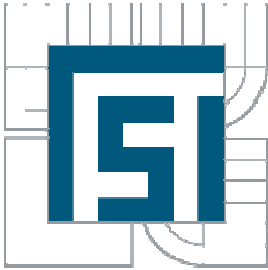


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV MECHANIKY TĚLES, MECHATRONIKY A
BIOMECHANIKY

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF SOLID MECHANICS, MECHATRONICS AND
BIOMECHANICS

VÝPOČTOVÁ ANALÝZA DYNAMICKÝCH VLASTNOSTÍ AXIÁLNÝCH LOŽISEK

TITLE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

BC. MIROSLAV ŽATKO

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

PROF. ING. EDUARD MALENOVSKÝ, DR. SC.

BRNO 2010

List oficiálneho zadania

Abstrakt

V tejto diplomovej práci sa rieši problematika stacionárneho prúdenia viskózne nestlačiteľnej kvapaliny v tenkých vrstvách mazacích filmov axiálnych klzných ložísk s pevnými segmentmi. Bol vytvorený parametrický výpočtový model olejovej domény, pre skúmanie rozloženia tlakových, rýchlostných a teplotných polí na segmente ložiska spolu s určením základných parametrov uloženia, axiálnej sily, ohrevu a trecích strát v závislosti od vstupných geometrických a prevádzkových parametrov. Následne bol tento model aplikovaný pre posúdenie vplyvu nerovnomernosti vôle pri naklonení ložiska. Problémová úloha je riešená numericky pomocou metódy konečných objemov v softvéri Ansys CFX 12.0

Kľúčové slová: axiálne klzné ložiská, CFD, axiálna sila, viskozita, prúdenie, tenké mazacie filmy, nerovnomernosť ložiskovej vôle.

Abstract

This master's thesis solves the problem of stationary viscous flow of incompressible fluids in thin layers of fluid film lubrication in fixed pad thrust bearings. The parametric computational model of oil domain was created for investigation the distribution of pressure, velocity and thermal fields together with the determination of the basic parameters as axial force, heating up and friction loss. Subsequently this model was applied for investigation influence of uneven bearing clearance. The problem task was solved by final volume method in Ansys CFX 12.0 software.

Keywords: fixed pad thrust bearings, CFD, axial force, viscous fluid flow, fluid film lubrication, uneven bearing clearance.

Prehlásenie autora

Čestne prehlasujem, že som nasledujúcu prácu vypracoval samostatne na základe uvedenej literatúry pod dohľadom môjho školiteľa.

V Brne dňa 21.5.2010

.....

Bc. Miroslav Žatko

Pod'akovanie

Na tomto mieste by som chcel pod'akovať vedúcemu diplomovej práce prof. Ing. Eduardovi Malenovskému za ochotu a podporu pri písaní práce, spoločnosti Honeywell, ktorá mi umožnila riešiť problém z technickej praxe a pánom Ing. Pavlovi Kossovi a Ing. Milanovi Nejedlému za užitočné rady pri jeho riešení.

Bibliografická citace

ŽATKO, M. *Výpočtová analýza dynamických vlastností axiálních ložisek*. Brno : Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2010. 64 s. Vedoucí diplomové práce prof. Ing. Eduard Malenovský, DrSc.

Obsah

Zoznam použitých skratiek a označení.....	8
1. Úvod.....	9
2. Formulácia problému a vymedzenie cieľov práce	10
3. Prehľad súčasného stavu poznania.....	11
3.1 Klzné uloženie	11
3.2 Hydrodynamika	22
3.3 Výpočtová dynamika tekutín	27
4. Analýza problému a určenie metodiky riešenia	36
5. Riešenie problémovej úlohy.....	37
5.1 Určenie charakteru prúdenia na základe Reynoldsovho čísla.....	37
5.2 Vytvorenie modelu geometrie.....	38
5.3 Diskretizácia modelu geometrie	39
5.4 Nastavenie parametrov v programe CFX	40
5.5 Verifikácia na základe dostupných analytických riešení.....	43
5.6 Porovnanie plného a štvrtinového modelu.....	45
5.7 Analýza fyzikálneho správania sa výpočtového modelu.....	46
5.8 Vytvorenie modelu geometrie s prírodnou drážkou.....	53
5.9 Porovnanie výpočtového modelu so softvérom spoločnosti Honeywell	56
5.10 Vytvorenie výpočtového modelu pre analýzu nerovnomernosti vôle	58
6. Záver.....	62
Zoznam použitej literatúry.....	64

Zoznam použitých skratiek a označení

F	[N]	сила
Q	[kg. s ⁻¹]	пrietok
V	[m ³]	контролный объем
R_h	[m]	гидравлический радиус
R_E	[-]	Reynoldsove číslo
τ	[Pa]	сдвиговое напряжение
p	[Pa]	тиск
m	[kg]	масса
ω	[ot. min ⁻¹]	скорость вращения
v	[m s ⁻¹]	скорость
c_p	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]	мерное тепло при константном давлении
ρ	[kg m ⁻³]	плотность
η	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]	динамическая вязкость
ν	[m ² s ⁻¹]	кинематическая вязкость
r_2	[m]	внешний радиус подшипника
r_1	[m]	внутренний радиус подшипника
h	[m]	толщина масляной пленки
h_2	[m]	наименьшая толщина масляной пленки
h_1	[m]	высота набежной кромки
θ	[°]	угол привадывающей канавки
δ	[°]	угол ровной части сегмента
φ	[°]	угол сегмента
χ	[°]	угол наклона подшипника

1. Úvod

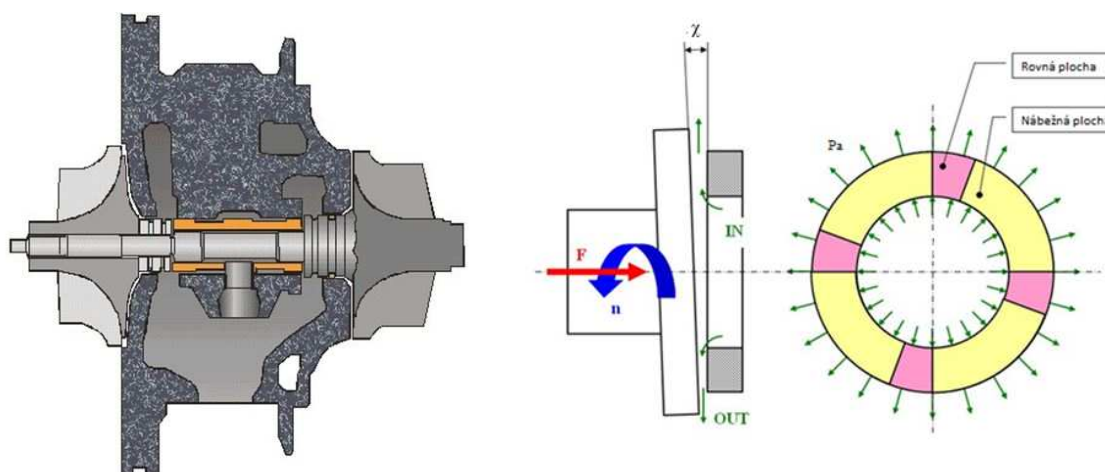
Problematika hydrodynamického mazania uzlov strojnych zariadení vystúpila do popredia na začiatku 19 storočia, kedy už teórie mazania v oblasti suchého a zmiešaného trenia postavené hlavne na experimentálnych prácach CH. A. Coulomba, nedávali dostačujúce výsledky a podklady pre prudko rozvíjajúci sa priemysel so stále vyššími nárokmi na stavbu a konštrukciu strojov. Prelom v tejto oblasti nastal v roku 1886 kedy O. Reynolds publikoval analytickú štúdiu, v ktorej využil redukovaný tvar Navier - Stokesových rovníc spolu s rovnicou continuity a odvodil diferenciálnu rovnicu popisujúcu rozloženie tlaku v klinovej medzere medzi trecími povrchmi a tým položil základy teórie hydrodynamického mazania. V ďalších rokoch sa rozvíjajúce poznatky začali postupne uplatňovať v oblasti konštrukcie radiálnych a neskôr aj axiálnych klzných ložísk, ktoré sú hlavným predmetom skúmania tejto práce. Analytické riešenia sústavy diferenciálnych rovníc popisujúcich procesy mazania axiálnych ložísk sú použiteľné len pri prijatí celej rady zjednodušení a len pre veľmi jednoduché oblasti, preto sa pri návrhu a konštrukcii týchto ložísk, dlho vychádzalo z experimentálne získaných poznatkov a závislostí. Až s nástupom a rozšírením numerických metód je naplno možné využiť sústavu riadiacich rovníc hydrodynamiky pre efektívne vyšetovanie pomerov v axiálnych klzných ložiskách a ich následnom zdokonaľovaní.

V tejto práci je pomocou metód CFD (Computational Fluid Dynamics) vytvorený výpočtový model pre skúmanie vlastností axiálnych klzných ložísk používaných v turbodúchadlách v závislosti na ich geometrických a prevádzkových parametroch. Vzhľadom na veľmi malé rozmery týchto ložísk, ktoré sa rádovo pohybujú v milimetroch, sú len veľmi obmedzené možnosti experimentálnej verifikácie výsledkov, preto je kladený veľký dôraz na kritické skúmanie správania sa modelu z hľadiska fyzikálnych zákonitostí a overených teórií. Výpočtový model bol vytvorený v spolupráci s firmou Honeywell, ktorá je lídrom vo vývoji turbodúchadiel pre osobné a nákladné vozidlá vo svetovom meradle a ktorá poskytla všetky vstupné údaje a požiadavky na riešenie. V závere tejto práce je výpočtový model konfrontovaný so súčasným softvérovým nástrojom používaným pre vývoj klzných ložísk v tejto firme.

2. Formulácia problému a vymedzenie cieľov práce

Rotorová sústava v turbodúchadle pracuje vo veľmi nepriaznivých podmienkach, vysokých otáčok a vysokých teplôt, preto je veľmi dôležitá problematika dostatočného mazania a chladenia jeho ložísk. V technickej praxi preto vznikol záujem o nástroj pre posúdenie teplotných, rýchlostných a tlakových pomerov v hydrodynamicky mazaných axiálnych klzných ložiskách. Ciele tejto práce je možné formulovať nasledovne:

- Vytvorenie parametrického výpočtového modelu olejového filmu prenášajúceho zaťaženie v axiálnom ložisku.
- Získanie predstavy o rozložení teplotného, tlakového a rýchlostného poľa v ložisku za predpokladu konštantných otáčok a stacionárneho stavu.
- Vyhodnotenie výstupných parametrov ložiska, axiálnej sily, ohrevu oleja a trecích strát v závislosti na vstupných geometrických a prevádzkových parametroch.
- Porovnanie výstupných parametrov výpočtového modelu so softvérom používaným vo firme Honeywell.
- Aplikácia výpočtového modelu pre posúdenie vplyvu nerovnomernosti hrúbky olejového filmu.



Obr. 2.1 Schematické znázornenie axiálneho klzného ložiska a jeho umiestnenia v turbodúchadle [13].

3. Prehľad súčasného stavu poznania

3.1 Klzné uloženie

Základné pojmy v tribológii

Trenie je odpor proti relatívnemu pohybu vznikajúci medzi dvoma k sebe pritlačovanými telesami v oblasti dotyku ich povrchov v dôsledku vonkajších síl. Je to proces, ktorý sprevádza prácu každého stroja a mechanizmu. Ak nie je priamo využívané k funkčným trecím väzbám, sú jeho účinky takmer vždy nepriaznivé. Energia, ktorá je spotrebovaná v dôsledku trenia znižuje účinnosť stroja a tým aj jeho efektívnosť. Generované teplo ohrieva strojné súčasti, mazivo a aj okolité prostredie, čím vedie k postupnej degradácii prevádzkových charakteristík, skracovaniu technického života stroja a zníženiu jeho spoľahlivosti. Zároveň dochádza k opotrebeniu funkčných plôch, ktoré postupne vedie k ich opravám prípadne výmene, čím sa prevádzkové náklady stroja výrazne zvyšujú. Preto je vyvíjané veľké úsilie v snahe o minimalizovanie trenia a všetkých faktorov, ktoré vznikajú v jeho dôsledku.[7]

Suché trenie - trenie tuhých telies bez prítomnosti maziva, dochádza ku skorému opotrebovaniu funkčných plôch .

Medzné trenie - prechod medzi suchým a zmiešaným trením kedy sú mazané povrchy oddelené len nepatrnou vrstvičkou maziva, v rádoch niekoľkých molekúl.

Zmiešané trenie - je oblasť kedy sa môžu zároveň uplatňovať podmienky suchého, medzného aj kvapalinového trenia.

Kvapalinové trenie - mazané povrchy sú úplne oddelené vrstvou maziva, ktorá prenáša zaťaženie, čím sa veľmi výrazne znižuje koeficient trenia medzi povrchmi.



Obr. 3.1 a- suché trenie, b- zmiešané trenie, c- kvapalinové trenie.

Klzné ložiská

Klzné ložiská sú časti strojov, ktoré udržiavajú hriadele a osi v konštrukčne požadovanej polohe, umožňujú im rotačný pohyb okolo svojej osi a prenášajú z nich zaťaženie na iné časti stroja. V závislosti od smeru vektora pôsobiaceho zaťaženia vzhľadom k osi rotácie ložiska, ich rozdeľujeme na:

Radiálne – zaťažujúca sila pôsobí v smere kolmom na os rotácie .

Axiálne – zaťažujúca sila pôsobí v smere osi rotácie .

Z funkčného hľadiska je možné podľa [8] rozdeliť klzné ložiská do týchto skupín:

Samomazné ložiská s tuhými mazivami – vo svojej štruktúre obsahujú mazaciu látku, napr. MoS₂, grafit a pod. , používajú sa hlavne tam, kde je iný typ mazania z konštrukčných, prevádzkových alebo ekonomických dôvodov nevhodný .

Samomazné pórovité ložiská – vyrábajú sa pomocou práškovej metalurgie, následne sa nasycujú mazivom, ktoré počas prevádzky vystupuje na povrch a vytvára mazaciu vrstvu.

Ložiská s obmedzeným mazaním – pracujú v oblasti zmiešaného trenia s využitím vhodných klzných vlastností základného materiálu v súčinnosti s minimálnym (obmedzeným) množstvom maziva.

Ložiská s hydrostatickým mazaním – pri ktorých sa nosná mazacia vrstva a tlak v mazacom médiu vytvárajú pôsobením tlakového zdroja (čerpadla) a nezávisí od kinematických pomerov v ložisku, veľkou výhodou je zabezpečenie dostatočného mazania pri rozbehu aj dobehu stroja. Nevýhodou potreba externého čerpadla.

Ložiská s hydrodynamickým mazaním – mazací film vzniká čerpacím účinkom v klinovej medzere v dôsledku relatívneho pohybu ložiska a rotora. Nevýhodou je zvýšené opotrebenie pri nábehu a dobehu stroja, kedy môže ložisko krátkodobo pracovať v oblasti suchého resp. zmiešaného trenia.

Hybridné ložiská- kombinujú hydrodynamický a hydrostatický princíp mazania, zaručujú prácu v oblasti kvapalinového trenia, pričom pri nevýhodných kinematicko – silových pomeroch pri nábehu a dobehu stroja sa využíva hydrostatické mazanie z externého zdroja a počas hlavnej pracovnej fázy ložisko pracuje na hydrodynamickom princípe.

Magnetické, elektrostatické a ďalšie špeciálne druhy ložísk - používajú sa len zriedkavo v aplikáciách, ktoré vyžadujú špeciálne podmienky a pri ktorých sa bežné typy ložísk použiť nedajú, prípadne sú ich parametre nedostatočné.

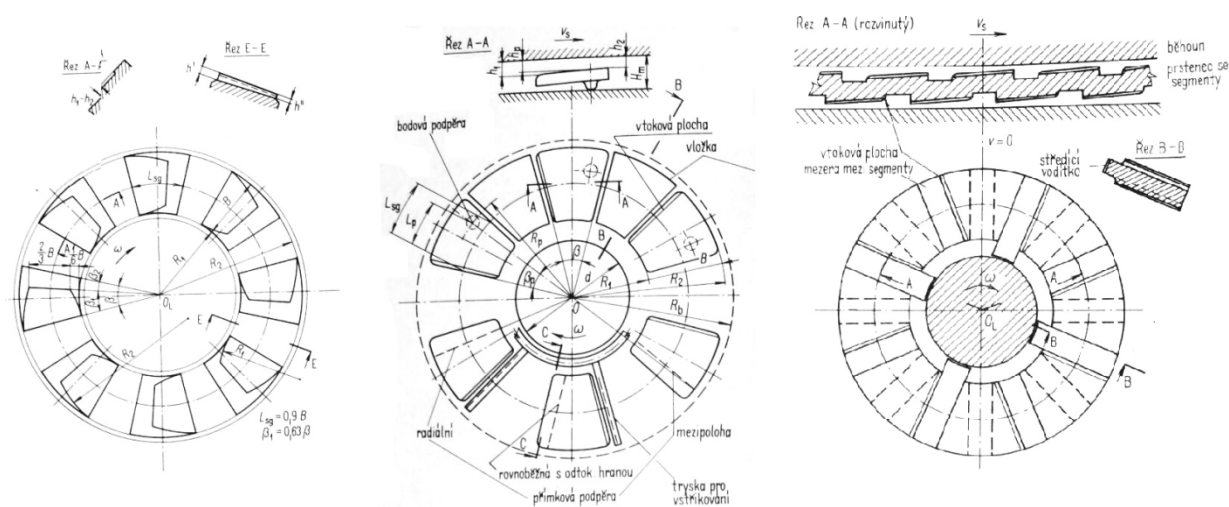
Hydrodynamicky mazané axiálne klzné ložiská

Z hľadiska konštrukcie segmentov ich môžeme podľa [4] rozdeliť na ložiská :

S pevnými segmentmi – najjednoduchšia a najlacnejšia varianta, používajú sa rôzne tvary nosných plôch, ktorých geometria a funkčné vlastnosti sa počas prevádzky nemenia.

S naklápanými segmentmi – umožňujú samočinné nastavenie najvýhodnejšieho sklonu funkčných plôch v dôsledku rovnováhy hydrodynamických a zaťažovacích síl, vyhotovujú sa s rôznym tvarom funkčných plôch a naklápaných mechanizmov, bližšie informácie o tomto type axiálnych ložísk je možné nájsť napr. v [4] [5].

S plávajúcimi segmentmi – zriedkavo používaný typ ložísk, segmenty sú vytvorené na oboch stranách nedeleného prstencového vloženia medzi rotor a ložisko s využitím strediacich vodičok.

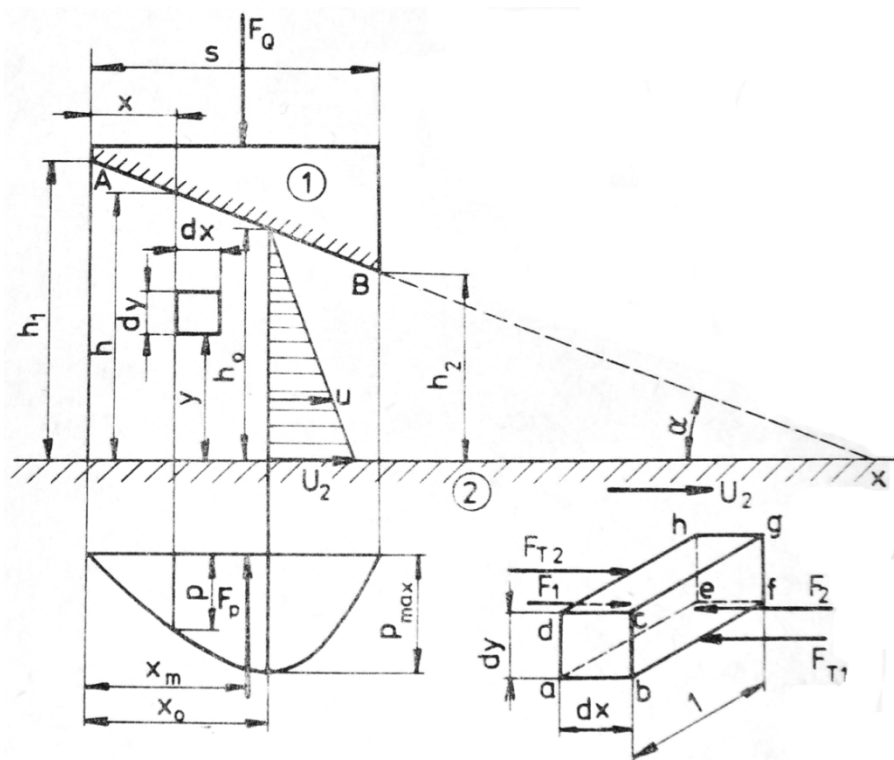


Obr. 3.2 Z prava : ložisko s pevnými, naklápanými a plávajúcimi segmentmi [4].

Ďalšia časť tejto práce je zameraná hlavne na axiálne klzné ložiská s pevnými segmentmi, vzhľadom na to že sa v turbodúchadlách používajú najčastejšie a sú predmetom riešeného problému.

Princíp hydrodynamicky mazaných klzných ložísk

Na obrázku 3.3 je zobrazená oblasť medzi dvoma naklonenými rovinami zvierajúcimi uhol α naplnená viskóznym mazivom. V prípade že dôjde k ich relatívnemu pohybu v smere osi x , v mazive v dôsledku prúdenia vzniká tlak p . Pri určitých podmienkach relatívnej rýchlosti U_2 , uhlu sklonu α a dynamickej viskozite η dochádza k rovnováhe celkovej vztlakovej sily F_P so zaťažujúcou silou F_Q pri danej minimálnej hrúbke maziva h_2 .



Obr. 3.3 Schéma princípu hydrodynamického mazania [7].

V prípade že platia nasledujúce predpoklady:

- rovina AB je v smere osy z nekonečne dlhá, na základe čoho sa dá predpokladať, že vo všetkých rovinách rovnobežných s rovinou XY sú rovnaké pomery prúdiacej kvapaliny a úlohu môžeme riešiť ako rovinnú,
- kvapalina je nestlačiteľná ($\rho = \text{konšt.}$),
- viskozita sa nemení ($\eta = \text{konšt.}$),
- neuvažujú sa vplyvy gravitačných a zotrvačných síl,
- prúdenie je laminárne, izotermické a stacionárne,
- hrúbka mazacej vrstvy h je vzhľadom na ostatné rozmery veľmi malá, môžeme pre element kvapaliny jednotkovej dĺžky v smere z podľa [7] odvodiť:

Tlakové sily pôsobiace na zvislé steny:

$$F_1 = p \cdot dy, \quad (3.1.1)$$

$$F_2 = \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy. \quad (3.1.2)$$

Trecie sily pôsobiace na vodorovné steny:

$$F_{T1} = \frac{\partial p}{\partial y} \eta \cdot dx, \quad (3.1.3)$$

$$F_{T2} = \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dy \right) \eta \cdot dx. \quad (3.1.4)$$

Pre rovnovážny stav platí :

$$F_1 - F_2 - F_{T1} + F_{T2} = 0. \quad (3.1.5)$$

Po dosadení a úprave :

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (3.1.6)$$

Za predpokladu že $p = p(x)$ po dvojnásobnej integrácii a úprave (3.1.6) platí:

$$u = \frac{y^2}{2\eta} \frac{dp}{dx} + C_1 y + C_2. \quad (3.1.7)$$

Po aplikácii nasledujúcich okrajových podmienok

$$y = 0 : \quad u = U_2, \quad y = h : \quad u = U_1 = 0, \quad (3.1.8)$$

dostávame po dosadení hodnoty konštant:

$$C_2 = U_2, C_1 = -\frac{U_2}{h} - \frac{h}{2\eta} \frac{dp}{dx}. \quad (3.1.9)$$

Po dosadení do (3.1.7) platí :

$$u = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dx} y^2 - \left(\frac{U_2}{h} + \frac{h}{2\eta} \frac{dp}{dx} \right) y + U_2 \quad (3.1.10)$$

Pri zachovaní kontinuity prúdiacej kvapaliny pretečie všetkými priečnymi prierezmi rovnaké množstvo kvapaliny, teda cez plošný element jednotkovej dĺžky v smere osi z pretečie za jednotku času elementárne množstvo kvapaliny:

$$dq = u \cdot dy \cdot 1. \quad (3.1.11)$$

A celkovým priečnym prierezom pretečie za jednotku času:

$$Q = \int_0^h u \cdot dy = \int_0^h \left[\frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dx} y^2 - \left(\frac{U_2}{h} + \frac{h}{2\eta} \frac{dp}{dx} \right) y + U_2 \right] dy = -\frac{h^3}{12\eta} \frac{dp}{dx} + \frac{U_2 h}{2}. \quad (3.1.12)$$

Prierezom v mieste $x = x_0$, kde $h = h_0$ je podľa obrázku 3.3 maximum tlaku p teda platí:

$$\frac{dp}{dx} = 0 \Rightarrow Q = \frac{U_2 h_0}{2}. \quad (3.1.13)$$

Porovnaním so vzťahom (3.1.12) platí

$$\frac{U_2 h_0}{2} = -\frac{h^3}{12\eta} \frac{dp}{dx} + \frac{U_2 h}{2}, \quad (3.1.14)$$

odtiaľ

$$\frac{dp}{dx} = 6\eta U_2 \frac{h - h_0}{h^3}. \quad (3.1.15)$$

Ak vyjadríme

$$dx = -\frac{dh}{tg \alpha}, \quad (3.1.16)$$

môžeme vzťah (3.1.15) napísať

$$\frac{dp}{dh} = -\frac{6\eta U_2}{tg \alpha} \left(\frac{1}{h^2} - \frac{h_0}{h^3} \right), \quad (3.1.17)$$

po integrácii

$$p = 6U_2\eta \frac{1}{tg \alpha} \left(\frac{1}{h} - \frac{h_0}{2h^2} \right) + C_3. \quad (3.1.18)$$

Konštanty h_0 a C_3 sa určia z nasledovných okrajových podmienok:

$$x = 0 : \quad h = h_1 \quad p = p_0, \quad x = s : \quad h = h_2 \quad p = p_0. \quad (3.1.19)$$

Po ich dosadení do (3.1.18) platí :

$$h_0 = \frac{2h_1h_2}{h_1 + h_2}, \quad (3.1.20)$$

$$C_3 = p_0 - 6U_2\eta \frac{1}{tg \alpha} \left(\frac{1}{h_{1,2}} - \frac{h_1h_2}{h_{1,2}^2(h_1 - h_2)} \right). \quad (3.1.21)$$

Kde výraz $h_{1,2}$ podľa [7] znamená, že môžeme podľa potreba dosadiť h_1 resp. h_2 .

V prípade že vyjadríme

$$tg \alpha = \frac{(h_1 - h_2)}{s}, \quad (3.1.22)$$

a dosadením okrajových podmienok do (3.1.18) je možné výslednú rovnicu hydrodynamického tlaku napísať :

$$p = 6U_2\eta \frac{s}{(h_1 - h_2)} \left[\frac{1}{h} - \frac{1}{h_{1,2}} - \frac{h_1h_2}{h_1 + h_2} \left(\frac{1}{h^2} - \frac{1}{h_{1,2}^2} \right) \right] + p_0 \quad (3.1.23)$$

Na základe tejto rovnice je možné určiť aj ostatné dôležité veličiny hydrodynamického mazania , pre elementárnu vztakovú silu platí s využitím vzťahu (3.1.16):

$$dF_p = -\frac{(p - p_0)dh}{tg \alpha}. \quad (3.1.24)$$

Integrovaním a využitím vzťahu (3.1.22) dostávame :

$$F_p = -6U_2\eta \left(\frac{s}{h_1 - h_2} \right)^2 \int_{h_1}^{h_2} \left[\frac{1}{h} - \frac{1}{h_{1,2}} - \frac{h_1h_2}{h_1 + h_2} \left(\frac{1}{h^2} - \frac{1}{h_{1,2}^2} \right) \right], \quad (3.1.25)$$

po úprave:

$$F_p = -6U_2\eta \left(\frac{s}{h_1 - h_2} \right)^2 \left(\ln \frac{h_2}{h_1} + 2 \frac{h_1 - h_2}{h_1 + h_2} \right), \quad (3.1.26)$$

Ak zavedieme pomer $h_1/h_2 = \kappa$ výraz (3.1.26) sa zjednoduší na :

$$F_p = -6 \cdot U_2 \cdot \eta \cdot \frac{s^2}{h_2^2 (\kappa - 1)^2} \left(\ln \kappa - 2 \frac{(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)} \right). \quad (3.1.27)$$

Podmienky funkcie hydrodynamicky mazaných klzných ložísk

Pri riešení klzného uloženia pracujúceho v oblasti hydrodynamického mazania sa musí vyhovieť celej rade technických, prevádzkových a ekonomických podmienok, ktoré sú stanovené technickými predpismi pre návrh klzného uloženia. V zásade je konštrukcia ložiska obmedzená dvoma extrémami :

- 1) ložisko s maximálnou únosnosťou, kedy sa nehľadí na trecie straty,
- 2) ložisko s minimálnymi trecími stratami, bez ohľadu na únosnosť .

V praxi sa navrhuje ložisko pre zadané podmienky čo najoptimálnejšie, aby pri čo najväčšej únosnosti boli straty trením čo najmenšie.

Pre spoľahlivú prácu klzného uloženia v oblasti hydrodynamického mazania by podľa [4] mali byť splnené všetky nasledujúce podmienky:

- správny výpočet a konštrukcia ložiska pre hydrodynamické mazanie a vybraný typ prúdenia,
- voľba vhodných materiálov pre klznú dvojicu,
- správny geometrický tvar a rozmery funkčných plôch, aby nedošlo pri prevádzkovej teplote a zaťaženi k ich deformáciám a klinovitý tvar vrstvy maziva sa čo najviac priblížil teoretickým predpokladom pri výpočte,
- vhodná drsnosť povrchov, aby sa zamedzilo nadmernému opotrebeniu funkčných plôch v prípade dočasnej práce ložiska pri zmiešanom resp. medznom trení,
- dostatočná relatívna rýchlosť pohybu funkčných plôch pre vytvorenie hydrodynamickej vrstvy maziva,
- dostatočný prívod maziva vhodných termofyzikálnych a chemických vlastností,
- veľkosť zaťažujúcej sily musí byť vždy menšia ako únosnosť ložiska, aby nedošlo k poklesu hrúbky mazacej vrstvy pod kritickú hodnotu.
- maximálna teplota vo vrstve maziva musí byť menšia ako prípustná, aby nedošlo k jeho tepelnej degradácii,
- maximálna teplota na funkčnej ploche segmentu musí byť menšia ako prípustná pre daný kov,
- vhodná veľkosť axiálnej vôle pri obojstrannom ložisku, pre vytvorenie dostatočnej hrúbky maziva na oboch stranách ložiska.

Konštrukcia axiálnych klzných ložísk s pevnými segmentmi

V dôsledku pevnej geometrickej konfigurácie ložiska pracujú s konštantným sklonom klznej plochy voči rotoru, čím sú vhodné hlavne pre určité, málo sa meniace pracovné podmienky. Vyhotovujú sa pre jeden alebo oba zmysly otáčania sa rotora aj pre jeden alebo oba smery zaťažujúcej sily. Najčastejšou koncepciou je že ložisko s pevnými segmentmi je trvale v pokoji a otáča sa rotor. Ich veľkou výhodou je pomerne jednoduchá konštrukcia, výroba aj montáž a podstatne menšia cena ako u ložísk s naklápanými segmentmi.

Pri navrhovaní klzného uloženia sa vychádza z vstupných (zadaných) hodnôt geometrickej konfigurácie stroja a pracovných podmienok, ktorými podľa [4] sú :

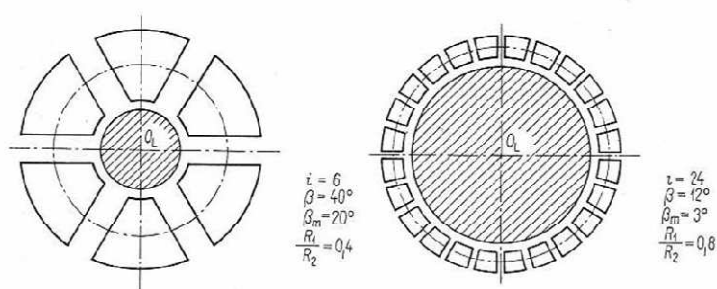
- celková zaťažujúca sila a jej smer F_L ,
- otáčky n ,
- priemer hriadeľa v ložisku d ,
- druh a vlastnosti maziva,
- vstupná teplota maziva,
- údaje o tepelnej bilancii ložiska,
- požiadavka na jeden alebo oba zmysly otáčania.

Pre tieto vstupné údaje je pri navrhovaní možné voliť parametre uloženia v určitom rozmedzí, pričom je možné využiť grafické metódy a výpočtové vzťahy, ktoré sú bližšie popísané v napr. v [4] [6][12]. Najdôležitejšími z týchto parametrov sú :

- 1) *Vnútorý polomer segmentu R_1* - jeho voľba je výrazne obmedzená priemerom hriadeľa.
- 2) *Pomer polomerov segmentu $s = R_1/R_2$* - volí sa v rozsahu 0,4 až 0,8 pri zohľadnení prípustného stredného tlaku na klznú plochu segmentu.
- 3) *Počet segmentov i a s tým súvisiaci stredový uhol segmentu β* – volí sa na základe veľkosti zaťažujúcej sily a klznej rýchlosti . Čím je klzná rýchlosť väčšia , tým musia byť väčšie aj medzery medzi segmentmi, aby sa medzi nimi zabránilo prenášaniamu ohriateho maziva. Počet segmentov určiť podľa [4] na základe vzťahu :

$$i = \frac{2\pi}{(1 + C''_{sb})\beta}, \quad (3.1.28)$$

kde $C_{sb}'' = 0,008 v_s + 0,08$ a v_s je klzná rýchlosť na strednom polomere.



Obr. 3.4 Počet segmentov pre rôzne hodnoty uhla β [4].

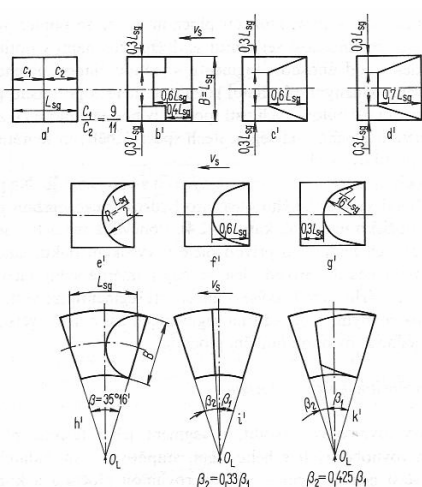
Počet segmentov je vždy celé číslo, pričom sa zo zásady používajú párne počty.

- 4) *Tvar prierezu klzných povrchov segmentov* – voľba tvaru priamo závisí s požadovanou únosnosťou ložiska a na určenom zmysle otáčania. V [4] sa uvádza tento základný prehľad tvarov prierezu segmentu :

Schema	Charakteristika plochy segmentu	Únosnosť segmentu	Oteplení maziva	Poznámka
	Plocha rovnoběžná s běhounem	malá	velké	Možnost změny smyslu otáčení
	Rovinná plocha, skloněná (klínová vrstva)	velká	poměrně malé	Jen pro jeden smysl otáčení
	Dvě protínající se roviny, jedna rovnoběžná s běhounem	velká	poměrně malé	Jen pro jeden smysl otáčení, dobré pro rozběh a doběh stroje, vhodné pro hybridní ložisko
	Stupňovitá plocha rovnoběžná s běhounem	Velmi značná	poměrně malé	Jen pro jeden smysl otáčení a neměnné provozní podmínky
	Třírovinná kluzná plocha, symetrická	střední	poměrně malé	Pro oba směry otáčení, dobré podmínky pro rozběh a doběh stroje, vhodné pro hybridní ložisko
	Komorová plocha	velká	větší	Jen pro jeden smysl otáčení, vhodné pro hybridní ložisko

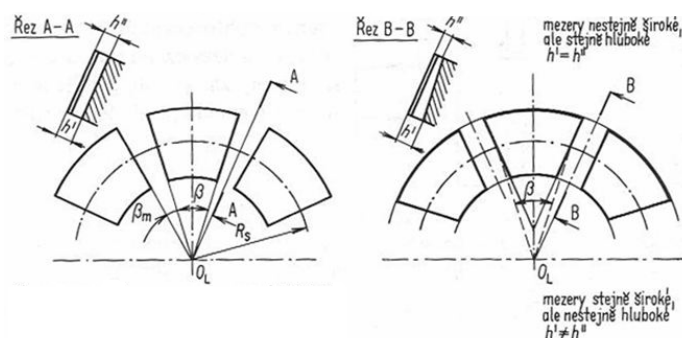
Obr. 3.5 Prehľad rôznych druhov prierezov segmentu[4].

Najväčšiu únosnosť dosahujú ložiská so stupňovitou klznou plochou, pričom vhodným tvarom a usporiadaním stupňov sa dajú prispôbiť rôznorodým požiadavkám. Na obrázku 3.6 sú znázornené príklady geometrických konfigurácií rôznych typov stupňovitých klzných plôch. Najväčšiu únosnosť podľa experimentálnych meraní v [4] dosahuje typ k' , ktorý má aj veľmi malý stranový únik paliva. Problémom zostáva pomerne náročná technológia výroby presného tvaru stupňa, najmä pri malých ložiskách. Preto sa v súčasných turbodúchadlách pre osobné motory používa jednoduchší typ s dvoma pretínajúcimi sa rovinami, ktorého charakteristiky sú dostatočné a výroba jednoduchšia a lacnejšia.



Obr. 3.6 Tvar stupňovitých klzných plôch [4].

- 5) *Tvar obrysov segmentu* – prirodzeným tvarom segmentu je medzikružie, jeho nevýhodou je že vzniknuté medzery sa rozširujú v radiálnom smere a tým pádom mazivo vstupuje najužším miestom, odstraňuje sa to z hľadiska výroby jednoduchšími drážkami, ktoré sú konštantnej šírky po celom polomere ložiska, tak je znázornené na obrázku 3.7.



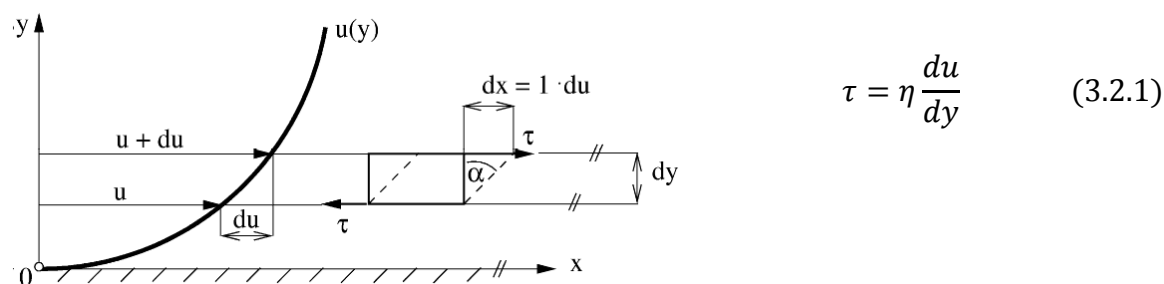
Obr. 3.7 Tvarové varianty privádzacích drážok. [4]

3.2 Hydrodynamika

Základné pojmy Hydrodynamiky

Kvapaliny sa od pevných telies líšia značnou pohyblivosťou svojich častíc v dôsledku čoho nemajú vlastný tvar a vyplňujú tvar nádoby ktorá ich obklopuje, pričom vytvárajú voľnú hladinu. Kvapaliny kladú relatívne malý odpor silám pôsobiacim v smere vonkajšej normály plochy, ktorá ich obmedzuje, preto je vhodnejšie u kvapalín hovoriť o tlaku ako o napätí.

Viskozita vyjadruje odpor kvapaliny proti zmene tvaru, ktorý sa uplatňuje v prípade, že kvapalina nie je v rovnovážnom stave a prispôbuje sa pôsobiacim silám. Viskozita má charakter vnútorného trenia vrstiev kvapaliny pričom dochádza k zoslabeniu rozdielu ich vzájomných rýchlostí [1]. Šmykové napätie vznikajúce v dôsledku viskozity vyjadril Newton:



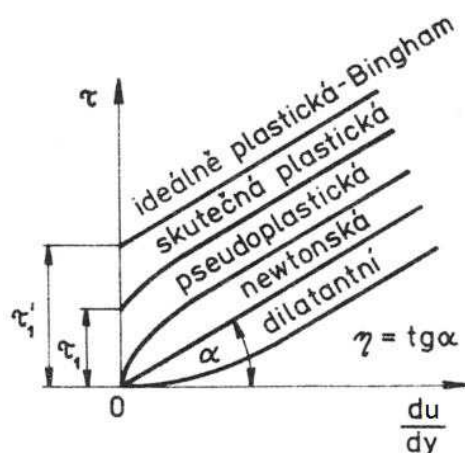
Obr. 3.8 Schéma odvodenia Newtonovho zákona viskozity.

Rovnica vyjadruje že hodnota τ je priamo úmerná gradientu rýchlosti u v smere kolmom na smer pohybu a konštantu úmernosti nazývame dynamickou viskozitou η , je charakteristickou vlastnosťou kvapaliny a je závislá na teplote a tlaku.

Kinematická viskozita ν je definovaná :

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (3.2.2)$$

Kvapaliny, ktoré sa správajú podľa Newtonovho zákona viskozity nazývame Newtonovské . V opačnom prípade ich označujeme ako Nenevtonovské a používajú sa u nich špecifické reologické modely, o ktorých sa píše napr. v [9] [10].



Obr. 3.9 Závislosť τ na gradiente rýchlosti pre rôzne druhy kvapalín [2].

V prípade že pri pohybe kvapaliny zanedbáme viskózne sily, a považujeme ju za nestlačiteľnú, hovoríme o neviskóznej tzv. *ideálnej kvapaline*.

Lagrangeov a Eulerov prístup

Pri vyšetrowaní kvapaliny v pohybe z hľadiska kinematiky a dynamiky sa zaužívali dva základné prístupy[1] :

Lagrangeov prístup: Z pohybujúcej sa kvapaliny je v čase t_0 zvolená jedna častica. Jej poloha je v tomto okamžiku určená obecnými súradnicami a, b, c . Poloha tejto častice v čase t bude závisieť na počiatočnej polohe a dobe t . Jej kartézske súradnice polohy x_i je možné vyjadriť: $x_i = x_i(a, b, c, t)$, čo znamená, že poloha tejto častice v ľubovoľnom okamihu t je daná štyrmi nezávislými premennými a, b, c, t , ktoré sa nazývajú Lagrangeove premenné.

Eulerov prístup: Prúdenie kvapaliny sa vyšetruje v určitom zvolenom bode priestoru. Častica, ktorá bude v danom čase t v mieste danom súradnicami x_i a bude mať určitú rýchlosť v_j . Jednotlivé zložky jej rýchlosti sú závislé na x_i a čase t a platí: $v_j = v_j(x_i, t)$. V prípade, že bude v rovnici x_i v čase konštantné a čas t premenlivý, dostaneme vyjadrenie zložiek rýchlosti pre rôzne častice prechádzajúce cez pevne zvolený bod priestoru. Naopak ak x_i sa bude meniť pri konštantnom čase t , vznikajú rovnice popisujúce zložky rýchlosti všetkých častíc v čase t . Premenné x_i, t sa nazývajú Eulerovými premennými.

Medzi oboma prístupmi sa dá plynule prechádzať pomocou postupov vyjadrených v [1].

V súvislosti s hore uvedenými prístupmi môžeme pri posudzovaní pohybu tekutiny vyšetrovať tvar *trajektórie* určitej častice v danom časovom úseku (Lagrangeova metóda), alebo rýchlosti všetkých častíc v danom časovom okamihu (Eulerova metóda).

V súvislosti s Eulerovým prístupom sa často vyskytuje pojem *prúdnice*, je to myslená čiara, ktorej dotyčnica v ľubovoľnom bode určuje smer rýchlosti prúdenia v danom čase.

Vzhľadom na to, že je prúdenie v obecnom prípade funkciou času, tvoria sústavy trajektórií a prúdnic dve odlišné množiny kriviek, ktoré splývajú v dôležitom prípade a to keď je rýchlostné a tlakové pole v čase konštantné, hovoríme vtedy o *ustálenom prúdení*.

Klasifikácia prúdenia

Podľa fyzikálnych vlastností kvapaliny :

1. Prúdenie ideálnej kvapaliny :

- a) potenciálne prúdenie (nevírivé) - častice sa pohybujú tak, že sa voči pozorovateľovi neotáčajú okolo vlastnej osi,
- b) vírivé prúdenie - častice sa natáčajú voči pozorovateľovi.

2. Prúdenie reálnych kvapalín:

- a) laminárne - častice sa pohybujú po vrstvách,
- b) turbulentné - častice sa premiestňujú aj po priereze.

Podľa kinematických hľadísk :

1. Usporiadanie prúdenia v priestore

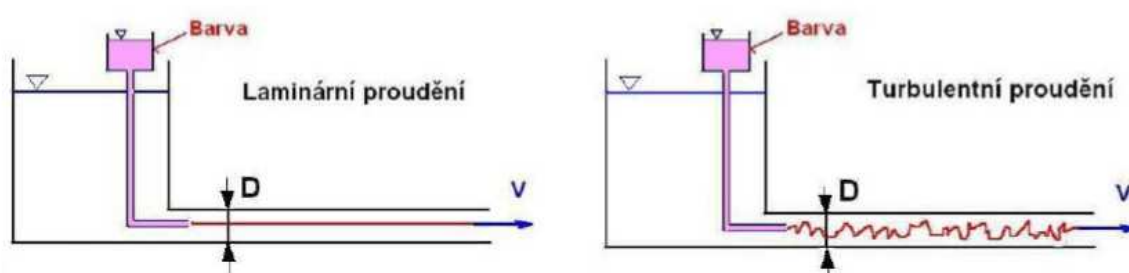
- a) trojrozmerné - 3D, $v = v(x, y, z, t)$,
- b) dvojrozmerné - 2D, $v = v(x, y, t)$,
- c) jednorozmerné - 1D, $v = v(x, t)$.

2. Závislosti na čase

- a) ustálené (stacionárne) - veličiny popisujúce prúdenie nie sú závislé na čase,
- b) neustálené (nestacionárne) - veličiny popisujúce prúdenie sa v čase menia.

Prúdenie reálnych kvapalín

Skúmaním prúdenia reálnych kvapalín sa koncom 19. storočia zaoberal Reynolds . V roku 1883 publikoval pokus, v ktorom pomocou injektora púšťal do skleneného potrubia prúd zafarbenej kvapaliny a sledoval charakter výsledného prúdenia. Pri malých rýchlostiach prúdenia zostávalo prúdové vlákno neporušené, čo je dôkazom prúdenia po vrstvách, kedy nedochádza k vzájomnej difúziu častíc, takýto charakter nazývame prúdením *laminárnym*. Postupným zvyšovaním rýchlosti prúdenia pri určitej kritickej rýchlosti nastane intenzívne miešanie častíc v jednotlivých vrstvách kvapaliny, až farba zaplní celé potrubie. Takýto charakter nazývame prúdením *turbulentným* [2].



Obr. 3.10 Znáozornenie rozdielu medzi laminárnym a turbulentným prúdením [2].

Na základe tohto pozorovania definoval Reynolds kritérium pre posúdenie charakteru prúdenia na základe dynamickej podobnosti, tzv. Reynoldsovo číslo. Je definované ako pomer zotrvačnej a viskózne sily pôsobiacej na element kvapaliny [9]

$$Re = \frac{F_z}{F_\eta} = \frac{\rho \cdot L^2 \cdot v^2}{\eta \cdot v \cdot L} = \frac{\rho \cdot v \cdot L}{\eta} = \frac{v \cdot L}{\nu} \quad (3.2.3)$$

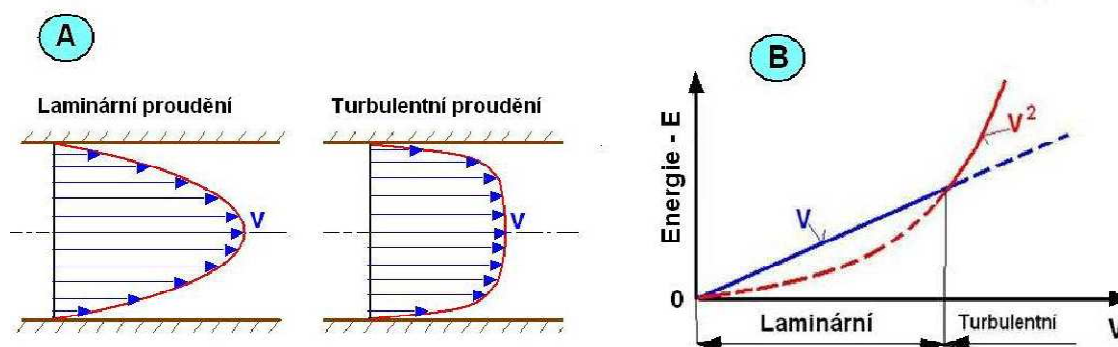
Z tejto definície vyplýva že prúdenie môžeme považovať za turbulentné ak sú zotrvačné sily pôsobiace v tekutine omnoho väčšie ako sily viskózne, ktoré mechanizmom vnútorného trenia tlmia lokálne nestability prúdenia.

Pre kruhové potrubie sa uvádzajú tieto kritické hodnoty Reynoldsovho čísla:

$Re < 2320$ plne laminárne prúdenie,

$Re > 10000$ plne turbulentné prúdenie.

Určenie typu prúdenia je pre vyšetovanie správania sa kvapaliny zásadné, jednotlivé typy prúdenia sa odlišujú ako rýchlostným profilom tak aj hydraulickými stratami.



Obr.3.11 Porovnanie charakteristík laminárneho a turbulentného prúdenia.[2]

Ako vidieť z obrázku 3.11 A pri turbulentnom prúdení dochádza k neustálej výmene kinetickej energie medzi časticami prechádzajúcimi medzi jednotlivými vrstvami, tým pádom dochádza k vyrovnávaniu rýchlostí po priereze. Na obrázku 3.11 B je vidieť rozdiel v závislostiach hydraulických strát pri jednotlivých typoch prúdenia. Prechod laminárneho prúdenia v turbulentné je daný hodnotou kritického Reynoldsovo čísla. [2]

Pri pohybe dvoch vrstiev kvapaliny po sebe sa pôsobením trecej sily sústavne koná práca, ktorá disipuje na teplo, ohrev v dôsledku prúdenia kvapaliny je pri bežných inžinierskych aplikáciách zanedbateľný (potrubia), no v špeciálnych prípadoch, napríklad v ložiskách môže byť nárast teploty významný. Merný výkon disipovaný na teplo vzťahnutý na jednotku objemu je možné podľa [10] možné vyjadriť :

$$\frac{P}{V} = \frac{\tau du}{dy} = \eta \left(\frac{du}{dy} \right)^2. \quad (3.2.4)$$

3.3 Výpočtová dynamika tekutín

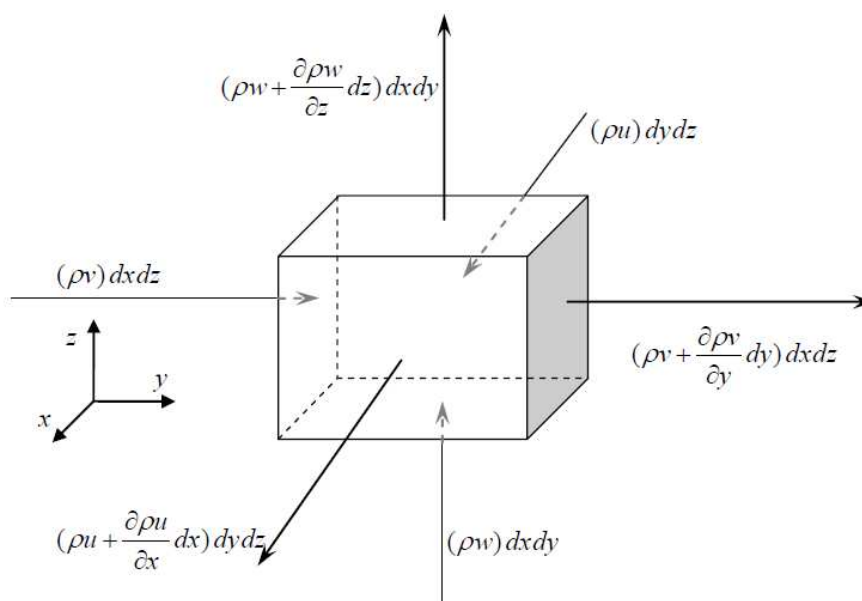
Základné rovnice výpočtovej dynamiky tekutín

Pri skúmaní správania sa kvapalín sa vychádza z troch základných fyzikálnych princípov :

- zákon zachovania hmotnosti (rovnica kontinuity),
- zákon zachovania hybnosti (Navier - Stokesove rovnice),
- zákon zachovania energie (prvý termodynamický zákon).

Rovnica kontinuity

Rovnica kontinuity predstavuje zákon zachovania hmotnosti aplikovaný na prúdiacu kvapalinu , ktorý hovorí [3]: Celkový hmotnostný tok stenou S kontrolného objemu V je rovný rýchlosti zmeny hmotnosti tekutiny v tomto objeme. Na obrázku 3.12 je znázornený kontrolný objem V , spolu so znázornením hmotnostných tokov.



Obr. 3.12 Schéma hmotnostných tokov do elementu kvapaliny[3].

V prípade že za kladný hmotnostný tok považujeme ten ktorý vychádza z kontrolného objemu V dostávame [3]:

$$\begin{aligned} & \left(\rho u + \frac{\partial \rho u}{\partial x} dx \right) dydz - (\rho u) dydz + \left(\rho v + \frac{\partial \rho v}{\partial y} dy \right) dx dz - (\rho v) dx dz + \\ & + \left(\rho w + \frac{\partial \rho w}{\partial z} dz \right) dx dy - (\rho w) dx dy = \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} \right) dx dy dz. \end{aligned} \quad (3.3.1)$$

Úbytok hmotnosti tekutiny v kontrolnom objeme V môžeme vyjadriť:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz. \quad (3.3.2)$$

Porovnaním (3.3.1) a (3.3.2) :

$$\left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} \right) dx dy dz = -\frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz, \quad (3.3.3)$$

odkiaľ po vykrátení a úprave :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0. \quad (3.3.4)$$

S využitím operátora nabra ∇ je možné napísať výslednú rovnicu kontinuity v tvare :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.3.5)$$

kde $\mathbf{v} = \mathbf{v}(u, v, w)$ je vektor rýchlosti so zložkami u , v , w v smere jednotlivých súradných osí.

Rovnice prenosu hybnosti:

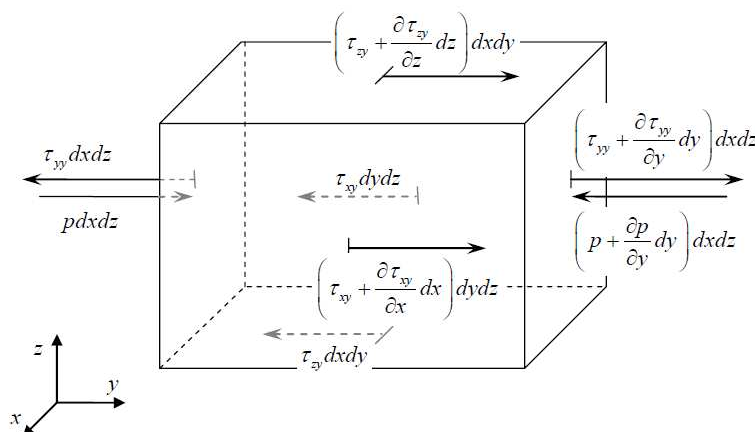
Rovnice prenosu hybnosti pre neviskóznú kvapalinu odvodil Euler v roku 1753 v Petrohrade, preto sa v prípade neviskóznej kvapaliny označujú aj ako Eulerove rovnice. V roku 1827 a 1845 boli nezávisle na sebe rozšírené pánmi G.G. Stokes a M. Navier o členy zahrňujúce vplyv viskozity, odtiaľ vzniklo pomenovanie Navier- Stokesove rovnice.

Vychádzajú z druhého Newtonovho zákona:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}. \quad (3.3.6)$$

Sily pôsobiace na kontrolný objem V môžeme rozdeliť na:

- 1) *povrchové* vznikajúce v dôsledku tlaku a viskozity v podobe normálových a šmykových napätí.
- 2) *objemové* kde patria gravitačné, zotrvačné, magnetické elektrostatické a podobné



Obr. 3.13 Schéma pôsobenia povrchových síl na kontrolný objem v smere osy y [3].

Na obrázku 3.13 sú znázornené všetky povrchové sily pôsobiace na kontrolný objem V v smere osi y . Ak použijeme dohodnutú znamienkovú konvenciu môžeme podľa [3] písať pre výslednú zložku povrchových síl po sčítaní :

$$F_y = \left(-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) dx dy dz. \quad (3.3.7)$$

Objemové sily vzťahnuté na jednotku hmotnosti je možné vyjadriť ako:

$$\mathbf{f} = (f_x + f_y + f_z). \quad (3.3.8)$$

Výsledná sila pôsobiaca v smere osi y bude:

$$F_y = \left(-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \right) dx dy dz. \quad (3.3.9)$$

Súčin hmotnosti a zrýchlenia je podľa [3] možné vyjadriť nasledovne:

$$F_y = m \cdot a_y = \left(\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla(\rho v \mathbf{v}) \right) dx dy dz. \quad (3.3.10)$$

Porovnaním rovníc (3.3.9) a (3.3.10) po úprave dostávame, pre tri smery, sústavu Navier- Stokesových rovníc pre viskóznú stlačiteľnú kvapalinu :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla(\rho u \mathbf{v}) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla(\rho v \mathbf{v}) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \nabla(\rho w \mathbf{v}) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z \end{aligned} \quad (3.3.11)$$

V sústave rovníc (3.3.11) je deväť neznámych premenných τ_{ij} ($i, j = x, y, z$), no v prípade že predpokladáme izotropnú kvapalinu, ich počet sa zredukuje na šesť, pretože platí :

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} \quad \tau_{yz} = \tau_{zy} \quad (3.3.12)$$

Ďalších šesť rovníc sa dá napísať pomocou materiálových vlastností kvapaliny η a λ , pri využití analógie s Hookovým zákonom :

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \lambda \nabla \mathbf{v} + 2\eta \frac{\partial u}{\partial x}, & \tau_{yy} &= \lambda \nabla \mathbf{v} + 2\eta \frac{\partial v}{\partial y}, & \tau_{zz} &= \lambda \nabla \mathbf{v} + 2\eta \frac{\partial w}{\partial z} \\ \tau_{xy} &= \eta \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), & \tau_{yx} &= \eta \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), & \tau_{xy} &= \eta \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (3.3.13)$$

kde λ je tzv. druhý koeficient viskozity a platí preňho s dostatočnou presnosťou podľa [1]:

$$\lambda = -\frac{2}{3} \eta. \quad (3.3.14)$$

Rovnica prenosu energie

Vyjadrujú zákon zachovania energie resp. prvý termodynamický zákon, ktorý hovorí, že celková energia v izolovanej sústave sa zachováva. Pre kontrolný objem v daný časový okamih ho môžeme podľa [3] zapísať v tvare :

$$\dot{Q}_A = \dot{Q}_B + \dot{Q}_C, \quad (3.3.15)$$

kde \dot{Q}_A predstavuje celkový prírastok energie v kontrolnom objeme V za jednotku času,

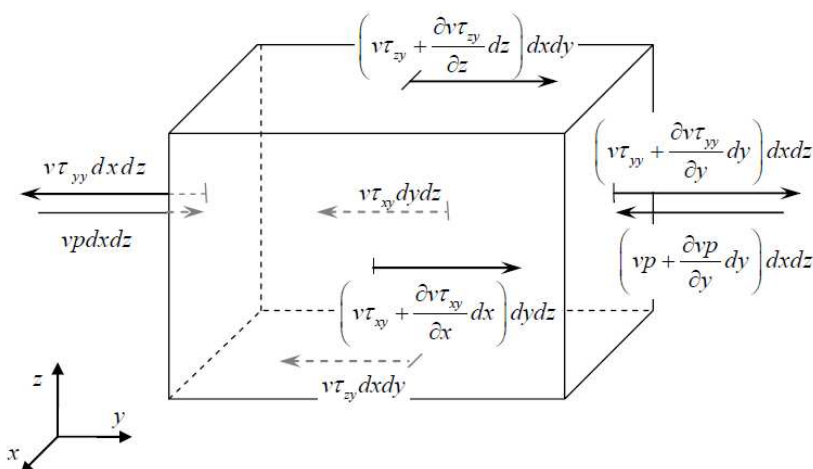
\dot{Q}_B predstavuje tepelný tok do kontrolného objemu V za jednotku času,

\dot{Q}_C predstavuje prácu konanú na kontrolnom objeme V za jednotku času.

Práca konaná na kontrolnom objeme tekutiny

Celkovú prácu vykonanú na V môžeme rozdeliť na:

- 1) prácu od povrchových síl \dot{Q}_{CS} ,
- 2) prácu od objemových síl \dot{Q}_{CV} .



Obr. 3.14 Práca povrchových síl pôsobiacich na kontrolný objem v smere osi y [3].

Práca povrchových síl – na základe rozboru pôsobiacich povrchových síl z obrázku 3.14 môžeme odvodiť že platí:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{CS} = & \left[\left(-\frac{\partial(vp)}{\partial y} + \frac{\partial(vp)}{\partial x} + \frac{\partial(wp)}{\partial z} \right) + \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} \right. \\ & \left. + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zz})}{\partial z} \right] dx dy dz \quad (3.3.16) \end{aligned}$$

Práca objemových síl – práca je vo všeobecnosti definovaná ako súčin sily a dráhy na ktorej pôsobí, preto pre prácu objemových síl za jednotku času platí :

$$\dot{Q}_{CV} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \rho \, dx dy dz \quad (3.3.17)$$

Tepelný tok do kontrolného objemu tekutiny

Podobne ako je tomu u povrchových síl, aj tepelný tok môžeme rozdeliť na dve zložky:

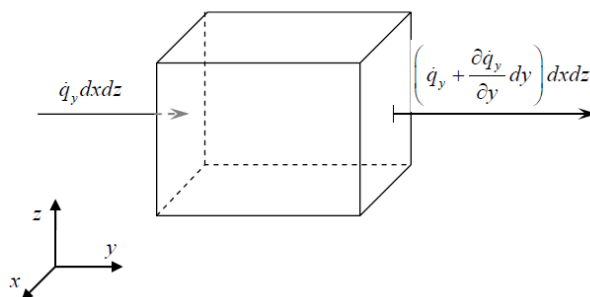
- 1) *objemový tepelný tok* \dot{Q}_{BV} vyjadrujúci prenos tepla žiarením, prípadne od ohmického ohrevu a pod.
- 2) *povrchový tepelný tok* \dot{Q}_{BS} tvorený prevažne konvekciou a vedením

Objemový tepelný tok – sa vyjadruje pomocou tzv. hustoty tepelného objemového toku q_v [J/kgs] , podľa [3] platí :

$$\dot{Q}_{BV} = q_v \rho \, dx dy dz \quad (3.3.18)$$

Povrchový tepelný tok – pre určenie vedenia tepla stenou za jednotku času sa používa tzv. Fourierov zákon :

$$\dot{\mathbf{q}} = -k \nabla T \quad (3.3.19)$$



Obr. 3.15 Znáročenie tepelného toku do kontrolného objemu v smere osi y [3].

Teplo, ktoré je prenesené do kontrolného objemu za jednotku času v smere osi y je schematicky znázornené na obrázku 3.15, analogicky ako v predchádzajúcich prípadoch je výsledné teplo prenesené do kontrolného objemu V tvorené súčtom všetkých členov :

$$\dot{Q}_{BS} = - \left(\frac{\partial \dot{q}_x}{\partial x} + \frac{\partial \dot{q}_y}{\partial y} + \frac{\partial \dot{q}_z}{\partial z} \right) dx dy dz = - \nabla \cdot \dot{\mathbf{q}} dx dy dz = \nabla \cdot (k \nabla T) dx dy dz \quad (3.3.20)$$

Ľavá strana rovnice (3.3.15) predstavuje celkovú energiu sústavy, čo je v prípade pohybujúcej sa tekutiny súčet jej vnútornej energie jednotlivých častíc e a kinetickej energie, ktorá je úmerná jej rýchlosti \mathbf{v} . Podľa [3] je možné túto energiu vyjadriť :

$$\dot{Q}_A = \left(\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \nabla e \right) dx dy dz \quad (3.3.21)$$

Po dosadení do všetkých zložiek do rovnice (3.3.15) a úprave je možné výslednú rovnicu energetickej bilancie podľa [3] napísať:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla(\rho e \mathbf{v}) = \rho q_v + \nabla(k \nabla T) - p \nabla \mathbf{v} + \frac{\partial(u \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u \tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u \tau_{zy})}{\partial z} + \\ + \frac{\partial(v \tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v \tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v \tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w \tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w \tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(u \tau_{zz})}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.3.22)$$

Zhrnutie riadiacich rovníc dynamiky tekutín

Na základe odvodenia uvedeného vyššie je výsledkom aplikovania zákonov zachovania hybnosti, hmotnosti a energie na pohybujúci sa kontrolný objem tekutiny sústava parciálnych diferenciálnych rovníc:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla(\rho u \mathbf{v}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla(\rho v \mathbf{v}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \quad (3.3.23)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \nabla(\rho w \mathbf{v}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla(\rho e \mathbf{v}) = \rho q_v + \nabla(k \nabla T) - p \nabla \mathbf{v} + \frac{\partial(u \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u \tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u \tau_{zy})}{\partial z} + \\ + \frac{\partial(v \tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v \tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v \tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w \tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w \tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(u \tau_{zz})}{\partial z} \end{aligned}$$

V týchto rovniciach je týchto sedem neznámich : ρ, u, v, w, p, e, T . Vzhľadom na to, že máme iba päť rovníc systém má nekonečne veľa riešení. Pre nájdenie správneho riešenie je potrebné formulovať ďalšie dve rovnice.

Prvou môže byť stavová rovnica pre ideálny plyn:

$$p = \frac{\rho RT}{M_s}, \quad (3.3.24)$$

kde M_s je molárna hmotnosť príslušného plynu a $R = 8,3143 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$ je univerzálna plynová konštanta. Ďalšou využiteľnou rovnicou, je vzťah pre vnútornú energiu e :

$$e = e(p, T) \quad (3.3.25)$$

pričom napr. pre nestlačiteľnú kvapalinu ho môžeme vyjadriť v tvare [3]:

$$e = c_v T \quad (3.3.26)$$

kde c_v je merné teplo pri konštantnom objeme. S týmito dvoma rovnicami už máme dostatočný počet nezávislých rovníc pre riešenie sústavy.

Riešenie sústavy riadiacich dynamiky tekutín

Analytické riešenie uvedeného systému parciálnych diferenciálnych rovníc (3.3.26) je možné len vo veľmi obmedzenom množstve úloh, pri prijatý patričného počtu zjednodušení a predpokladov. Preto sa s rozvojom výpočtovej techniky do popredia dostalo riešenie pomocou numerických metód . Najpoužívanejšie sú :

- metóda konečných diferencií,
- metóda konečných prvkov,
- metóda konečných objemov.

Metóda konečných diferencií - používaná najmä v minulosti, vyžaduje rovnomerné ortogonálne rozdelenie výpočtovej siete, je pomerne rýchla a stabilná, no dnes sa už v praxi nepoužíva .

Metóda konečných prvkov - sa používa hlavne v oblasti pevnostných výpočtov, svoje uplatnenie však nájde aj v problematike CFD, dovoľuje použitie viacerých typov prvkov a dokáže riešiť aj morfológicky zložité výpočtové oblasti. Nevýhodou sú pomerne vysoké nároky na výpočtový výkon a čas.

Metóda konečných objemov - najčastejšie používaná metóda v oblasti CFD výpočtov, používa sa rovnomerná štvoruholníková prípadne hexagonálna sieť. Metóda vychádza pri riešení z integrálnej formy parciálnych diferenciálnych rovníc, pričom vyšetřovanú oblasť diskretizuje na konečný počet kontrolných objemov cez ktoré sa integruje. Presný opis algoritmov diskretizácie a postupov riešenia je možné nájsť v prácach [3][11].

4. Analýza problému a určenie metodiky riešenia

Na základe doteraz uvedených poznatkov, je možné vyšetrovateľnú úlohu definovať ako problém stacionárneho prúdenia nestlačiteľnej viskózne Newtonovskej kvapaliny v klinovej medzere medzi rotujúcou stykovou plochou rotora a nerotujúcim ložiskom. Vo vyšetrovanej úlohe sa neuvažuje vplyv gravitačných síl, a ložisko aj rotor sa považujú za dokonale tuhé telesá.

Postup riešenia sa dá zhrnúť do nasledujúcich bodov :

- Určenie charakteru prúdenia pomocou Reynoldsovho podobnostného čísla.
- Vytvorenie parametrického modelu geometrie.
- Diskretizácia modelu geometrie.
- Určenie okrajových podmienok a ich aplikácia.
- Zahrnutie závislosti materiálových vlastností výpočtového modelu na teplote.
- Nastavenie výpočtu a overenie konvergenencie.
- Verifikácia výsledkov na základe dostupných analytických riešení.
- Analýza odozvy výstupných parametrov modelu na zmenu geometrických a prevádzkových parametrov z hľadiska fyzikálnych vlastností.
- Vytvorenie modelu geometrie s privádzacou drážkou a analýza jej vplyvu.
- Porovnanie modelu so softvérom používaným v spoločnosti Honeywell.
- Vytvorenie výpočtového modelu pre posúdenie vplyvu nerovnomernosti vôle.
- Interpretácia získaných výsledkov a formulácia záverov.

5. Riešenie problémovej úlohy

5.1 Určenie charakteru prúdenia na základe Reynoldsovo čísla

Ako bolo uvedené v kapitole 3.2 Reynoldsovo číslo predstavuje pomer trecích a zotrvačných síl pôsobiacich na element kvapaliny, čím je jedným z rozhodujúcich kritérií pre posúdenie správania sa prúdiacej kvapaliny.

$$r_1 = 3,25 \text{ [mm]}$$

$$r_2 = 4,75 \text{ [mm]}$$

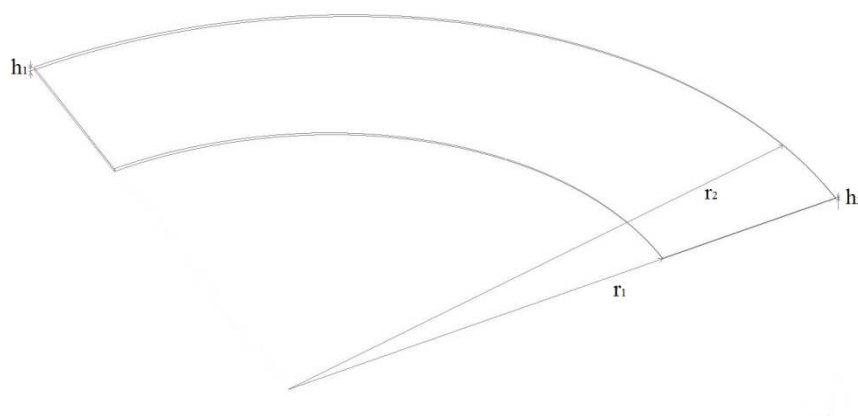
$$h_1 = 0,0275 \text{ [mm]}$$

$$h_2 = 0,005 \text{ [mm]}$$

$$\omega = 120000 \text{ [ot.min}^{-1}\text{]}$$

$$\eta = 0,0061 \text{ [kg m}^{-1}\text{s}^{-1}\text{]}$$

$$\rho = 848,8 \text{ [kg m}^{-3}\text{]}$$



Obr. 5.1 Schéma geometrických parametrov.

Vzhľadom na to, že vyšetrujeme prúdenie v oblasti s nekrhovým prierezom je potrebné určiť charakteristický rozmer pomocou tzv. hydraulického polomeru, ktorý je definovaný ako pomer prierezu a zmáčaného obvodu [10]:

$$R_h = \frac{A}{O} = \frac{h_s \Delta r}{2(h_s + \Delta r)} = 8,04 \cdot 10^{-6} \text{ [m]}$$

$$h_s = \frac{h_2 + h_1}{2} = \frac{5 \cdot 10^{-6} + 27,5 \cdot 10^{-6}}{2} = 16,25 \cdot 10^{-6} \text{ [m]}$$

$$\Delta r = r_2 - r_1 = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ [m]}$$

$$r_s = \frac{r_1 + r_2}{2} = \frac{3,25 \cdot 10^{-3} + 4,75 \cdot 10^{-3}}{2} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ [m]}$$

$$v_s = \frac{\omega \cdot 2\pi \cdot r_s}{60} = \frac{120000 \cdot 2\pi \cdot 0,004}{60} = 50,26 \text{ [ms}^{-1}\text{]}$$

$$v_{max} = \frac{\omega \cdot 2\pi \cdot r_2}{60} = \frac{250000 \cdot 2\pi \cdot 0,00475}{60} = 124,35 [ms^{-1}]$$

Následne môžeme Reynoldsové číslo určiť :

$$R_E = \frac{v_s R_h}{\nu} = \frac{v_s R_h \rho}{\eta} = 56,21 [-]$$

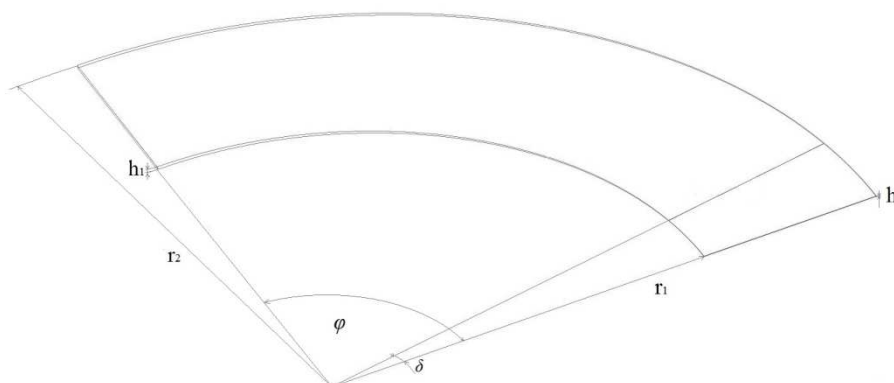
Pre overenie, v akom rozsahu sa mení Reynoldsove číslo v celom rozsahu otáčok , je možné vypočítať jeho maximálnu hodnotu nasledovne :

$$R_{E \max} = \frac{v_{max} R_h}{\nu} = \frac{v_{max} R_h \rho}{\eta} = 139,11 [-]$$

Táto hodnota je dostatočne mála oproti bežne uvažovanej kritickej hodnote pre vodu prúdiacu v kruhovom potrubí $R_{krit} <2000-3000>$, preto môžeme na základe výpočtu prúdenie v ložisku v celom rozsahu otáčok považovať za laminárne.

5.2 Vytvorenie modelu geometrie

Vytvorenie výpočtového modelu pre posúdenie prúdenia maziva v axiálnom ložisku spočívalo v modelovaní samotnej domény olejového filmu v priestore medzi kontaktnou plochou ložiska a rotorom. Vzhľadom na to, že geometria ložiska sa periodicky opakuje, je možné modelovať len jej štvrtinu a použiť podmienky cyklickej symetrie. Pre overenie, či je tento predpoklad správny a či dané okrajové podmienky neovplyvnia výsledné pomery v ložisku, bolo vykonané porovnanie výsledkov plného a štvrtinového modelu. V dôsledku veľkých rozdielov v rozmeroch ložiskovej vôle a priemeru ložiska je pre vytvorenie kvalitnej výpočtovej siete veľmi dôležité, vytvoriť model čo najjednoduchšie, bez problematických zaoblení a prechodov.

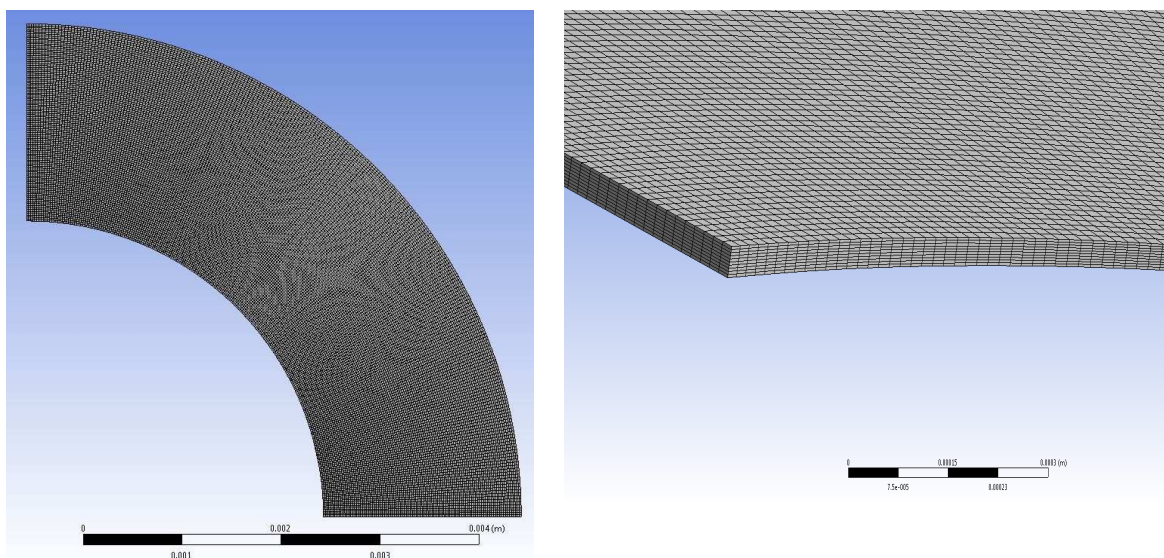


Obr. 5.2 Schéma geometrických parametrov výpočtového modelu .

Model, ktorého geometrická konfigurácia je znázornená na obrázku 5.2, bol vytvorený pomocou modulu DM (Design Modeler), ktorý je implementovaný priamo v prostredí Workbench, aby sa zabránilo prípadným chybám a nepresnostiam pri prevode z iných softvérov, pričom všetky rozmery boli zadané parametricky pre čo najjednoduchšiu prácu s týmto modelom.

5.3 Diskretizácia modelu geometrie

Pre potreby vyšetovania prúdenia v tenkých vrstvách je dôležité dosiahnuť jemnú a rovnomernú sieť, preto bola pomocou funkcie *sweep* vytvorená mapovaná plne hexagonálna vrstevnatá sieť, ktorá je zobrazená na obrázku 5.3. Takto vznikol model s približne 250000 prvkami, ktorý bol následne pomocou formátu *.agmb* importovaný do prostredia Ansys CFX .



Obr. 5.3 Hexagonálna vrstevnatá sieť

Pre overenie, že na hodnoty výstupných veličín, nemá vplyv počet elementov po hrúbke vrstvy, boli vytvorené tri varianty s rozdielnymi počtami elementov, pričom výsledné hodnoty sú znázornené v tabuľke 5.1 .

Počet elementov po hrúbke	Sila [N]	ΔT [°C]	Výpočtový čas [s]
10	17,443	7,082	253
20	17,781	7,127	680
30	17,821	7,132	1624

Tab. 5.1 Overenie počtu prvkov po hrúbke modelu

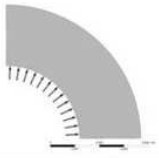
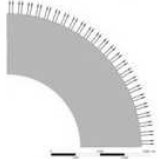
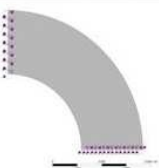
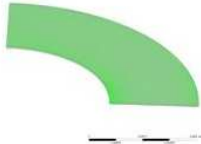

Hodnoty výstupných veličín sa v závislosti od počtu elementov po hrúbke menia do 2%, čo je dostatočná presnosť, a použitie 10 elementov je plne postačujúce.

5.4 Nastavenie parametrov v programe CFX

Pri riešení sa postupovalo od najjednoduchšieho nastavenia okrajových podmienok a materiálových vlastností pri odľadovaní modelu, postupne k zložitejšiemu a komplexnejšiemu prístupu.

Import geometrie a základná koncepcia okrajových podmienok

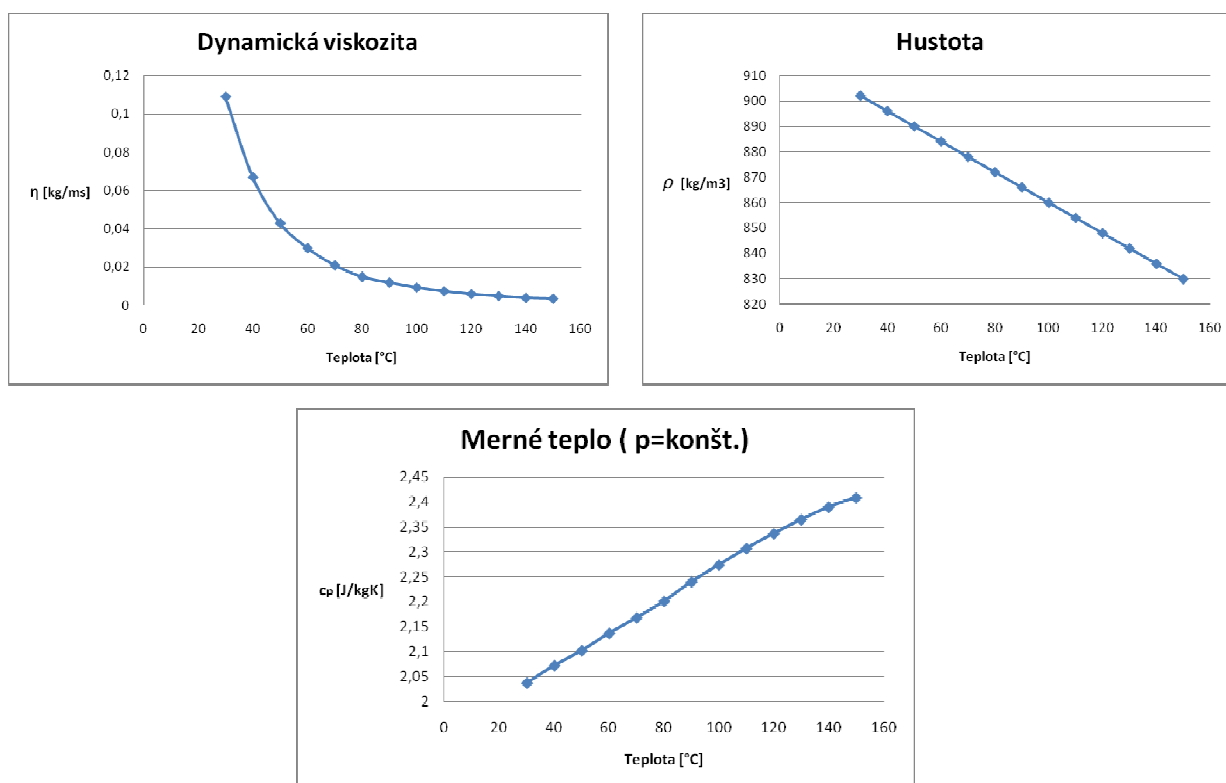
Základnou myšlienkou aplikovaného prístupu je, že jedna strana domény, ktorá reprezentuje stykovú plochu s ložiskom je trvale v pokoji a druhá strana sa otáča spolu s rotorom konštantnými otáčkami. Prívod oleja je realizovaný pomocou hmotnostného toku na vstupnej ploche ložiska, pričom na výstupnej ploche je predpísaná podmienka nulového relatívneho, statického tlaku. Táto kombinácia vstup/výstup je v [13] označovaná ako numericky najstabilnejšia a najvhodnejšia. Na obidvoch stranách výpočtovej domény je vytvorený interface s podmienkou cyklickej symetrie, ktorý zabezpečuje pomocou robustného numerického algoritmu prenos informácií medzi nepriamo nadväzujúcimi sieťami, pričom nie je potrebné, aby bola hustota sietí rovnaká.

Umiestnenie	Parametre
	Hmotnostný tok za jednotku času [kg.s ⁻¹]
	Vstupná teplota [°C]
	Podmienka nulového relatívneho, statického tlaku [Pa]
	Podmienky rotačne periódyckej symetrie
	Rotujúca plocha [ot.min ⁻¹]
	Statická plocha

Obr. 5.4 Prehľad aplikovaných okrajových

Nastavenie materiálových vlastností výpočtovej domény

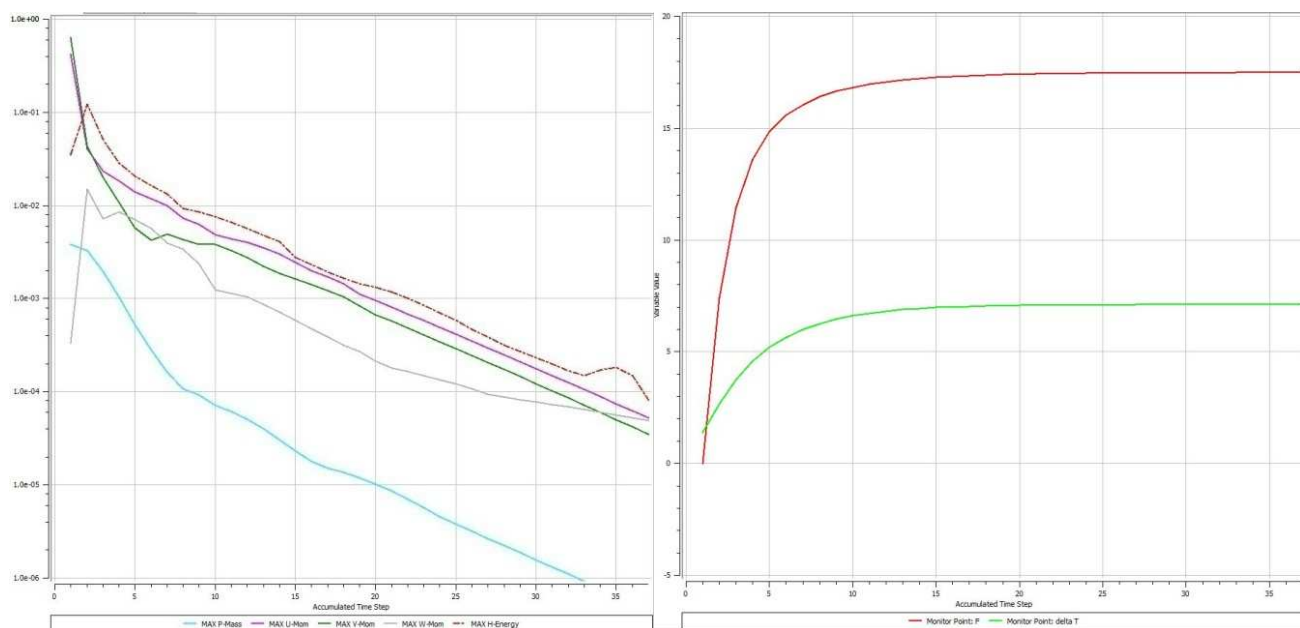
Pre zohľadnenie materiálových vlastností motorového oleja, ktorým sú mazané axiálne ložiská v turobodúchadlách bol vytvorený vlastný materiálový model, pričom požadované vlastnosti boli zadané pomocou konštánt. Po odladení modelu boli pomocou CEL (CFX Expression Language), nadefinované presné krivky závislostí materiálových vlastností na teplote, ktoré sú pre použitý olej 0W30 SLX zobrazené na obrázku 5.5.



Obr. 5.5 Závislosti materiálových vlastností na teplote zohľadnených v modeli.

Nastavenie podmienok výpočtu a určenie kritéria konvergencie

Úloha je definovaná ako laminárne stacionárne prúdenie nestlačiteľnej viskózne kvapaliny so zahrnutím zmeny teploty a príslušných materiálových vlastností. Hodnota referenčného tlaku bola zvolená $1,01 \cdot 10^{-5}$ Pa a ako kritérium konvergencie bola zvolená maximálna hodnota rezíduí, ktorá je podstatne náchylnejšia na lokálne nestability prúdenia ako ich stredná efektívna hodnota a tým je pre modelovanie prúdenia v tenkých vrstvách výhodnejšia. Na obrázku 5.6 je znázornená ukážka priebehu konvergencie a monitorovaných výstupných veličín. Priebeh je hladký bez výrazných výkyvov čo svedčí o vynikajúcej numerickej stabilite výpočtu. Hodnoty vyšetovaných parametrov F a ΔT sa ustálili už po prvých 20 iteráciách, čomu odpovedá hodnota konvergenčného kritéria $1e-3$.



Obr. 5.6 Zobrazenie vyhodnocovaných veličín pre konvergenčné kritérium 1e-4

Pre overenie do akej miery hodnota konvergenčného kritéria ovplyvňuje vyšetované parametre bolo vykonaných niekoľko analýz. Výsledky sú porovnané v tabuľke 5.2

Kritérium konvergenzie	Sila [N]	ΔT [°C]	Výpočtový čas [s]
1,00E-03	17,443	7,082	253
1,00E-04	17,485	7,106	403
1,00E-05	17,489	7,107	604

Tab.5.2 Overenie hodnoty konvergenčného kritéria

Je zrejmé, že úloha konverguje veľmi dobre a hodnota konvergenčného kritéria výrazne neovplyvní výsledné hodnoty vyšetovaných parametrov, ktoré sa líšia v rozmedzí 1%. Pre ďalšie výpočty bola zvolená hodnota konvergenčného kritéria 1e-3 pre ušetrenie výpočtového času, pri vykonaní veľkého počtu analýz.

Hodnota F_p je vzťahnutá na jednotku dĺžky v smere osi z , preto pre porovnanie s numerickou hodnotou ju musíme vynásobiť šírkou medzikružia ložiska :

$$F_p' = F_p \cdot (r_2 - r_1) = 68,78 \text{ [N]}$$

Pre numerický výpočet bol vytvorený upravený model bez rovnej nosnej časti, a bez zahrnutia ohrevu od viskózneho trenia a teda aj bez teplotnej závislosti materiálových vlastností, aby boli čo najpresnejšie dodržané predpoklady v teórii.

S využitím vzťahu (3.1.13) môžeme pre hmotnostný tok do segmentu písať:

$$Q = U \cdot \frac{h_0}{2} \cdot (r_2 - r_1) \cdot \rho = 50,26 \cdot 4,23 \cdot 10^{-6} \cdot 1,5.848,8 = 0,000270 \text{ [kg} \cdot \text{s}^{-1}\text{]}$$

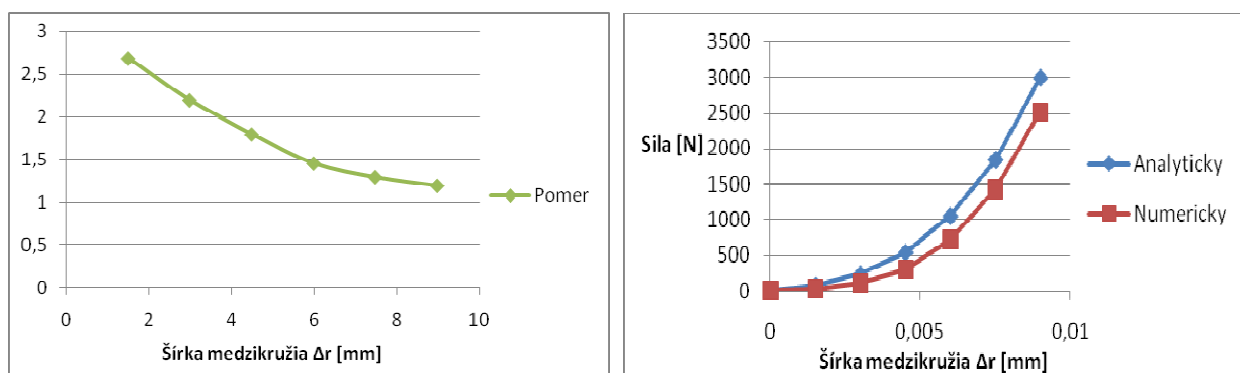
$$h_0 = \frac{2h_1h_2}{h_1 + h_2} = 0,00846 \text{ [mm]}$$

Prietok Q bol nastavený ako okrajová podmienka na vstupnej ploche ložiska. Následne bol vykonaný výpočet axiálnej sily pôsobiacej v smere osi z pôsobiacej na jeden segment.

Výsledok z numerickej analýzy : $F = 25,56 \text{ [N]}$

Výsledná hodnota sa podstatne líši od teoreticky vypočítanej hlavne z dôvodu nedodržania predpokladu konštantného tlakového poľa v smere osi z , pretože ložisko nie je v tomto smere nekonečne dlhé.

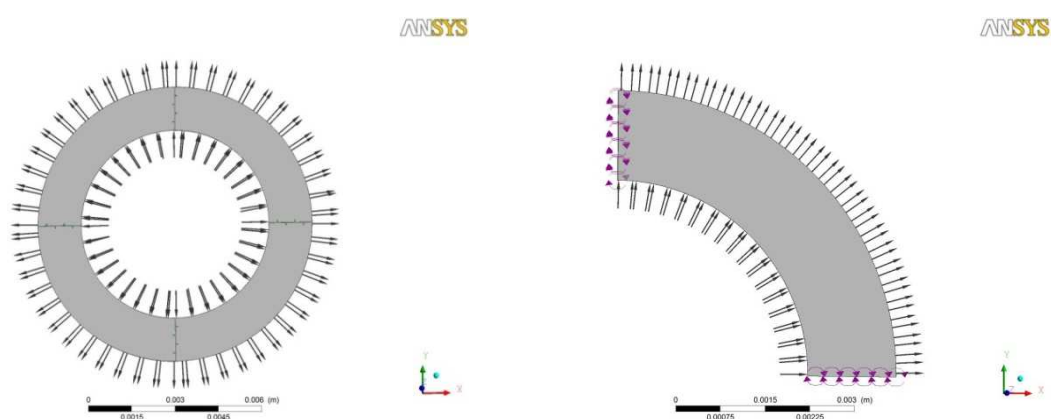
V prípade zvyšovania šírky medzikružia u výpočtového modelu sa hodnota axiálnej sily k teoreticky vypočítanej približuje, ako je znázornené v grafe 5.1.



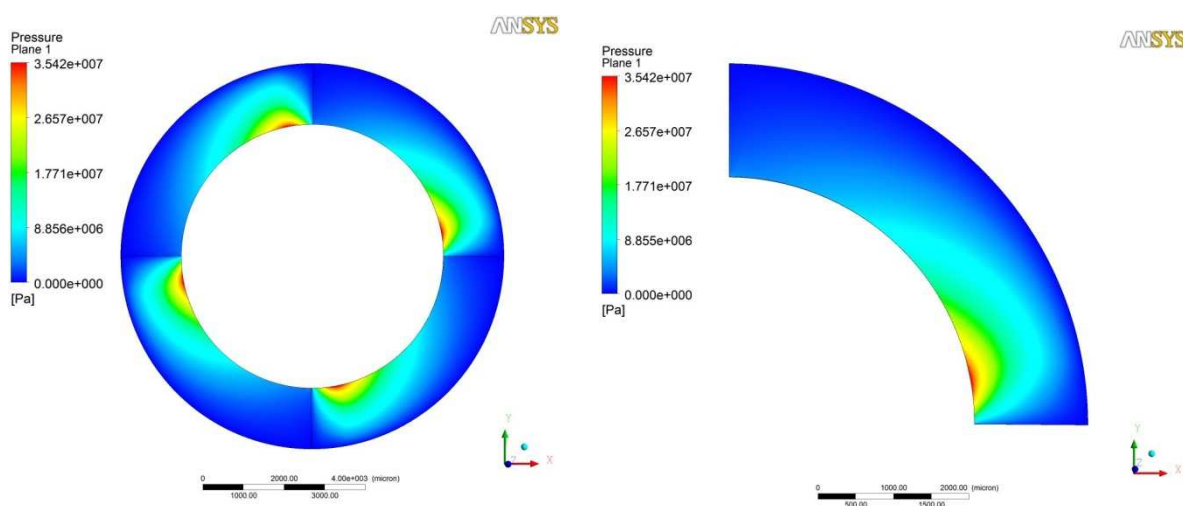
Graf 5.1 Porovnanie trendov zvyšovania axiálnej sily so zvyšovaním Δr .

5.6 Porovnanie plného a štvrtinového modelu

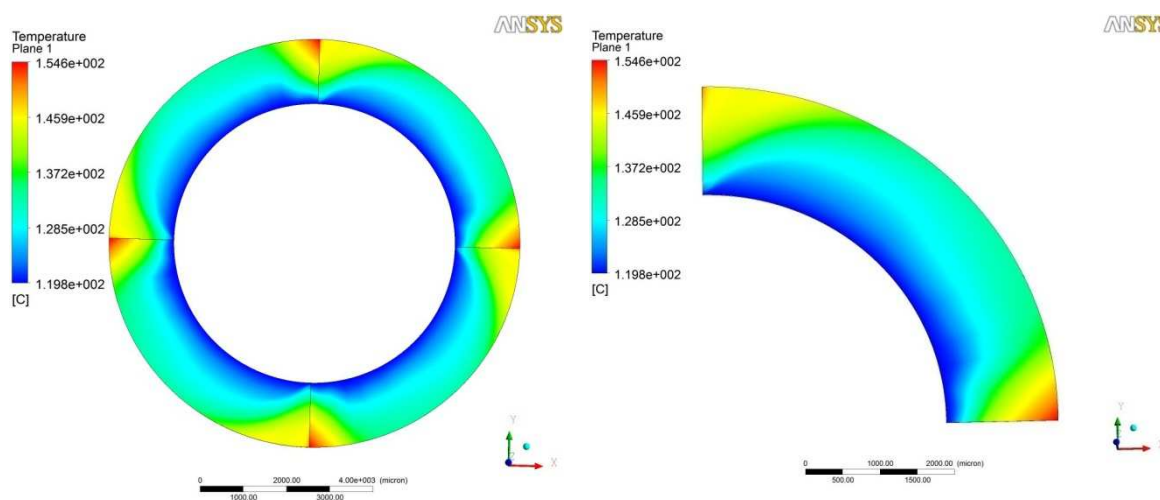
Pre overenie vhodnosti použitia cyklickej symetrie a jej správneho fungovania, bol vytvorený plný model, pomocou kopírovania už existujúcej siete priamo v prostredí CFX, pričom jednotlivé segmenty boli spojené pomocou interfacu. Ako je vidieť z porovnania na obrázkoch 5.9 a 5.10 sú priebehy rozloženia teploty a tlaku pri štvrtinovom a plnom modeli totožné, čo potvrdzuje vhodnosť použitia cyklickej symetrie, ktorej hlavnou výhodou je zníženie rádu úlohy a tým aj výpočtového času, pri dosiahnutí rovnakých výsledkov.



Obr. 5.8 Porovnanie okrajových podmienok plného a štvrtinového modelu.



Obr. 5.9 Porovnanie rozloženia tlaku plného a štvrtinového modelu.



Obr. 5.10 Porovnanie rozloženia teploty plného a štvrtinového modelu.

5.7 Analýza fyzikálneho správania sa výpočtového modelu.

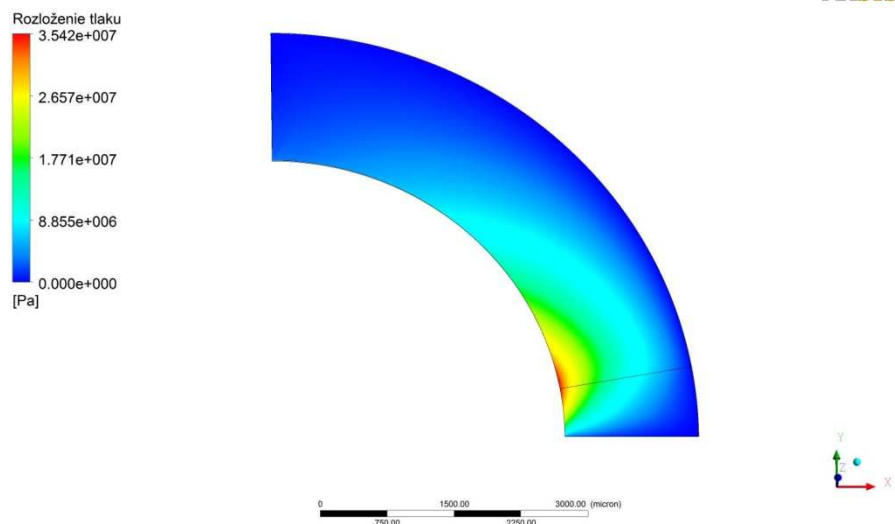
Jedným z možných prístupov k verifikácii vlastností výpočtového modelu je analýza jeho odozvy na vstupné parametre z fyzikálneho hľadiska, pričom sa zvolí presne definovaný referenčný stav, a postupnou zmenou jediného parametru sa posudzuje jeho vplyv na výstupné veličiny.

Bol zvolený referenčný stav odpovedajúci reálnej geometrii ložiska:

r_1	r_2	h_2	h_1	θ	δ	otáčky	prietok	vstupná teplota
[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[°]	[°]	[ot.min ⁻¹]	[kg.s ⁻¹]	[°C]
6,5	9,5	0,005	0,0275	4	13	120000	0,002	120

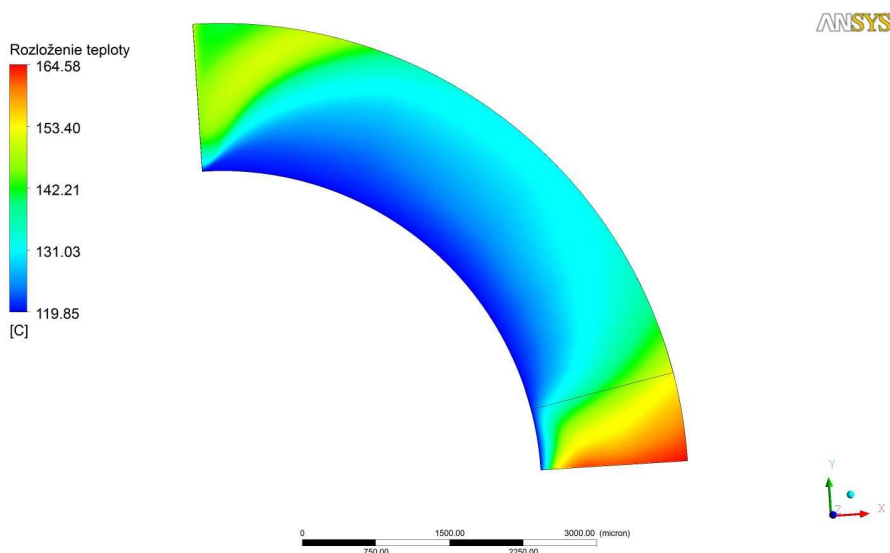
Analýza výstupných parametrov pri referenčnom stave:

Rozloženie tlaku je zobrazené na obrázku 5.11 jeho maximum sa v súlade s teóriou hydrodynamického mazania nachádza v prechode z klinovitej časti do rovnej plochy. Maximálne hodnoty nemajú veľkú výpovednú hodnotu, no po spriemerovaní cez celú plochu je výsledná hodnota stredného tlaku v ložisku 5.18 MPa, čo je na zvolenú geometriu pomerne vysoká hodnota.

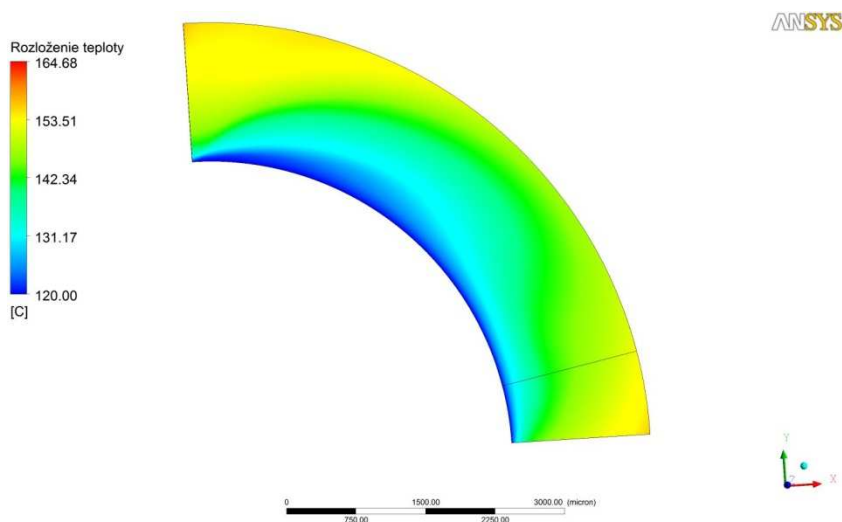


Obr.5.11 Rozloženie tlaku.

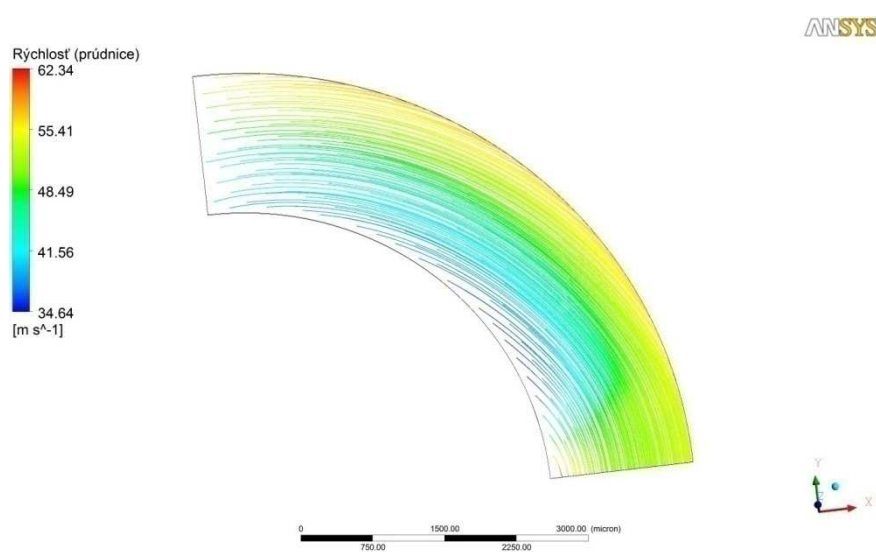
Rozloženie teploty je pomerne značne nerovnomerné po hrúbke olejovej vrstvy, k najväčšiemu ohrevu dochádza v rovnej časti segmentu, kde je najväčší gradient rýchlosti a s ním spojené straty trením a disipácia na teplo. Ako je vidieť na obrázku 5.12 v blízkosti stojaceho ložiska rozloženie teploty kopíruje tvar rovnej časti, pričom maximum dosahuje v rohu, v dôsledku najvyššej obvodovej rýchlosti. V ľavej časti modelu je vidieť čiastočné strhávanie prehriateho oleja na ďalší segment ložiska.

Obr. 5.12 Rozloženie teploty vo vzdialenosti 1 μm od roviny ložiska.

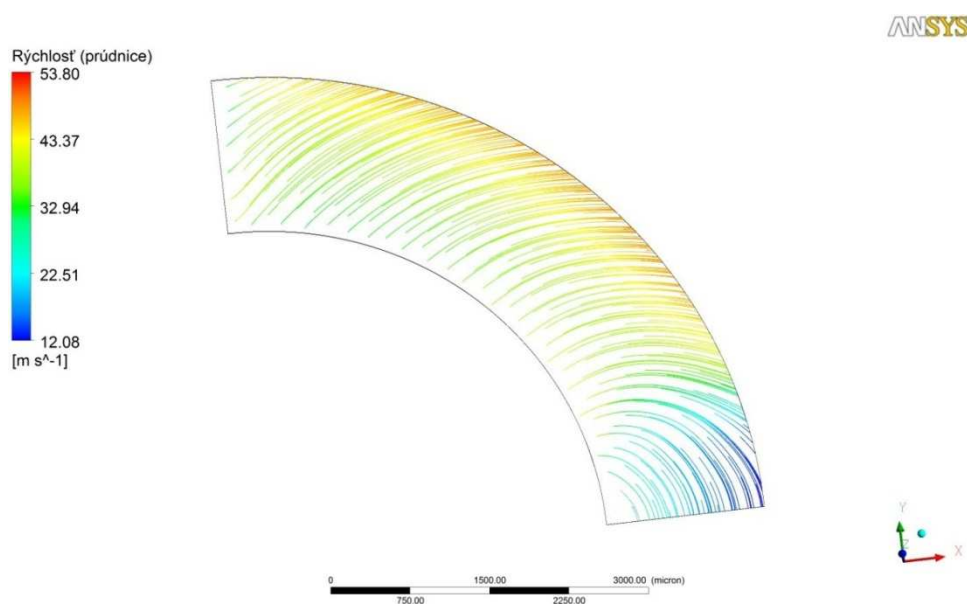
Ako znázorňuje obrázok 5.13 prenos zohriateho oleja na ďalší segment narastá s približovaním sa k ploche rotora, tento efekt je spôsobený najmä neprítomnosťou privádzacej drážky, ktorá ho z časti eliminuje.

Obr.5.13 Rozloženie teploty vo vzdialenosti 1 μm od rotora.

Rozloženie rýchlosti vo vzdialenosti 1 μm od rotora je zobrazený na obrázku 5.14, hodnota rýchlosti približne odpovedá hodnote vypočítanej pri orientačnom výpočte Reynoldsovho čísla.

Obr. 5.14 Rozloženie rýchlosti vo vzdialenosti 1 μm od rotora.

Na obrázku 5.15 je rýchlostné pole vo vzdialenosti 1 μm od ložiska, ulpievanie kvapaliny na stene ložiska spôsobuje výrazné spomalenie prúdenia na rovnej ploche segmentu, čoho je práve dôsledkom vyššie spomínaný veľký rýchlostný gradient a následný ohrev .



Obr. 5.15 Rozloženie rýchlostí vo vzdialenosti 1 μm od plochy ložiska.

Rozloženie teplotného, rýchlostného a tlakového poľa sa v závislosti od vstupných parametrov výrazne nemení, menia sa len číselné hodnoty, preto sú pre posúdenie vplyvu jednotlivých vstupných parametrov modelu na výslednú odozvu využité najdôležitejšie hodnoty charakterizujúce vlastnosti axiálneho klzného ložiska, ktorými sú :

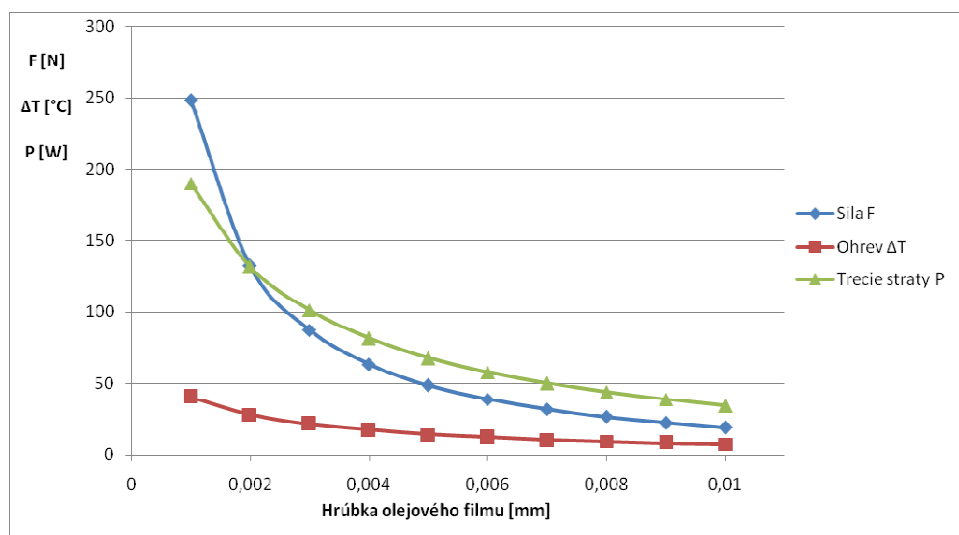
- únosnosť ložiska F ,
- celkový ohrev pretekaného oleja ΔT ,
- trecie straty P

Pri analýze sa po krokoch menil vždy len vyšetrovaný parameter, pričom ostatné ostali rovnaké ako pri referenčnom stave, následne sú zobrazené výsledné závislosti výstupných hodnôt únosnosti, ohrevu a trecích strát na príslušných vstupných parametroch. Pri vyhodnocovaní strát trením P sa predpokladá že všetka energia generovaná trením disipuje na teplo odvedené mazivom, potom je možné použiť vzťah podľa [5]:

$$P = Q \cdot c_p \cdot \Delta T \quad [W] \quad (5.7.1)$$

Analýza vplyvu hrúbky olejového filmu:

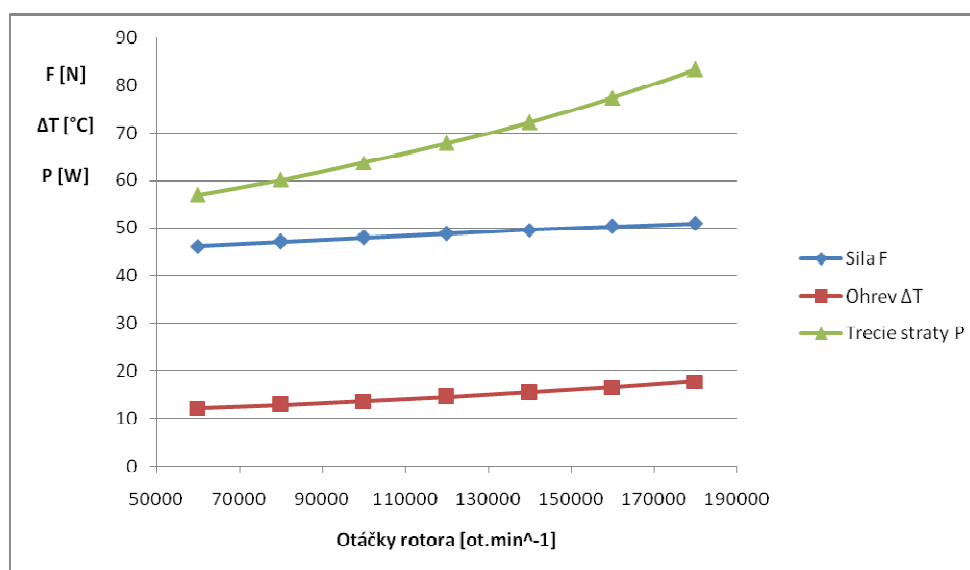
Hrúbka olejového filmu je jedným z najdôležitejších prevádzkových parametrov klzného uloženia. Jej vplyv na výstupné premenné je zobrazený v grafe 5.2. Je zrejmé že s klesajúcou hrúbkou olejovej vrstvy výrazne vzrastá únosnosť, ohrev oleja a aj trecie straty v ložisku, čo je v súlade s teóriou a potvrdzuje fyzikálne správne, správanie sa modelu.



Graf 5.2 Závislosť vyšetovaných parametrov na hrúbke olejového filmu.

Analýza vplyvu otáčok rotora :

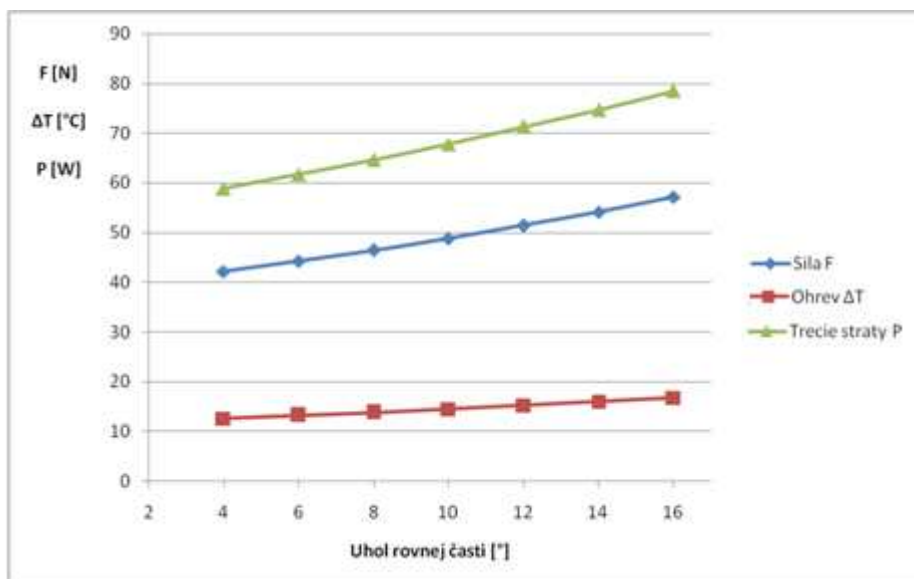
Ako je vidieť z grafu 5.3 vplyv otáčok rotora na výslednú únosnosť ložiska je zanedbateľný, a prejavuje sa najmä zvýšením ohrevu pretekajúceho oleja a tým aj celkových trecích strát ložiska.



Graf 5.3 Závislosť vyšetovaných parametrov na otáčkach rotora.

Analýza vplyvu veľkosti uhla rovnej plochy segmentu :

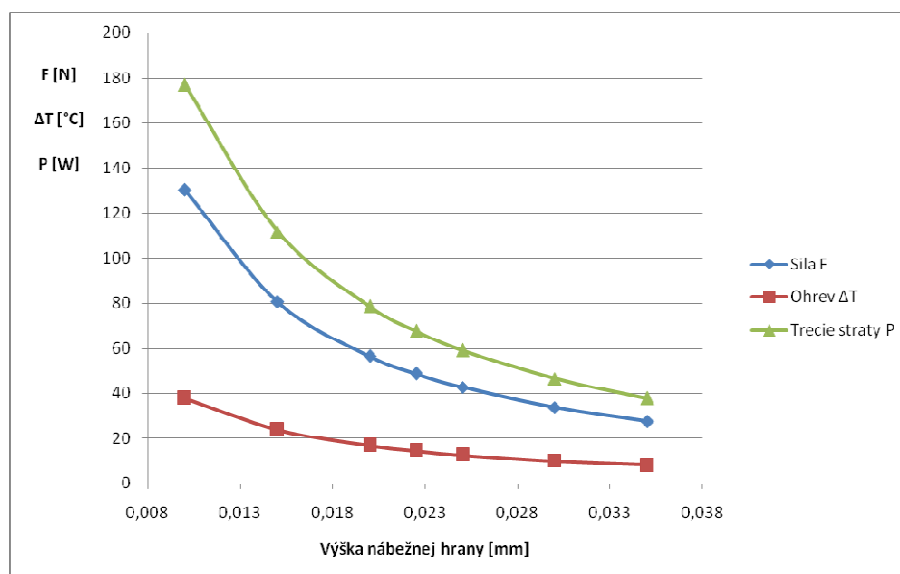
Graf 5.4 ukazuje, že veľkosť rovnej časti nemá zásadný vplyv na posudzované parametre. S jej zvyšovaním mierne narastá sila a s ňou aj trecie straty v ložisku .



Graf 5.4 Závislosť vyšetovaných parametrov na veľkosti uhla rovnej plochy segmentu.

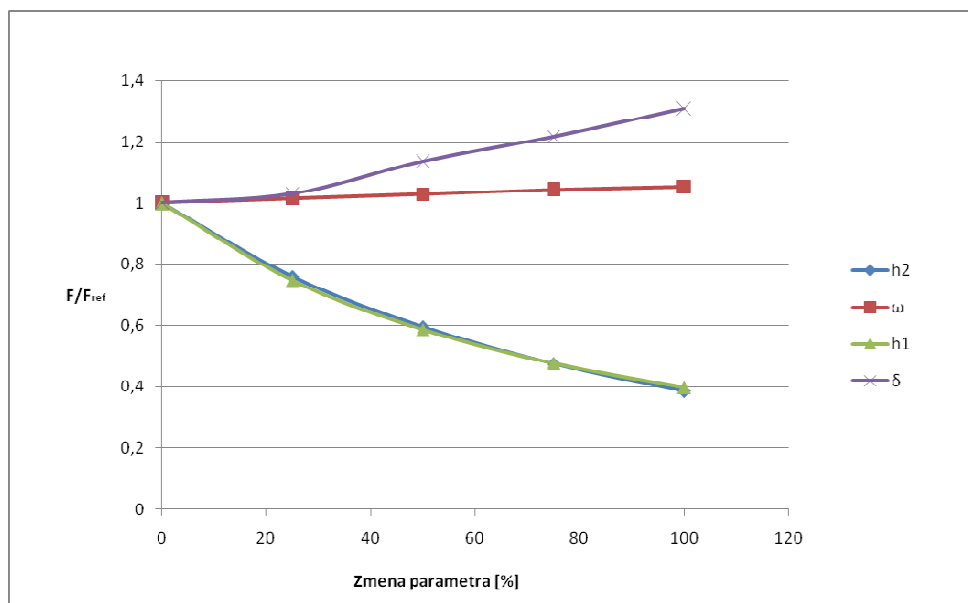
Analýza vplyvu výšky nábežnej hrany:

Závislosti výstupných parametrov na výške nábežnej hrany zobrazené v grafe 5.5 ukazujú, že všetky tri vyšetované veličiny reagujú podobne a so zvyšovaním tejto výšky sa ich hodnoty znižujú.



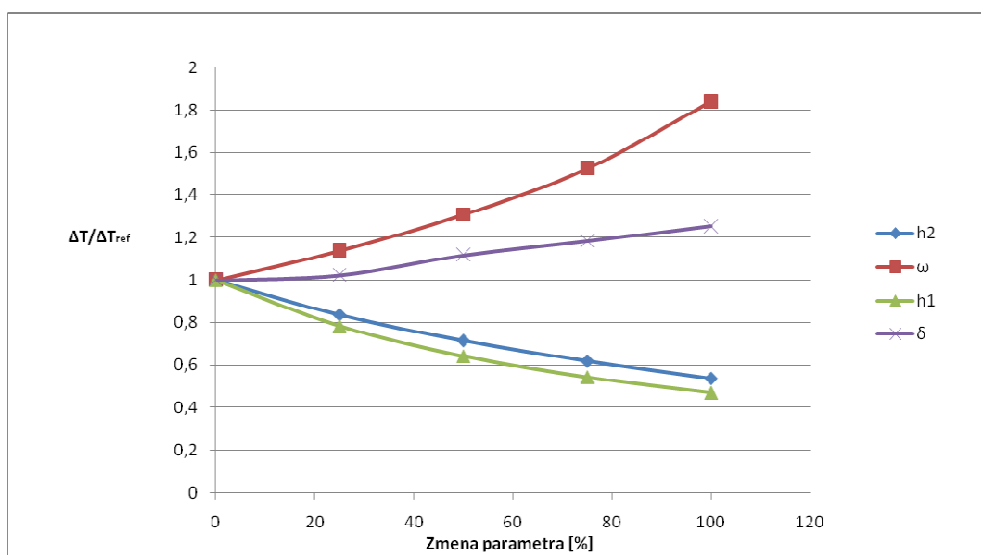
Graf 5.5 Závislosť vyšetovaných parametrov na výške nábežnej hrany.

Pre čo najprehľadnejšie posúdenie vplyvu vyšetovaných parametrov na výstupné hodnoty sily F a ohrevu ΔT je v grafe 5.6 a 5.7 znázornená citlivosť zmeny výstupných parametrov na percentuálnu zmenu vstupov.



Graf.5.6 Vyhodnotenie vplyvu percentuálnej zmeny vstupných parametrov na silu F

Na obrázku je vidieť že na výslednú axiálnu silu majú najväčší a približne rovnaký vplyv parametre h_1 a h_2 ,

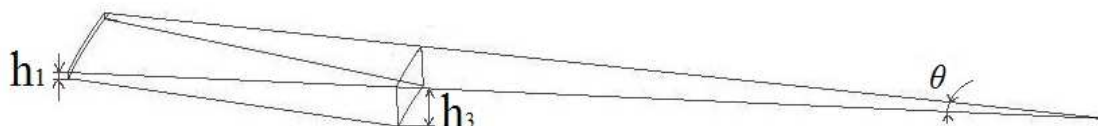


Graf.5.7 Vyhodnotenie vplyvu percentuálnej zmeny vstupných parametrov na ΔT

Najvyšší vplyv na ohrev od viskózneho trenia má v súlade s teóriou parameter ω , v dôsledku toho, že pri jeho zvyšovaní výrazne narastajú obvodové rýchlosti a s nimi aj rýchlostný gradient.

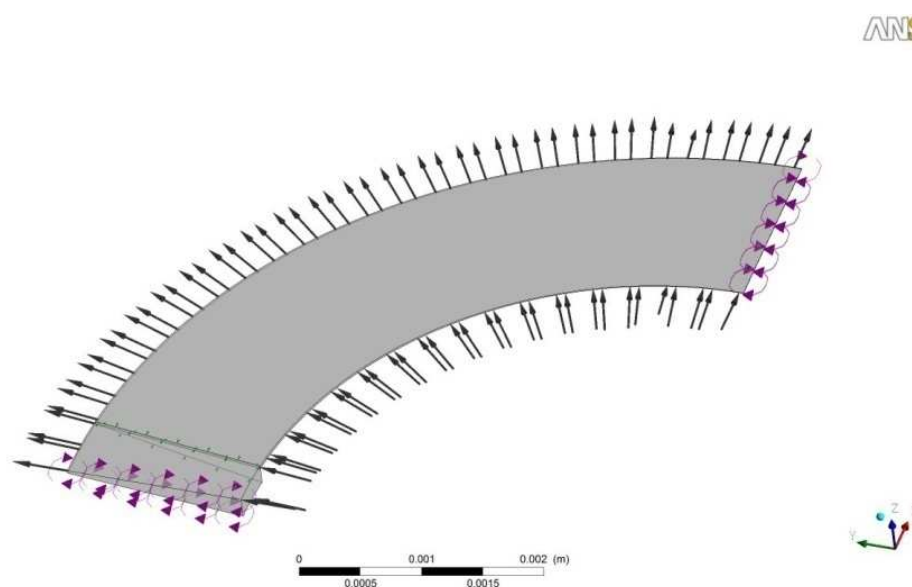
5.8 Vytvorenie modelu geometrie s prívodnou drážkou

Pre čo najlepšie priblíženie sa výpočtového modelu k pomerom v reálnom ložisku je potrebné zohľadniť aj vplyv privádzacej drážky. Pomocou DM bol vytvorený model privádzacej drážky zobrazený na obrázku 5.16, ktorý bol pomocou interfacu spojený so samotným modelom ložiska.



Obr. 5.16 Geometrické parametre privádzacej drážky.

Výška drážky h_3 sa postupne znižuje na hodnotu h_1 tak, aby plynule nadväzovala na model ložiska. Uhol drážky bol zvolený podľa reálnej geometrie $\theta = 7,3^\circ$. Okrajová podmienka množstva vtekajúceho do ložiska, bola upravená tak, aby z prietočného množstva vstupovalo $3/4$ cez prívodnú drážku a len $1/4$ cez prívodnú plochu.

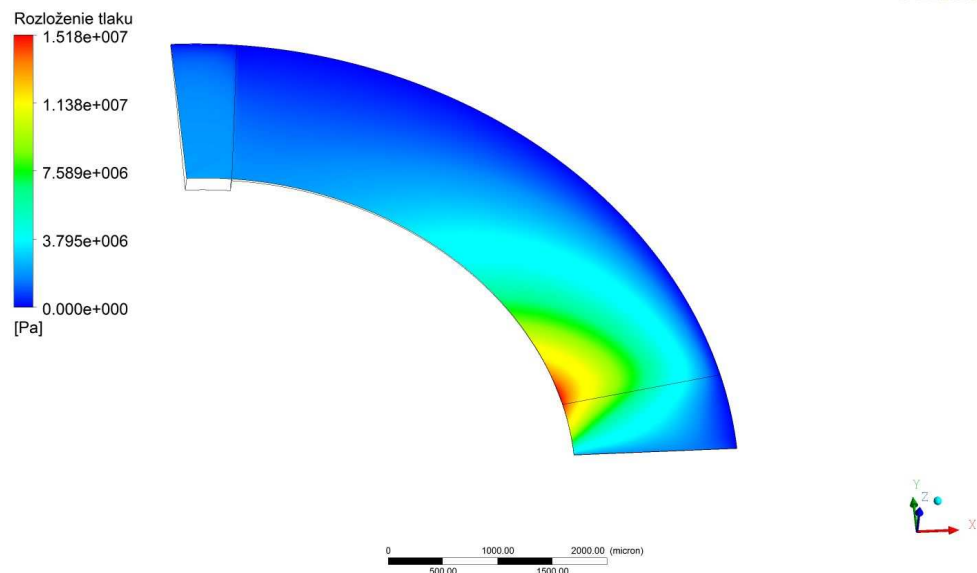


Obr.5.17 Zobrazenie okrajových podmienok modelu s drážkou.

Rozloženie tlaku :

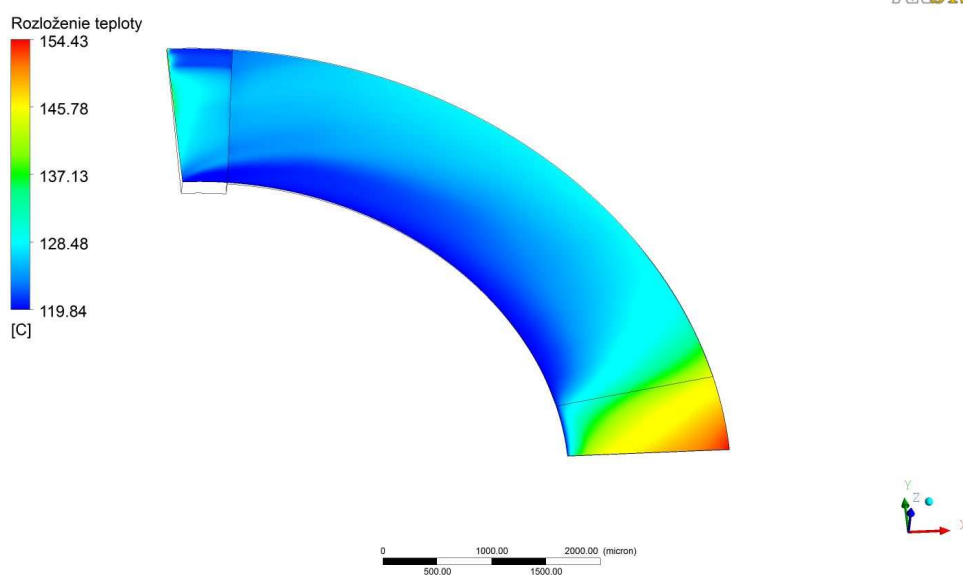
Z obrázku 5.18 je zrejmé významné zníženie tlaku v dôsledku toho, že veľké množstvo oleja je do ložiska privádzané drážkou a až následne strhávané na funkčnú plochu, toto správanie oveľa lepšie popisuje realitu. Stredný tlak v ložisku sa znížil na hodnotu

2,87 MPa.

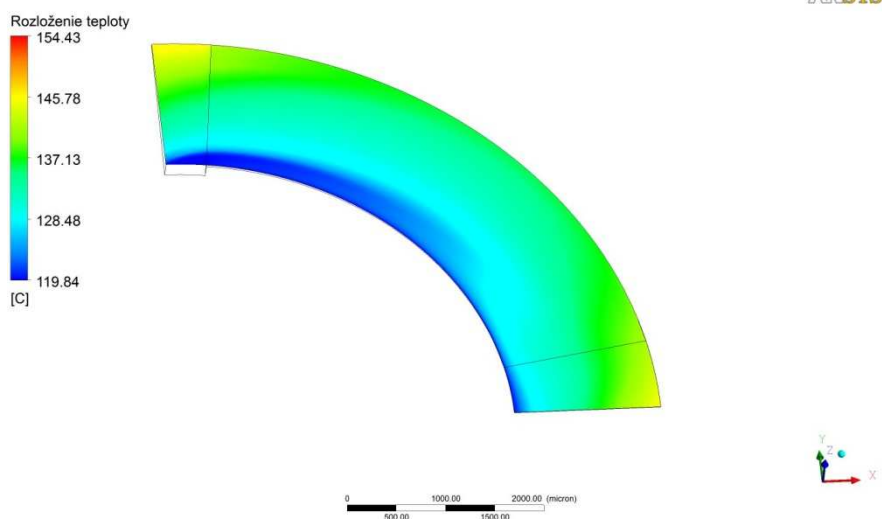


Obr.5.18 Rozloženie tlaku výpočtového modelu s drážkou.

Rozloženie teploty je privádzacou drážkou významne ovplyvnené, oproti modelu bez drážky je podstatne menší vplyv strhávania prehriateho oleja na ďalší segment, ktoré sa prejavuje len vo veľmi malej vzdialenosti od rotora, ako je zobrazené na obrázku 5.20



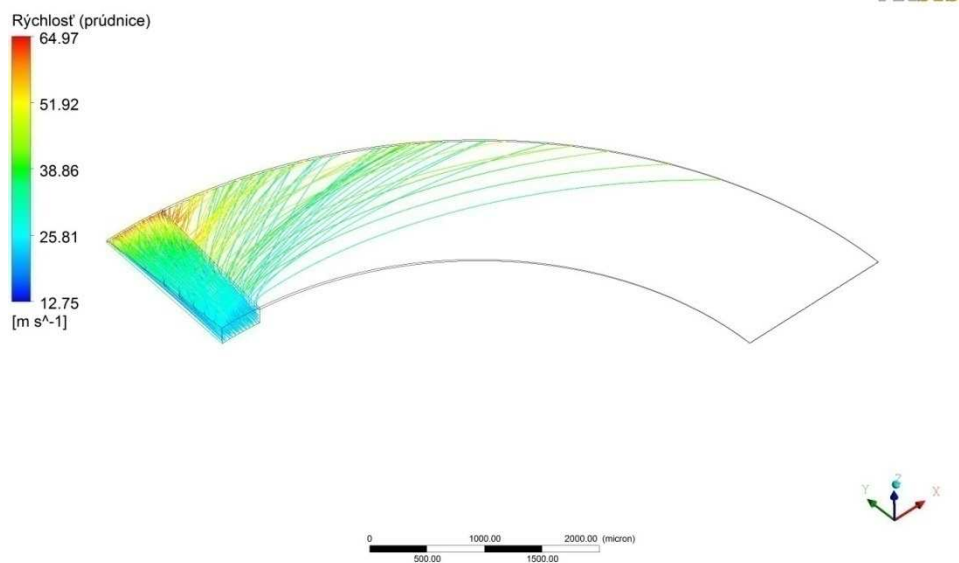
Obr.5.19 Rozloženie teploty modelu s drážkou vo vzdialenosti 1 μm od roviny ložiska.



Obr.5.20 Rozloženie teploty modelu s drážkou vo vzdialenosti 1 μm od rotora.

Rozloženie rýchlosti:

Obrázok 5.21 znázorňuje, že časť vstupujúceho oleja pretečie priamo cez drážku a časť je strhávaná v dôsledku hydrodynamických pomerov v ložisku na funkčnú plochu. Vzhľadom na charakter prúdenia, ktorý je drážkou významne ovplyvnený, je možné uvažovať aj o použití turbulentných modelov prúdenia, čo je už však nad rozsah tejto práce.



Obr.5.21 Prúdnice oleja vstupujúceho do ložiska cez prívodnú drážku.

5.9 Porovnanie výpočtového modelu so softvérom spoločnosti Honeywell

Pre analýzu dynamických vlastností rotorových sústav sa v spoločnosti Honeywell používa softvér XLTRC², ktorý bol vyvinutý v spolupráci s Texas A&M University. Tento komplexný výpočtový nástroj obsahuje aj modul pre výpočet vlastností hydrodynamicky mazaných axiálnych klzných ložísk, ktorý dokáže na základe vstupných údajov :

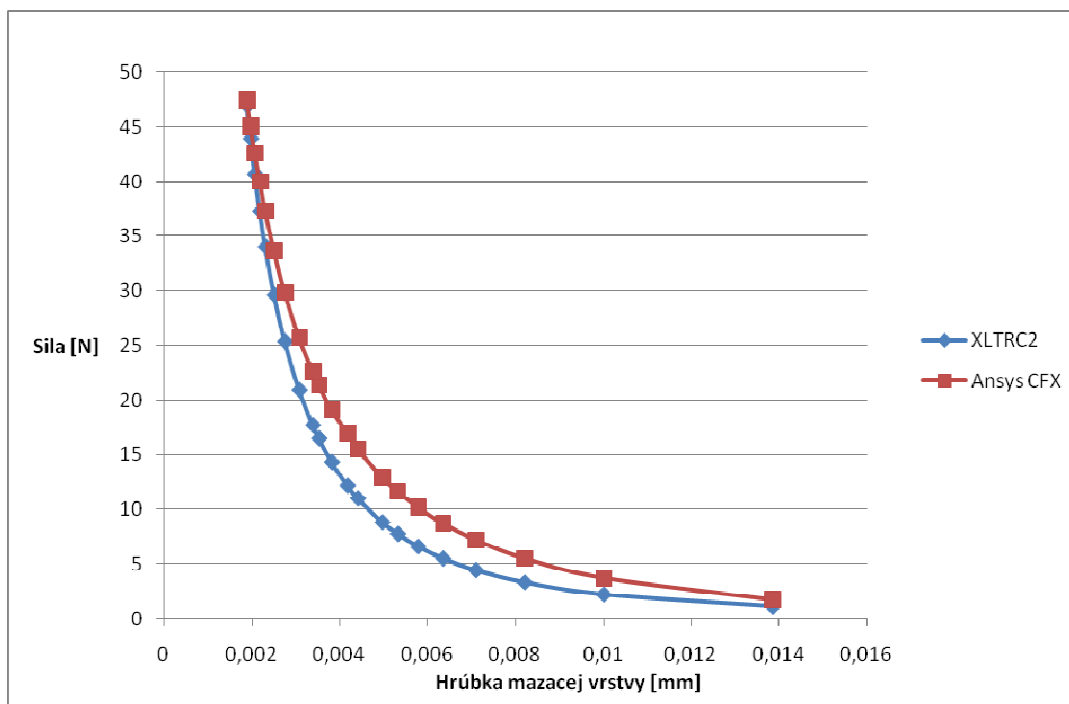
- geometrie ložiska,
- axiálnej sily,
- otáčok,
- teploty a materiálových vlastností oleja,

vypočítat'

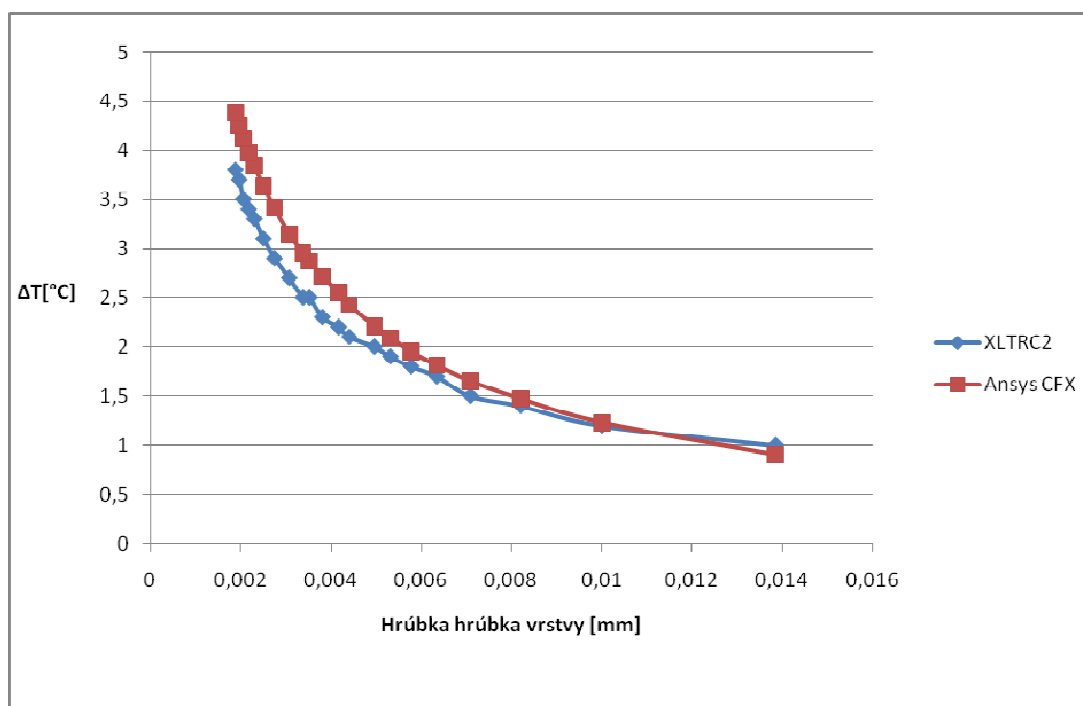
- hrúbku olejového filmu,
- množstvo pretekajúceho oleja cez ložisko,
- celkový ohrev pretekajúceho oleja.

Vzhľadom na to, že prístup aplikovaný v tejto práci je riešením inverznej úlohy, kedy sa na základe hrúbky olejového filmu a vlastností maziva určujú ostatné parametre je veľmi zaujímavá možnosť konfrontácie týchto dvoch prístupov. Pri porovnaní, boli potrebné hodnoty výstupných parametrov zo softvéru XLTRC², použité ako vstupy do výpočtového modelu v programe ANSYS CFX.

Hodnoty parametrov F a ΔT vypočítané pomocou softvéru Ansys CFX vychádzajú zhruba 4 krát vyššie. Tento rozdiel môže byť spôsobený viacerými faktormi, jedným z nich je veľmi vysoká citlivosť inverznej úlohy, kedy už pri malej zmene vstupných parametrov dochádza ku veľkým zmenám hodnôt výstupných, ďalším faktorom je neznalosť presných okrajových podmienok a algoritmu riešenia pri softvéri XLTRC², ktoré významnou mierou ovplyvňujú výsledky. Na grafoch 5.8 a 5.9 je znázornenie trendov závislostí vyšetrovaných parametrov na hrúbke mazacej vrstvy, pričom hodnoty z výpočtového modelu v Ansys CFX sú podelené číslom 4.



Graf 5.8 Porovnanie trendov závislosti axiálnej sily F na hrúbke mazacej vrstvy.



Graf 5.9 Porovnanie trendov závislosti ohrevu ΔT na hrúbke mazacej vrstvy.

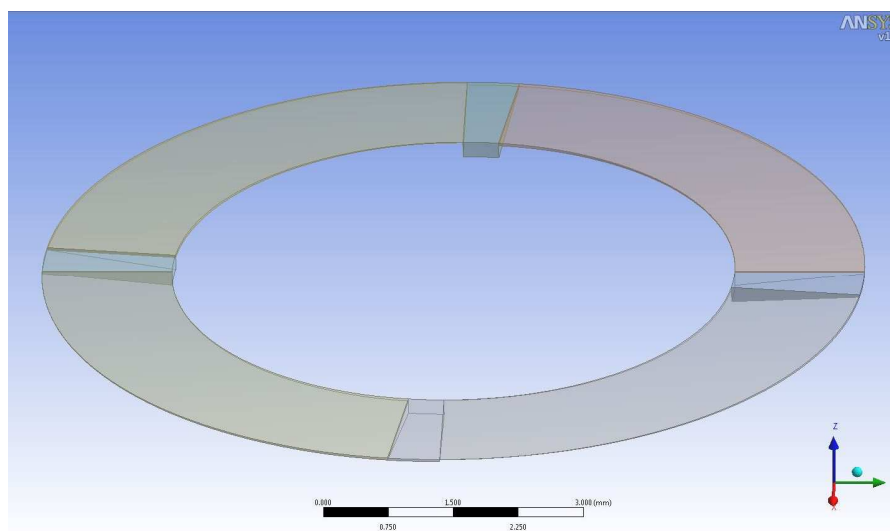
Trendy závislostí výstupných veličín, vykazujú veľmi slušnú zhodu, koeficient korelácie medzi výstupnými hodnotami z oboch softvérov pre silu je 0,995 a pre ΔT 0,998 pričom rozdiely v absolútnych hodnotách je potrebné podrobiť bližšiemu skúmaniu, ktoré je už nad rozsah tejto práce a môže byť podkladom pre ďalšie zdokonaľovanie modelu.

5.10 Vytvorenie výpočtového modelu pre analýzu nerovnomernosti vôle

Pri výpočtoch parametrov axiálnych klzných ložísk (kap. 3.1) sa vždy predpokladá rovnomerné rozloženie zaťaženia medzi jednotlivé segmenty a rovnobežná poloha rotora vzhľadom k ložisku. V praxi však vplyvom dynamických účinkov, výrobných nepresností, tolerancií a pod. nie je tento predpoklad dodržaný. To má za následok nerovnomernosť hrúbky olejovej vrstvy spôsobujúcu lokálne prehrievanie maziva, zvyšovanie trecích strát, opotrebovania klzných plôch a rizika kontaktu rotora s ložiskom.

Vytvorenie modelu geometrie:

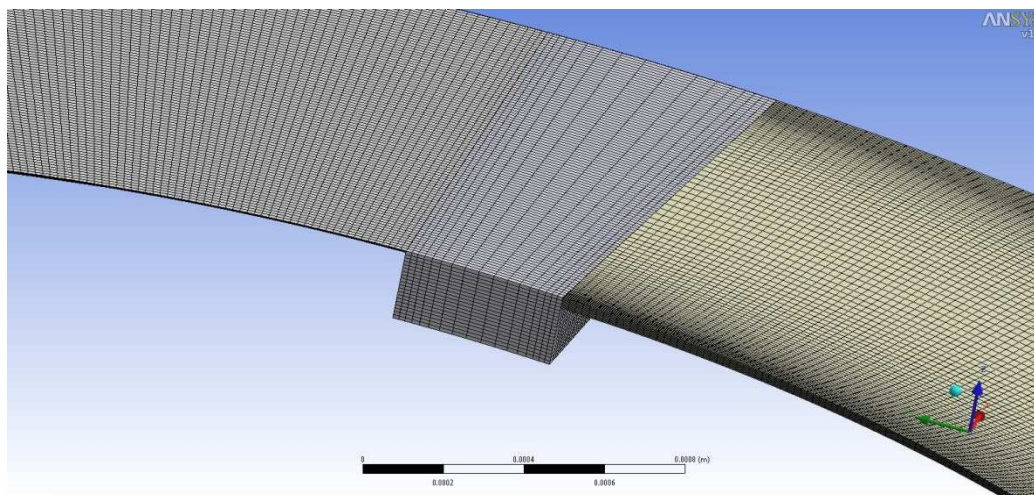
Je zrejmé, že v tomto prípade nie je možné využiť podmienky cyklickej symetrie a je nutné použiť plný model. Ďalšou komplikáciou je, že pre vytvorenie plného modelu nie je možné použiť kopírovanie existujúcej siete a tým pádom je nutné vytvoriť celkovú geometrickú konfiguráciu už v prostredí DM. Každý zo segmentov musí byť namodelovaný ako samostatný celok, aby sa dala vytvoriť výpočtová sieť, ktorá je následne pospájaná pomocou interfacov.



Obr.5.22 Model geometrie pre vyšetovanie nerovnomernosti vôle.

Diskretizácia modelu geometrie

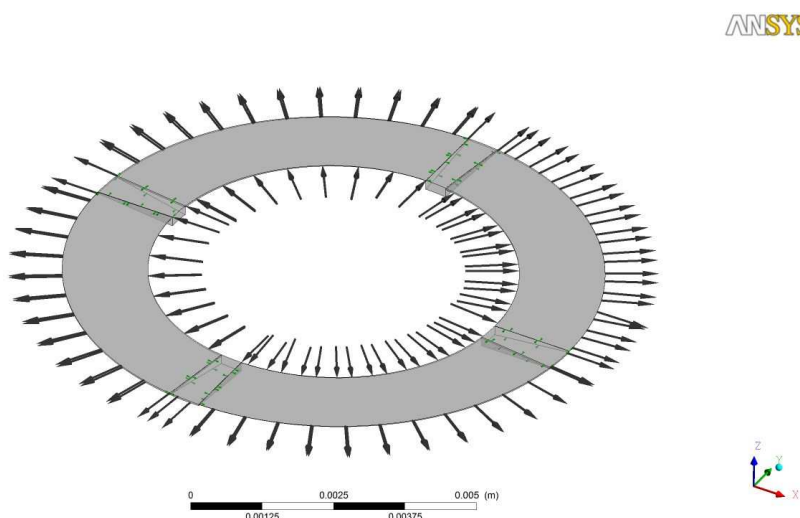
Na obrázku 5.23 je zobrazený detail diskretizácie modelu geometrie. Každý segment a drážku je potrebné "vysietovať" samostatne. Vznikne tak 8 samostatných častí, ktoré sa importujú do prostredia CFX, kde sa aplikujú príslušné okrajové podmienky. Celý výpočtový model vytvorený takýmto spôsobom ma pri 10 vrstvách cca. 1 200 000 elementov, čím sa výrazne zvyšuje rád úlohy a predlžuje výpočtový čas.



Obr. 5.23 Detail diskretizácie modelu geometrie pre analýzu nerovnomernosti vôle.

Aplikácia okrajových podmienok

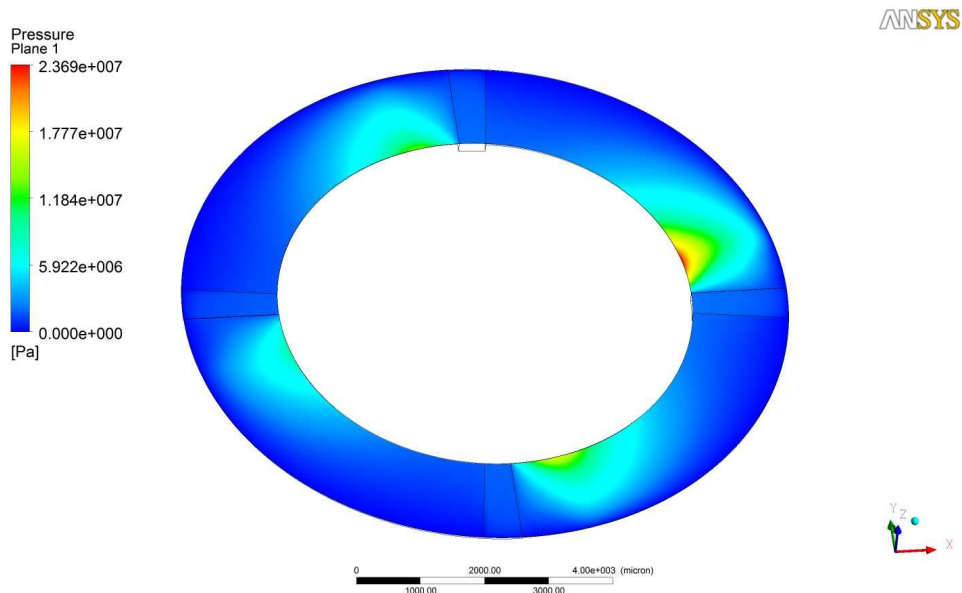
Okrajové podmienky boli použité rovnaké ako pri modeli s drážkou, s tým že boli aplikované na každý segment samostatne.



Obr. 5.24 Okrajové podmienky modelu pre analýzu nerovnomernosti vôle.

Rozloženie tlaku:

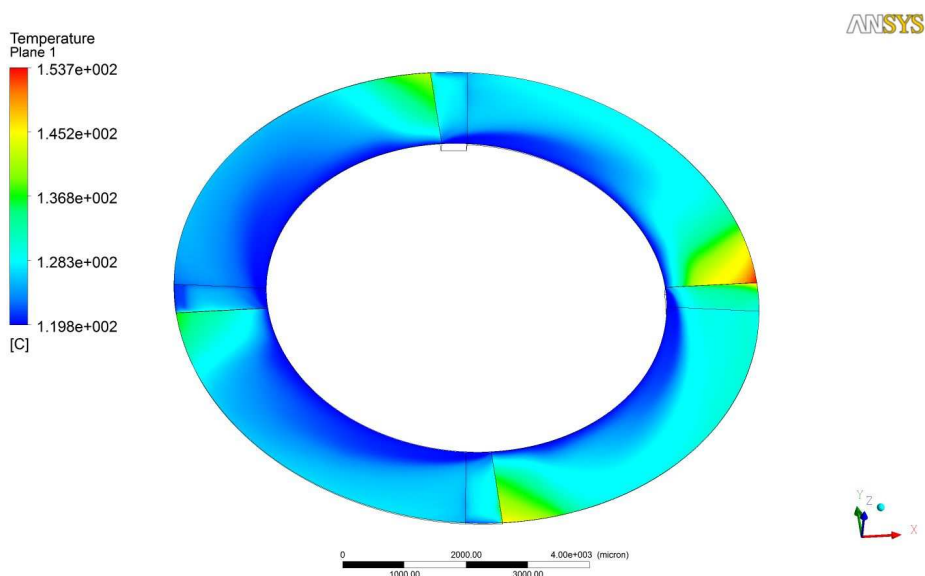
Je znázornené na obrázku 5.25, z ktorého je vidieť zachovanie charakteru priebehu tlaku po segmente a zvýšenie jeho absolútnych hodnôt v preťažovanej časti ložiska.



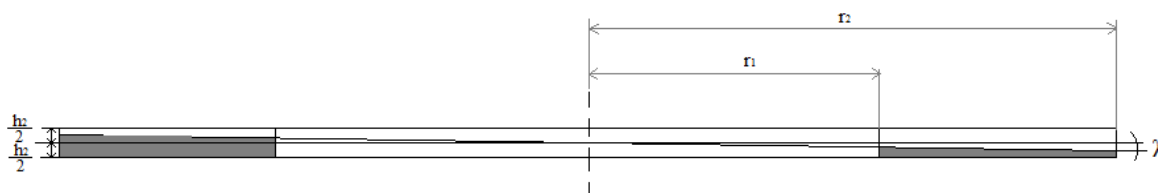
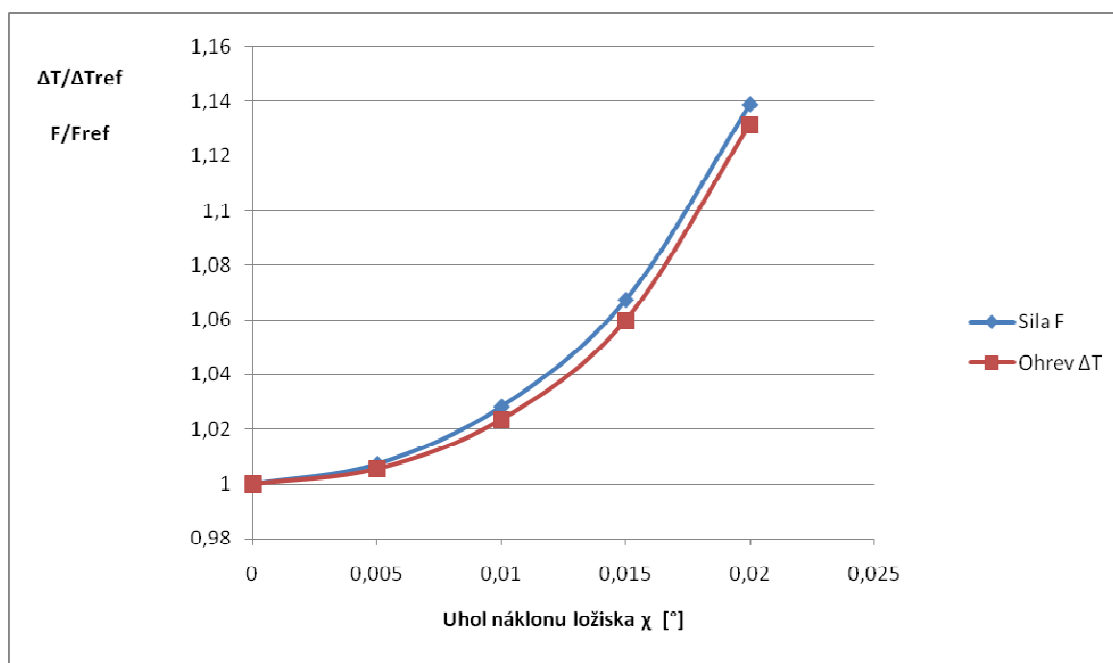
Obr.5.25 Rozloženie tlaku pri nerovnomernosti vôle.

Rozloženie teploty:

Analogicky ako v prípade tlaku sa správa aj teplota, ktorej charakter rozloženia sa významne nemení, pričom v oblasti preťaženia dochádza k lokálnemu prehrievaniu oleja.



Obr.5.26 Rozloženie teploty pri nerovnomernosti vôle.

Obr. 5.27 Znáročenie uhla natočenia ložiska χ Graf. 5.10 Závislosť zmeny výstupných parametrov na uhle χ .

Uhol náklonu ložiska χ sa pri hrúbke olejového filmu $h_2 = 0,005$ mm môže meniť v rozmedzí od 0° do $0,035^\circ$, kedy už dôjde ku kontaktu medzi rotorom a ložiskom. Ako je vidieť v grafe 5.10 nerovnomernosť vôle pomerne veľmi významne ovplyvňuje posudzované parametre.

6. Záver

Cieľom tejto diplomovej práce bolo vytvoriť parametrický výpočtový model pre posúdenie pomerov a vlastností axiálnych klzných ložísk s pevnými segmentmi, ktoré sa používajú v turbodúchadlách. V prvej časti práce sú zhrnuté dostupné poznatky z oblasti konštrukcie klzného uloženia a jeho základných charakteristík spolu so základnými princípmi hydrodynamiky, ktoré sú potrebné pre presnú klasifikáciu vyšetrovanej úlohy a prijatie správnych predpokladov riešenia. Následne sú odvodené riadiace rovnice výpočtovej dynamiky tekutín, ktoré tvoria základ pre numerické riešenie, uskutočnené pomocou softvéru Ansys CFX.

V prvej fáze riešenia (kap. 5.1 - 5.7) bol vytvorený zjednodušený model olejovej domény, na ktorom bola celá úloha odladená z hľadiska okrajových podmienok, materiálových vlastností a numerickej stability. Tento model bol skúmaný postupnou zmenou vstupných parametrov a sledovaním odozvy z hľadiska základných fyzikálnych princípov a bolo na ňom skúmané rozloženie tlakového, rýchlostného a teplotného poľa v ložisku. Problematika prúdenia v tenkých mazacích filmoch sa ukázala ako veľmi citlivá na okrajové podmienky, kedy aj pri malej zmene geometrických parametrov dochádzalo k veľkým zmenám výstupných hodnôt. Otázka či aplikovaný prístup riešenia inverznej úlohy, kedy sa výsledná axiálna sila v ložisku určuje na základe hrúbky olejového filmu a vstupných parametrov prietoku, teploty a materiálových vlastností maziva, poskytuje vierohodné výsledky je značne diskutabilná s perspektívou riešenia do budúcnosti. Experimentálne overenie výsledkov je problematické z hľadiska rozmerov vyšetovaných ložísk, ako aj ekonomických nákladov na experiment, bolo by však odrazovým mostíkom pri ďalšom zdokonaľovaní modelu.

V druhej fáze (kap. 5.8 -5.9) bol výpočtový model priblížený realite vytvorením modelu s prírodnou drážkou a analyzovaním jej vplyvu. Tento model bol porovnaný so softvérom používaným v spoločnosti Honeywell pre výpočty axiálnych a radiálnych klzných ložísk, ktorého zdrojový kód a prístup k riešeniu však nebol dostupný a preto sa dá toto porovnanie považovať skôr za orientačné.

V poslednej fáze riešenia (kap. 5.10) bol vytvorený model pre posúdenie nerovnomernosti hrúbky mazacej vrstvy pri naklonení ložiska. Práve tento model ukazuje výhody zvoleného spôsobu modelovania, kedy dokáže simulovať aj nerovnomerné

zaťaženie ložiska, ktoré dosiaľ nebolo detailne preskúmané a ktoré má nemalý význam v technickej praxi.

Uvedený prístup k riešeniu problematiky klzných ložísk umožňuje do budúcnosti zahrnúť do výpočtu ďalšie faktory ako sú drsnosť povrchu ložiska, prestup a vedenie tepla z okolia, problémy kavitácie, pričom je možný prechod aj na riešenie nestacionárnych úloh akými sú napríklad rozbeh a dobeh stroja a podobne. Možnosti sú naozaj široké a perspektívne.

Zoznam použitej literatúry

- [1] BRDIČKA M., SAMEK L., SOPKO B.: *Mechanika kontinua*, ISBN80-200-0772-5, Akademia, 2000
- [2] JANALIK J.: *Vybrané kapitoly z mechaniky tekutin*, študijné opory, VŠB Technická Univerzita Ostrava, 179s.
- [3] HÁJEK J.: *Modelování s využitím CFD 1*, študijné opory VUT, 106s.
- [4] ŠEVČÍK V., KNOTEK M.: *Axiální segmentová ložiska*, SNTL, Praha 1985.
- [5] BARYSZ I.: *Klzné uloženie, konštrukčné a teoretické riešenia*, EDIS, Žilina 1999
- [6] HAMROCK B. J. *Fundamentals of Fluid Film Lubrication*, McGraw-Hill, United States of America, 2004, ISBN: 0-8247-796-1772, 699s
- [7] BOHÁČEK F.: *Časti a mechanismy stroju II, Hřídele, tribologie, ložiska*, VUT, Brno, 1987, 216s.
- [8] MÁLIK L., MEDVECKÝ Š.: *Časti a mechanismy strojov*, EDIS, ISBN:80-8070-043-5, Žilina 2002, 535s.
- [9] SÚKUP J.: *Hydromechanika*, EDIS, ISBN:80-7100-943-1, Žilina 2002, 175s.
- [10] MEDEK J.: *Hydraulické pochody*, VUT, ISBN: 80-214-0563-5, Brno, 1994, 339s.
- [11] SHAW C.T.: *Using Computational Fluid Dynamics*, Prentice Hall, 1992. 315s.
- [12] Hamrock, B., J., Schmid, S., R., Jacobson, B., O.: *Fundamentals of Machine Elements*, 2005.
- [13] Ansys CFX-Solver Modeling Guide, Release 12.0
- [14] Firemná literatúra Honeywell