схематизації, для розрахунку середніх температур на площах контакту зі сторони заготовки можна застосувати формули (32), (33), в які потрібно вводити поправочний коефіцієнт ξ , який буде враховувати обмеженість джерел по ширині $b_1 + b_2$.

$$\theta_1 \approx 0,066 \frac{\sqrt{\omega l_1}}{\lambda \sqrt{v}} (q_{01} - 2,78q_1). \quad (32)$$

$$\theta_2 = 0,1 \frac{\sqrt{\omega l_1}}{\lambda \sqrt{v}} \left[q_{02} \sqrt{\beta + 1,38\xi_1 q_{01}} - 1,84q_2 \sqrt{\beta} - 2,76\xi_2 q_1 \right]. \quad (33)$$

Значення поправочних коефіцієнтів ξ_1, ξ_2 , враховуючи форму джерел, залежать від безрозмірних величин:

$$u_1 = \frac{b_1 + b_2}{l_1} \sqrt{Pe_1}; u_2 = \frac{b_1 + b_2}{l_2} \sqrt{Pe_2}, \quad (34)$$

$$\text{де } Pe_1 = \frac{vl_1}{6\omega}; Pe_2 = \frac{vl_2}{6\omega}.$$

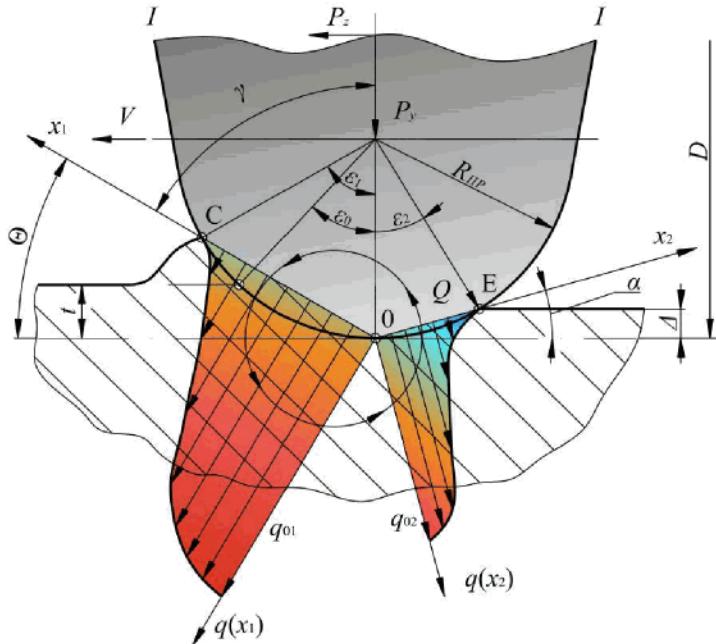


Рис. 4. Розподіл теплового напруження під час поверхневого пластичного деформування (відведення теплоти в заготовку)

де $\beta = l_2 : l_1$.

Графіки функцій ξ_1, ξ_2 наведені на рис. 5.

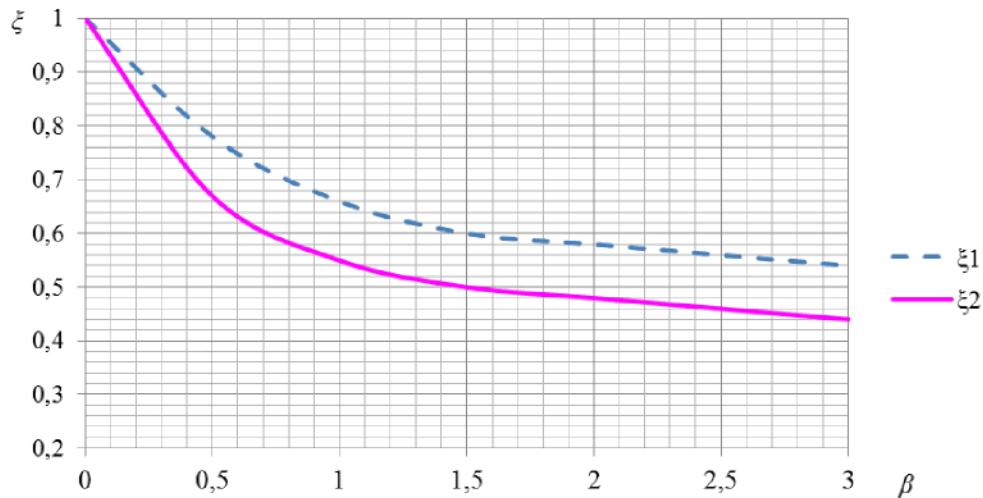


Рис. 5. Графік для визначення поправочного коефіцієнта ξ

З проведених розрахунків видно, що в області використовуваних режимів ППД та радіусів індентора для обробки сталей з жаростійких матеріалів $u_1 > 10, u_2 > 10$. Використавши поправочний коефіцієнт для всіх джерел $\xi \approx 0,87$, буде справедливим наступне рівняння:

$$\theta_1 \approx 0,057 \frac{\sqrt{\omega l_1}}{\lambda \sqrt{v}} (q_{01} - 2,78q_1). \quad (35)$$

$$\theta_2 = 0,87 \frac{\sqrt{\omega l_1}}{\lambda \sqrt{v}} \left[q_{02} \sqrt{\beta + 0,86\xi_1 q_{01}} - 1,84q_2 \sqrt{\beta} - 2,76\xi_2 q_1 \right]. \quad (36)$$

причому значення $\beta = l_2 : l_1; \xi_1; \xi_2$, а інтенсивності теплових потоків визначаються за формулами:

$$q_{01} = 7,62 \frac{P_z v}{l_1(b_1 + b_2)} - 1,92\sigma_{-B}\mu_2 v \frac{l_2}{l_1} \text{ кал/(см}^2\cdot\text{с}); \quad (37)$$

$$q_{02} = 1,92\sigma_B \mu_2 v \text{ кал/(см}^2\cdot\text{с).} \quad (38)$$

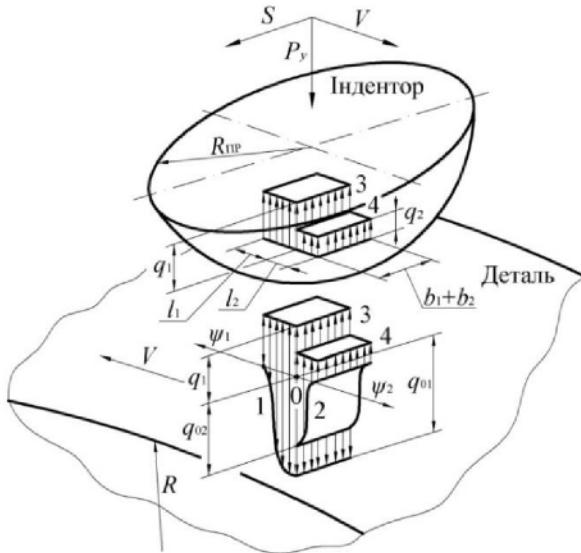


Рис. 6. Схема теплового балансу процесу алмазного вигладжування

Величина тангенціальної сили P_z , яка виникає під час вигладжування, може бути визначена розрахунковим або експериментальним шляхом [1]. Вона залежить від радіальної сили P_y , з якою індентор притискається до заготовки, у загальному вигляді $P_z=kP_y+c$. Наприклад, під час вигладжування загартованої сталі ШХ15 (HRC 60...62) індентором із сферичною робочою поверхнею: $P_z=0,085$; $P_y=0,425$ [1].

В свою чергу оптимальне значення P_y залежить від твердості оброблюваної поверхні (за Вікерсом HV), діаметра деталі D та радіуса робочої частини індентора R_{PP} . Для розрахунку оптимальних значень P_y під час обробки загартованих та цементованих сталей рекомендується використовувати наступну формулу:

$$P_y = 0,013HV \left(\frac{DR_{PP}}{D + R_{PP}} \right)^2, \quad (39)$$

яка для використовуваних на практиці значень D та R_{PP} коли $D \gg R_{PP}$, спрощується до виразу:

$$P_y = 0,013HVR_{PP}^2 \text{ кгс.}$$

Зважаючи на високу теплопровідність алмазу та достатньо велику тривалість процесу вигладжування теплообмін між заготовкою та індентором встановлюється швидко. Тому для розрахунку температури в зоні контакту зі сторони індентора будуть справедливі наступні залежності:

$$\theta_1 = \frac{q_1 l_1}{\lambda_i} J_1 + \frac{q_2 l_2}{\lambda_i} N_2; \quad (40)$$

$$\theta_2 = \frac{q_2 l_2}{\lambda_i} J_2 + \frac{q_1 l_1}{\lambda_i} N_1. \quad (41)$$

В рівняннях (40), (41) коефіцієнти J_1, J_2 описують вплив форми джерел $l_1(b_1+b_2)$ $l_2(b_1+b_2)$ на середню температуру контактних зон. Коефіцієнти N_1, N_2 визначають вплив джерел q_1, q_2 на відповідну температуру зон контакту l_1, l_2 .

Формули для розрахунку значень J_1, J_2 та N_1, N_2 виглядають наступним чином:

$$J_{1,2} = 0,061 + 0,033\eta_{1,2}^{0,5} \lg \eta_{1,2}; \quad (42)$$

$$N_{1,2} = 0,0573\eta_{1,2}\rho_{1,2}^{-\frac{1}{\eta_{1,2}^{0,68}}}, \quad (43)$$

де $\eta_{1,2} = \frac{b_1 + b_2}{2l_{1,2}}$; $\rho_1 = 1 + \frac{l_2}{l_1}$; $\rho_2 = 1 + \frac{l_1}{l_2}$.

ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

Попарне прирівнювання виразів (35) та (40), (36) та (41) дозволяє розрахувати інтенсивність результатуючих теплових потоків q_1, q_2 й визначити температури на поверхнях контакту індентора з заготовкою.

Опишемо теплоту, що виділяється на кожному з попередніх обертів деталі у вигляді одномірного джерела, яке рухається зі швидкістю $V_1 = \frac{Sn}{600}$, де n – частота обертання деталі.

Така схематизація допустима, оскільки швидкість вигладжування V в багато разів перевищує швидкість подачі V_1 , а тепловиділення в зоні контакту сконцентровано у вузькій смузі шириною $b_1 + b_2$ (рис. 6). Змістимо початок рухомої системи координат із джерелом. Вісь абсцис буде направлено вздовж осі деталі в сторону, протилежну напрямку вектора V_1 . Тоді для розрахунку додаткового зростання температури θ' використовуємо наступну формулу, прийнявши $x_i = y_i = 0; y = 0; x = -S$:

$$\theta' = \frac{q'}{\pi\lambda} \exp\left[-\frac{V_1 S}{20\omega}\right] K_0\left[\frac{V_1 S}{20\omega}\right]. \quad (44)$$

Для використовуваних на практиці режимів вигладжування різних матеріалів аргумент функції Бесселя $K_0[u]$ має досить мале значення, що дозволяє використовувати наближену формулу $K_0[u] \approx 1,4u^{-0,27}$. У зв'язку з цим температуру θ' представлено у вигляді:

$$\theta' = 1,2q'\left(\frac{\omega D}{S^2 V}\right)^{0,27}, \quad (45)$$

тут діаметр заготовки D підставляється в мм, S – в мм/об, швидкість вигладжування V – в м/хв. Інтенсивність q' розраховується за формулою отриманою на основі аналізу балансу тепла в ході ППД:

$$q' = \frac{10}{\pi D} \left[0,039 P_z V - \frac{b_1 + b_2}{100} (q_1 l_1 + q_2 l_2) \right] \text{ кал}/(\text{см} \cdot \text{с}). \quad (46)$$

Аналіз конкретних прикладів для умов та режимів вигладжування, показав, що обидва результуючі потоки теплообміну в контактній зоні між інструментом та заготовкою q_1, q_2 направлені в інструмент.

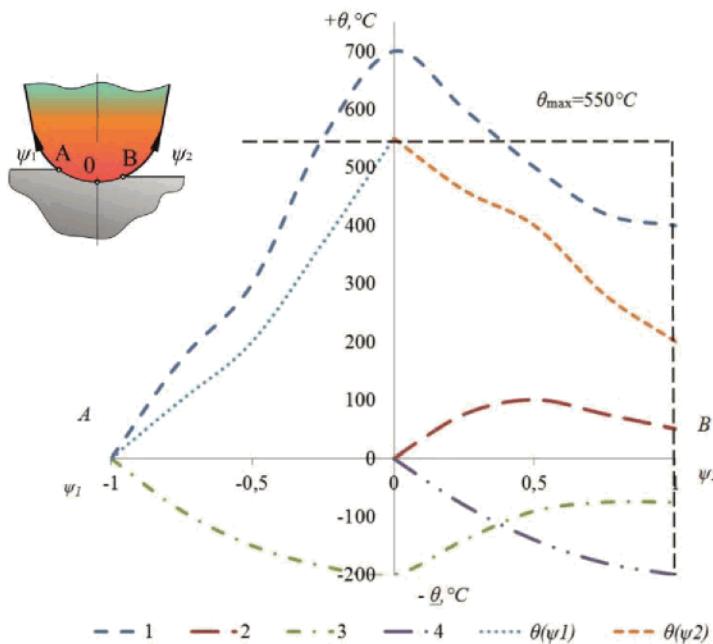


Рис. 7. Розподіл температур на дузі контакту алмазного індентора з деталлю зі сталі ШХ15, (умови оброблення: $P_y=300$ Н; $R_{PP}=1$ мм; $V=200$ м/хв; $S=0,005$ мм/об)

Розглянемо схему розподілу температур на дузі АОВ (рис. 7), яка лежить в діаметральній площині індентора. Криві $\theta(\psi_1), \theta(\psi_2)$, що характеризують розподіл температур на фронтальній та внутрішній поверхнях індентора, являються сумаю ординат кривих 1-4, кожна з яких відображає вплив того чи іншого джерела або потоку теплоти.

ПЕРСПЕКТИВНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ПРИЛАДИ

Джерела та потоки пронумеровані так само, як і на рис. 6. Ріст температури відкладено на осі θ в напрямку ($+\theta$) (рис. 7), падіння – в напрямку ($-\theta$).

Як видно з рис. 7, температура на внутрішній поверхні індентора в середньому вища ніж на фронтальній (відповідно $\theta_2 = 330^{\circ}\text{C}$ та $\theta_1 = 210^{\circ}\text{C}$). Отже, з точки зору термодинамічного навантаження внутрішня поверхня індентора є більш навантаженою, й при екстремальних режимах оброблення можна очікувати, що зона ОВ буде мати меншу стійкість до зношування. Саме на цій ділянці будуть виникати припіки або інші дефекти поверхні деталі, пов’язані з тепловиділенням під час вигладжування.

Таким чином, дослідженнями встановлено, що температури в контактній зоні можуть досягати досить високих значень $500\ldots700^{\circ}\text{C}$ (рис. 7). Слід також відмітити, що розрахункове значення $\theta_{\max}=550^{\circ}\text{C}$ відповідає значенням які отримано експериментальним шляхом, що підтверджує адекватність наведеної моделі.

Інформаційні джерела

1. A. Tkachuk Thermophysical analysis process diamond smoothing / Viktor Marchuk, Anatoliu Tkachuk, Stanislav Prustupa // Computer Aided Production Engineering – Lublin: Politechnika Lubelska, 2013. - P. 67-74.
2. A. Tkachuk, V. Zablotskyi, T. Terletskyi, O. Kaidyk, S. Moroz Increased wear resistance of surfaces of rotation bearings methods strengthening-smoothing processing. Mechanics, Materials Science & Engineering Journal. Volume 5, July 2016, Pages 77-85, DOI: 10.13140/RG.2.1.1757.9125.
3. V. Zablotskyi, O. Dahnyuk, S. Prystupa, A. Tkachuk Formation of physical and mechanical properties of surface layer of machine parts. Mechanics, Materials Science & Engineering Journal. Volume 8, March 2017, Pages 87-98, DOI: 10.2412/mmse.99.57.43.
4. Балтер М.А. Упрочнение деталей машин / Балтер М.А. - М.: Машиностроение, 1978. - 184 с.
5. Кравченко Б.А. Силы, остаточные напряжения и трение при резании металлов. – Куйбышев: Куйбышевское книжное изд-во, 1962. – 180 с.
6. Полевой С.Н. Упрочнение металлов / Полевой С.Н., Евдокимов В.Д. – М. Машиностроение. 1986. - 312 с.
7. Приступа С.О., Заблоцький В.Ю. Енергетична взаємодія інструменту та заготовки в процесі суперфінішної обробки // Технологічні комплекси: науковий журнал №2(4). – Луцьк: Вид-во Луцького НТУ, 2011. – С. 139–142.
8. Приступа С.О., Заблоцький В.Ю., Даҳнюк О.П. Природа латентної енергії деформації та її вплив на експлуатаційні властивості деталей підшипників // Вісник Хмельницького національного університету: науковий журнал. №5. 2013. – Хмельницький: Вид-во Хмельницького ТУ, 2013. – С. 32–35.
9. Ткачук А.А. Технологічні основи зміцнюально-вигладжувального оброблення поверхонь обертання. Монографія – Луцьк: СПД Гадяк Жанна Володимирівна друкарня «Волиньполіграф»TM, 2014. - 196с.

Ткачук А.А., к.т.н.

Луцкий национальный технический университет

ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ СФЕРИЧЕСКИМ ИНДЕНТОРОМ

Проведено исследование тепловых процессов при алмазного выглаживания, на основе расчетов разработана схема распределения теплоты, которая выделяется в ходе обработки. Выявлено, что в очаге деформации мощность тепловыделения, которая определяется величиной деформации, распределяется по объему заготовки неравномерно, следовательно по кривым твердости можно предположить, что интенсивность источника по трем пространственным координатам распределяется по нормальному закону Гаусса, а источник нормально-эллипсоидный. Определены результирующие тепловые потоки и их величина. Подтверждено, что внутренняя поверхность индентора более нагруженная, поэтому при экстремальных режимах обработки можно ожидать, что эта зона будет иметь меньшую стойкость к износу поэтому в этой зоне будут возникать припіки или другие дефекти поверхности детали, связанные с тепловыделением при выглаживания.

Ключевые слова: температура, модель, тепловой источник, поверхностная пластическая деформация, уравнение теплового баланса

A. Tkachuk

Lutsk National Technical University

**THERMAL MODEL OF THE PROCESS OF SURFACE PLASTIC DEFORMATION
BY A SPHERICAL INDENTOR**

A study of thermal processes during diamond smoothing has been carried out, based on calculations, a heat distribution scheme has been developed that is released during processing. It is revealed that in the deformation area the heat release power, which is determined by the strain value, is distributed unevenly throughout the billet volume, hence, according to the hardness curves, it can be assumed that the source intensity in three spatial coordinates is distributed according to the normal Gaussian law and the source is normally ellipsoidal. The resulting heat fluxes and their magnitude are determined. It has been confirmed that the inner surface of the indenter is more loaded, therefore, under extreme processing conditions, it can be expected that this zone will have less resistance to wear, so that there will be burns or other defects in the surface of the part associated with heat generation during smoothing.

Key words: temperature, model, heat source, surface plastic deformation, heat balance equation