

УДК 621.9.06

М.П. МАЗУР

Хмельницький національний університет

## АНАЛІТИЧНИЙ МЕТОД РОЗРАХУНКУ ТЕМПЕРАТУРНИХ ПОЛІВ У СИСТЕМІ РІЗАННЯ

В статті наводиться детальний аналітичний метод розрахунку температурних полів для процесу різання лезовим інструментом. Детально розглядається форми теплових джерел при різанні, можливість і необхідність їх схематизації та врахування дії. На відміну від існуючих представлений метод враховує нерівномірність інтенсивності теплових джерел, що діють на поверхні різального інструменту. Це дало можливість виявити нові закономірності розподілу температури на передній і задній поверхнях інструменту.

Ключові слова: джерела тепла, інтенсивність теплових потоків, температура різання, деформація, тертя.

The article provides a detailed analytical method for the calculation of temperature fields of cutting edge cutting tool. Details the form of heat sources in cutting, the possibility and necessity of schematization and accounting activities. In contrast to existing method accounts submitted uneven intensity of the heat sources, which act on the surface of the cutting tool. This made it possible to identify new patterns of temperature distribution on the front and back surfaces of the instrument.

Основним недоліком всіх експериментальних методів є складність, а іноді і неможливість з їх допомогою одержати достовірні температурні поля у стружці, заготовці і різальному лезі інструмента. Тому останнім часом багатьма вітчизняними і зарубіжними дослідниками були розроблені методи аналітичного розрахунку температурних полів. Серед них найбільше поширення знайшли: метод безпосереднього розв'язання диференціального рівняння теплопровідності, метод джерел тепла та ін. Метод джерел тепла, дозволяє порівняно простими математичними способами одержувати прийнятні інженерні рішення з визначення температурних полів [1– 4]. Проте спроби його застосування для реальних процесів не завжди були успішними через неврахування багатьох деталей процесу різання та існуючі в літературі помилки.

**Основний розділ.** Щоб складний процес поширення теплоти при різанні металів зробити доступним математичному опису, його необхідно схематизувати, виділяючи головні особливості, нехтуючи другорядними. Схематизація виконується як по відношенню форм джерел тепла, так і до спрощення форм тіл зони різання.

Дослідження з вивчення деформацій у зоні різання показують, що області, у яких відбувається тепловиділення, з підвищенням швидкості різання займають все менший об'єм. Це дає підставу для практично застосовуваних режимів різання приймати джерела теплотворення зосередженими плоскими або стрічковими. Тому теплоту деформації можна представити у вигляді плоского джерела інтенсивністю  $q_d$ , розташованого на площині зсуву  $OM$  (рис. 1). Частина цієї теплоти (що визначається коефіцієнтом  $b^*$ ) йде у заготовку, утворюючи джерело  $(1-b^*)q_d$ , показане на рис. 1, де для зручності аналізу заготовка, стружка і різець розсунуті. Інша частина інтенсивністю  $b^* \cdot q_d$  представляє ту частину теплоти деформації, що виноситься стружкою.

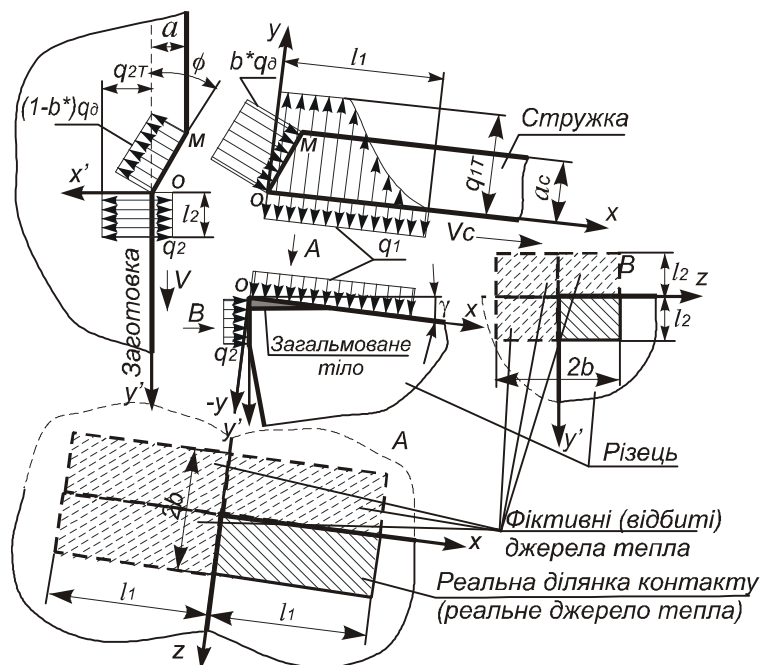


Рис. 1. Схема дії теплових джерел у зоні різання

Теплота тертя на передній поверхні може бути представлена у вигляді плоского джерела змінної інтенсивності  $q_{1T}$ , розташованого на площадці розмірами  $l_1 \times b$ , а на задній поверхні – у вигляді плоского джерела інтенсивністю  $q_{2T}$ , розташованого на площадці розмірами  $l_2 \times b$ .

На контактних поверхнях різця обмінюється теплом зі стружкою і поверхнею різання. З метою спрощення картини у першому наближенні теплообмін різця зі стружкою і заготовкою представляється відповідно у вигляді джерел постійної інтенсивності  $q_1$  і  $q_2$  [1]. Кожен із теплових потоків  $q_1$  і  $q_2$  може

бути спрямований в інструмент ( $q > 0$ ) або з нього ( $q < 0$ ). Передбачається також, що за межами джерел і стоків всі поверхні заготовки, стружки і різця не віддають теплоти у навколишнє середовище. Як встановлено, при різанні без примусового охолодження цим припущенням вноситься незначна похибка у визначення температур.

Певній схематизації піддається також і форма тіл зони різання. Виконуючи відбиття стружки і джерел, на ній діючих, відносно її бічних сторін, вдається представити ці джерела як стрічкові, що діють на поверхні стрижня нескінченної довжини. Реальне різальне лезо з тепловими джерелами  $q_1$  і  $q_2$  відбивається відносно допоміжної задньої поверхні і зводиться до нескінченного клина, на поверхнях якого діють плоскі джерела розмірами  $(2 \cdot b) \times l_1$  і  $(2 \cdot b) \times l_2$ , або до напівпросторів із джерелами  $2 \cdot b \times 2 \cdot l_1$  і  $2 \cdot b \times 2 \cdot l_2$ .

Тоді температура на поверхні контакту між стружкою та інструментом (з боку стружки) визначається залежністю:

$$\theta_{1C} = (1 + C) \cdot \theta_d + \theta_{1T} - \theta_1, \quad (1)$$

де  $\theta_d$  – температура, що виникає внаслідок деформації матеріалу у зоні первинної пластичної деформації;  $\theta_{1T}$  – температура, створювана джерелом тепла інтенсивністю  $q_{1T}$ ;  $\theta_1$  – зниження температури, створюване стоком тепла у різець інтенсивністю  $q_1$ ;  $C$  – коефіцієнт, що враховує підігрів зрізуваного шару за рахунок попереднього ходу інструмента. Його значення може бути визначене із [1]:

$$C \approx \begin{cases} 0,23 \cdot \exp[-40 \cdot (0,15 - \varphi_0)^2] & \text{при } 0,001 < \varphi_0 < 0,15 \\ 0,23 \cdot \exp[-3,5 \cdot (\varphi_0 - 0,15)^2] & 0,15 < \varphi_0 < 2, \end{cases}$$

де  $\varphi_0 = 7,98 \cdot 10^{-2} \cdot V \cdot a^2 / (\omega \cdot d)$ ;  $V$ ,  $a$ ,  $d$  – відповідно, швидкість різання (м/с), товщина зрізуваного шару (м) і діаметр оброблення (м);  $\omega$  – коефіцієнт температуропровідності матеріалу стружки, м<sup>2</sup>/с.

Розглянемо методику визначення кожного складового. Загальна кількість теплоти деформації у зоні зсуву дорівнює роботі пластичної деформації [5]:

$$Q_d = E_d = \bar{\tau}_\phi \cdot \varepsilon \cdot a \cdot b \cdot V,$$

де  $\varepsilon = ctg\phi + tg(\phi - \gamma)$  – відносний зсув стружки;  $\bar{\tau}_\phi$  – середнє дотичне напруження у зоні зсуву.

Відносячи  $Q_d$  до площі поверхні зсуву ( $a \cdot b \cdot \sin\phi$ ), одержимо формулу для визначення інтенсивності теплового потоку деформації  $q_d$ :

$$q_d = \bar{\tau}_\phi \cdot \varepsilon \cdot V \cdot \sin\phi.$$

Оскільки тепло деформації розподіляється між стружкою і заготовкою, то на торець стружки буде діяти тільки частина джерела  $q_d$ , інтенсивність якого дорівнює  $b^* \cdot q_d$ , де коефіцієнт  $b^*$  визначається шляхом розв'язання балансової задачі між стружкою і заготовкою [1]:

$$b^* = \frac{1}{\left(1 + \frac{1,33 \cdot K_L}{K_{cu}} \cdot \sqrt{\frac{\omega \cdot \sin\phi}{V \cdot a}}\right)},$$

де  $K_L$  – коефіцієнт поздовжньої усадки стружки;  $K_{cu}$  – коефіцієнт, що враховує обмеженість ширини швидкорухомого теплового джерела деформації [3].

Використовуючи розв'язок задачі з визначення температури від плоского швидкорухомого джерела, що діє на торці необмеженого стрижня [1], маємо:

$$\theta_d = \frac{b^* \cdot q_d \cdot \omega \cdot K_L}{\lambda \cdot V} = \frac{b^* \cdot \bar{\tau}_\phi \cdot \varepsilon \cdot \omega \cdot K_L \cdot \sin\phi}{\lambda}$$

або

$$\theta_d = \frac{b^* \cdot \bar{\tau}_\phi \cdot \varepsilon \cdot K_L \cdot \sin\phi}{C_V}, \quad (2)$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності матеріалу стружки, Вт/м К;  $C_V = \lambda / \omega$  – об'ємна теплоємність матеріалу стружки, Дж/м<sup>3</sup> К;

Установлено, що  $\bar{\tau}_\phi$  визначається істинним опором розриву оброблюваного матеріалу і температурою в області основних деформацій зони зсуву [6]:

$$\bar{\tau}_\phi = K_c \cdot S_b \cdot (1 - b_\theta \cdot \theta_d), \quad (3)$$

де  $K_c \approx 0,97$  – коефіцієнт взаємозв'язку між середніми і максимальними дотичними напруженнями в області зсуву;  $S_b = R_m / (1 - 0,01 \cdot Z)$  – істинний опір розриву, Па;  $R_m$  – границя міцності під час розтягування,

ПА;  $Z$  – відносне звуження під час розірвання, %;  $b_\theta = 5 \cdot 10^{-4}$  – коефіцієнт, що враховує вплив температури на границю плинності,  $1/^\circ\text{C}$ .

Розв'язавши спільно формули (2) і (3), після перетворень одержимо вирази для максимальної температури біля верхньої границі зони стружкоутворення і середніх дотичних напружень  $\bar{\tau}_\phi$  [7]:

$$\theta_d = \frac{\theta_S}{1 + b_\theta \cdot \theta_S}, \quad \bar{\tau}_\phi = \frac{K_c \cdot S_b}{1 + b_\theta \cdot \theta_S},$$

де 
$$\theta_S = \frac{b^* \cdot K_C \cdot S_b \cdot \varepsilon \cdot K_L \cdot \sin \phi}{C_V}.$$

Підставимо у формулу для  $\theta_S$  приведений вище вираз для  $\varepsilon$  і  $K_L$  із формули Тімме  $K_L = \frac{\cos(\phi - \gamma)}{\sin \phi}$ . Тоді після спрощень вона прийме вид:

$$\theta_S = \frac{b^* \cdot K_c \cdot S_b \cdot \cos \gamma}{C_V \cdot \sin \phi}.$$

Температура  $\theta_1$  від дії швидкорухомого джерела рівномірної інтенсивності  $q_1$  ( $\text{Вт/м}^2$ ) на поверхні півпростору (стружки) у рухомій системі координат, пов'язаної із джерелом, дорівнює [1]:

$$\theta_1 = \frac{2 \cdot q_1}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{\omega \cdot l_1 \cdot K_L}{\pi \cdot V}} \cdot \tau_1 \cdot L_{MC}, \quad (4)$$

де  $l_1$  – довжина контакту стружки по передній поверхні, м;

$$\tau_1 = \begin{cases} \sqrt{\psi} & \text{при } \psi = x/l_1 \leq 1 \\ \sqrt{\psi} - \sqrt{\psi - 1} & \text{при } \psi = x/l_1 > 1 \end{cases}, \quad (5)$$

де  $x$  – відстань від центра системи координат джерела тепла до розглянутої точки на передній поверхні;  $L_{MC}$  – коефіцієнт, що враховує вплив відбитих джерел, які вводяться через обмеженість товщини стружки [1].

$$L_{MC} = 1 \text{ при } \chi = \frac{K_L^2 \cdot a^2 \cdot V}{l_1 \cdot \omega} > 1,62$$

$$L_{MC} = \frac{1,18}{\chi^{0,35}} \text{ при } \chi \leq 1,62.$$

Вираз для визначення температури  $\theta_{1T}$  має вигляд, аналогічний формулі (4), з урахуванням складного характеру розподілу інтенсивності джерела  $q_{1T}$ , що враховується введенням коефіцієнта форми джерела  $K_F$  [3]:

$$\theta_{1T} = \frac{2 \cdot q_{1T}}{\lambda} \sqrt{\frac{\omega \cdot l_1 \cdot K_L}{\pi \cdot V}} \cdot \tau_1 \cdot L_{MC} \cdot K_F, \quad (6)$$

де параметр  $\tau_1$  визначається аналогічно (5).

Слід зазначити, що у формулі (6) інтенсивність джерела  $q_{1T}$  може бути визначена, виходячи з характеру розподілу дотичних напружень тертя  $q_{F1}$  уздовж контактної ділянки  $l_1$ . Звідки:

$$q_{1T} = q_{F1} \cdot V / K_L$$

Розглянемо схему визначення температури на ділянці контакту між поверхнею різання і задньою поверхнею інструмента (ЗПІ). Як і у попередньому випадку, температура у цій зоні  $\theta_{2п.р.}$  (з боку поверхні різання) визначається частиною тепла деформації, що перейшло у заготовку; теплом від джерела тертя ЗПІ по поверхні різання  $q_{2T}$  і стоком тепла в інструмент інтенсивністю  $q_2$ , Звідси одержимо:

$$\theta_{2п.р.} = (1 + C) \cdot (\sqrt{\psi_{II}} - \sqrt{\psi_{II} - 1}) \cdot \theta_d + \theta_{2T} - \theta_2, \quad (7)$$

де  $\psi_{II} = 1 + y' \cdot \text{tg} \phi / a$ ;

$y'$  – відстань від центра системи координат джерела тепла до розглянутої точки на задній поверхні;

$\theta_{2T}$  – температура, створювана стрічковим швидкорухомим джерелом  $q_{2T}$ .

Очевидно, що закон зміни інтенсивності джерела  $q_{2T}$  буде визначати характер зміни температури на ЗПІ. У різні часи його приймали рівномірним, розподіленим за трикутним [2] або експоненціальним [1]

законами. Як показали останні дослідження, закон розподілу інтенсивності джерела тертя по задній поверхні обумовлюється характером зміни дотичних напружень і мало відрізняється від рівномірного [8]. Тому, аналогічно передній поверхні,  $\theta_{2T}$  розраховуємо, як і  $\theta_{1T}$ :

$$\theta_{2T} = \frac{2 \cdot q_{2T}}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{\omega \cdot l_2}{\pi \cdot V}} \cdot \tau_2;$$

де  $l_2$  – довжина контактної ділянки по задній поверхні, м;

$$\tau_2 = \begin{cases} \sqrt{\psi_2} & \text{при } \psi = y'/l_2 \leq 1 \\ \sqrt{\psi_2} - \sqrt{\psi_2 - 1} & \text{при } \psi = y'/l_2 > 1 \end{cases}$$

Інтенсивність джерела  $q_{2T}$  визначається, виходячи з величини дотичних напружень тертя  $q_{F2}$  на задній поверхні:

$$q_{2T} = q_{F2} \cdot V.$$

Температура  $\theta_2$  визначається аналогічно  $\theta_1$  на передній поверхні (див. формулу 4):

$$\theta_2 = \frac{2 \cdot q_2}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{\omega \cdot l_2}{\pi \cdot V}} \cdot \tau_2,$$

Температура контактних ділянок зі боку інструмента у тих же точках різального лева буде визначатися сумою температур, створюваних всіма дійсними і відбитими від допоміжної задньої поверхні джерелами  $q_1$  і  $q_2$  (див. рис. 1):

$$\theta_1 = T_1 \cdot q_1 + T_2 \cdot q_2; \quad (8)$$

$$\theta_2 = T_1' \cdot q_1 + T_2' \cdot q_2, \quad (9)$$

де

$$T_1 = \frac{\mathfrak{S}_1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \quad (\text{функції } T \text{ с іншими індексами розраховуються аналогічно}); \quad (10)$$

$\mathfrak{S}_1$  – інтегральна функція, що визначає температуру у точці ділянки різального лева з координатами  $x, y, z$ , яка створюється плоским джерелом з розмірами  $(2 \cdot b) \times l_1$ ;

$\lambda_i$  – коефіцієнт теплопровідності інструментального матеріалу, Вт/мК

Вираз для функції  $\mathfrak{S}_1$  одержується шляхом розв'язання інтеграла, що визначає перехід від множини точкових джерел, розташованих на ділянці  $(2 \cdot b) \times l_1$ , до плоского:

$$\mathfrak{S}_1(x, y, z) = \int_0^{l_1} dx_{\partial} \int_{-b}^{+b} \frac{dz_{\partial}}{\sqrt{(x_{\partial} - x)^2 + y^2 + (z_{\partial} - z)^2}},$$

де  $x, y$  – координати точки, де розраховується температура;  $x_{\partial}, z_{\partial}$  – координати точкового джерела.

Спроба точного розв'язання цього інтеграла була вперше зроблена А.Н. Резниковим, а у подальшому розв'язок був уточнений в [2] та [8]. В остаточному варіанті він має вигляд [8]:

$$\begin{aligned} \mathfrak{S}_1(X, Y, Z) = & X \cdot \ln \frac{Z+b+\sqrt{X^2+Y^2+(Z+b)^2}}{Z-b+\sqrt{X^2+Y^2+(Z-b)^2}} - (X-l_1) \cdot \ln \frac{Z+b+\sqrt{(X-l_1)^2+Y^2+(Z+b)^2}}{Z-b+\sqrt{(X-l_1)^2+Y^2+(Z-b)^2}} + \\ & + (Z+b) \cdot \ln \frac{X+\sqrt{X^2+Y^2+(Z+b)^2}}{X-l_1+\sqrt{(X-l_1)^2+Y^2+(Z+b)^2}} - \\ & - (Z-b) \cdot \ln \frac{X+\sqrt{X^2+Y^2+(Z-b)^2}}{X-l_1+\sqrt{(X-l_1)^2+Y^2+(Z-b)^2}} - \\ & - Y \cdot \left\{ \arcsin \frac{(Z+b) \cdot \sqrt{(X-l_1)^2+Y^2+(Z+b)^2} + Y^2 + (Z+b)^2}{\left[ Z+b+\sqrt{(X-l_1)^2+Y^2+(Z+b)^2} \right] \cdot \sqrt{Y^2+(Z+b)^2}} - \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - \arcsin \frac{(Z+b) \cdot \sqrt{X^2 + Y^2 + (Z+b)^2} + Y^2 + (Z+b)^2}{\left[ Z+b + \sqrt{X^2 + Y^2 + (Z+b)^2} \right] \cdot \sqrt{Y^2 + (Z+b)^2}} - \\
 & - \arcsin \frac{(Z-b) \cdot \sqrt{(X-l_1)^2 + Y^2 + (Z-b)^2} + Y^2 + (Z-b)^2}{\left[ Z-b + \sqrt{(X-l_1)^2 + Y^2 + (Z-b)^2} \right] \cdot \sqrt{Y^2 + (Z-b)^2}} + \\
 & \left. + \arcsin \frac{(Z-b) \cdot \sqrt{X^2 + Y^2 + (Z-b)^2} + Y^2 + (Z-b)^2}{\left[ Z-b + \sqrt{X^2 + Y^2 + (Z-b)^2} \right] \cdot \sqrt{Y^2 + (Z-b)^2}} \right\}, \tag{11}
 \end{aligned}$$

де  $X, Y, Z$  – координати розглянутої точки різального лева у системі координат плоского джерела ( $X$  – по напрямку довжини джерела ( $l_1$ ),  $Z$  – по напрямку його ширини ( $b$ ),  $Y$  – перпендикулярно двом першим осям).

$T_2$  визначається аналогічно (10) і (11), але замість  $l_1$  підставляється  $l_2$  і координата  $X$  змінюється на  $Y'$ , а  $Y$  – на  $X'$  (див. рис. 1). Параметри  $T_1'$  і  $T_2'$  розраховуються аналогічно  $T_1$  і  $T_2$ :  $T_1'$  – коли джерело розміщене на передній поверхні, а точки з координатами  $X, Y, Z$  – знаходяться на задній, і навпаки – для  $T_2'$ .

В одержаних формулах є дві невідомі інтенсивності підсумкових теплових потоків в інструмент  $q_1, q_2$ , а також коефіцієнт  $K_F$ , що залежить від координати  $x$ . Але оскільки різальний інструмент перебуває практично у безззорному контакті як зі стружкою, так і з поверхнею різання, то для розрахунку  $q_1$  і  $q_2$  приймається гранична умова 4-го роду: рівність контактних температур контактуючих тіл. При цьому коефіцієнт  $K_F$  досить визначити для однієї довільної точки на передній поверхні. За даними [3] для точки з максимальною температурою, що має місце при  $x=l_0=l_1/2$ ,  $K_F=0,71$ . Після цього порівнюються попарно рівняння (1) і (8), а також (7) і (9). Одержимо систему двох лінійних рівнянь (12) із двома невідомими  $q_1$  і  $q_2$ , вирішивши яку, можна потім розрахувати все температурне поле інструмента, стружки та оброблюваної заготовки.

$$\begin{cases}
 (1+C) \cdot \theta_d + \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{\omega \cdot l_1 \cdot K_L}{\pi \cdot V}} \cdot \tau_1 \cdot L_{MC} (K_F \cdot q_{1T} - q_1) = T_1 \cdot q_1 + T_2 \cdot q_2 \\
 (1+C) \cdot (\sqrt{\Psi_{II}} - \sqrt{\Psi_{II} - 1}) \cdot \theta_d + \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{\omega \cdot l_2}{\pi \cdot V}} \cdot \tau_2 (q_{2T} - q_2) = T_1' \cdot q_1 + T_2' \cdot q_2
 \end{cases} \tag{12}$$

Приведена методика приймає як вихідну гіпотезу рівномірність інтенсивності теплових джерел, спрямованих в інструмент. Однак, останні дослідження показують, що закон зміни  $q_1$  і  $q_2$  визначається цілим рядом факторів, як то: величинами температур на контактних ділянках, співвідношенням довжин контактів на передній і задній поверхнях, теплопровідностями оброблюваного та інструментального матеріалів, наявності загальмованого тіла тощо. Реальний закон зміни  $q_1$  і  $q_2$  можна встановити, представивши ці джерела у вигляді комбінації елементарних рівномірних джерел різної інтенсивності (рис. 2). Тоді вирішивши задачу рівності температур на кожній  $i$ -й елементарній ділянці (аналогічно (12)), визначаються значення  $q_{1i}$  і  $q_{2i}$  [7]. Один з результатів такого розрахунку наведений на рис. 3, з аналізу якого можна зробити наступні **висновки**:

Інтенсивність теплового потоку в інструмент на ділянці пластичного контакту ППП визначається співвідношенням між коефіцієнтами теплопровідності матеріалів стружки  $\lambda$  та інструмента  $\lambda_i$ . Якщо  $\lambda > \lambda_i$  (див. рис. 3, а, матеріали 45–Т15К6), то інтенсивність теплового потоку в

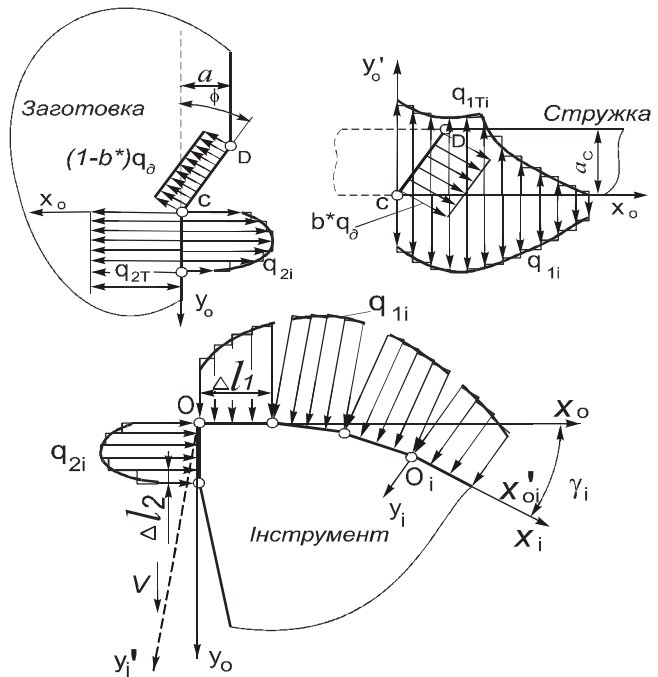


Рис. 2. Схема для визначення законів зміни  $q_1$  і  $q_2$  уздовж контактних площадок на передній і задній поверхнях

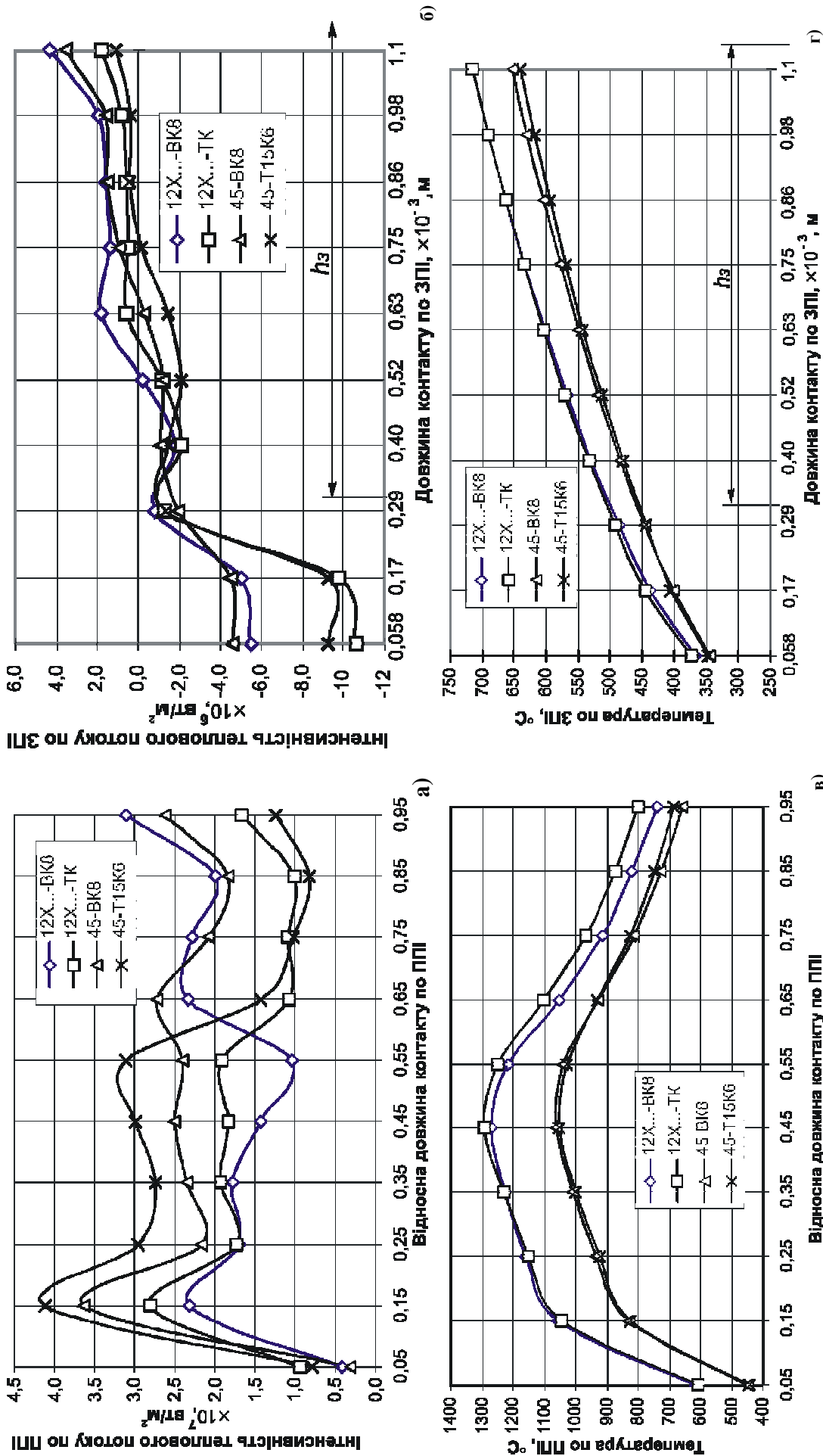


Рис. 3. Розподіл інтенсивностей результуючих теплових потоків в інструмент (а, б) і температур по передній (в) і задній (г) поверхнях при обробленні сталей 45 і 12Х18Н9Т різцями з твердих сплавів BK8 і T15K6 (ширина фаски зношування по ЗПІ – 0,8 мм)

інструмент  $q_1$  більше на ділянці пластичного контакту і зменшується при переході на ділянку пружного контакту. Коли має місце зворотнє співвідношення  $\lambda < \lambda_1$  (див. рис. 3, а, матеріали 12Х18Н9Т – ВК8), то різко зростає інтенсивність відтоку тепла в інструмент на ділянці пружного контакту, тим самим зменшуючи температуру на цій ділянці (див. рис. 3, в). Загальмоване тіло у цьому випадку відіграє роль термоопору на шляху теплового потоку. Причому зазначений ефект тим більший, чим більше різниця між  $\lambda$  і  $\lambda_1$ .

1. Інтенсивність результуючого теплового потоку на задній поверхні  $q_2$  приблизно у 2...3 рази нижче за  $q_1$  і є результатом сумарної дії потужніших теплових джерел на ПП ( $q_{1T}$ ) і їх аналогів на ЗП ( $q_{2T}$ ). Як видно з рис. 3, б, біля вершини загальмованого тіла (наросту) ще не нагріті шари поверхні різання заготовки відтягують на себе тепло, що виділяється на ЗП, і через тіло наросту – тепло із ПП (тому  $q_2 < 0$ ). На наступних ділянках ЗП товщина тіла наросту збільшується (зростає термоопір для потоку  $q_1$ ), а інтенсивність теплового потоку у заготовку  $q_2$  зменшується і навіть змінює свій напрямок для інструментів з великими  $\lambda_1$  (див. рис. 3, б, сплав ВК8). Причому це явище має місце не тільки при великих фасках зношування  $h_3$ , як це було встановлено у [1] (див. рис. 3, б), але і при малих, а тепловий потік в інструмент приходиться саме на фаску  $h_3$ , через що і температура у цій зоні вище (див. рис. 3, г). Якщо  $\lambda \ll \lambda_1$ , то тепловий потік у заготовку може взагалі припинитися навіть на ділянці наросту через його великий термоопір і малу інтенсивність  $q_1$  на ділянці пластичного контакту ПП. Тоді все тепло переходить в інструмент, збільшуючи тим самим температуру поверхні зношування. Аналогічний результат має місце і у випадку оброблення низькотеплопровідних матеріалів інструментами з аналогічними властивостями (див. рис. 3, г, сталь 12Х18Н9Т–Т15К6).

2. Для високотеплопровідних оброблюваних матеріалів значення  $q_{F1}$  практично не залежать від  $\lambda_1$ , через те, що тепло поширюється переважно через загальмоване тіло з високою теплопровідністю (див. рис. 3, в). Тому і температура на ПП для таких матеріалів мало залежить від  $\lambda_1$  (див. рис. 3, а, оброблення сталі 45).

3. Більш висока теплопровідність інструментального матеріалу при малих  $\lambda$  приводить до незначного зниження температури на ЗП (від 3 до 10<sup>0</sup>С). Проте вплив цього фактора на ЗП не такий вагомий, як на ПП (див. рис. 3, г; оброблення сталі 12Х18Н9Т). Для високотеплопровідного оброблюваного матеріалу збільшення  $\lambda_1$  призводить до росту температури на ЗП через посилення впливу теплових джерел на ПП (див. рис. 3, г; оброблення сталі 45). Цим теоретично доводиться доцільність використання високотеплопровідних інструментальних матеріалів групи ВК для різання низькотеплопровідних оброблюваних і навпаки – малотеплопровідних матеріалів групи ТК для оброблення матеріалів з великим  $\lambda$ . Виявлені взаємозв'язки і є причиною зменшення температури на контактних поверхнях інструмента при обробленні сталі 45, не дивлячись на більшу величину дотичних напружень тертя як на ПП, так і ЗП (див. рис. 3, г). Без урахування результуючих теплових потоків в інструмент такий висновок був би неможливий.

4. Збільшення ширини фаски зношування, хоча і підвищує інтенсивність теплового потоку  $q_2$ , але практично не може вплинути на загальну картину напруженого, теплового і температурного станів на ПП (див. рис. 3, а), де діють потужніші теплові джерела. Тому температура на ПП змінюється незначно для всіх комбінацій  $\lambda$  і  $\lambda_1$ . Не дивлячись на невелике зниження дотичних напружень  $q_{F2}$  при  $h_3 = 0,8$  мм через підвищення температури матеріалу пластичної загальмованої зони по ЗП, по всій довжині контактної зони ЗП температура зростає (див. рис. 3, г).

### Література

1. Резников А.Н. Теплофизика резания / А.Н. Резников. – М. : Машиностроение, 1969. – 280 с.
2. Силин С.С. Исследование термомеханических явлений при резании материалов методами теории подобия : дис.... докт. техн. наук : 05.03.01 : захищена 1970 / Силин Сергей Семенович. – М. : МосСтанкин, 1970. – 282 с.
3. Резников А.Н. Теплофизика процессов механической обработки материалов / А.Н. Резников. – М. : Машиностроение, 1981. – 278 с.
4. Васин С.А. Резание металлов: Термомеханический подход к системе взаимосвязей при резании : [учебн. для техн. вузов] / С.А. Васин, А.С. Верещака, В.С. Кушнер. – М. : МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. – 448 с.
5. Бобров В.Ф. Основы теории резания металлов : [учебник] / В.Ф. Бобров. – М. : Машиностроение, 1975. – 344 с.
6. Мазур М.П. Визначення контактних температур ріжучого інструмента / М.П. Мазур // Вісник Технологічного університету Поділля. – 1997. – № 1. – С. 5– 13.
7. Мазур М.П. Розробка теоретичних основ та практичне використання термомеханічної моделі обробки пластичних матеріалів : дис.... докт. техн. наук : 05.03.01 / Мазур Микола Петрович. – К., 1999. – 309 с.

Надійшла 13.11.2012 р.

Статтю представляє: д.т.н. Мазур М.П.