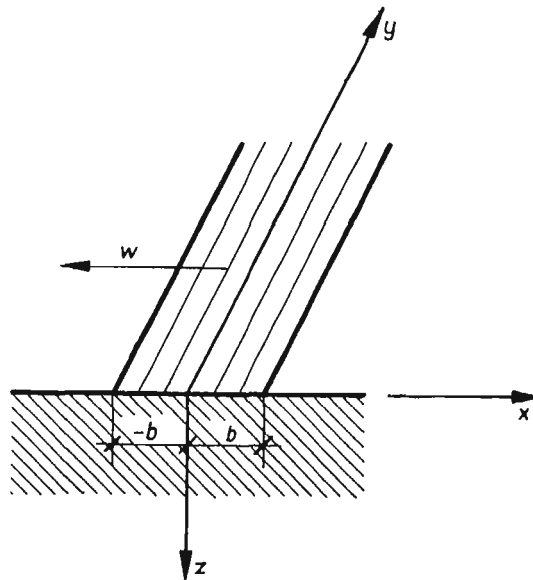


ROZKŁADY TEMPERATURY NA POWIERZCHNI CHŁODZONEJ PODDANEJ DZIAŁANIU
RUCHOMYCH ŹRÓDEŁ CIEPŁA W ZASTOSOWANIU DO PROCESÓW OBRÓBKİ SKRAWANIEM

BOGUMIŁ BIENIASZ (RZESZÓW)

1. Wstęp

Celem procesów obróbki skrawaniem, prócz nadania części właściwej geometrii i wymiarów, jest także uzyskanie odpowiednich własności warstwy przypowierzchniowej i powierzchni. Podczas obróbki prowadzonej przy nieodpowiednim doborze warunków skrawania i chłodzenia mogą wystąpić niekorzystne dla warstwy przypowierzchniowej zmiany strukturalne materiału oraz przypalenia, mikropęknięcia, wzrost wysokości chropowatości i inne wady otrzymanej powierzchni.



Rys. 1

Znaczny wpływ na występowanie tych niekorzystnych zjawisk ma rozkład temperatury na powierzchni i pod powierzchnią i z tego względu ważna jest jego znajomość. Istnieje cały szereg metod pomiaru temperatury przy różnych rodzajach obróbki skrawa-

niem; wszystkie one są jednak bardzo kłopotliwe i dają wyniki niekiedy dość problematyczne. W pracy przeprowadzono teoretyczną analizę tego zagadnienia opartą na teorii wymiany ciepła dla przyjętego modelu skrawania i danych własności materiałowych. W literaturze można spotkać rozwiązania bez uwzględniania chłodzenia mediami chłodząco-smarującymi. Pragnąc częściowo wypełnić istniejącą lukę, autor rozważył problem oparty na następującym modelu szlifowania z chłodzeniem obrabianej powierzchni.

Na chłodzonej cieczą płaszczyźnie $z = 0$ ciała stałego (rys. 1) traktowanego jako półprzestrzeń porusza się ze stałą prędkością płaskie ciągle źródło ciepła w kształcie paska $-b < x < b$ i $-\infty < y < \infty$. Ze źródłem ciepła związany jest prostokątny układ współrzędnych (x, y, z) . Zakładamy stałą, niezależną od czasu i prędkości, wartość strumienia ciepłego źródła ciepła oraz niezależne od temperatury stałe parametry materiałowe ciała stałego. Wtedy temperatura dowolnego punktu ciała stałego będzie zmienna w czasie; temperatura w punktach o stałych współrzędnych wartościach x, y, z nie zależy od czasu.

Oznaczenia

- A pole powierzchni źródła ciepła przy szlifowaniu,
- A'' pole powierzchni przekroju drucika,
- a dyfuzyjność cieplna,
- $2B$ bezwymiarowa szerokość paskowego ciągłego źródła ciepła,
- $2b$ szerokość paskowego ciągłego źródła ciepła,
- b'' szerokość ściernicy,
- c_p pojemność cieplna ciała stałego,
- D największa w dodatnim kierunku osi x bezwymiarowa odległość od początku układu współrzędnych do miejsca gdzie występuje wrzenie błonowe,
- D' jw. w ujemnym kierunku osi x ,
- D'' średnica ściernicy,
- g głębokość szlifowania,
- i_{kr1} natężenie prądu płynącego przez drucik w momencie osiągnięcia pierwszego kryzysu wrzenia,
- K_0 funkcja Bessela drugiego rodzaju zerowego rzędu urojonego argumentu,
- K_1 funkcja Bessela drugiego rodzaju pierwszego rzędu urojonego argumentu,
- k współczynnik posuwu,
- L długość drucika,
- \dot{L}_{skr} moc skrawania wytwarzająca pole temperatury w szlifowanym przedmiocie,
- q strumień ciepły źródła ciepła w formie nieskończonego paska,
- q' zmienny strumień ciepły w miejscach chłodzenia liniowych ciągłych ujemnych źródeł ciepła,
- R_0 opór drucika w temperaturze T_0 ,
- R_{kr1} opór drucika w momencie osiągnięcia pierwszego kryzysu wrzenia,
- (St) liczba Stantona,
- T temperatura ciała stałego o współrzędnych x, y, z ,
- T_0 temperatura otoczenia,
- $(\Delta T)_{kr1}$ różnica temperatury pierwszego kryzysu wrzenia i temperatury otoczenia,
- U_{kr1} napięcie na końcach drucika w momencie osiągnięcia pierwszego kryzysu wrzenia,
- v prędkość obwodowa ściernicy,
- w prędkość źródła ciepła względem półprzestrzeni,
- α współczynnik przejmowania ciepła,
- β współczynnik temperaturowy oporu elektrycznego,

- ε mały parametr,
- ϑ bezwymiarowa różnica temperatury w punkcie ciała stałego i temperatury otoczenia,
- $\Theta^{(0)}(X)$ zerowe przybliżenie bezwymiarowej różnicy temperatury jw. na płaszczyźnie $Z = 0$,
- $\Theta^{(1)}(X)$ pierwsze przybliżenie bezwymiarowej różnicy temperatury jw. przy chłodzeniu,
- $\Theta(X)$ bezwymiarowa różnica temperatury jw.,
- λ przewodność cieplna ciała stałego,
- ρ gęstość ciała stałego,
- ρ_0 oporność właściwa druczka w temperaturze T_0 ,
- ψ współczynnik poprawkowy uwzględniający energię odprowadzoną z włórami i do tarczy ściernej.

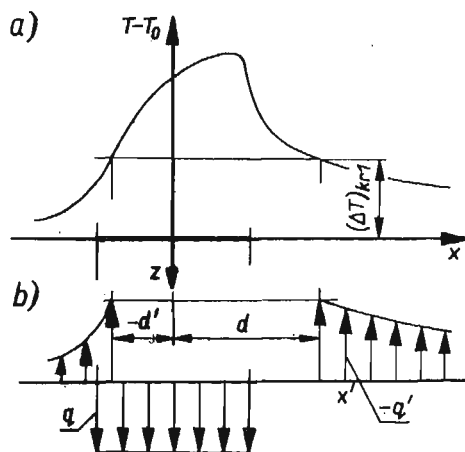
2. Matematyczne podstawy problemu

W przypadku stacjonarnym bez chłodzenia rozkład temperatury w półprzestrzeni $z \geq 0$ opisuje równanie [1]:

$$(2.1) \quad T - T_0 = \frac{q}{2\pi\lambda} \int_{-b}^b \exp\left[\frac{w(x-x')}{2a}\right] K_0\left\{\frac{w[(x-x')^2 + z^2]^{1/2}}{2a}\right\} dx',$$

które można wyprowadzić z równania przewodzenia ciepła Fouriera przy założeniu $a = \text{const}$ oraz traktując paskowe, ciągłe źródło ciepła jako zbiór wszystkich możliwych punktowych ciągłych źródeł ciepła dla $-b < x < b$ i $-\infty < y < \infty$. Dla $q = q' = -q'(x')$ byłoby:

$$(2.2) \quad T - T_0 = \frac{1}{2\pi\lambda} \int_{-b}^b q'(x') \exp\left[\frac{w(x-x')}{2a}\right] K_0\left\{\frac{w[(x-x')^2 + z^2]^{1/2}}{2a}\right\} dx'.$$



Rys. 2

Na rys. 2a przedstawiono przewidywany rozkład temperatury na płaszczyźnie $z = 0$ podczas chłodzenia jej cieczą dla punktów leżących na prostych $y = \text{const}$. Powierzchnie wymiany ciepła na płaszczyźnie $z = 0$ między ciałem stałym a chłodzącą cieczą można uważać za powierzchniowe źródła ciepła o zmiennym ujemnym strumieniu cieplnym $-q' = -q'(x')$ (rys. 2b).

Dla uproszczenia można założyć, że współczynnik przejmowania ciepła między ciałem stałym a chłodzącą cieczą jest stały dla $x' < -d'$ oraz $x' > d$. W przedziale $-d' \leq x \leq d$, w którym $T - T_0 \geq (\Delta T)_{\text{kr1}}$, występuje wrzenie błonowe wiążące się z przegrzewami cieczy przy ścianie większymi od krytycznych, gdzie po przekroczeniu $(\Delta T)_{\text{kr1}}$ wartość α gwałtownie spada. To upoważnia do traktowania powierzchni paska dla $-d' < x < d$ i $-\infty < y < \infty$ jako niechłodzonej.

Uwzględniając wpływ na pole temperatur także i ujemnych źródeł ciepła oraz fakt, że $-q' = \alpha [T(x', 0) - T_0]$ dla temperatury cieczy chłodzącej równej T_0 , otrzymujemy

$$(2.3) \quad T - T_0 = \frac{2}{2\pi\lambda} \int_{-b}^b \exp\left[\frac{w(x-x')}{2a}\right] K_0\left\{\frac{w[(x-x')^2 + z^2]^{1/2}}{2a}\right\} dx' - \\ - \frac{\alpha}{2\pi\lambda} \int_{-\infty}^{-d'} [T(x', 0) - T_0] \exp\left[\frac{w(x-x')}{2a}\right] K_0\left\{\frac{w[x-x']^2 + z^2]^{1/2}}{2a}\right\} dx' - \\ - \frac{\alpha}{2\pi\lambda} \int_d^{\infty} [T(x', 0) - T_0] \exp\left[\frac{w(x-x')}{2a}\right] K_0\left\{\frac{w[x-x']^2 + z^2]^{1/2}}{2a}\right\} dx'.$$

Wprowadzamy wielkości bezwymiarowe

$$(2.4) \quad X = \frac{wx}{2a}, \quad Z = \frac{wz}{2a}, \quad B = \frac{wb}{2a}, \quad D = \frac{wd}{2a}, \quad D' = \frac{wd'}{2a}, \quad X' = \frac{wx'}{2a},$$

skąd $X/x = Z/z = B/b = D/d = D'/d' = X'/x' = w/2a$.

Mamy więc $x' = 2a/wX'$ oraz $dx' = 2a/wdX'$, czyli

$$(2.5) \quad \frac{q dx'}{2\pi\lambda} = \frac{q}{2\pi\lambda} \frac{2a}{w} dX' = \frac{aq}{\pi\lambda w} dX'.$$

Oznaczając

$$(2.6) \quad \frac{\pi\lambda w}{2aq} [T(x, z) - T_0] = \vartheta(X, Z)$$

i wstawiając do (2.3) zależności (2.4), (2.5), (2.6) otrzymujemy

$$(2.7) \quad \vartheta(X, Z) \frac{2aq}{\pi\lambda w} = \frac{aq}{\pi\lambda w} \int_{-B}^B \exp(X-X') K_0\{[(X-X')^2 + Z^2]^{1/2}\} dX' - \\ - \frac{a\alpha}{\pi\lambda w} \int_{-\infty}^{-D'} \frac{2aq}{\pi\lambda w} \vartheta(X', 0) \exp(X-X') K_0\{[(X-X')^2 + Z^2]^{1/2}\} dX' - \\ - \frac{a\alpha}{\pi\lambda w} \int_D^{\infty} \frac{2aq}{\pi\lambda w} \vartheta(X', 0) \exp(X-X') K_0\{[(X-X')^2 + Z^2]^{1/2}\} dX'.$$

Po uwzględnieniu, że

$$\frac{a\alpha}{\pi\lambda w} = \frac{\lambda}{c_p \rho} \frac{\alpha}{\pi\lambda w} = \frac{\alpha}{\pi c_p \rho w},$$

otrzymujemy

$$(2.8) \quad \vartheta(X, Z) = \frac{1}{2} \int_{-B}^B e^{X-X'} K_0 [\sqrt{(X-X')^2 + Z^2}] dX' - \\ - \frac{\alpha}{\pi c_p \rho W} \int_{-\infty}^{-D'} \vartheta(X', 0) e^{X-X'} K_0 [\sqrt{(X-X')^2 + Z^2}] dX' - \\ - \frac{\alpha}{\pi c_p \rho W} \int_D^{\infty} \vartheta(X', 0) e^{X-X'} K_0 [\sqrt{(X-X')^2 + Z^2}] dX'.$$

Dla płaszczyzny $Z = 0$

$$(2.9) \quad K_0 [\sqrt{(X-X')^2 + Z^2}] = K_0 |X-X'|,$$

$$(2.10) \quad \frac{\alpha}{c_p \rho W} = (\text{St}).$$

Oznaczamy dodatkowo

$$(2.11) \quad \frac{(\text{St})}{\pi} = \varepsilon.$$

Po podstawieniu w (2.8) zależności (2.9), (2.10), (2.11) otrzymamy dla $Z = 0$

$$(2.12) \quad \vartheta(X, 0) = \frac{1}{2} \int_{-B}^B e^{X-X'} K_0 |X-X'| dX' - \\ - \varepsilon \left[\int_{-\infty}^{-D'} \vartheta(X', 0) e^{X-X'} K_0 |X-X'| dX' + \int_D^{\infty} \vartheta(X', 0) e^{X-X'} K_0 |X-X'| dX' \right].$$

3. Przypadek bez chłodzenia

3.1. Rozwiązanie ogólne. Dla $\varepsilon \ll 1$ można uzyskać rozwiązanie stosując iterację. Zerowe przybliżenie $\vartheta^{(0)}(X, 0) = \vartheta^{(0)}(X)$ otrzymuje się dla $\varepsilon = 0$.

$$(3.1) \quad \vartheta^{(0)}(X) = \frac{1}{2} \int_{-B}^B e^{X-X'} K_0 |X-X'| dX'.$$

Po wprowadzeniu nowej zmiennej $X-X' = u$, $dX = -du$, możemy napisać

$$(3.2) \quad \vartheta^{(0)}(X) = \frac{1}{2} \int_{X-B}^{X+B} e^u K_0 |u| du.$$

Dla płaszczyzny $Z = 0$ można zastosować przekształcenie [1]

$$(3.3) \quad \int_0^c e^{\pm u} K_0(u) du = c e^{\pm c} [K_0(c) \pm K_1(c)] \mp 1.$$

Przy oznaczeniach $X+B = b'$, $X-B = a$, $\int_a^{b'} e^u K_0 |u| du = I$, mamy

$$(3.4) \quad \vartheta^{(0)}(X) = \frac{1}{2} I.$$

Rozpatrzmy następujące przypadki:

Przypadek 1) $b' > a > 0, u > 0$.

$$I = \int_0^{b'} e^u K_0(u) du - \int_0^a e^u K_0(u) du,$$

$$(3.5) \quad \Theta^{(0)}(X) = \frac{1}{2} \{b' e^{b'} [K_0(b') + K_1(b')] - 1 - a e^a [K_0(a) + K_1(a)] + 1\},$$

$$\Theta^{(0)}(X) = \frac{1}{2} \{(X+B)e^{X+B} [K_0(X+B) + K_1(X+B)] - (X-B)e^{X-B} [K_0(X-B) + K_1(X-B)]\}.$$

Przypadek 2A) $b' > 0 > a, u > 0, u = -v$.

$$I = \int_0^{b'} e^u K_0(u) du + \int_0^{-a} e^{-v} K_0(v) |v| dv = \int_0^{b'} e^u K_0(u) du + \int_0^{|a|} e^{-v} K_0(v) |v| dv.$$

Przypadek 2B) $b' > 0 > a, u < 0, u = -v$.

$$I = \int_0^{b'} e^u K_0(u) |u| du + \int_0^{-a} e^{-v} K_0(v) dv = \int_0^{b'} e^u K_0(u) |u| du + \int_0^{|a|} e^{-v} K_0(v) dv.$$

Można połączyć przypadki 2A) i 2B) i zapisać:

$$I = \int_0^{b'} e^u K_0(u) |u| du + \int_0^{|a|} e^{-v} K_0(v) |v| dv,$$

$$(3.6) \quad \Theta^{(0)}(X) = \frac{1}{2} \{b' e^{b'} [K_0(b') + K_1(b')] - 1 + |a| e^{-|a|} [K_0(|a|) - K_1(|a|)] + 1\},$$

$$\Theta^{(0)}(X) = \frac{1}{2} \{(X+B)e^{X+B} [K_0(X+B) + K_1(X+B)] + |X-B| e^{X-B} [K_0|X-B| - K_1|X-B|]\}.$$

Przypadek 3) $0 > b' > a, u = -v, u < 0$.

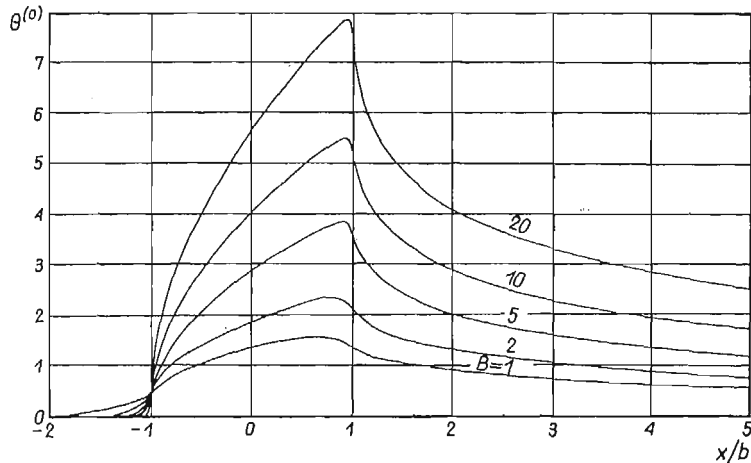
$$I = - \int_0^{-b'} e^{-v} K_0(v) dv + \int_0^{-a} e^{-v} K_0(v) dv = \int_0^{|a|} e^{-v} K_0(v) dv - \int_0^{|b'|} e^{-v} K_0(v) dv,$$

$$(3.7) \quad \Theta^{(0)}(X) = \frac{1}{2} \{|a| e^{-|a|} [K_0(a) - K_1(a)] + 1 - |b'| e^{-|b'|} [K_0|b'| - K_1|b'|] - 1\}$$

$$\Theta^{(0)}(X) = \frac{1}{2} \{|X-B| e^{X-B} [K_0|X-B| - K_1|X-B|] + (X+B)e^{X+B} [K_0|X+B| - K_1|X+B|]\}.$$

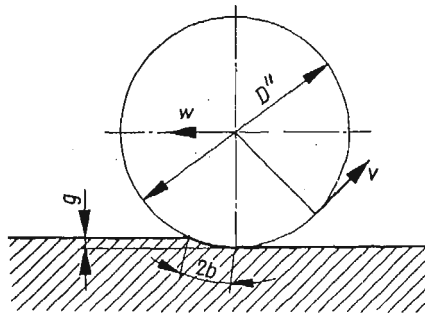
Otrzymano wzory (3.5)–(3.7) pozwalające wyznaczyć rozkład temperatury na płaszczyźnie $Z = 0$ dla $-\infty < X < \infty$ w przypadku bez chłodzenia. Ze względu na własności funkcji K_0 i K_1 powinno być $X \neq B$ i $X \neq -B$.

Korzystając z wyżej wymienionych wzorów otrzymano wykres $\theta^{(0)} = \theta^{(0)}(x/b)$ dla różnych B , przedstawiony na rys. 3. Uwzględniono fakt, że $X = Bx/b$. Jest rzeczą cha-



Rys. 3

rakterystyczną, że maksymalne temperatury występują przy końcu styku źródła ciepła dla $x/b < 1$. Ze spadkiem B maleje wartość x/b , dla której osiągana jest maksymalna temperatura.



Rys. 4

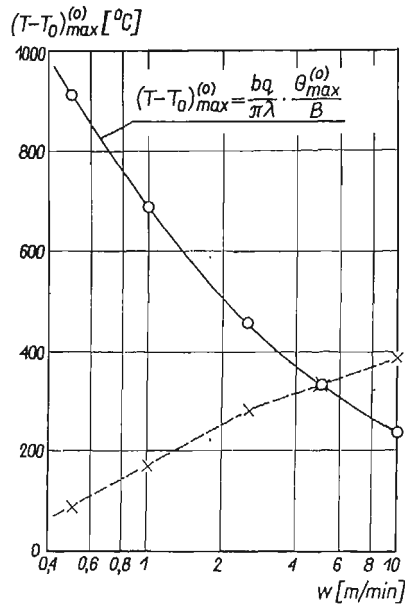
3.2. Przykład. Jako punkt wyjścia niech posłużą następujące dane. Materiał szlifowany: stal konstrukcyjna wyższej jakości 20 hartowana, dla której $\lambda = 0,398$ [W/(cm deg)], $a = 0,077$ [cm²/s] (dane z [4]), skąd $\lambda/a = c_p \rho = 5,17$ [J/(cm³ deg)]. Ściernica: elektrokorund, $D'' = 300$ [mm], $b'' = 30$ [mm]. Warunki skrawania: $w = 5$ [m/min], $g = 0,04$ [mm], $k = 0,55$, $v = 35$ [m/s].

Niech strumień ciepły paskowego ciągłego źródła ciepła o nieskończonej wielkiej długości będzie równy średniemu strumieniowi cieplnemu obliczonemu następująco:

$$(3.8) \quad q = \frac{\dot{L}_{\text{bkr}}}{A}; \quad \dot{L}_{\text{bkr}} = \frac{P_x v \psi}{1,36 \cdot 75} \text{ [kW]};$$

$$P_x = C_x w^{0,7} p^{0,7} g^{0,6} \text{ [kp]}; \quad A = 2(1-k)bb''.$$

W tym przykładzie $C_x = 2,2$, $2b = 3,72$ [mm], $\psi \approx 0,84$, gdyż według danych obliczeniowych w pracy [3], dla $g = 0,04$ [mm] z wiórami odprowadza się ok. 7%, a do tarczy ścierniej ok. 9% całkowitej mocy szlifowania, będącej sumą mocy deformacji plastycznej i tarcia. Pozostałe 84% mocy wytwarza pole temperatury w przedmiocie.



Rys. 5

Po wstawieniu wartości otrzymuje się $q = 4000$ [W/cm²]. Dla tej wartości strumienia cieplnego sporządzono wykres $(T-T_0)_{\text{max}}^{(0)}$ w funkcji prędkości źródła ciepła, który przedstawiono linią ciągłą na rys. 5. W tym celu wykorzystano wykres na rys. 3 i zależność

$$(3.9) \quad (T-T_0)_{\text{max}}^{(0)} = \frac{bq}{\pi\lambda} \frac{\Theta_{\text{max}}^{(0)}}{B},$$

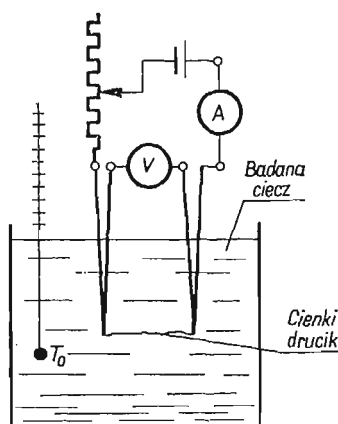
uzyskaną przez wstawienie $w = 2aB/b$ do (2.7).

Jest oczywiste, że maksymalna temperatura ciała stałego na płaszczyźnie $Z = 0$ rośnie ze wzrostem czasu styku ze źródłem ciepła o stałym strumieniu cieplnym, czyli ze spadkiem jego prędkości. Dla większych wartości strumienia linia wykresu, o podobnym przebiegu, będzie przesunięta ku wyższym wartościom różnicy temperatury. Przy szlifowaniu jednak $q = q(w)$, co wynika z (3.8), i rośnie ze wzrostem prędkości szybciej aniżeli spada stosunek $\Theta_{\text{max}}^{(0)}/B$. Biorąc pod uwagę zależność strumienia cieplnego od

prędkości źródła ciepła przy szlifowaniu, sporządzono na rys. 5 wykres za pomocą linii kreskowej. Według pracy [2], ogólna zależność maksymalnej różnicy temperatur od prędkości przyjmuje w pierwszym przybliżeniu postać $Cw^{0,2}$.

4. Przypadek z chłodzeniem

4.1. Pomiar różnicy temperatury pierwszego kryzysu wrzenia i temperatury otoczenia. Aby uwzględnić chłodzenie brany pod uwagę cieczami, należało zmierzyć dla nich wartości $(\Delta T)_{kr1}$. Zrobiono to dla emulsji wodnej z olejem E (udział objętościowy oleju E wynosi 4,5%), nafty i oleju wrzecionowego Nr 2, wykorzystując schemat pomiarowy przedstawiony na rys. 6. Zasadniczym jego elementem był cienki drucik o stałym, w zakresie pomiarowym, współczynniku temperaturowym oporu elektrycznego. Rolę jego spełniał drucik



Rys. 6

wolframowy o średnicy 0,1 [mm]. Mostkiem Wheatstone'a typu MW-4 wyznaczono dla niego oporność właściwą w temperaturze 20[°C] oraz wartość β w zakresie od 20[°C] do 97[°C] przez pomiar oporów drucika o znanej długości w różnych temperaturach. Drucik zanurzano w wodzie destylowanej w urządzeniu termostatowym. Otrzymano średnie wartości

$$\rho_0 = 0,0677 [\Omega \text{ mm}^2/\text{m}], \quad \beta = 0,00462 [\text{deg}^{-1}].$$

W zlewce o dostatecznej pojemności znajdowała się badana ciecz o temperaturze 20[°C]. Zanurzano w niej drucik włączony w obwód zasilany prądem stałym. Zwiększając opornicą suwakową moc prądu płynącego przez drucik powodowano osiągnięcie przez jego powierzchnię temperatury pierwszego kryzysu wrzenia. Na skutek późniejszego spadku α , a zatem wzrostu temperatury drucika (i jego oporu), moment ten był początkiem nagłego spadku natężenia prądu płynącego przez drucik i wzrostu napięcia mierzonego na jego końcach. Notowano krytyczne wartości i_{kr1} oraz U_{kr1} . Wrzeniu błonowemu towarzyszyło w przypadku nafty i oleju wrzecionowego jasne żarzenie drucika, efekty akustyczne i silne dymienie. W przypadku emulsji olejowej drucik ulegał każdorazowo stopieniu.

Ponieważ

$$R_{kr1} = R_0[1 + \beta(T - T_0)_{kr1}],$$

zaś $R_{kr1} = U_{kr1}/i_{kr1}$, to

$$(T - T_0)_{kr1} = \frac{U_{kr1}/(R_0 i_{kr1}) - 1}{\beta}, \quad \text{gdzie} \quad R_0 = \varepsilon_0 L/A''.$$

Dla poszczególnych cieczy wykonano po kilkanaście pomiarów drucikami o różnych długościach. Średnie arytmetyczne wartości $(\Delta T)_{kr1}$ podano w tabelcy 1. Dużą powtarzalność wyników otrzymano szczególnie dla nafty i oleju wrzecionowego.

Tablica 1

Rodz.	Chłodząca ciecz	$(\Delta T)_{kr1}$ [°C]	$B=5, \varepsilon_5=0,0590$				$B=10, \varepsilon_{10}=0,0295$			
			Θ_{kr1}	$-D^{(0)}$	$D^{(0)}$	$\frac{\Theta_{max}^{(0)} - \Theta_{max}^{(1)}}{\Theta_{max}^{(0)}}$	Θ_{kr1}	$-D^{(0)}$	$D^{(0)}$	$\frac{\Theta_{max}^{(0)} - \Theta_{max}^{(1)}}{\Theta_{max}^{(0)}}$
a	Emulsja olejowa (4,5% obj oleju E)	140	119	-4,35	27,2	0,0052	2,37	-6,7	29,1	0,0109
b	Nafta	280	2,36	-1,65	7,6	0,0390	4,73	3,8	10,5	0,0930
c	Olej wrzecion Nr 2	470	3,97	—	—	0,3570	7,39	—	—	0,2440

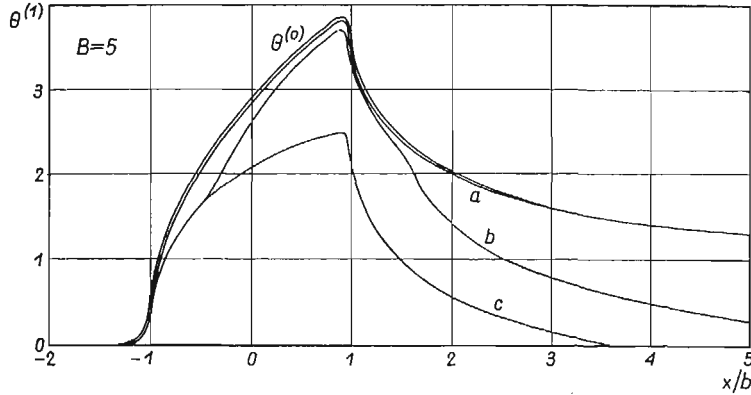
4.2. Rozwiązanie. Dla przypadku z chłodzeniem jest dla płaszczyzny $Z = 0$ (2.12)

$$\begin{aligned} \Theta^{(1)}(X) &= \Theta^{(0)}(X) - \varepsilon \left[\int_{-\infty}^{-D^{(0)'}} \Theta^{(0)}(X') e^{X-X'} K_0 |X-X'| dX' + \right. \\ &\quad \left. + \int_{D^{(0)}}^{\infty} \Theta^{(0)}(X') e^{X-X'} K_0 |X-X'| dX' \right], \\ (4.1) \quad \Theta^{(n)}(X) &= \Theta^{(0)}(X) - \varepsilon \left[\int_{-\infty}^{-D^{(n-1)'}} \Theta^{(n-1)}(X') e^{X-X'} K_0 |X-X'| dX' + \right. \\ &\quad \left. + \int_{D^{(n-1)}}^{\infty} \Theta^{(n-1)}(X') e^{X-X'} K_0 |X-X'| dX' \right], \\ \Theta(X) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \Theta^{(n)}(X). \end{aligned}$$

Wyznaczono pierwsze przybliżenia rozkładów temperatury dla dwóch wartości $B = 5$ i $B = 10$ przy chłodzeniu stali 20 emulsją, naftą i olejem wrzecionowym Nr 2 (źródło ciepła jak zakładano wyżej) oraz dla strumienia ciepłego źródła ciepła $q = 4000$ [W/cm²]. We wszystkich przypadkach przyjmowano stały współczynnik przejmowania ciepła $\alpha = 4$ [W/(cm²deg)]. Z zależności (2.10) i (2.11) dla $B = 5$ otrzymano $\varepsilon_5 = 0,0590$, dla $B = 10$ zaś $\varepsilon_{10} = 0,0295$. Dla $Z = 0$ w warunkach pierwszego kryzysu wrzenia otrzymujemy z (2.6)

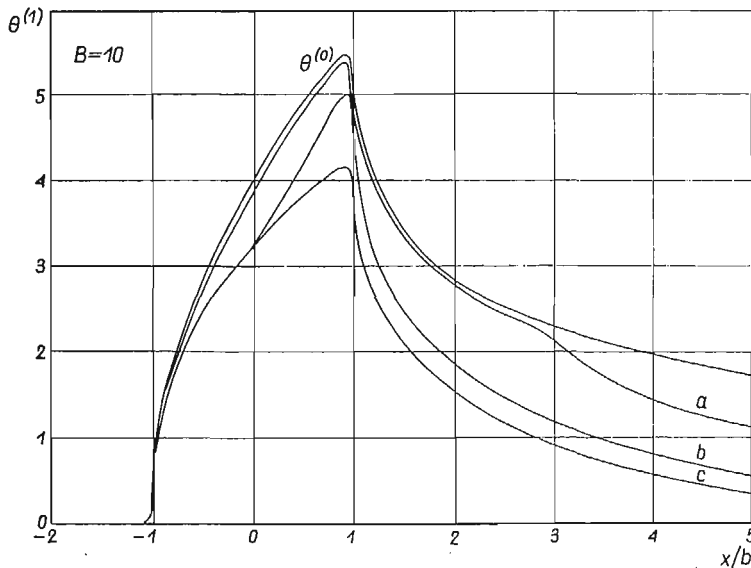
$$\Theta_{kr1} = \frac{\pi \lambda W}{2aq} (T - T_0)_{kr1}.$$

Stąd dla poszczególnych cieczy otrzymano wartości Θ_{kr1} , zaś z wykresu na rys. 3 odczytano dla tych wartości granice całkowania (tablica 1). Całki w równaniu całkowym (4.1) wyznaczono w sposób przybliżony graficznie. Wyniki obliczeń naniesiono na rysunkach 7 i 8 obok krzywej $\Theta^{(0)}$.



Rys. 7

Z analizy tych rysunków wynika, że przy chłodzeniu cieczami o wartościach $\Theta_{kr1} < \Theta_{max}^{(0)}$ efektywność chłodzenia rośnie wraz ze wzrostem prędkości źródła ciepła jeżeli za miarę tej efektywności przyjąć stosunek maksymalnej nadwyżki temperatury do od-



Rys. 8

powiedniej nadwyżki w przypadku bez chłodzenia. Wskazują na to dane wzięte z rysunków 7 i 8 zamieszczone w tablicy 1. Przy chłodzeniu cieczą o $\Theta_{kr1} > \Theta_{max}^{(0)}$ (olej) początkowo ze spadkiem prędkości rośnie efektywność chłodzenia. Można jednak przypuszczać,

że po przekroczeniu przez $\Theta_{\max}^{(0)}$ wartości Θ_{kr1} , co nastąpi przy pewnej prędkości optymalnej, efektywność będzie się zmniejszać. Dla oleju wrzecionowego tą graniczną wartością prędkości będzie w tym przykładzie wartość nieco mniejsza od 2,5 [m/min]. W związku z tym, jeśli dąży się do jak największego obniżenia wartości maksymalnej temperatury, należy stosować ciecze chłodzące o temperaturze pierwszego kryzysu wrzenia większej, lecz jak najbardziej zbliżonej do maksymalnej temperatury w przypadku bez chłodzenia. Dysponując daną cieczą nie należałoby schodzić poniżej prędkości optymalnej w danych warunkach.

Założenia, przy których sporządzono rysunki 7 i 8, jakkolwiek zgodne z początkowymi, znacznie odbiegają od warunków przy szlifowaniu, na co wskazywał choćby rys. 5. Aby otrzymać rozkłady temperatury przy szlifowaniu ściernicą o nieskończenie dużej szerokości, należałoby uwzględnić zależność strumienia ciepłego paskowego ciągłego źródła ciepła od zmiany jego prędkości przy stałych g i p oraz zależność α przynajmniej od rodzaju cieczy chłodzącej.

Wielkość szkodliwych zmian zależy nie tylko od wysokości maksymalnej temperatury, ale i od czasu jej oddziaływania na materiał. Maksymalna temperatura przy szlifowaniu rośnie z prędkością źródła ciepła, czyli ze spadkiem czasu jego oddziaływania na poszczególne elementy warstwy przypowierzchniowej materiału. Jest prawdopodobne, że niekiedy bardziej szkodliwe okazać się może działanie niższych temperatur występujących przy niższych prędkościach źródła ciepła.

5. Wnioski

1. Na podstawie znanych rozkładów temperatury przy istnieniu ruchomych powierzchniowych źródeł ciepła, mających zastosowanie przy analizie adiabatycznej obróbki skrawaniem, opracowano metodę oceny wpływu chłodzenia powierzchni skrawanej z uwzględnieniem zjawiska pierwszego kryzysu wrzenia cieczy chłodzącej. Zjawisko to może wystąpić w pobliżu źródła ciepła, gdzie na powierzchni występują maksymalne nadwyżki temperatur. Rozkład temperatury uzyskuje się przez rozwiązanie pewnego typu równania całkowego.

2. Efektywność chłodzenia zależy od obrabianego materiału, warunków skrawania, współczynnika przejmowania ciepła między materiałem a cieczą chłodzącą i od jej temperatury pierwszego kryzysu wrzenia. Przez dobór odpowiedniej prędkości skrawania lub rodzaju cieczy można uzyskać optymalne warunki chłodzenia.

Literatura cytowana w tekście

1. H. S. CARSLAW, J. C. JAEGER, *Conduction of heat in solids*, Wyd. 2, tłum. ros. Izd. Nauka, Moskwa 1964, s. 264.
2. М. П. Шатунов, В. Ф. Совкин, *Исследование контактной температуры при шлифовании на основе естественных граничных условий*, Вест. Машиностр., 6, 1962, 67.
3. А. Я. Исаев, С. С. Силин, *Методика расчета температур при шлифовании*, Вест. Машиностр., 5, 1957, 55.
4. А. Н. Резников, *Теплообмен при резании и охлаждение инструментов*, Машгиз, 1963, 9.

Р е з ю м е

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОХЛАЖДАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОД
ДЕЙСТВИЕМ ПОДВИЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА, В ПРИМЕНЕНИИ К ПРОЦЕССАМ
ОБРАБОТКИ РЕЗАНИЕМ

На основе теории точечных тепловых источников, определяется в первом приближении распределение температуры на поверхности полупространства, в которой движется с постоянной скоростью плоский источник тепла, в виде бесконечной полосы $-b < x < b$, $-\infty < y < \infty$. Поверхность охлаждается жидкостями с разными температурами первого кризиса кипения. Рассматривается возможность применения полученных результатов при окружной шлифовке.

S u m m a r y

DISTRIBUTION OF TEMPERATURE ON THE COOLED SURFACE SUBJECTED TO THE
ACTION OF MOVING HEAT SOURCES IN MACHINING PROCESSES

It has been shown on the model of surface grinding of flats that the effectiveness of cooling is influenced by the first crisis of nucleate boiling of the cooling fluid. That phenomenon should be taken into account in order to maintain optimum cooling conditions.

WYŻSZA SZKOŁA INŻYNIERSKA
RZESZÓW

Praca została złożona w Redakcji dnia 17 maja 1967 r.
