

## 14. HĂRȚI (MAPE) DE UZARE [A1, A6, A13, A14, A18]

### 14.1 Hărți de uzare. Definiere

Multitudinea parametrilor care definesc diferitele forme de uzare se intercondiționează reciproc, astfel că în condiții reale de funcționare, în cele mai multe cazuri, formele de uzare se întrepătrund. Pentru analiza complexă a procesului de uzare, se definesc hărțile de uzare ca intercondiționarea parametrilor de lucru (presiune de contact, viteză de alunecare, viteză de rostogolire, temperatură de lucru, mediul lubrifiant etc) pentru o durabilitate impusă, sau pentru o precizie de funcționare dată, sau pentru o temperatură maximă limită sau pentru o rigiditate dată etc.

Cele mai utilizate hărți de uzare sunt de tipul dependenței presiune medie de contact – viteză de alunecare pentru diferite intensități de uzare.

În vederea construirii analitice și experimentale a hărților de uzare este necesară cunoașterea mărimilor caracteristice diferitelor tipuri de uzări: temperatura suprafeței de contact și a zonei adiacente, deformațiile suprafeței de contact, coeficientul de frecare și parametrii de uzare specifici.

### 14.2 Distribuția temperaturii pe suprafețele cu mișcare relativă

Temperatura pe suprafețele cu mișcare relativă se modifică ca urmare lucrului mecanic determinat de forțele exterioare. Distribuția de temperatură este funcție de forță, viteză, topografia suprafeței, proprietățile materialelor ce formează cupla de frecare și de mediul ambiant.

Când presiunile de contact sunt mari, aria reală de contact este apropiată sau chiar egală cu aria nominală sau aparentă de contact și transferul de căldură este considerat unidimensional. Acest caz este cert, de exemplu, pentru contactul dintre așchie și sculă specific așchierii metalelor.

Când presiunile de contact sunt mici, contactul se realizează pe un număr finit de rugozități, distribuite pe suprafața nominală sau aparentă. În acest caz, transferul de căldură de la aceste rugozități la întregul corp este tridimensional. Determinarea temperaturii, în acest caz, se poate face numai dacă se cunosc date despre geometria și distribuția rugozităților. În această situație se găsesc angrenajele cu roți dințate, camele, variatoarele de turație etc.

Când se găsește între suprafețe un strat (film) de lubrifiant, căldura se poate transfera și prin acest film. La viteze de alunecare și de rostogolire mari și la presiuni de contact ridicate, lubrifiantul are un rol esențial în distribuția presiunilor pe interfața de contact, de exemplu ungerea elastohidrodinamică.

În continuare se va analiza distribuția de temperatură pentru cazul în care nu există film continuu de lubrifiant și deci căldura generată prin frecare se va disipa prin cele două părți componente ale cuplei de frecare.

#### 14.2.1 Ecuația energiei.

Pentru conducția căldurii în solide, ecuația energiei are forma

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{W'}{\lambda} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (14.1)$$

unde  $\theta$  este temperatura,  $(x,y,z)$  sunt coordonatele carteziene,  $a$  este difuzivitatea termică, egală cu  $\lambda/(\rho c)$  ( $\lambda$  - conductivitatea termică materialului în  $W/(m \cdot ^\circ C)$ ,  $\rho$  - densitatea în  $kg/m^3$ ,  $c$  - căldura specifică în  $J/(kg \cdot ^\circ C)$ ,  $t$  este timpul și  $W'$  este viteza de generare a căldurii în interiorul solidului pe unitatea de volum în  $J/(m^3 \cdot s)$ ).

Ecuația (14.1) este valabilă pentru solide izotrope ale căror proprietăți termice nu se modifică cu temperatura.

Pentru contactele cu mișcare relativă, sursa de căldură este frecarea dintre suprafețe, care este o sursă mobilă. Ca urmare, temperatura într-un anumit punct se modifică cu timpul. Când există mai multe surse de căldură (mai multe puncte de contact), temperatura în punctul considerat este influențată de toate sursele.

Dacă solidul este supus unor deformații plastice, lucrul mecanic de deformație se transformă integral în căldură. În acest caz,

$$W' = \frac{\partial}{\partial t} \bar{\sigma} d \bar{\epsilon} \quad (14.2)$$

unde  $\bar{\sigma}$  și  $\bar{\epsilon}$  sunt tensiunea efectivă, respectiv deformația relativă.

Sursa de căldură este frecarea dintre cele două suprafețe și se apreciază prin fluxul de căldură

$$q = \mu p v \quad (14.3)$$

în care  $\mu$  este coeficientul de frecare din punctul considerat de pe suprafață,  $p$  este presiunea din același punct și viteza relativă dintre suprafețe.

#### 14.2.2 Partiția fluxului de căldură

Disiparea căldurii între cele două suprafețe se stabilește pe baza conceptului lui Blok, potrivit căruia temperatura din punctele de contact ale celor două suprafețe sunt egale. În acest caz, se definește coeficientul de partiție a căldurii ( $\beta$ ), ca ponderea din fluxul total de căldură ( $q$ ) care se disipă, de exemplu, în corpul mărginit în zona de contact prin suprafața 1.

$$\text{Astfel, } q_1 = \beta q \text{ și } q_2 = (1 - \beta) q. \quad (14.4)$$

Cu această precizare, se poate stabili expresia temperaturii în orice punct din solidul 1 ( $\theta_1$ ) și respectiv 2 ( $\theta_2$ ):

$$\theta_1(x, y, z, t) = \beta q f_1(\lambda_1, \rho_1, c_1, v, x, y, z, t) \quad (14.5)$$

$$\theta_2(x, y, z, t) = (1 - \beta) q f_2(\lambda_2, \rho_2, c_2, v, x, y, z, t)$$

în care  $f_1$  și  $f_2$  sunt funcții de parametrii termofizici ai celor două materiale, de viteză, de condițiile la limită și de timp.

Pentru punctele de pe suprafața de contact,  $z = 0$ , cele două temperaturi sunt egale,

$$\theta_1(x, y, 0, t) = \theta_2(x, y, 0, t)$$

și se determină coeficientul de partiție  $\beta$ ,

$$\beta = f_2(\lambda_2, \rho_2, c_2, v, x, y, 0, t) / (f_1(\lambda_1, \rho_1, c_1, v, x, y, 0, t) + f_2(\lambda_2, \rho_2, c_2, v, x, y, 0, t)) \quad (14.5')$$

Când fluxul de căldură este unidimensional, coeficientul de partiție este o funcție simplă de conductivitățile termice.

Coeficientul de partiție se va determina pentru diferite cazuri concrete.

#### 14.2.3 Regimul termic determinat de surse de căldură mobile

În cazul unor surse de căldură mobile, ecuația energiei (14.1) a fost rezolvată de Jaeger [ ]. Se consideră o sursă de căldură  $Q$  care se găsește în punctul de coordonate ( $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ ) și acționează instantaneu la momentul  $t = 0$ .

Creșterea temperaturii într-un punct de coordonate ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) și la momentul  $t$ , ca efect al sursei punctuale  $Q$ , este soluția ecuației (14.1), pentru  $W' = 0$ ,

$$\theta - \theta_i = \frac{Qa}{8\lambda(\pi at)^{3/2}} \cdot \exp\left[-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}{4at}\right] \quad (14.6)$$

unde  $\theta_i$  este temperatura inițială din acel punct și moment de timp, care poate fi considerată pentru simplitate ca fiind zero.

Pentru o sursă liniară instantanee  $Q_1$ , în relația (14.6) se înlocuiește  $Q$  cu  $Q_1 dy'$  și se integrează în raport cu  $y'$  de la  $-\infty$  la  $+\infty$ .

Soluția pentru creșterea de temperatură în punctul  $(x, y, z)$ , ca urmare a sursei liniare  $Q_1$  (sursa de căldură pe unitatea de lungime) în direcția  $y$  și pentru  $y = 0$ , este

$$\theta - \theta_i = \frac{Q}{4\lambda\pi t} \cdot \exp\left[-\frac{(x-x')^2 + (z-z')^2}{4at}\right] \tag{14.7}$$

**a) Sursă punctuală mobilă**

Creșterea temperaturii ca urmare a deplasării sursei de căldură punctuală ( $Q$ ), cu o viteză constantă ( $v$ ), în direcția  $x$  pe suprafața semispațiului infinit  $z < 0$  (fig. 14.1) se obține din ec. (14.6).

Se consideră sursa de căldură a fi în origine și la momentul  $t = 0$  și deci la momentul  $t$  înainte, sursa se găsea în punctul  $x' = -vt$ . Creșterea temperaturii ca urmare a căldurii ( $dQ = Q dt$ ), pusă la dispoziție în punctul  $x' = -vt$ , este

$$d\theta_{x,y,z} = \frac{2Qdt}{8\rho c(\pi at)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(x+vt)^2 + y^2 + z^2}{4at}\right] \tag{14.8}$$

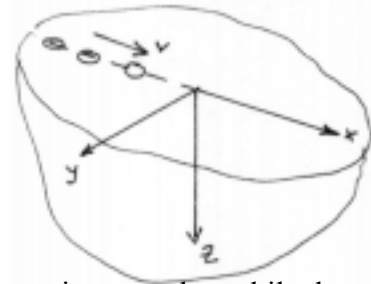


Fig.12.4. Geometria sursei punctuale mobile de caldura

Factorul 2 este rezultatul adaptării unei soluții pentru solidul infinit la solidul semiinfinit.

Prin integrarea ecuației (14.8) în raport cu timpul pentru tot timpul anterior, se obține creșterea staționară de temperatură dintr-un punct  $(x, y, z)$

$$\theta = \frac{Q}{4\pi\lambda r} \exp\left[-\frac{v(r+x)}{2a}\right] \tag{14.9}$$

unde  $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$

**b) Sursă mobilă de tip fâșie dreptunghiulară**

Se consideră o sursă de tip fâșie dreptunghiulară de lățime  $2b$  în direcția  $x$  și foarte lungă în direcția  $y$  (fig. 14.2).

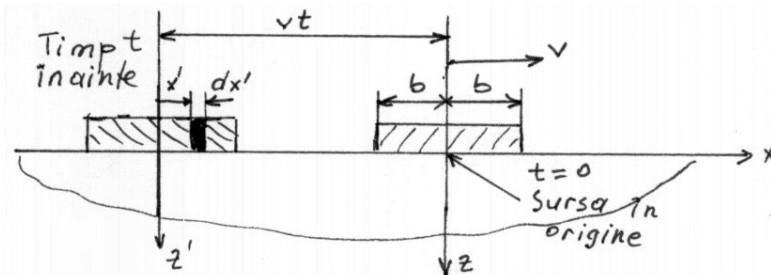


Fig.14.2 Geometria unei surse mobile de tip fâșie dreptunghiulară.

Sursa se deplasează în direcția  $x$  cu viteza constantă  $v$  pe planul  $z = 0$ . Determinarea temperaturii în semisolidul infinit  $z < 0$  se face printr-o procedură similară cazului cu sursă punctuală. Căldura pusă la dispoziția semispațiului este evaluată prin fluxul  $q$  (căldura pe unitatea de suprafață și unitatea de

timp). Sursa de căldură se găsește în origine la momentul  $t = 0$ , iar la timpul anterior  $t$  se găsea în punctul de abscisă  $-vt$ . Temperatura într-un punct  $(x, y, z)$ , la  $t = 0$ , ca urmare a sursei liniare  $2q \, dx' / dt$  ce se deplasează în direcția  $x$  din punctul  $(x' - vt, 0, 0)$ , se obține din ec. (14.7),

$$d\theta = \frac{qdx'dt}{2\pi\lambda t} \exp\left[-\frac{(x - x'+vt)^2 + z^2}{4at}\right] \tag{14.10}$$

Temperatura la momentul  $t = 0$ , pentru o bandă de lățime  $2b$  care s-a deplasat anterior un timp foarte mare (infinite), se obține prin integrarea ec. (14.10) în raport cu  $x'$  de la  $-b$  la  $+b$  și în raport cu timpul de la  $-\infty$  la  $0$ . Soluția pentru sursa de căldură ( $q$ ) poate fi scrisă astfel:

$$\theta = \frac{2a}{\pi\lambda v} \int_{L(X_a-1)}^{L(X_a+1)} K_0(Z^2 + u^2)^{1/2} q(u) \exp(-u) du \tag{14.11}$$

unde  $K_0(s)$  este funcția Bessel modificată de ordinul 2 de argument  $s$ ;  $L = vb / (2a)$  – parametrul adimensional de viteză (invariantul Peclet);  $X_a = x / b$  – poziția relativă a punctului din zona de acțiune a sursei de căldură;  $X = vx / (2a)$ ,  $Y = vy / (2a)$ ,  $Z = vz / (2a)$  – coordonatele adimensionale ale unui punct din semispațiu.

În fig. 14.3 se prezintă evoluția parametrului de temperatură (temperatura adimensională),  $\theta_{ad} = \pi\lambda v\theta / (2qa)$ , pe suprafața de contact ( $Z = 0$ ), în direcția de alunecare  $X$  și pentru diferite valori ale parametrului de viteză  $L$  și sursa de căldură constantă ( $q$ ).

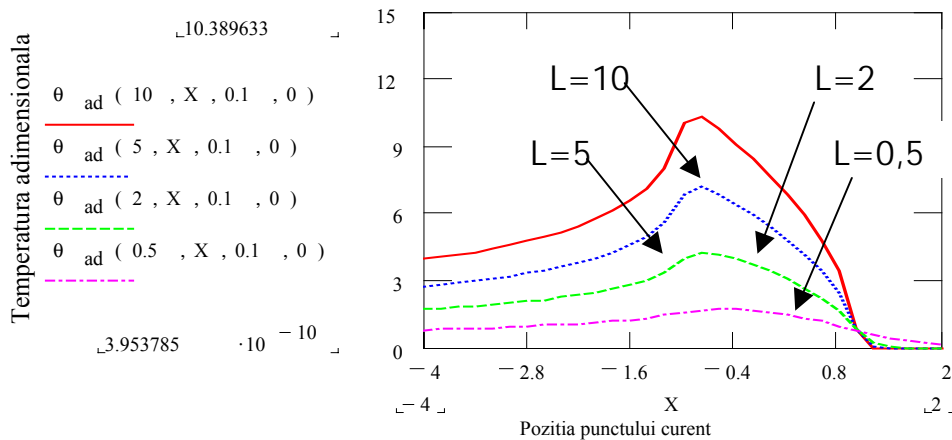


Fig.14.3 Parametrul de temperatură pe direcția de alunecare.

Se observă că temperatura este maximă în apropierea muchiei de intrare ( $X=0.95$ ) a contactului pentru viteze foarte mari ( $L > 10$ ) și este aproximativ simetrică ( $X=0$ ) pentru viteze foarte mici ( $L < 0.5$ ).

Ecuțiile aproximative ale temperaturii maxime  $\theta_{max}$  și temperaturii medii  $\theta_m$ , pentru sursa de căldură constantă, sunt:

- pentru viteze foarte mari ( $L > 10$ ):

$$\theta_{max} \approx 1,6 \frac{qb}{\lambda} \left(\frac{vb}{a}\right)^{-1/2} = 1,6 \frac{qb}{\lambda} (2L)^{-1/2}$$

$$\theta_m \approx (2/3) \theta_{max} \tag{14.12}$$

- pentru viteze mici ( $L < 0.5$ ):

$$\theta_{\max} \approx 0,64 \frac{qb}{\lambda} \ln \frac{6,1a}{vb} = 0,64 \frac{qb}{\lambda} \ln \frac{3,05}{L}$$

$$\theta_m \approx 0,64 \frac{qb}{\lambda} \ln \frac{5a}{vb} = 0,64 \frac{qb}{\lambda} \ln \frac{2,5}{L} \quad (14.13)$$

Gradientul de temperatură în semispațiul solid se poate determina din (14.11) prin diferențiere în raport cu Z. Astfel, în fig. 14.4 este ilustrată variația parametrului de temperatură ca funcție de Z.

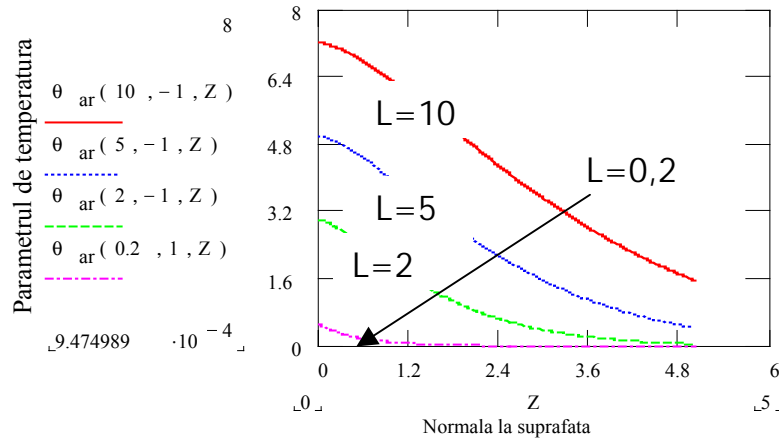


Fig.14.4 Evoluția temperaturii în adâncimea semispațiului, pe muchia de intrare ( $X = -1$ ) și pentru diferite valori ale parametrului de viteză ( $L$ ).

### c) Sursă mobilă de tip dreptunghiular ( $2b \times 2c$ )

Temperatura dintr-un punct oarecare ( $x,y,z$ ), atunci când sursa de căldură acționează pe o suprafață de tip dreptunghiular de dimensiuni  $2b$  în direcția  $x$  și  $2c$  în direcția  $y$  și vare se deplasează în direcția  $x$  cu viteza constantă  $v$ , se determină analog cu cazul sursei de tip fâșie dreptunghiulară de lungime infinită. Ecuația integrală are forma

$$\theta = \frac{2a}{\pi\lambda v} \int_{L(X_a-1)}^{L(X_a+1)} K_0(Z^2 + Y^2 + u^2)^{1/2} q(u) \exp(-u) du \quad (14.14)$$

Soluția numerică a acestei ecuații este prezentată în figura 14.5, ca funcție de coordonata din direcția mișcării ( $X$ ), pentru diferite coordonate adimensionale din direcția  $Y$  și câte o valoare a parametrului de viteză  $L$  ( $L=10$ ) și a coordonatei  $Z$  ( $Z=0,1$ ).

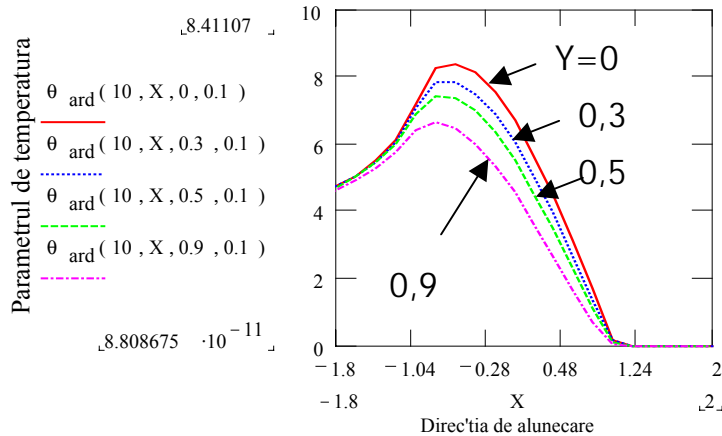


Fig.14.5 Dependența parametrului de temperatură de coordonatele din direcția de alunecare și din direcție perpendiculară.

Ecuatiile aproximative ale temperaturii maxime  $\theta_{max}$  și temperaturii medii  $\theta_m$ , pentru sursa de căldură constantă și distribuție pătrată, sunt:

- pentru viteze foarte mari ( $L > 10$ ):

$$\theta_{max} \approx 1,6 \frac{qb}{\lambda} \left(\frac{vb}{a}\right)^{-1/2} = 1,6 \frac{qb}{\lambda} (2L)^{-1/2}$$

$$\theta_m \approx (2/3) \theta_{max} \quad (14.15)$$

- pentru viteze mici ( $L < 0,5$ ):

$$\theta_{max} \approx 1,1 \frac{qb}{\lambda} \quad \theta_m \approx 0,95 \frac{qb}{\lambda} \quad (14.16)$$

Pentru o gamă largă de valori ale parametrului de viteză ( $L = 0,01 \dots 20$ ), temperatura maximă se poate determina cu aproximația Kennedy- Tian

$$\theta_{max} = \frac{qb}{\lambda} \frac{2}{\sqrt{\pi(1+L)}} \quad (14.17)$$

În cazul în care sursa de căldură nu este uniformă, distribuția temperaturii se modifică, Astfel, în fig. 14.6 se prezintă, spre comparație, parametrul de temperatură pentru trei legi de distribuție dreptunghiulară: constantă (1), parabolică cu maximum în centrul dreptunghiului (2) și exponențială cu maximum pe muchia de intrare (3). Se consideră că maximum fluxului de căldură ( $q_0$ ) pentru distribuțiile parabolică și exponențială este egal cu fluxul de căldură constant.

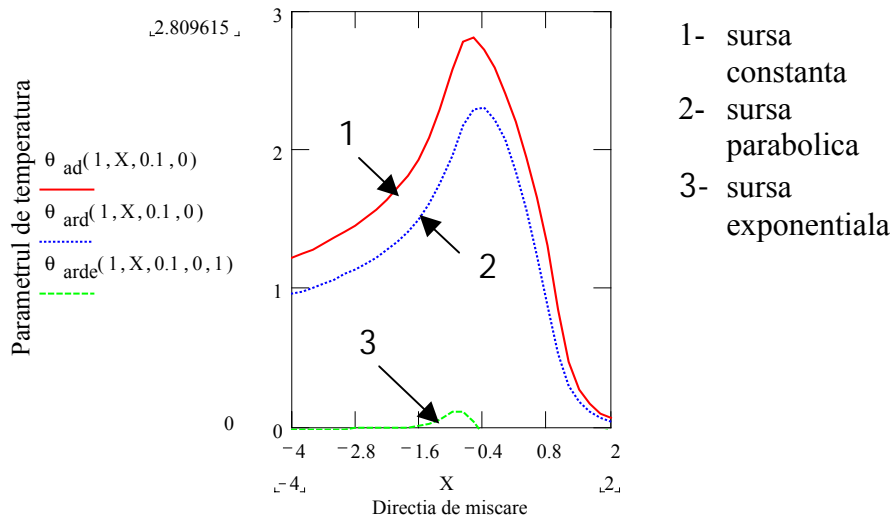


Fig.14.6 Variația parametrului de temperatura cu tipul sursei de căldură.

**d) Sursă mobilă de secțiune circulară (raza R)**

Se consideră sursa punctuală ca fiind aplicată în punctul C pe elementul de arie infinit mic  $s \, d\varphi \, ds$  (fig. 14.7) și care se deplasează în direcția x cu viteza v.

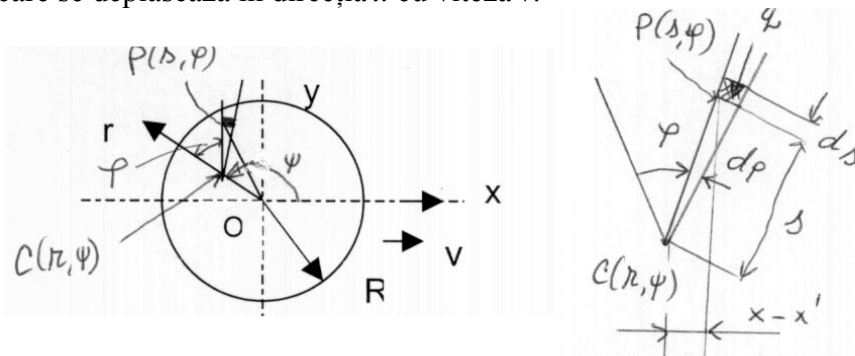


Fig.14.7 Sursa de caldura circulara

Creșterea de temperatură din punctul P, determinată de sursa de căldură elementară din C, este

$$d\theta = \frac{q(s d\varphi) ds}{4\pi\lambda s} \exp\left\{-\frac{vs[s + (x - x')]}{2a}\right\} = \frac{q}{4\pi\lambda} \exp\left\{-\frac{vs[1 + \cos(\varphi - \psi)]}{2a}\right\} d\varphi ds \quad (14.18)$$

unde  $x - x' = s \cos(\varphi - \psi)$ .

Creșterea temperaturii pe suprafață în punctul P(r, psi) ca urmare a surselor elementare de pe întreg cercul de contact se obține prin integrarea ec. (14.18)

$$\theta(r, \psi) = \frac{1}{2\pi\lambda} \int_0^{2\pi} \left( \int_0^{s'} q(s) \exp\left\{-\frac{vs(1 + \cos(\varphi - \psi))}{2a}\right\} ds \right) d\varphi \quad (14.19)$$

unde s' este distanța dintre punctul P și conturul cercului măsurată pe direcția radială, egală cu

$$s' = -r \cos \varphi + [r^2 \cos^2 \varphi + (R^2 - r^2)]^{1/2} \quad (14.20)$$

În cazul în care sursa de căldură este uniformă pe întreaga suprafață circulară

$$q(s) = q_0. \quad (14.21 a)$$

Pentru sursă parabolică

$$q(r) = q_m (1 - r^2 / R^2)^{1/2} \quad (14.21 b)$$

sau 
$$q(s) = q_m \left(1 - \frac{r^2}{R^2} - \frac{s^2}{R^2} - \frac{2rs \cos \varphi}{R^2}\right)^{1/2}$$

cu maximul sursei ( $q_m$ ) în centrul cercului:

$$q_m = 3Q / (2\pi R^2), \quad Q \text{ fiind fluxul total de căldură de pe suprafața circulară.}$$

Soluția ecuației integrale (14.19) se obține numeric. Astfel, în fig. 14.8 se prezintă distribuția parametrului de temperatură  $\theta_{ac} = 2\pi\lambda\theta / (q_m R)$ , pentru trei valori ale parametrului de viteză  $L = v R / (2a)$ .

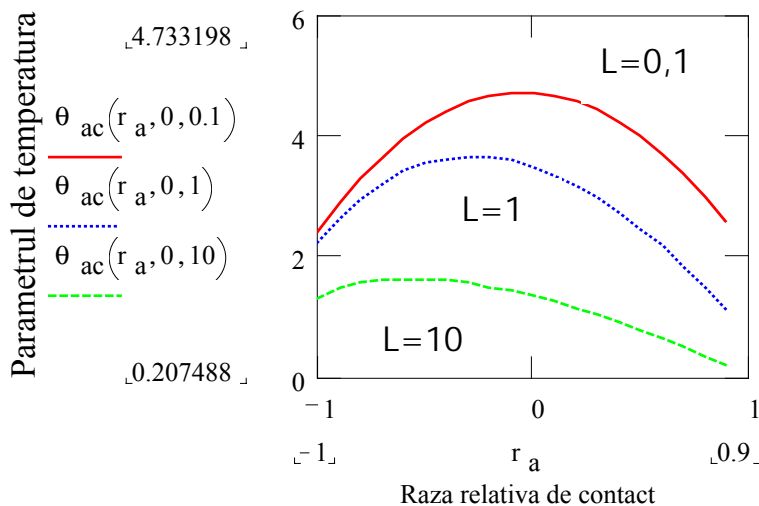


Fig.14.8. Variația temperaturii pe suprafața circulară.

Din această figură se observă că maximum temperaturii se deplasează către intrarea în zona de contact cu creșterea parametrului de temperatură.

Pentru o sursă circulară uniformă ( $q_0$ ), parametrul de temperatură are valoarea maximă

$$\theta_{ac \max} = 2\pi \quad \text{pentru parametrul de viteză redus } L < 0,5 \quad (14.22 a)$$

$$\theta_{ac \max} = 4\sqrt{\frac{\pi}{L}} \quad \text{pentru parametrul de viteză ridicat } L > 10 \quad (14.22 b)$$

Pentru un interval larg de valori ale parametrului de viteză  $L$ , se consideră ca suficientă aproximația Kennedy – Tian

$$\theta_{ac \max} = 4\sqrt{\frac{\pi}{1,273 + L}} \quad (14.23 c)$$



Temperatura medie ( $\theta_m$ ), generată de o sursă de căldură circulară uniformă și pentru un interval larg al parametrului de viteză  $L$ , se determină cu aproximația Kennedy- Tian

$$\theta_m = \frac{2Rq_o}{\lambda} \frac{0,61}{\sqrt{\pi(0,6575 + L)}} \quad (14.23 \text{ a})$$

Pentru o sursă de căldură parabolică dispusă pe o suprafață circulară, temperatura medie, pentru un interval larg al parametrului de viteză, este

$$\theta_m = \frac{2Rq_o}{\lambda} \frac{0,732}{\sqrt{\pi(0,874 + L)}} \quad (14.23 \text{ b})$$

#### e) Sursă staționară de secțiune pătrată (2b x 2b)

Creșterea temperaturii determinată de o sursă staționară de secțiune pătrată ( $-b < x < b$ ,  $-b < y < b$ ,  $z = 0$ ) poate fi determinată analog cu cazurile precedente, cu observația că  $\partial\theta / \partial t = 0$ , pentru orice punct de pe suprafața de contact. Temperatura este maximă ( $\theta_{\max}$ ) în centrul sursei ( $x = y = z = 0$ ) și are expresia

$$\theta_{\max} \approx 1,1 \frac{qb}{\lambda} \quad (14.24)$$

iar temperatura medie ( $\theta_{\text{med}}$ )

$$\theta_m \approx 0,95 \frac{qb}{\lambda} \quad (14.25)$$

#### f) Sursă staționară circulară

Pentru o sursă de căldură staționară care acționează pe un solid semiinfini omogen, temperatura pe suprafața de contact se obține prin particularizarea ecuației (14.19), care devine

$$\theta(r) = \frac{1}{2\pi\lambda} \int_0^{2\pi} \int_0^{s'} q(s) ds d\phi \quad (14.26)$$

Pentru cazul unui flux de căldură constant,  $q(r)=q_o$ , (14.26) devine

$$\theta(r) = \frac{2q_o R}{\pi\lambda} \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \left(\frac{r^2}{R^2}\right) \sin^2 \phi} d\phi \quad (14.27)$$

Temperatura medie pe suprafața circulară se obține prin integrarea temperaturii (14.27)

$$\theta_m = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \theta(r) 2\pi r dr = \frac{8Rq_o}{3\pi\lambda} \quad (14.28)$$

#### g) Sursă tranzitorie de căldură

##### g<sub>1</sub>) Sursă constantă pe suprafață pătrată

Când sursa de căldură se deplasează numai un timp finit  $T$ , temperatura are un regim tranzitoriu. În acest caz, distribuția temperaturii se obține prin integrarea numerică a ecuației de bază (14.8) sau (14.10). Astfel, în fig. 14.9 se prezintă creșterea de temperatură în centrul sursei de formă pătrată, evaluată prin parametrul adimensional  $\theta_a = \pi\lambda v\theta/(aq)$ , ca funcție de durata de deplasare a sursei, evaluată prin parametrul de timp  $T_a = v^2 T / (2a)$  și de parametrul de viteză  $L = vb/(2a)$ .

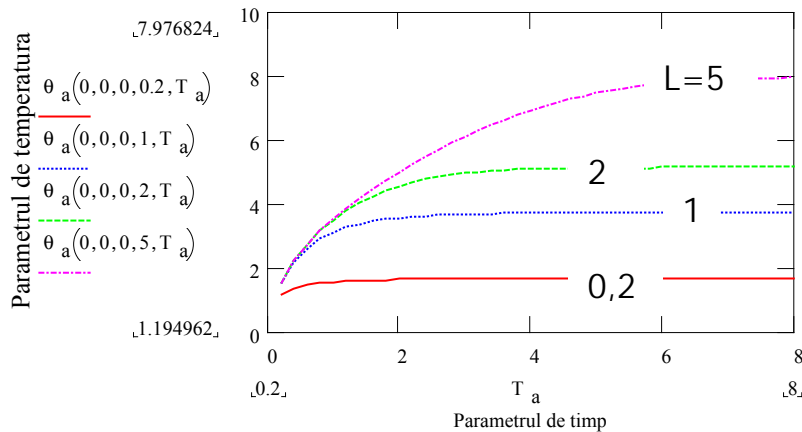


Fig.14.9. Variația temperaturii cu durata de deplasare a sursei.

Din fig. 14.9, se observă că după un anumit timp, temperatura crește foarte puțin, astfel că se poate spune că regimul termic s-a stabilizat. Parametrul de timp, pentru care temperatura atinge o anumită parte (k) din temperatura de regim stabil, ( $T_{ae}$ ) este ilustrat în fig. 14.10, ca funcție de parametrul de viteză L.

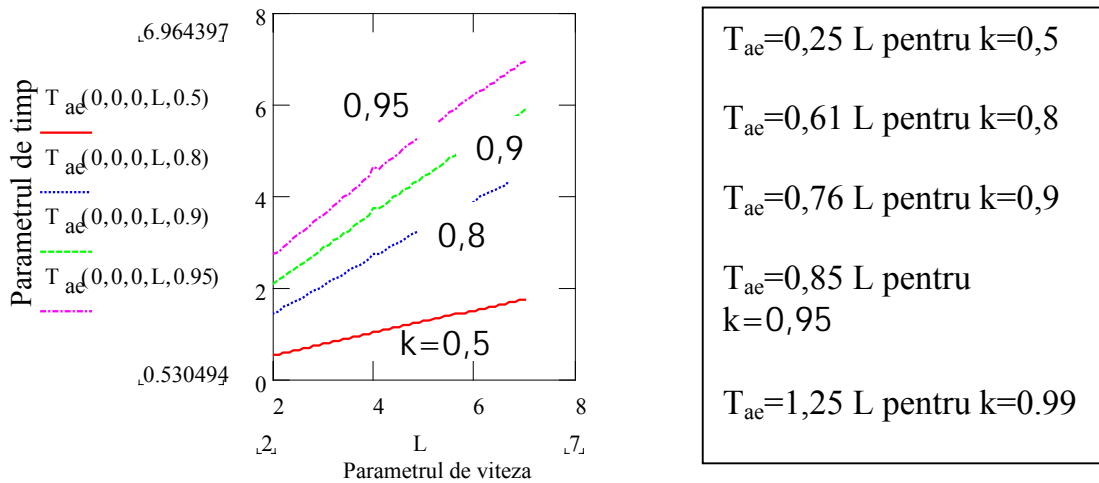


Fig.14.10 Timpul de alunecare pentru care temperatura atinge ponderea k din temperatura de stabilizare.

Dacă se acceptă că temperatura este stabilizată atunci când atinge ponderea de 99% ( $k=0,99$ ) din valoarea temperaturii la un parametru de timp mare ( $T_a = 10$ ), se deduce parametrul de timp necesar stabilizării ( $T_{ae}$ )

$$T_{ae} \approx 1,25 L$$

sau

$$v^2 T/(2a) \approx 1,25 vb/(2a) \tag{14.29}$$

deci

$$vT \approx 2,5 b$$

Ca atare, temperatura în centrul sursei mobile se va stabiliza după parcurgerea unei distanțe minime cu 25% mai mare decât lățimea sursei ( $2b$ ).

**g<sub>2</sub>) Sursă constantă pe secțiune circulară**

O sursă de căldură constantă ( $q$ ) acționează un anumit timp  $t$ , pe o suprafață circulară de rază  $R$ , astfel că energia termică “injectată” în semispațiul solid contribuie la creșterea temperaturii. Soluția aproximativă a creșterii de temperatură se acceptă a fi aceea dată de Carslaw și Jaeger:

$$\theta_t = \frac{qR}{\sqrt{\pi\lambda}} \operatorname{arctg} \left\{ \frac{4at}{R^2} \right\}^{1/2} \quad (14.30)$$

Definind parametrul de temperatură,  $\theta_{at} = \pi\lambda\theta_t v / (aq)$ , și utilizând parametrii de viteză,  $L = vR/(2a)$ , și timpul de “injectie”,  $T_a = v^2 t/(2a)$ , se deduce

$$\theta_{at} = 2\sqrt{\pi}L \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{2T_a}{L^2}} \right) \quad (14.31)$$

În fig. 14.11 se prezintă evoluția temperaturii ( $\theta_{at}$ ) cu timpul de “injectie” ( $T_a$ ) pentru diferite valori ale parametrului de viteză  $L$ .

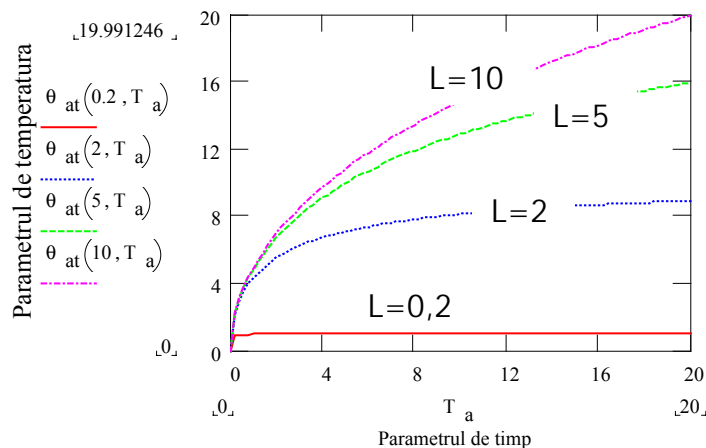


Fig. 14.11 Evoluția temperaturii cu timpul de “injectie” al unei surse circulare.

Pentru valori mici ale argumentului ( $x < 1$ ) funcției  $\operatorname{arctg}(x)$ , funcția se poate aproxima cu argumentul,  $\operatorname{arctg}(x) \approx x$ , iar pentru valori mari ale argumentului ( $x > 5$ ),  $\operatorname{arctg}(x) \approx \pi/2$ . Cu această observație, relația (14.31) se poate simplifica

$$\theta_{at} = 2\sqrt{2\pi T_a} \quad \text{pentru } v > 8a/R \quad (14.31 \text{ a})$$

$$\theta_{at} = \pi^{3/2} L \quad \text{pentru } v < 8a/(25R) \quad (14.31 \text{ b})$$

**h) Aplicații****h<sub>1</sub>) Rugozitate cu secțiune pătrată, în contact cu un solid semi-infinit perfect plan**

Se consideră cazul unei rugozități (solidul 2) cu secțiune pătrată ( $2b \times 2b$ ) care se deplasează cu viteza relativă  $v$  (fig. 14.12) pe solidul semi-infinit (1).

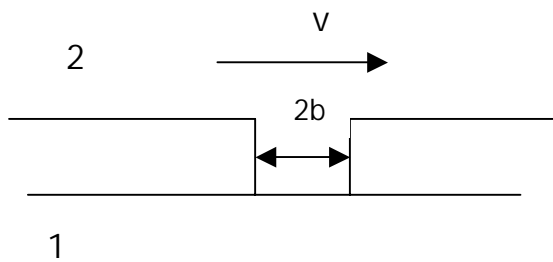


Fig.14.12 Modelul temperaturii de frecare pentru rugozitatea pătrată (1) în contact cu semisolidul ideal(2)

Fluxul de căldură generat prin frecare ( $q$ ) se disipă în cele două solide, astfel:  $\beta q$  în solidul staționar (1) și  $(1-\beta)q$  în solidul mobil (2) (rugozitate),  $\beta$  fiind coeficientul de partiție. Coeficientul de partiție se determină din condiția ca temperatura pe suprafața de contact, pe cele două solide, să fie aceeași.

Temperaturile pe suprafața de contact se determină cu relațiile deduse în paragraful c, ca funcție de legea de distribuția fluxului de căldură și viteza relativă de alunecare.

Pentru **viteze mici** ( $L = vb/2a < 0,5$ ), temperatura solidului (2) se determină cu ec.(14.16) iar pentru solidul (1) cu ec.14.25), astfel că rezultă

$$0,95 \frac{\beta qb}{\lambda_1} = 0,95 \frac{(1-\beta)qb}{\lambda_2} \quad (14.32)$$

Din această egalitate a temperaturilor se obține coeficientul de partiție  $\beta$ , ca funcție de conductivitățile termice ale celor două materiale

$$\beta = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (14.33)$$

Astfel, temperatura pe suprafața de contact este

$$\theta = 0,95 \frac{qb}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (14.32 a)$$

Pentru **viteze de alunecare mari** ( $L > 10$ ), temperatura medie a solidului 2 se determină cu (14.15) și temperatura solidului 1 cu (14.18)

$$\frac{\beta qb}{\lambda_1} \left(\frac{a_1}{vb}\right)^{1/2} = 0,95 \cdot \frac{(1-\beta)qb}{\lambda_2} \quad (14.34)$$

Coeficientul de partiție  $\beta$  se determină din (14.34)

$$\beta = \frac{1}{1 + 1,04(\lambda_2 / \lambda_1)(a_1 / vb)^{1/2}} \quad (14.35)$$

Temperatura pe suprafața de frecare se obține din (14.34), prin înlocuirea coeficientului de partiție (14.35)

$$\theta = \frac{qb}{\lambda_1 \sqrt{2L_1 + 1,04\lambda_2}} \quad (14.34 a)$$

în care  $L_1 = vb/(2a_1)$  este parametrul de viteză specific solidului mobil.

### h<sub>2</sub>) Temperatura instantanee maximă (“flash”) pe suprafață de contact.

Două solide se deplasează relativ unul față de celălalt cu vitezele  $v_1$ , respectiv  $v_2$ . Aceste viteze au direcțiile paralele cu suprafața comună de contact.

Dacă suprafața plană de contact are **formă de pătrat** de latură  $2b$ , temperatura maximă pe suprafața de contact, corespunzător celor două solide, este

$$\theta_{\max} = \frac{2bq_0\beta}{\lambda_1\sqrt{\pi(1+L_1)}} = \frac{2bq_0(1-\beta)}{\lambda_2\sqrt{\pi(1+L_2)}} \quad (14.36)$$

Din egalitatea celor două temperaturi maxime (principiul Blok), se deduce coeficientul de partiție  $\beta$

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \sqrt{\frac{1+L_2}{1+L_1}}} \quad (14.37)$$

Prin înlocuirea coeficientului de partiție (14.37) în (14.36), rezultă temperatura maximă din centrul suprafeței pătratică de contact pentru o sursă de căldură constantă ( $q_0$ )

$$\theta_{\max} = \frac{2bq_0}{\sqrt{\pi}[\lambda_1\sqrt{1+L_1} + \lambda_2\sqrt{1+L_2}]} \quad (14.38)$$

Pentru contacte hertziane sferice, temperatura se determină similar, aplicând expresia temperaturii maxime pentru **contacte circulare** (14.22 c) cu sursă de căldură constantă, pentru cazul deformațiilor plastice, sau cu sursă parabolică pentru deformații elastice:

- deformații plastice:  $p_0 = H$ , ( $H$  – duritatea materialului mai moale)

$$\theta_{\max} = \frac{2R\mu p_0 v}{\sqrt{\pi}[\lambda_1\sqrt{1,273+L_1} + \lambda_2\sqrt{1,273+L_2}]} \quad (14.39)$$

- deformații elastice:  $p_0$  – presiunea hertziană medie

$$\theta_{\max} = \frac{1,31R\mu p_0 v}{[\lambda_1\sqrt{1,2344+L_1} + \lambda_2\sqrt{1,2344+L_2}]} \quad (14.40)$$

în care  $\mu$  este coeficientul de frecare și  $v$ - viteza de alunecare.

### h<sub>3</sub>) Temperatura suprafeței de contact a două rugozități de pe suprafețe mobile.

Când două suprafețe solide sunt apăsate reciproc la presiuni relativ mici, suprafața reală de contact este mai mică decât cea nominală. În acest caz, frecarea se produce la nivel microscopic. Durata contactului ( $t_{\max}$ ) a două rugozități sferice cu suprafața de contact circulară, de rază  $R$  (fig. 14.13), se poate exprima cu ajutorul vitezelor celor două rugozități pe direcția planului de contact ( $v_1, v_2$ )

$$t_{\max} = \frac{2R}{Iv_1 + v_2I}$$

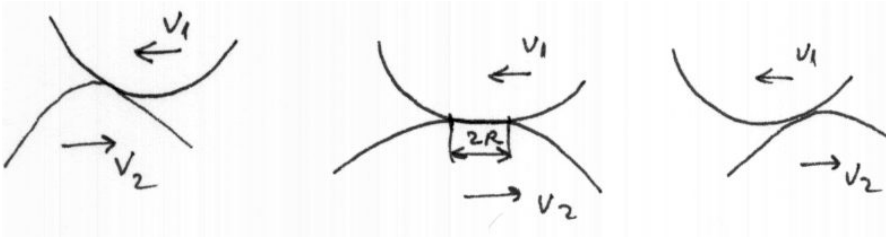


Fig.14.13  
Fazele procesului de  
contact a două rugozități  
sferice.

În aceste condiții, creșterea maximă de temperatură, ca urmare a contactului celor două rugozități sferice, deformabile pe un cerc de rază  $R$ , este:

(a) deformații plastice

$$\theta_{\max} = \frac{2R\mu p_0 |v_1 + v_2|}{\sqrt{\pi} [\lambda_1 \sqrt{1,273 + L_1} + \lambda_2 \sqrt{1,273 + L_2}]} \quad (14.41 \text{ a})$$

(b) deformații elastice

$$\theta_{\max} = \frac{1,31R\mu p_0 |v_1 + v_2|}{[\lambda_1 \sqrt{1,2344 + L_1} + \lambda_2 \sqrt{1,2344 + L_2}]} \quad (14.41 \text{ b})$$

în care  $L_1 = \frac{R|v_1 + v_2|}{2a_1}$  și  $L_2 = \frac{R|v_1 + v_2|}{2a_2}$  sunt parametrii de viteză pentru cele două rugozități ca alunecă relativ.

În cazul în care cele două rugozități au o mișcare combinată de alunecare și de rostogolire (viteza de alunecare este  $v_1$  respectiv  $v_2$ ), parametrii de viteză sunt

$$L_1 = \frac{R|v_1|}{2a_1} \quad \text{și} \quad L_2 = \frac{R|v_2|}{2a_2}.$$

#### h<sub>4</sub>) Temperatura instantanee pentru o suprafață cu mai multe rugozități

Pe suprafața nominală de contact, de arie  $A_n$ , se găsesc rugozități care, pentru simplitatea modelului inițial, se consideră ca au aceeași geometrie. Sub sarcina normală transmisă la suprafața conjugată se apreciază că se modifică atât numărul rugozităților cât și geometria lor. Se face ipoteza că la aplicarea forței normale, există un singur contact între cele două suprafețe, iar atunci când starea de deformare devine plastică ca urmare a forței, toate rugozitățile, prin deformare, formează aria nominală. În această situație, se poate considera ca fiind de fapt un singur contact.

De exemplu, pe o suprafață circulară de rază  $R$  se găsesc rugozități ce pot fi approximate în secțiune ca microcercuri de rază  $r_0$ . Aceste microsecțiuni circulare provin din pătrate de latură  $2r_0$  (fig. 14.14).

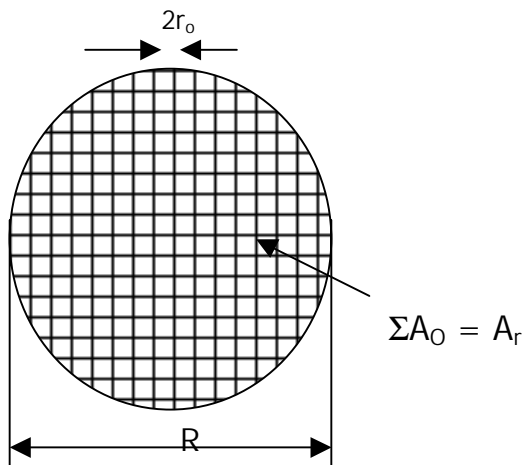


Fig. 14.14 Schema contactului circular cu rugozități.

Se consideră că numărul de contacte  $N$  este aleator. Probabilitatea  $p_{rob}$  ca un nou contact să se adune la unul oarecare  $N$  este proporțională cu raportul dintre aria reală  $A_r$  și cea nominală  $A_n$

$$p_{rob} = k(A_r/A_n),$$

$k$  fiind o constantă de proporționalitate ce se va determina din condițiile la limită.

Probabilitatea de a nu se forma un nou contact este  $(1 - p_{rob})$ . În acest caz, numărul real de noi contacte,  $dN_r$ , este referitor la numărul elementar de contacte  $dN$

$$dN_r = \left[ 1 - k \left( \frac{A_r}{A_n} \right) \right] dN \tag{14.42}$$

Deoarece  $A_r = N\pi r_o^2$ , se deduce  $dN$  și înlocuind în (14.42) rezultă

$$dN_r = \left( \frac{\pi R^2}{\pi r_o^2} \right) \left( 1 - k \frac{A_r}{A_n} \right) d \left( \frac{A_r}{A_n} \right) \tag{14.43}$$

Prin integrarea expresiei (14.4) și punând condițiile la limită,  $N_r = 1$  pentru  $A_r/A_n = 1$  și  $N_r = 0$  pentru  $A_r/A_n = 0$ , se deduce constanta  $k = 2$ . Astfel, numărul real de contacte este

$$N = N_r = \left( \frac{R}{r_o} \right)^2 \frac{A_r}{A_n} \left( 1 - \frac{A_r}{A_n} \right) + 1 \tag{14.45}$$

Dacă se ține seama că raportul  $R/r_o$  se poate evalua pe baza microgeometriei, se deduce expresia numărului de contacte ca funcție de raportul  $x$  dintre aria reală și cea nominală ( $x = A_r/A_n$ ).

Fluxul de căldură, care apare pe vârfurile celor  $N$  contacte, se disipă prin conducție către semispațiul solid prin intermediul rugozităților. La baza rugozităților, același flux de căldură se disipă către semispațiul solid prin aria nominală de contact (fig. 14.15)

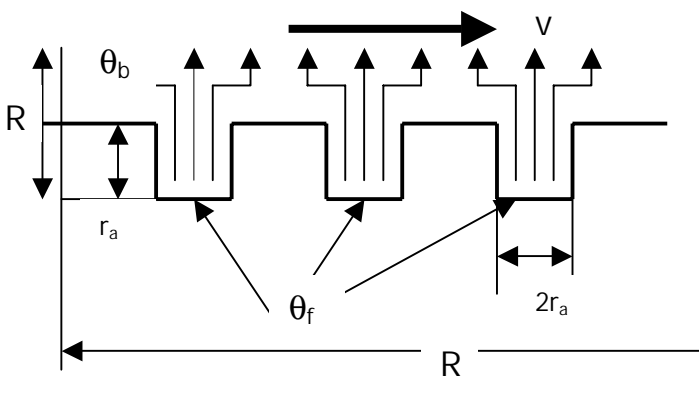


Fig.14.15 Schema fluxului de căldură pentru suprafața cu rugozități.

Considerând o lege liniară de disipare a fluxului de căldură  $q$  în rugozități și-n semispațiu, se poate scrie

$$q = \lambda \frac{\theta_b - \theta_o}{R} = \lambda \frac{\theta_b - \theta_{of}}{r_a} \quad (14.46)$$

în care  $\theta_b$  este temperatura medie a suprafeței neluând în considerație rugozitățile (fluxul de căldură pe aria nominală  $A_n$ ),  $\theta_o$  – temperatura mediului ambiant al ăntregului semispațiu;  $\theta_{of}$  – temperatura mediului “ambiant” pentru rugozitate.

Din expresia (14.45) se determină temperatura mediului ambiant pentru rugozitate ca funcție temperatura medie a suprafeței și raportul ( $x$ ) dintre aria reală și cea nominală

$$\theta_{of} = \theta_b - \left(\frac{r_a}{R}\right)(\theta_b - \theta_o) \quad (14.47)$$

În funcție de parametrul de viteză și de contrapiesa pe care alunecă suprafața cu rugozități, se determină temperatura instantanee de pe vârfurile rugozităților de la diferite nivele de deformație.

### 14.3 Hărți (mape) de uzare

Limitarea funcționării cuplelor de frecare este determinată atât de condițiile de lucru, cât și de caracteristicile fizice și chimice ale materialelor componente.

Pentru regimul de frecare uscat, limită și mixt, se consideră ca parametri de lucru următorii:

- presiunea nominală de contact ( $p_n$ );
- viteza de alunecare sau de rostogolire ( $v$ );
- temperatura mediului ambiant ( $\theta_o$ ).

Din punct de vedere tribologic, caracteristicile fizice ale materialelor ce limitează funcționarea sunt:

- rezistența la curgere și la rupere, ce pot fi apreciate ca funcție de duritatea materialului ( $H$ ) (proprietate macroscopică);
- caracteristicile termofizice: difuzivitatea termică ( $a$ ), conductivitatea termică ( $\lambda$ ), căldura specifică ( $c$ ), densitatea ( $\rho$ );
- temperaturile specifice: de topire ( $\theta_t$ ), de oxidare ( $\theta_{ox}$ ), de transformare martensitică pentru oțeluri ( $\theta_{mart}$ );
- căldura latentă de topire ( $\lambda_{top}$ ) pentru metalul de bază și pentru oxid.

În procesul de frecare și uzare se definesc ca parametri funcționali coeficientul de frecare ( $\mu$ ) și diferiți indicatori de uzare. Dintre indicatori, cel mai frecvent utilizat este intensitatea de uzare

$I_h = V_{uz}/(A_n L_f)$  - ( $V_{uz}$ - volumul de material uzat și îndepărtat din zona de contact,  $A_n$  – aria nominală de contact și  $L_f$  – lungimea de frecare). Parametrii funcționali sunt dependenți atât de parametri de lucru, cât și de caracteristicile fizice.

Pentru generalizarea rezultatelor teoretice și interpretarea rezultatelor experimentale, se propun următoarele mărimi ca parametri adimensionali de lucru și de funcționare:

- capacitatea portantă a suprafeței cuplei de frecare,  $C_p = p_n / H_o$  ( $H_o$  – duritatea suprafeței la temperatura mediului ambiant);
- parametrul de viteză și disipare termică  $L = vR/(2a)$ ,  $R$  fiind elementul dimensional specific formei suprafeței de contact ( pentru cerc – raza, pentru pătrat – latura);
- parametrul termic  $\theta_a = \theta \lambda / (a H_o)$ ;
- coeficientul de frecare  $\mu$  poate fi exprimat ca funcție de diferiți parametri de exploatare, de exemplu, pentru oțeluri în regim de frecare uscat,  $\mu = 0,78 - 0,13 \lg(2L)$ .

Corelarea parametrilor de lucru cu cei de funcționare și cu proprietățile fizice, pentru o anumită stare a cuplei de frecare, definește mapa (harta) de lucru. Atunci când limitarea funcționării este dată de temperatura generată prin frecare, se poate construi harta de funcționare termică.



Dacă funcționarea este limitată de procesul de uzare, atunci se poate construi harta de uzare.

**14.3.1 Harta de funcționare termică**

Atunci când funcționarea conduce la temperaturi limită, specifice, ca de exemplu, temperatura de topire locală, de transformare martensitică etc., se poate defini corelația dintre capacitatea portantă ( $C_p$ ) și parametrul de viteză și disipare termică ( $L$ ), pentru diferite valori ale parametrului termic.

**Exemple**

a) *Cupla de frecare de tip știft de secțiune pătratică, mobil pe un semispațiu*

Din expresia temperaturii la viteze mici (14.33) sau la viteze mari (14.34), aplicabile pentru știft, se

deduce 
$$C_p = \frac{\theta_a(1 + \lambda_a)}{2L(0,78 - 0,13 \lg(2L))}$$
 pentru viteze mici (14.48 a)

respectiv

$$C_p = \frac{\theta_a(\sqrt{2L} + 1,04\lambda_a)}{2L[0,78 - 0,13 \lg(2L)]}$$
 pentru viteze mari (14.48 b)

în care  $\lambda_a = \lambda_2/\lambda_1$  (raportul conductivităților), iar  $\theta_a$  este parametrul termic.

Astfel, în fig. 14.16 a și 14.16 b se prezintă harta de funcționare termică, ca dependența capacității portante de viteză, pentru diferite temperaturi specifice.

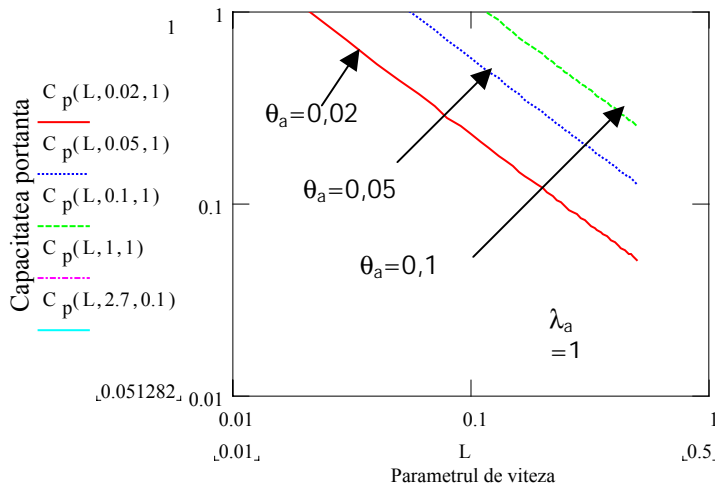


Fig. 14.16 a Harta de funcționare termică a unui știft pătrat la viteze mici.

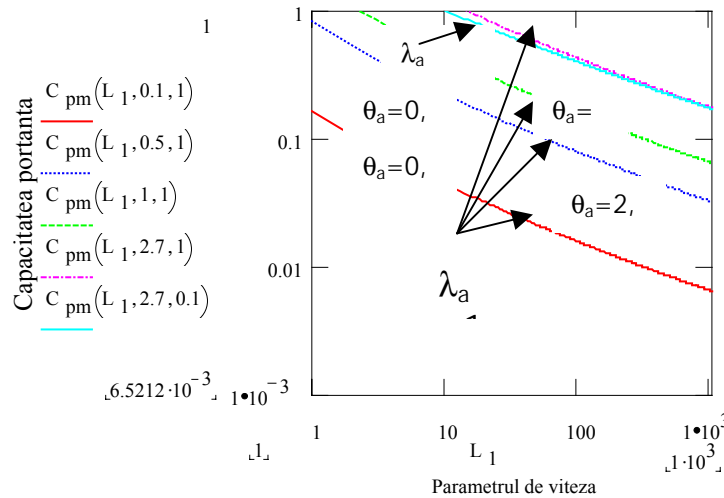


Fig. 14.16 b Harta de funcționare termică a unui știft pătrat la viteze mare.

Din fig. 14.16 a,b se observă că pentru punctele de coordonate  $(L, C_p)$ , situate sub curbele prezentate, nu se atinge temperatura specifică critică. Pentru parametrul termic  $\theta_a=1$  și  $\theta_a=2,7$  (fig. 14.16 a,b), orice presiune de contact și orice parametru de viteză  $L$  sub valoarea 1, nu există riscul termic de deterioare.

b) *Cupla de frecare de tip știft cilindric cu rugozități, mobil pe un disc circular*

Pe suprafața circulară de contact se găsesc rugozități de formă sferică, deformabile elastic sau plastic, formând suprafețe circulare.

Parametrul termic corespunzător temperaturii medii a suprafeței circulare  $\theta_{ab}$  se determină din ec.(14.41 a) pentru deformații plastice sau din (14.41 b) pentru deformații elastice

$$\theta_{ab} = \frac{4L\mu C_p}{\sqrt{\pi}(\sqrt{1,273 + L} + \lambda_a \sqrt{1,273 + L/a_a})} \text{ pentru deformații plastice} \quad (14.49a)$$

$$\theta_{ab} = \frac{2,62L\mu C_p}{(\sqrt{1,2344 + L} + \lambda_a \sqrt{1,2344 + L/a_a})} \text{ pentru deformații elastice} \quad (14.49b)$$

Parametrul termic total ( $\theta_{at}$ ), specific știftului, se determină din ec.(14.47) :

$$\theta_{at} = \theta_{ab} + \frac{2\mu C_p L^{1/2} \arctg(\frac{2}{Lr_r})^{1/2}}{(1 + \lambda_a)\sqrt{\pi} (1/r_r)^2 C_p (1 - C_p) + 1} \quad (14.50)$$

în care  $\lambda_a = \lambda_2/\lambda_1$  ( $\lambda_1, \lambda_2$  – conductivitatea termică a discului respectiv a știftului) și  $r_r = r_a/R$  ( $r_a$  – raza cercului de contact al rugozității,  $R$ - raza știftului).

Harta de funcționare termică se obține prin rezolvarea numerică a expresiilor (14.50) și (14.49). Astfel, în fig.14.17 se prezintă această hartă de funcționare termică pentru materiale identice ( $\lambda_a=1, a_a=1$ ), diferite valori ale parametrului de temperatură și  $r_r=0,001$ .

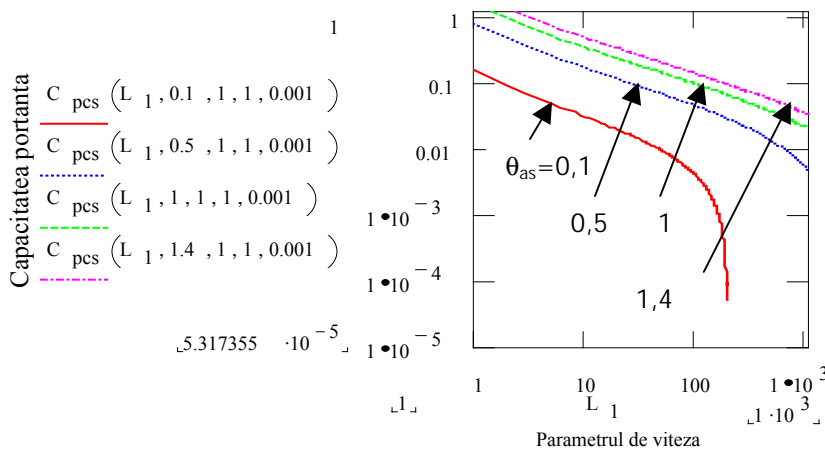


Fig.14.17 Harta de funcționare termică a unui știft cilindric cu rugozități.

### 14.3.2 Harta de uzare prin gripare

Transmiterea forțelor prin contactul real al suprafețelor are ca efect modificarea caracteristicilor mecanice și microgeometrice. Presiunile de contact mari pot suda cele două suprafețe chiar în condiții statice. În prezența mișcării joncțiunile sunt forfecate, suprafața sudată crește și aria reală tinde către cea nominală, așa cum se ilustrează schematic în fig. 14.18.

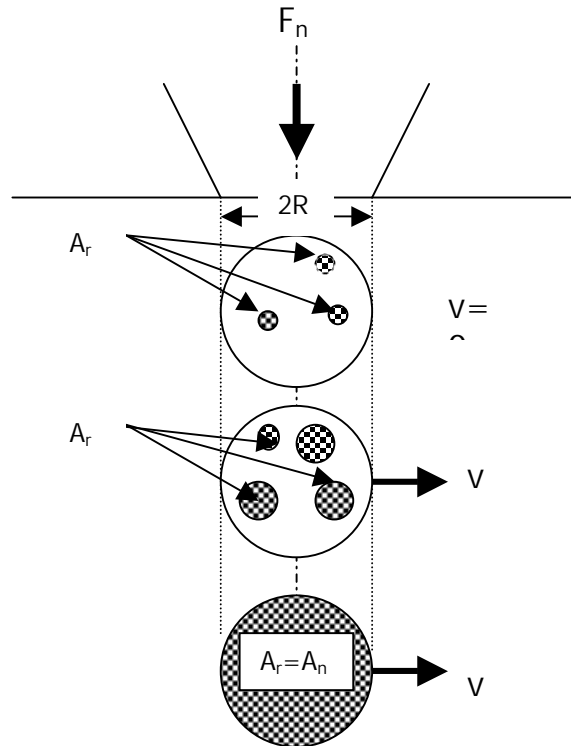


Fig.14.18 Model pentru gripare ideală

În condiții statice, presiunea reală de contact ( $p_r$ ) poate fi apreciată ca fiind egală cu duritatea locală ( $H$ ),  $p_r = H$ . Dacă suprafețele se deplasează relativ, fiecare rugozitate este supusă și la forfecare, astfel că se poate utiliza ecuația lui Tabor

$$\left(\frac{F_n}{A_r}\right)^2 + \alpha_s s^2 = H^2 \quad (14.51)$$

în care coeficientul  $\alpha_t \approx 12$  corespunde cu rezultatele experimentale;  $s$  – tensiunea tangențială ( $s = \mu F_n / A_r$ );  $H$ - duritatea la temperatura de funcționare.

Griparea este certă atunci când  $A_r = A_n$ . Din (14.51) și definind capacitatea portantă la gripare,  $C_{pg} = p_n/H_o$ , ( $H_o$  – duritatea locală la temperatura mediului ambiant) acea presiune nominală care conduce la egalitatea ariei reale cu cea nominală. Cu această definiție, din (14.51) se deduce capacitatea portantă la gripare

$$C_{pg} = \frac{1}{(1 + \alpha_t \mu^2)^{1/2}} \frac{H}{H_o} \quad (14.52)$$

Variația durtății locale a metalelor cu temperatura și cu viteza de deformație este observată experimental și modelată cu relații de forma:

$$H_a = \frac{H}{H_o} = 1 - \frac{\theta_b - \theta_o}{20\theta_t} \ln\left(\frac{10^6}{\beta_t 2L}\right) \quad (14.53)$$

în care  $\theta_t$  este temperatura de topire a materialului,  $\theta_b$  – temperatura medie a suprafeței;  $\theta_o$  – temperatura mediului ambiant;  $\beta_t = l_s / R$ ,  $l_s$  fiind lungimea știftului cilindric de rază  $R$ ;  $L = vR/(2a)$  – parametrul de viteză.

Dacă se ține seama de temperatura medie a suprafeței (14.49) și se înlocuiește în (14.53) și apoi în (14.52), se deduce capacitatea portantă la gripare. Se exemplifică în fig.14.19, capacitatea portantă pentru deformații elastice (parametrul termic specific,  $\theta_s = \theta_t \lambda / (aH_o)$ , are valorile indicate pe figură, materialele sunt identice  $\lambda_a = a_a = 1$ ).

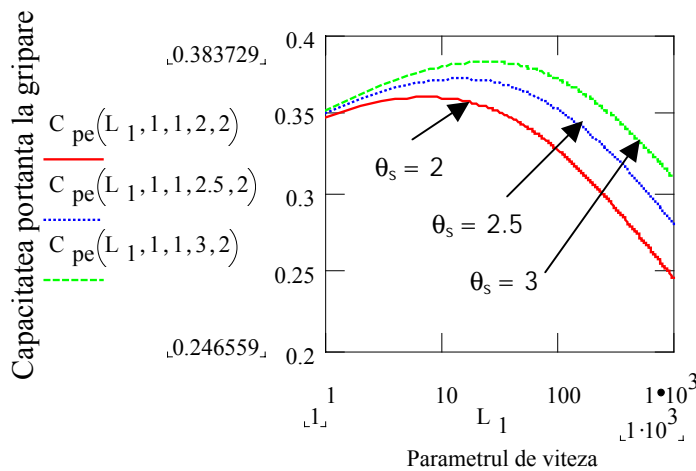


Fig.14.19 Harta de uzare prin gripare la deformații inițiale elastice.

### 14.3.3 Harta de uzare prin topire

Topirea locală poate apare chiar la viteze mici, ca de exemplu la 1m/s. La viteze mari (10...100 m/s), coeficientul de frecare scade la valori foarte mici. În acest caz se formează un film lichid de metal topit care preia sarcina exterioară prin efecte hidrodinamice. Căldura generată prin frecare contribuie la topirea locală a metalului și la formarea peliculei hidrodinamice. Frecarea din filmul de metal topit contribuie la topirea metalului solid, astfel că deși coeficientul de frecare este redus, intensitatea de uzare este foarte ridicată. Metalul topit deplasat între suprafețe este ejectat sub formă de scântei sau ca particule incandescete sau aruncat ca un șuvoi.

Este cunoscut efectul de lubrefiere al apei la contactul schiului cu zăpada și al patinei cu gheața, apa provenind din topirea locală a zăpezii respectiv a gheții.

Se consideră cazul unui știft cilindric de rază  $R$  și lungimea liberă  $l_b$ , în contact cu un disc mobil. Gradul de acoperire reciprocă a suprafețelor știftului și discului este redus, raza știftului fiind mult mai mică decât raza de rotație a discului. Viteza relativă este  $v$  și fluxul de căldură generat prin frecare,  $q = \mu p v$ , se disipă în știft și disc. Căldura disipată în știft este suficientă să ridice temperatura pe suprafața de frecare la cea de topire ( $\theta_t$ ) și să topească o parte din metal.

Se acceptă o lege liniară de distribuție a temperaturii în știft (fig.14.20).

Ecuția de echilibru energetic poate fi scrisă sub forma

$$\beta q = \frac{\lambda_1(\theta_t - \theta_o)}{l_b} + \lambda_t \frac{V_t}{A_n} \tag{14.54}$$

în care  $\lambda_t$  este căldura latentă de topire a metalului ( $J/m^3$ ),  $V_t$  – volumul de material topit în unitatea de timp ( $m^3/s$ ).

Notând  $\theta_{ts} = (\theta_t - \theta_o)\lambda_1 / (a_1 H_o)$ ,  $\lambda_{ts} = \lambda_t / H_o$  și  $I_h = V_t / (A_n v)$ , se deduce capacitatea portantă la uzare prin topire ( $C_{pt} = p_n / H_o$ ) ca funcție de parametrul de viteză ( $L$ ), pentru diferite intensități de uzare ( $I_h$ ):

$$C_{pt} = \frac{1}{\beta \mu} \left[ \frac{\theta_{ts}}{2L\beta_t} + \lambda_{ts} I_h \right] \tag{14.55}$$

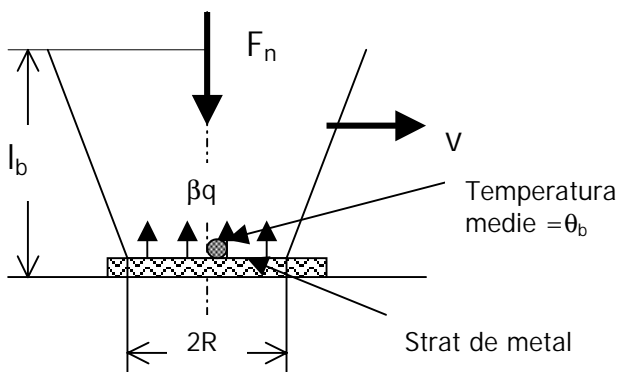


Fig. 14.20 Model de uzare prin topire.

În fig. 14.21 este ilustrată harta de uzare prin topire pentru materiale identice (oțel)

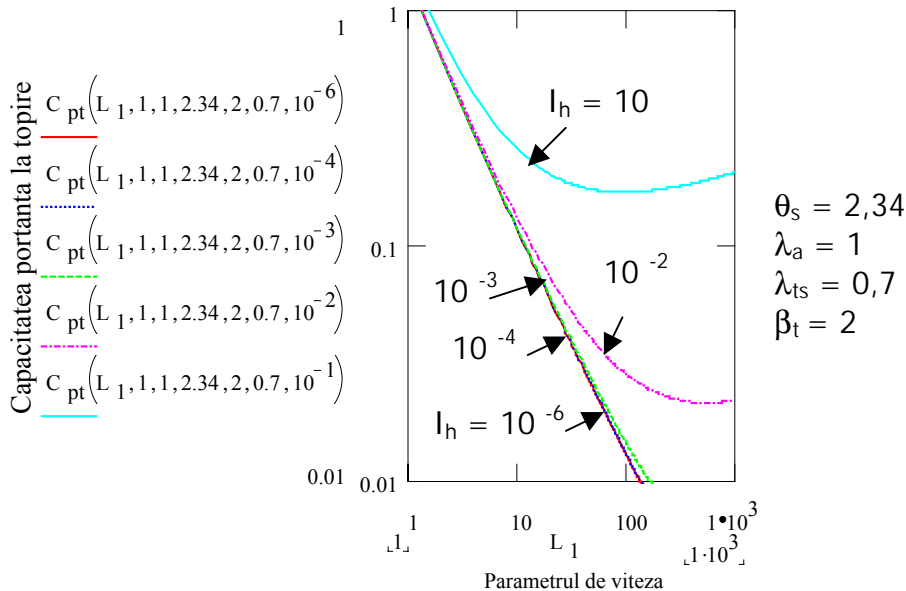


Fig.14.21 Harta de uzare prin topire.

Orice punct, caracterizat prin parametrul de viteză  $L_1$  și capacitatea portantă  $C_{pt}$  și care este situat sub curbele menționate pe graficul 14.21, nu constituie o condiție de exploatare care să conducă la uzare prin topire de intensitate  $I_h$ .

#### 14.3.4 Harta de uzare prin oxidare

Suprafețele din oțel care au o mișcare relativă de circa 1m/s se uzează, rezultând particule de oxid de fier. Totodată, la viteze de acest ordin de mărime, temperaturile instantanee sunt suficient de mari pentru a produce oxidarea (circa 700 °C). Transformările martensitice din oțeluri sunt cauze ale vitezelor de uzare ridicate.

La viteze de ordinul de mărime a 1m/s și presiuni de contact reduse, filmul de oxid format este subțire și fragil. La viteze mari (peste 10 m/s) și presiuni de contact ridicate, filmul de oxid este gros și continuu, acoperind întreaga suprafață. În aceste condiții, căldura generată prin frecare este ridicată, metalul fiind izolat de stratul de oxid, care el însuși este suficient de cald ca să se deformeze plastic sau să se topească.

Funcție de viteza de alunecare se disting două regimuri de oxidare a oțelurilor:

- *un regim de oxidare moderat* pentru viteze de circa 1 m/s (parametrul de viteză  $L \approx 50$ ). Temperaturile instantanee (“flash”) care apar la aceste viteze sunt suficiente pentru oxidarea fierului, dar stratul de oxid este, pentru un interval de timp, “rece” și fragil
- *un regim de oxidare sever* pentru viteze mari.

Denumirea de oxidare moderată sau severă se referă la gradul de oxidare al suprafeței și nu la viteza de uzare, care, adesea, este mai mică la regimul de oxidare sever.

În regimul moderat de oxidare se neglijează temperatura medie volumică a corpului. Oxidarea se produce ca urmare a încălzirii instantanee de pe vârfurile rugozității.

Intensitatea liniară de uzare ( $I_h$ ) prin oxidare moderată este cea indicată în capitolul 12, relația

$$(12.6), \quad I_h = \frac{A_r z_c}{vt_c} = \frac{A_r C^2 A_o}{vz_c} \exp\left[-\frac{Q_o}{R\theta_f}\right]$$

( $t_c$  – timpul de alunecare până la care grosimea filmului de oxid atinge valoarea critică  $z_c$ ;  $A_r$  – aria reală de contact;  $C$  – constanta de oxidare, pentru Fe,  $C = 3,4 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ ;  $A_o$  – constanta Arrhenius, se acceptă  $A_o = 10^6 \text{ kg}^2/\text{m}^4\text{s}$ ;  $Q_o$  – energia de activare pentru oxidare,  $Q_o = 138 \text{ kJ/mol}$ ;  $R$  – constanta universală a gazelor,  $R = 8,31 \text{ J/mol}$ ;  $v$  – viteza de alunecare).

Ordinul de mărime al grosimii critice a stratului de oxid la care se deteriorează este 8...10  $\mu\text{m}$ .

Pe baza expresiei intensității de uzare  $I_h$ , se deduce harta de uzare prin oxidare moderată. Astfel, în fig. 14.22 se prezintă harta de uzare, prin exprimarea dependenței capacității portante la oxidare,  $C_{poxe} = p / H_o$ , de parametrul de viteză,  $L = vR / (2a)$ , pentru diferite intensități de uzare,  $I_h = V_t / (vA_n)$  și rapoarte ale razei medii a rugozităților și raza știftului  $r_r$ .

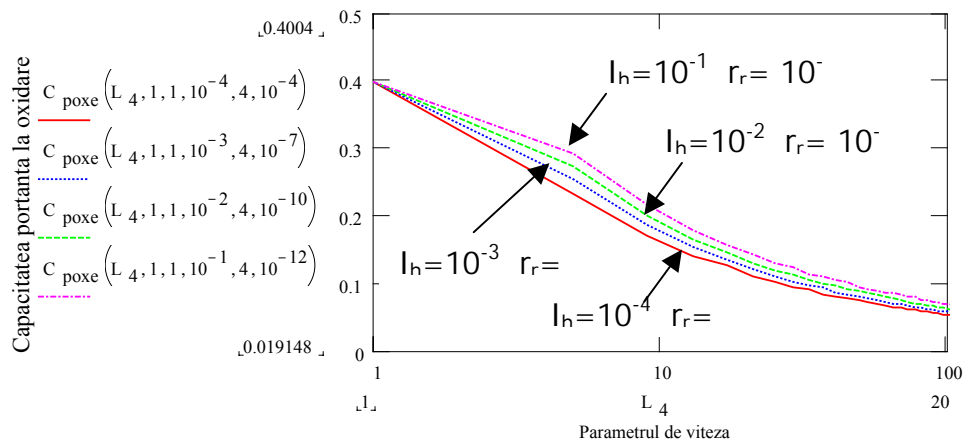


Fig. 14.22 Harta de uzare prin oxidare moderată.

Harta de uzare prin oxidare în regim sever se obține din expresia intensității de uzare (12.8)

$I_h = f_m V_t/v$ :

$$I_h = f_m \left[ \frac{\beta \mu p}{\lambda_t^{ox}} - \frac{\lambda_{ox}}{\lambda_t^{ox}} \frac{A_r}{A_n} \frac{(\theta_t^{ox} - \theta_o)}{l_f v} \right]$$

în care  $A_r$  este aria reală de contact ( $N\pi r_a^2$ ,  $N$  – numărul de rugozități ce se găsesc în contact,  $r_a$  – raza medie a rugozității);  $A_n$  – aria nominală ( $\pi R^2$ ,  $R$  – raza știftului);  $\lambda_{ox}$  – conductivitatea termică a oxidului;  $\theta_t^{ox}$  – temperatura de topire a oxidului;  $l_f$  – lungimea echivalentă de disipare liniară a căldurii;  $\lambda_t^{ox}$  – căldura latentă de topire a oxidului;  $V_t$  – volumul de oxid pe unitatea de suprafață și timp topit;  $f_m$  – ponderea materialului topit și îndepărtat din zona de frecare.

Capacitatea portantă la uzarea prin oxidare severă se ilustrează în fig. 14.23.

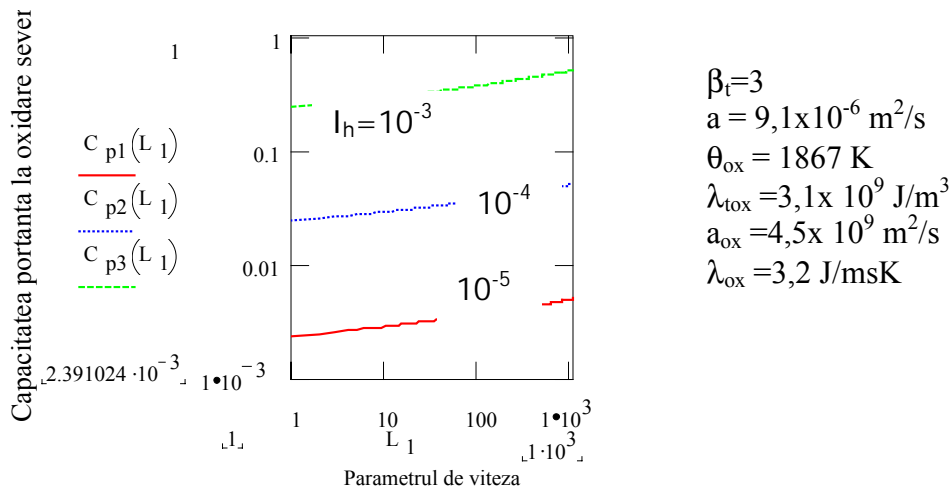


Fig.14.23 Harta de uzare prin oxidare severă.

### 14.3.5 Harta (mapa) totală de uzare

Luând în considerare principalele forme de uzare, se poate construi harta de uzare. De exemplu, în fig. 14.24 se prezintă dependența capacității portante ca funcție de parametrul de viteză pentru următoarele condiții: parametrul de temperatură  $\theta_a = 2,7$ , materiale identice (oțel OLC 45,  $\lambda_a = a_a = 1$ ), raportul razei de contact a rugozităților medii cu raza știftului cilindric  $r_r = 0,001$ , raportul lungimii știftului cu raza sa  $\beta_t = 3$ , parametrul de temperatură la topire oțelului  $\theta_{ts} = 2,34$ , parametrul de temperatură al oxidului de fier  $\theta_{tox} = 0,188$ , conductivitatea termică a oxidului de fier  $\lambda_{tox} = 3,1 \cdot 10^9 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$  și intensitatea de uzare  $I_h = 10^{-5}$ .

Interpretarea rezultatelor analitice exprimate prin harta de uzare: condițiile de exploatare caracterizate prin capacitatea portantă  $C_p$  și parametrul de viteză  $L$  care se găsesc sub curbele menționate permit funcționarea cuplei respective fără apariția formei de uzare specificate și cu intensitatea de uzare indicată.

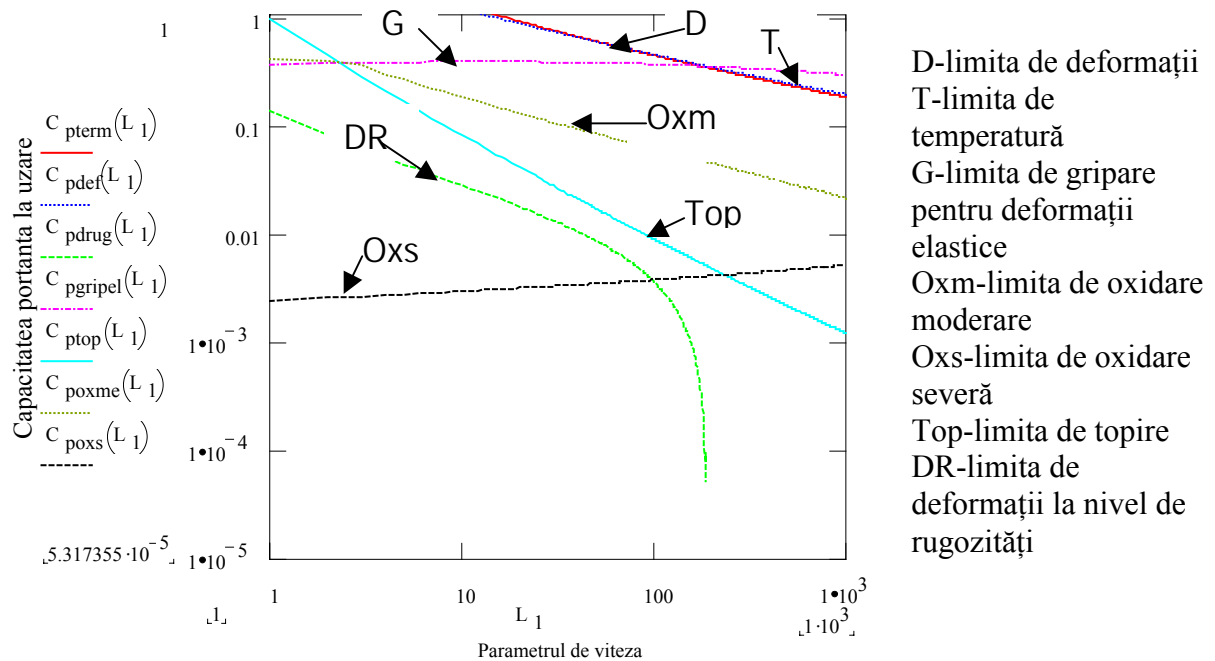


Fig.14.24 Harta (mapa) totală de uzare.

Construirea hărților de uzare și utilizarea lor constituie instrumente de lucru pentru aplicațiile tribologice concrete, astfel că obiectivarea durabilității unei cuple de frecare se face în corelație cu condițiile de lucru, cu starea prelucrării suprafeței și cu caracteristicile fizico-mecanice ale materialelor.