

# Hydrodynamicky mazaná radiální ložiska

Jsou osazována jako:

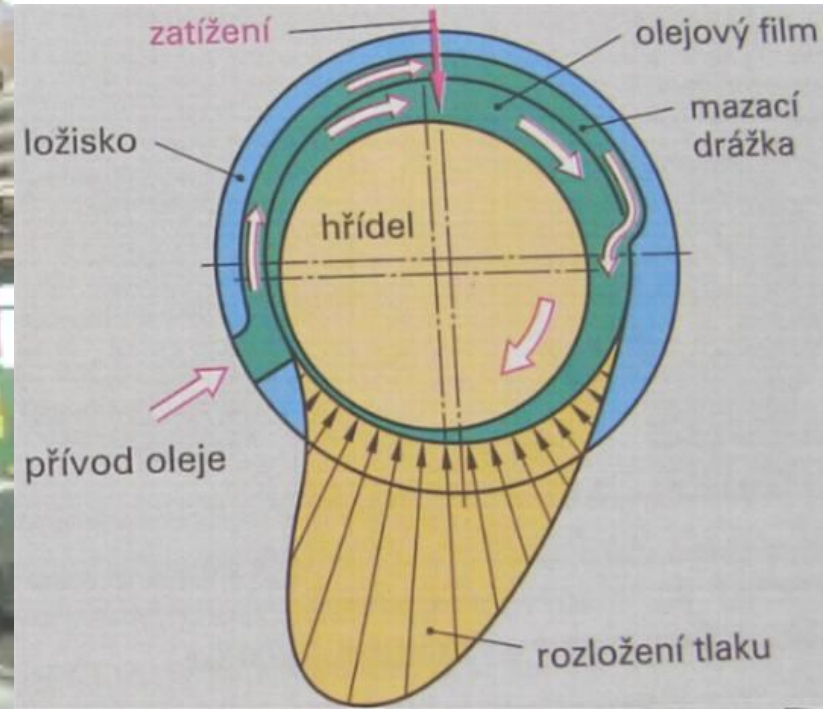
- ❑ **stacionární** (ložiska rotorů turbin a kompresorů)
- ❑ **nestacionární** (ložiska klikových hřídelů píst. strojů)

Ložiska jsou dokonale obsluhována a kontrolována (dodávka maziva, jeho tlak)

V obou uvedených použití mohou nastat problémy s dynamikou (kmitání, rezonance, zmenšení tloušťky spáry pod přípustnou hodnotu)



$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^3}{\eta} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{h^3}{\eta} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 \cdot (U_1 - U_2) \cdot \frac{\partial h}{\partial x}$$



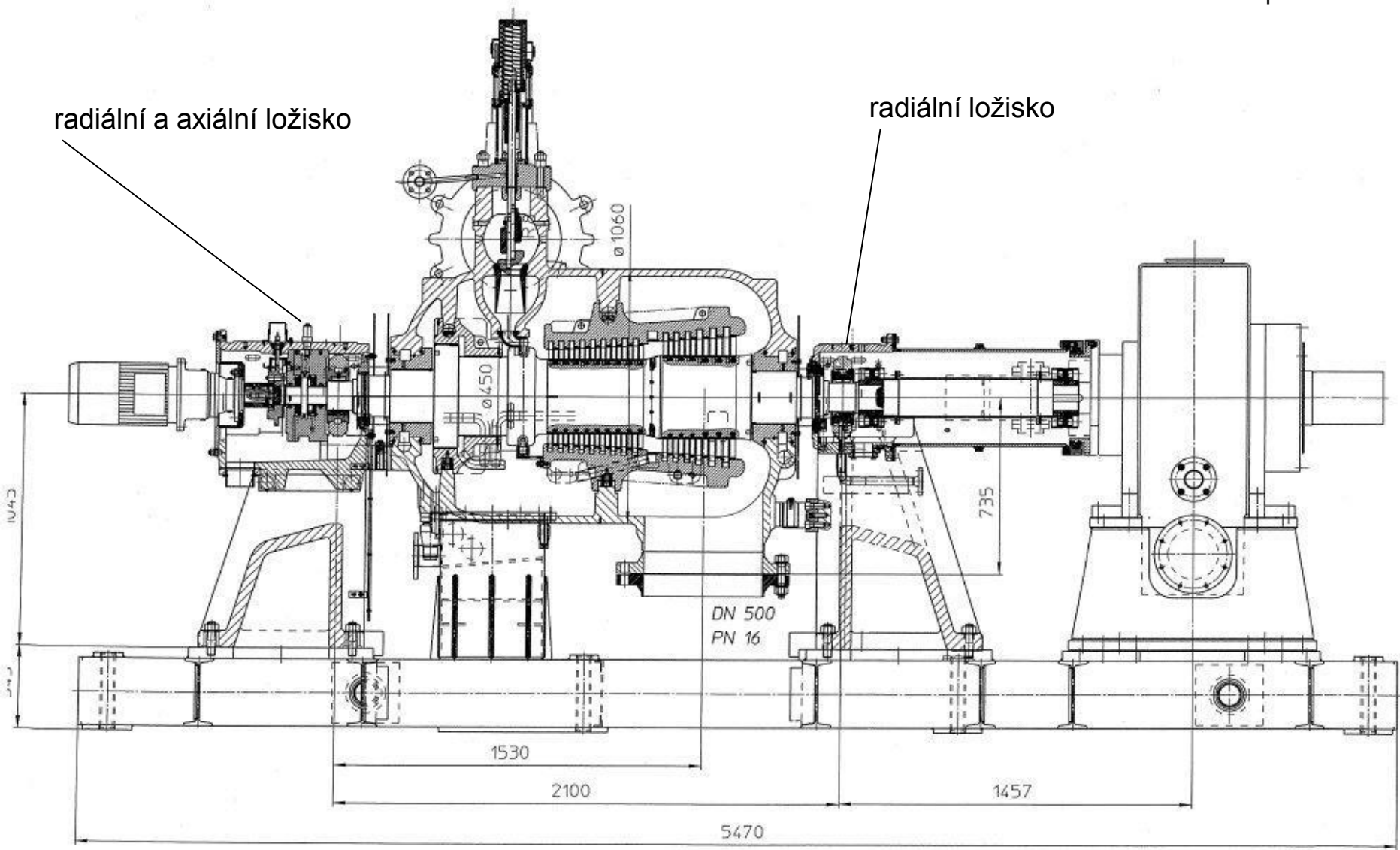
Typové označení R8 - 4,5/0,3

# PARNÍ TURBINA

8 MW  
9000/5000 min<sup>-1</sup>  
4,5 MPa 440° C  
55 t/h protitlaková

radiální a axiální ložisko

radiální ložisko

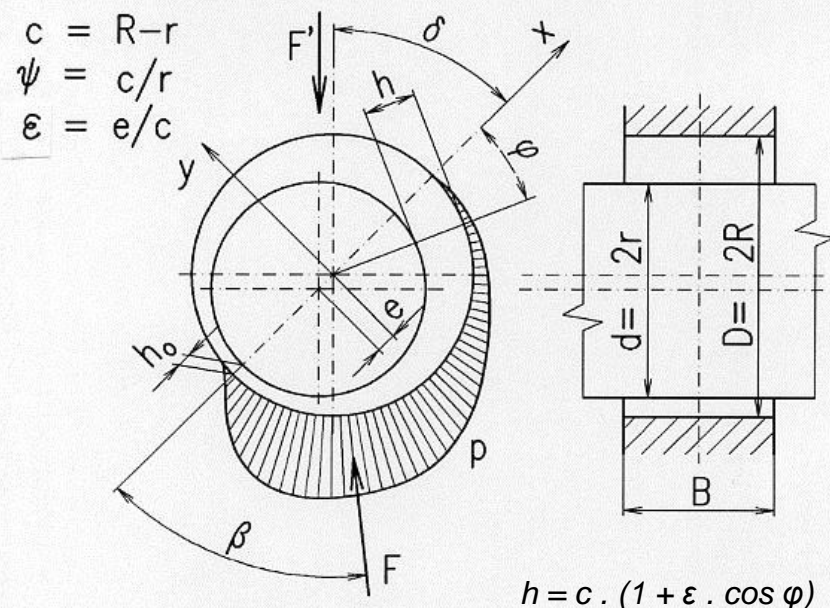




# RADIÁLNÍ HYDRODYNAMICKY MAZANÁ LOŽISKA

Je-li čep uložen v pouzdru či pánvi s vůlí, při nesoustředné poloze čepu v pouzdru či pánvi vzniká na polovině obvodu zužující se spára a za místem s minimální tloušťkou spáry se spára opět rozšiřuje. V oblasti zužující se spáry dochází ke vzrůstu tlaku maziva. Mazivo je svou **přilnavostí** k povrchu kluzných ploch a vzhledem ke své viskozitě - odporu proti posunutí vrstev maziva - vtahováno do zužující se spáry. Rovnoměrně po obvodě rozložená vůle mezi čepem o poloměru  $r$  a pouzdrům či pánví o poloměru  $R$  je dána rozdílem poloměrů kluzných ploch  $c = R - r$ . Vhodnou vůli nalezneme ve výběru uložení v jednotné soustavě tolerancí a uložení ISO.

Vůči poloměrům kluzných ploch  $R$  a  $r$  je ložisková vůle  $c$  velmi malá. Pro zjednodušení řešení se používá relativní ložisková vůle  $\psi$ . Situace, rozměry a rozložení tlaku v radiálním ložisku je znázorněno na obr.4.13.



Obr.4.13 Radiální hydrodynamicky mazaná ložisko

Poloha středu čepu v pouzdru je dána vzdáleností středů čepu a pouzdra  $e$  a úhlem natočení místa s minimální tloušťkou spáry  $\delta$ . Pro zjednodušení řešení se používá relativní excentricita, daná poměrem vzdálenosti  $e$  a rovnoměrné

ložiskové vůle  $c = R - r$ . Relativní ložisková vůle  $\psi$  a relativní excentricita  $\epsilon$  jsou dány výrazy

$$\psi = \frac{c}{r} \quad \epsilon = \frac{e}{c} \quad (4.41 \text{ a, b})$$

Řešení rozložení tlaku v radiálním ložisku se zjednoduší zavedením bezrozměrných souřadnic. Místo souřadnice  $x$  ve směru obvodu se užije  $\varphi = x/R$ , místo  $z$  ve směru osy rotace  $z$  se užije  $\zeta = z/2B$ . Rozměr  $R$  je poloměr kluzné plochy pouzdra,  $B$  je šířka pouzdra, počátek souřadnic leží na ose ložiska uprostřed jeho šířky. Poloměr  $R$  je možno považovat za nekonečně velký vůči tloušťce spáry. Po dosazení za  $x$  a  $z$  do rov.(4.25), volbě  $U_1 = 0$ ,  $U_2 = -r \cdot \omega$  a úpravě spočívající v nahrazení  $H = h/c$  dává rovnice výraz, který se podstatně zjednoduší zavedením bezrozměrné hodnoty

$$\Pi(\varphi, \zeta) = \frac{p \cdot \psi^2}{\eta \cdot \omega} \quad (4.42)$$

Tato bezrozměrná hodnota představuje pro stacionární ložisko bezrozměrný tlak, neboť relativní ložisková vůle  $\psi$  a frekvence otáček  $n$  jsou v tomto případě konstantní a viskozita  $\eta$  se pro řešení uvažuje rovněž konstantní. Reynoldsova ložisková rovnice po uvedených úpravách se převede do tvaru užívaného pro radiální ložiska

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left( H^3 \cdot \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} \right) + \left( \frac{D}{B} \right)^2 \cdot \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( H^3 \cdot \frac{\partial \Pi}{\partial \zeta} \right) = 6 \cdot \left[ \frac{\partial H}{\partial \varphi} + \frac{2}{\omega} \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \right] \quad (4.43)$$

Pro řešení konkrétních případů radiálních kluzných ložisek se do rov.(4.43) dosazuje za bezrozměrnou tloušťku spáry  $H = 1 + \epsilon \cdot \cos \varphi$ . První člen pravé strany vyjadřuje účinek zužující se spáry při rotaci, druhý člen pravé strany se týká změny tloušťky spáry s časem.

Radiální ložiska jsou řešena jako stacionární nebo dynamicky zatěžovaná. Pro stacionární ložisko se nemění směr ani velikost zatížení, nemění se ani rychlost otáčení a teplotní poměry v ložisku. Obvykle je pouzdro či pánve v klidu a otáčí se čep. Mezi kluznými plochami se vytvoří hydrodynamický tlak, vznikne nosný film maziva. Kromě normálního tlaku působí na kluzné plochy také smykové napětí. Podle principu uvolňování pro řešení silových účinků jsou silové účinky na čep v rovnováze a podobně platí tento princip pro pouzdro. Výslednice rozložení tlaku je v rovnováze se zatížením, ke kterému se přičítají účinky tečných sil na kluzných plochách. Proto se výslednice rozložení tlaku neshoduje se zatížením, především co do směru. V důsledku působení tečných



a tlakových sil se nastaví minimální tloušťka spáry vůči zatížení do polohy dané úhlem  $\delta$ . Poloha výslednice rozložení tlaku je dána úhlem  $\beta$ , který svírá její nositelka s osou minimální tloušťky spáry.

Počátek souřadného systému je zvolen na ose ložiska uprostřed jeho šířky. Poloha středu čepu v ložisku je dána v polárních souřadnicích vzdáleností  $e$  a úhlem  $\delta$ . Místo vzdálenosti  $e$  je výhodné použít bezrozměrnou relativní excentricitu  $\varepsilon$ . Pro nestacionární ložisko se poloha středu čepu v ložisku mění. Pokud se otáčí čep úhlovou rychlostí  $\omega_c$  a pouzdro se rovněž otáčí úhlovou rychlostí  $\omega_p$ , používá se pro stanovení účinku rozložení rychlosti tzv. hydrodynamicky účinná rychlost otáčení

$$\omega = \omega_c + \omega_p - 2 \cdot \frac{\partial \delta}{\partial t} \quad (4.44)$$

Při stálém zatížení a rychlosti běží ložisko stacionárně a nemění se poloha středu čepu. Pokud by se pánev otáčela stejnou úhlovou rychlostí jako čep, zdvojnásobí se v tomto případě hydrodynamický účinek. Naopak při opačném smyslu rotace pánve oproti rotaci čepu a stejné hodnotě rychlostí není mazivo vůbec vtahováno do spáry a nosnost ložiska je nulová.

#### 4.7 RADIÁLNÍ STACIONÁRNÍ LOŽISKA

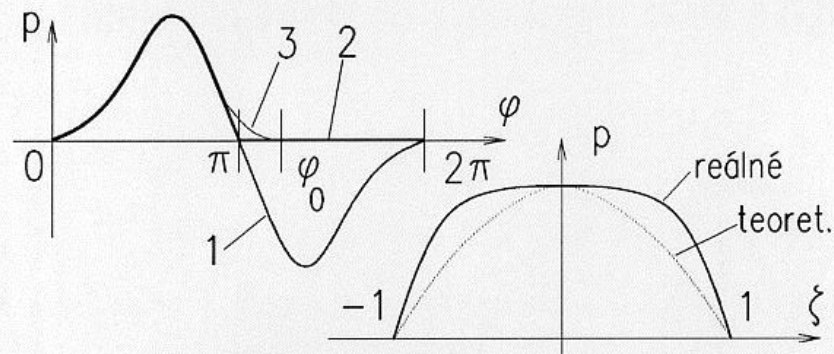
Zatížení nemění svůj směr ani velikost a nemění se poloha osy minimální tloušťky spáry ani výslednice rozložení tlaku. Parciální diferenciální rovnice rov.(4.43) neobsahuje druhý člen pravé strany (derivace podle času je nulová). Z rovnice se numerickým řešením získá rozložení bezrozměrné veličiny  $\Pi(\varphi, \zeta)$ , které odpovídá rozložení tlaku  $p$ . Při řešení se používají okrajové podmínky:

- na okrajích ložiska pro  $\zeta = \pm 1$  je nulový tlak  $p=0$ ,
- ve směru obvodu je řešení periodické,  $p(\varphi, \zeta) = p(\varphi + 2 \cdot k \cdot \Pi, \zeta)$ ,  $k=1, 2, 3, \dots$

Numerické řešení bylo realizováno metodou sítí a jeho výsledky jsou tabelovány nebo zpracovány do diagramů. V poslední době se také používá vyjádření řešení přibližnou funkcí, která nahrazuje přesné řešení pomocí řad. V minulosti bylo řešení provedeno pro další zjednodušení, které dovolilo exaktní postup řešení.

Pro řešení Reynoldsovy ložiskové rovnice radiálního stacionárního ložiska byly různými autory řešení doplněny další **okrajové podmínky** pro rozložení tlaku :

- Sommerfeld volil symetrii rozložení tlaku po obvodu, takže v místech zvětšující se spáry nastává podtlak,
- Gümbel použil stejnou symetrii, ale pro místa, kde by vznikl podtlak, zvolil nulový tlak,
- podle Reynoldsových okrajových podmínek je v místech rozšiřující se spáry nulový tlak, avšak přechod do této oblasti je plynulý, podle obr.4.14.



Obr.4.14 Rozložení tlaku po obvodě a po šířce stacionárního ložiska

Radiální ložisko může být úplné s obvodem  $360^\circ$  a předpokládá se zaplavení celého obvodu mazivem. Ložisko může mít také kluznou plochu menší než plný obvod nebo rozdělenou na několik částí přívodními, odpadními a funkčními drážkami. Tato ložiska jsou nazývána segmentová.

Parciální diferenciální rovnice rov.(4.43) se změní na obyčejnou diferenciální rovnici pro jednu nezávisle proměnnou, bude-li ložisko řešeno jako ložisko s nekonečnou šířkou  $B \rightarrow \infty$ . V tomto případě po dosazení za  $H=1+\varepsilon \cdot \cos \varphi$  je obyčejná diferenciální rovnice pro ložisko nekonečné šířky



$$\frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} = 6 \cdot \left[ \frac{1 + \varepsilon \cdot \cos \varphi - 1 - \varepsilon \cdot \cos \bar{\varphi}}{(1 + \varepsilon \cdot \cos \varphi)^3} \right] \quad (4.45)$$

kde počátek souřadnice  $\varphi$  je zvolen v místě maximální tloušťky spáry a je zavedeno označení  $\bar{\varphi}$  pro místo maximálního tlaku  $p_{max}$ . V rovnici lze jednoduše provést separaci proměnných a integrovat. Pro integraci se používá substituce  $\chi = \text{tg } \varphi/2$  nebo tzv. **Sommerfeldova substituce**

$$1 + \varepsilon \cdot \cos \varphi = \frac{1 - \varepsilon^2}{1 - \varepsilon \cdot \cos \chi} \quad (4.46)$$

Substituce vede na řešení integrálů tvaru (exponenty  $a, b, c$  mohou být 0,1,2,3)

$$\int_0^{\varphi} \frac{\sin^a \varphi \cdot \cos^b \varphi}{(1 + \varepsilon \cdot \cos \varphi)^c} \cdot d\varphi \quad (4.47)$$

Integrační konstanty se určí z okrajových podmínek. Pro jednodušší případ, např. pro okrajové podmínky podle Gümbela, je rozložení tlaku dáno výrazem (tlak  $p = \Pi \cdot \eta \cdot \omega / \psi^2$ )

$$\Pi(\varphi) = \frac{6 \cdot \varepsilon \cdot (2 + \varepsilon \cdot \cos \varphi) \cdot \sin \varphi}{(2 + \varepsilon^2) \cdot (1 + \varepsilon \cdot \cos \varphi)^2} \quad (4.48)$$

Rozložení tlaku splňuje okrajové podmínky a lze ho využít pro stanovení rozložení rychlosti ve vrstvě maziva podle rov.(4.23) a (4.24). Integraci rozložení rychlosti přes tloušťku spáry  $h$  a šířku ložiska  $B$  se určí průtočné množství maziva  $Q$ . Toto mazivo je tlakovým polem ložiska vtahováno a vytlačováno bez nutnosti přívodu maziva pod tlakem. Případný přívod maziva pod tlakem toto množství zvětší a řeší se obdobně jako u hydrostatického ložiska.

Znalost rozložení tlaku v ložisku dovolí stanovit výslednici rozložení tlaku. Výslednice rozložení tlaku se získá integrací tlaku přes obvod a šířku ložiska. Je výhodné integrovat svislé a vodorovné složky výslednice samostatně a použít bezrozměrnou tlakovou funkci  $\Pi$ . Složky výslednice jsou (souřadný systém je zvolen podle obr.4.13, osa  $x$  je osou minimální tloušťky spáry)

$$F_x = R \cdot B \cdot \frac{1}{\psi^2} \cdot \eta \cdot \omega \cdot \int_0^{\pi} \Pi \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi \quad (4.49.a)$$

$$F_y = R \cdot B \cdot \frac{1}{\psi^2} \cdot \eta \cdot \omega \cdot \int_0^{\pi} \Pi \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi \quad (4.49.b)$$

Jejich výslednice dává únosnost ložiska  $F = \sqrt{(F_x^2 + F_y^2)}$ . Poměr složek dává směrnicí výslednice, takže je  $\text{tg } \beta = F_y / F_x$ . V ložisku je podílem výslednice a průmětu plochy  $B \cdot D$  dán střední tlak  $p_s = F / (B \cdot D)$ , který se vyjádří vztahem

$$p_s = \frac{F}{B \cdot D} = \frac{\eta \cdot \omega}{\psi^2} \cdot S_o \quad (4.50)$$

kde veličina  $S_o$  je bezrozměrné vyjádření středního tlaku v ložisku a je zváno Sommerfeldovo nebo ložiskové číslo. Sommerfeldovo číslo je pouze funkcí relativní výstřednosti  $\varepsilon$  čepu v ložisku a poměru  $B/D$ . V literatuře bývá někdy použito označení ložiskové číslo pro dvojnásobnou hodnotu  $S_o$  nebo pro převrácenou hodnotu  $S_o$ . Pro jednoduché případy lze  $S_o$  získat integrací. Tak např. pro ložisko o nekonečné šířce  $B \rightarrow \infty$  a Gümbelovy okrajové podmínky je

$$S_o = \frac{3 \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{\pi^2 \cdot (1 - \varepsilon^2) + 4 \cdot \varepsilon^2}}{(1 - \varepsilon^2) \cdot (2 + \varepsilon^2)} \quad (4.51)$$

a podobně je pro tento případ směr výslednice dán úhlem  $\beta$ , pro který je

$$\text{tg } \beta = \frac{\pi \cdot \sqrt{1 - \varepsilon^2}}{2 \cdot \varepsilon} \quad (4.52)$$

Na povrch čepu působí kromě tlaku také tečné napětí v mazivu a jeho účinkem vzniká odpor proti otáčení čepu vyjádřený tečnou silou nebo krouticím momentem. Tečné napětí se určí podle vztahu

$$\tau_{r\varphi} = \eta \cdot \frac{R \cdot \omega}{h} + \frac{h}{2 \cdot R} \cdot \frac{dp}{d\varphi} \quad (4.53)$$

Integrací tečného napětí na povrchu čepu se určí tečná síla. Pro uvedený případ ložiska s nekonečnou šířkou a Gümbelovými okrajovými podmínkami je tečná síla  $F_t$  (odporový moment  $M_t = F_t \cdot R$ , ztrátový výkon  $P_z = M_t \cdot \omega$ )

$$F_t = \frac{\eta \cdot \omega \cdot B \cdot D}{\psi} \cdot \left( \frac{\pi}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} + \frac{\varepsilon}{2} \cdot S_o \cdot \sin \beta \right) \quad (4.54)$$

Poměr  $F_t / F = \mu$  se používá jako součinitel tření. U radiálních ložisek se obvykle uvádí poměr  $\mu / \psi$ .



Pro návrh radiálního stacionárního ložiska se zadává požadovaná únosnost  $F$ . Podle přibližné doporučené hodnoty středního tlaku v ložisku se volí rozměry ložiska, relativní vůle a mazivo. Tyto hodnoty dávají Sommerfeldovo číslo. Pomocí diagramu nebo postupným přibližováním pomocí funkčního vyjádření Sommerfeldova čísla jako funkce výstřednosti se zjistí odpovídající výstřednost čepu v ložisku. Poměry se musí upravit, aby se neměnily ohřevem maziva vznikajícím teplem.

Exaktní řešení rov.(4.43) pro radiální stacionární ložisko je také možno provést pro nekonečně úzké ložisko  $B \rightarrow 0$  (t.zv. **Michellovo ložisko**). Pro velmi malou šířku ložiska se derivace tlaku podle souřadnice ve směru osy ložiska stává podstatně větší oproti derivaci tlaku ve směru obvodu ložiska. Derivaci tlaku podle směru obvodu je možno položit  $dp/d\varphi = 0$  a řešení potom postupuje analogicky jako v případě nekonečné šířky.

Pro radiální stacionární ložisko úplné s konečnou šířkou jsou Sommerfeldovo číslo  $So$ , směr výslednice  $\beta$ , součinitel tření  $\mu$  a průtočné množství  $Q$  vyjádřeny funkčními závislostmi jako funkce excentricity  $\varepsilon$  a poměru  $B/D$ . Tyto parametry jsou vyneseny v diagramech na obr.4.15 až 4.18. Pro počítačové zpracování řešení radiálního ložiska se používají přibližné vzorce. Pro Sommerfeldovo číslo platí přibližný výraz

$$So = \left(\frac{B}{D}\right)^2 \cdot \frac{\varepsilon}{2 \cdot (1 - \varepsilon^2)^2} \cdot \sqrt{\pi^2 \cdot (1 - \varepsilon^2) + 16 \cdot \varepsilon^2} \cdot \frac{a_1 \cdot (\varepsilon - 1)}{a_2 + \varepsilon} \quad (4.55)$$

Pro směr výslednice rozložení tlaku platí

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\pi \cdot \sqrt{1 - \varepsilon^2}}{2 \cdot \varepsilon} \cdot [b_1 + b_2 \cdot \varepsilon + b_3 \cdot \varepsilon^2 + b_4 \cdot \varepsilon^3 + b_5 \cdot \varepsilon^4] \quad (4.56)$$

Součinitele  $a_i$  a  $b_j$  jsou funkcí poměru  $B/D = \xi$  a jsou vyjádřeny pomocí vztahů (4.57.a)

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1,1642 & -1,9456 & 7,1161 & -10,1073 & 5,0141 \\ -1,000026 & -0,023634 & -0,4215 & -0,038817 & -0,090551 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \xi \\ \xi^2 \\ \xi^3 \\ \xi^4 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \\ b_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1,152624 & -0,105465 \\ -2,5905 & 0,798745 \\ 8,73393 & -2,3291 \\ -13,3415 & 3,424337 \\ 6,6294 & -1,591732 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \xi \end{pmatrix} \quad (4.57.b)$$

Pro součinitel tření nekonečně širokého ložiska lze použít výraz

$$\frac{\mu}{\psi} = \frac{\pi}{So \cdot \sqrt{1 - \varepsilon^2}} + \frac{\varepsilon}{2} \cdot \sin \beta \quad (4.58)$$

Často jsou pro součinitel tření v radiálním ložisku uváděny vztahy (4.59 a,b)

$$\text{pro } So < 1 \text{ výraz} \quad \frac{\mu}{\psi} = 0,9 \cdot \frac{\eta \cdot \omega}{p_s \cdot \psi^2} \cdot \sqrt{4 \cdot \frac{D}{B} + 1}$$

$$\text{pro } So > 1 \text{ výraz} \quad \frac{\mu}{\psi} = 1,11 \cdot \sqrt{\frac{\eta \cdot \omega}{p_s \cdot \psi^2}} \cdot \sqrt{4 \cdot \frac{D}{B} + 1}$$

Průtočné množství maziva protékající spárou v důsledku účinku klínové spáry

$$Q = 2 \cdot R^3 \cdot \omega \cdot \psi \cdot \left[ \frac{B}{D} + 0,223 \cdot \left( \frac{B}{D} \right)^3 \right] \cdot \varepsilon \quad (4.60)$$

Pro posouzení radiálního ložiska by minimální tloušťka spáry daná výrazem

$$h_{\min} = h_0 = c \cdot (1 - \varepsilon) \quad (4.62)$$

měla být větší než součet maximálních výšek nerovností a házení čepu v pánvi.

Podobně jako v případě axiálního ložiska dochází u radiálního stacionárního ložiska k vývinu tepla a ohřevu maziva. Tím se v ložisku upraví samočinně stav rovnováhy vyvíjeného a předávaného tepla na určité úrovni teplot. Výchozími hodnotami jsou teplota přiváděného maziva  $T_1$  a okolí  $T_0$ , zatížení ložiska  $F$ , jeho rozměry  $B$  a  $D$ , úhlová rychlost otáčení čepu  $\omega$ . Pro tepelné poměry platí tepelná bilance a pro mazivo závislost jeho viskozity na teplotě.



Průtočné množství maziva dané vztahem rov.(4.60) odpovídá přívodu maziva bez tlaku v dostatečném množství. V praktických případech je mazivo přiváděno pod tlakem mazacím otvorem v kluzné ploše nebo do mazací drážky či kapsy. Je to dáno požadavkem bezpečného a spolehlivého provozu. Účinek přívodního tlaku maziva na únosnost ložiska bývá obvykle zanedbáván. Přívodní tlak se však projeví zvýšením průtočného množství maziva spárou ložiska. Toto přídavné průtočné množství se určuje pomocí vztahů pro průtok hydrostatickým ložiskem a je možno počítat se zvětšeným průtokem pro tepelnou bilanci ložiska.

Na obr.4.15 až 4.18 jsou diagramy pro odečítání základních parametrů radiálního stacionárního ložiska. Jsou to bezrozměrný střední tlak (Sommerfeldovo číslo)  $So$ , sklon výslednice rozložení tlaku  $\beta$ , součinitel tření  $\mu$  a průtočné množství  $Q$ . Parametry jsou vyneseny v závislosti na relativní excentricitě  $\varepsilon$  pro některé poměry šířky  $k$  průměru  $B/D$ .

Ložisková vůle v radiálním ložisku  $D - d$  se doporučuje přibližně 1/1000 průměru. Pro stanovení relativní ložiskové vůle  $\psi$  se používá výraz

$$\psi = 0,0008 \cdot \sqrt[4]{U} \quad (4.63)$$

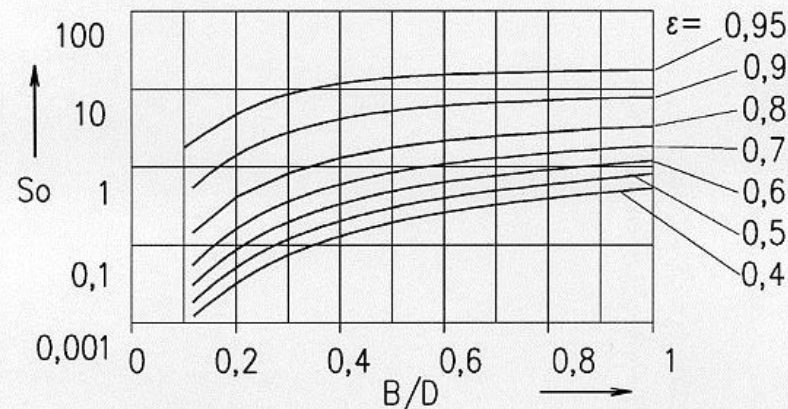
kde  $U$  je obvodová rychlost čepu v  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Tepelná bilance ložiska je vyjádřena rovností tepla vznikajícího třením a tepla odváděného mazivem a do okolí, viz rov.(4.37) až (4.39). Rov.(4.40) se změní, neboť za součinitel tření dosadíme z rov.(4.59.a,b). Dosazením do rov.(4.39) vznikne závislost viskozity na teplotě pro ložisko a tepelné poměry jeho okolí a přiváděného maziva. Podle použitého vztahu pro součinitel tření platí pro  $So > 1$

$$K_w \cdot (T_s - T_0) = 1,11 \cdot F \cdot U \cdot \sqrt{\frac{\eta \cdot \omega}{p_s}} \cdot \sqrt{4 \cdot \frac{B}{D} + 1} \quad (4.64.a)$$

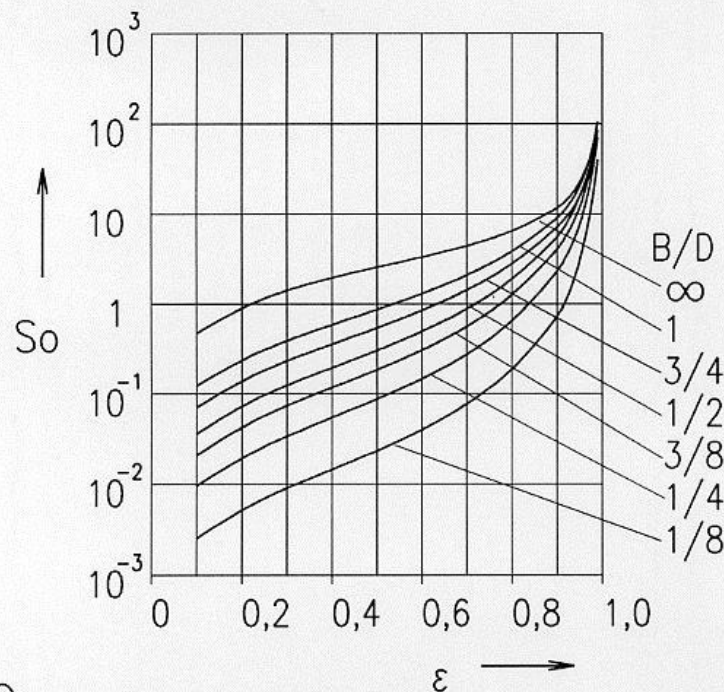
a pro  $So < 1$

$$K_w \cdot (T_s - T_0) = 0,9 \cdot F \cdot U \cdot \frac{\eta \cdot \omega}{p_s \cdot \psi} \cdot \sqrt{4 \cdot \frac{D}{B} + 1} \quad (4.64.b)$$

Opakováním výpočtu pro opravenou viskozitu nebo společným řešením závislosti viskozity na teplotě ložiska a maziva je třeba opravit teplotu a viskozitu v ložisku. Tato oprava se promítne do únosnosti ložiska a jeho ostatních parametrů. Postup řešení ilustruje následující příklad.

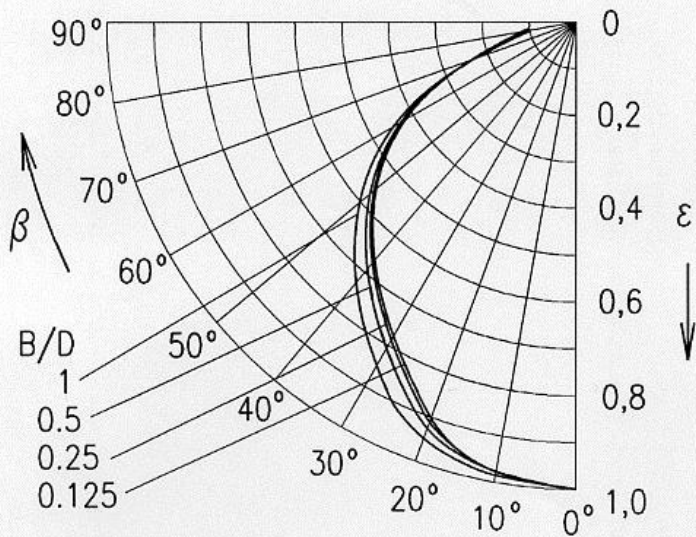


a

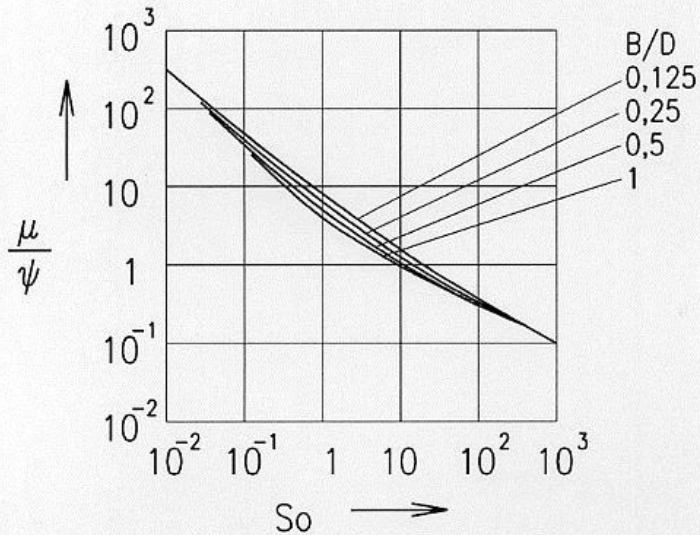


b

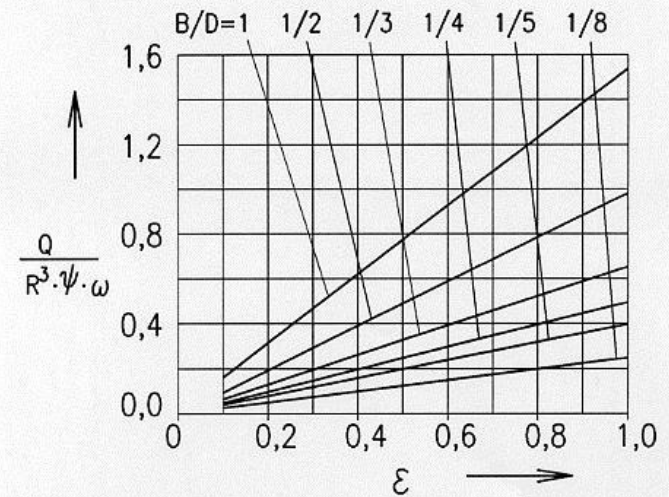
Obr.4.15 Sommerfeldovo číslo  $So$  (bezrozměrný střední tlak) radiálního ložiska



Obr.4.16 Sklon výslednice rozložení tlaku  $\beta$  v radiálním ložisku



Obr.4.17 Součinitel tření v poměru  $\mu/\psi$  pro radiální ložisko



Obr.4.18 Průtočné množství oleje v radiálním ložisku vyjádřené poměrem  $Q/(R^3 \cdot \omega \cdot \psi)$

#### Příklad 4.6

Navrhnete hydrodynamicky mazané radiální stacionární ložisko pro zatížení  $F=3 \cdot 10^4$  N a frekvenci otáček  $n=1000$  min<sup>-1</sup>. Určete ložiskovou vůli, provozní teplotu v ložisku pro vstupní teplotu maziva do ložiska  $T_1=35^\circ\text{C}$  a teplotu okolí  $T_0=30^\circ\text{C}$ , průtočné množství maziva, třecí moment v ložisku a ztrátový výkon.

Pro odhadnutý střední tlak v ložisku  $p_s=5$  MPa jsou zvoleny rozměry ložiska tak, aby plocha průmětu byla cca 6400 mm<sup>2</sup>, takže rozměry jsou  $B=D=80$  mm.

Obvodová rychlost čepu je pro úhlovou rychlost  $\omega=\pi \cdot n/30=104,72$  s<sup>-1</sup> rovna

$$U = \pi \cdot D \cdot n / 60 = 3,14 \cdot 0,08 \cdot 1000 / 60 = 4,19 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Ložisková vůle bude

$$\psi = 0,0008 \cdot (U)^{0,25} = 0,0008 \cdot (4,19)^{0,25} = 0,0012 \quad c = \psi \cdot R = 0,048 \text{ mm}$$

Předpokládaná výstřednost ložiska bude pro minimální tloušťku spáry 0,012 mm

$$\epsilon = 1 - h_0/c = 1 - 0,012/0,048 = 0,75$$



Pro výstřednost  $\varepsilon=0,75$  a poměr  $B/D=1$  dává rov.(4.55) Sommerfeldovo číslo

$$So = 1,0,75/[2.(1-0,75^2)^2].\sqrt{[3,14^2.(1-0,75^2)+16,0,75^2]}.1,2415.(0,75-1)/(0,75-1,5745) = 2,69$$

Viskozita maziva potřebná pro dosažení Sommerfeldova čísla je

$$\eta = F/(B.D).\psi^2/(\omega.So) = 3.10^4/(0,08.0,08).0,0012^2/(104,72.2,69) = 0,02395 \text{ Pa.s}$$

Protékající množství maziva bude

$$Q = R^3.\omega.\psi.2.B/D.(1-0,223.B^2/D^2).\varepsilon = 0,04^3.104,72.0,0012.2.0,08/0,08.(1-0,223.0,08^2/0,08^2).0,75 = 9,376.10^{-6} \text{ m}^3.\text{s}^{-1} = 0,56 \text{ l.min}^{-1}$$

Předpokládaná střední teplota maziva v ložisku je  $T_s=50^\circ\text{C}$  a pro tuto teplotu má použitý mazací olej viskozitu  $\eta=0,01875 \text{ Pa.s}$ , měrnou tepelnou kapacitu  $c_f=1940 \text{ J.K}^{-1}.\text{s}^{-1}$  a hustotu  $\rho=876 \text{ kg.m}^{-3}$ . Součinitel odvodu tepla  $K_w$  bude součtem součinitele odvodu tepla mazivem a součinitele odvodu tepla hřídelem a ložiskem. Plocha povrchu ložiskového tělesa zvolena  $0,2 \text{ m}^2$ , součinitel přestupu pro povrch ložiskového tělesa zvolen  $8 \text{ J.K}^{-1}.\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ , plocha povrchu hřídele zvolena  $0,13 \text{ m}^2$ , součinitel přestupu pro povrch hřídele zvolen  $23 \text{ J.K}^{-1}.\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ . Součinitel odvodu tepla hřídelem a ložiskem bude

$$K_{w1} = 0,2.8+0,13.23 = 4,6 \text{ J.K}^{-1}.\text{s}^{-1}.$$

Teplotní spád mezi střední teplotou v ložisku a teplotou přiváděného maziva bude asi 3/4 tepelného spádu mezi střední teplotou v ložisku  $T_s$  a teplotou okolí  $T_\theta$ . Součinitel odvodu tepla mazivem bude

$$K_{w2} = 0,75.Q.\rho.c_f = 0,75.9,38.10^{-6}.876.1940 = 11,95 \text{ J.K}^{-1}.\text{s}^{-1}$$

Celkový součinitel odvodu tepla zahrnuje odvod přestupem a mazivem a je

$$K_w = K_{w1}+K_{w2} = 4,6+11,95 = 16,6 \text{ J.K}^{-1}.\text{s}^{-1}$$

Tepelná bilance vyjadřující rovnost ztrátového výkonu a odvodu tepla ve tvaru rov.(4.64.a), kde použijeme teplotu okolí  $T_\theta=30^\circ\text{C}$  střední tlak  $p_s=4,69 \text{ MPa}$ , je

$$K_w.(T_s-303) = 1,11.F.U.\sqrt{(\eta.\omega/p_s)}.\sqrt{(4.D/B+1)} \\ 16,6.(T_s-303) = 1,11.3.10^4.4,2.\sqrt{(\eta.104,7/4,69.10^6)}.\sqrt{(4.80/80+1)} \\ 0,011234.(T_s-303) = \sqrt{\eta}$$

Pro ložiskový olej OL-32 známe 2 viskozity, a to  $\eta_0=0,02822 \text{ Pa.s}$  při teplotě  $T_{s0}=40^\circ\text{C}$  a  $\eta=0,01875 \text{ Pa.s}$  při teplotě  $T_s=50^\circ\text{C}$ . Pro závislost viskozity na teplotě lze získat neznámé koeficienty do vztahu rov.(2.2) postupným dosazením a řešením soustavy 2 rovnic. Pro uvedený olej platí tedy závislost viskozity na teplotě

$$\sqrt{\eta} = 0,02822.\exp[-0,0409.(T_s-313)]$$

Tepelná bilance a závislost viskozity na teplotě představují 2 rovnice o 2 neznámých. Jejich řešení dává hodnoty  $T_s=316,83 \text{ K}$  a  $\eta=0,0241 \text{ Pa.s}$ . Tato teplota a viskozita budou představovat hodnoty, které se v ložisku ustálí. Protože uvedené viskozitě odpovídá nová hodnota  $So=2,66$ , pro získání zcela přesného stavu by musel celý výpočet proběhnout opakovaně a skončit při shodě zvolené počáteční viskozity a výsledku řešení tepelné bilance spolu se závislostí  $\eta-T$  oleje. Vzhledem k nižší teplotě než předpokládané můžeme výpočet ukončit s tím, že tloušťka spáry bude větší než uvažovaná, která odpovídá ložiskovému číslu a relativní excentricitě,  $h_\theta=c.(1-\varepsilon)=48.(1-0,75)=12 \mu\text{m}$ . Pro běžné drsnosti čepu a pánve  $R_a=0,4$  a  $0,8 \mu\text{m}$  a házení nepřesahující  $0,005 \text{ mm}$  bude minimální tloušťka spáry dostačující a nedojde ke kontaktu výstupků drsností.