

Fakulta strojního inženýrství  
Ústav konstruování / Odbor metodiky konstruování

Faculty of Mechanical Engineering  
Institute of Machine and Industrial Design / Department of of Design Theory

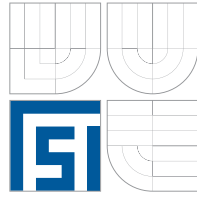
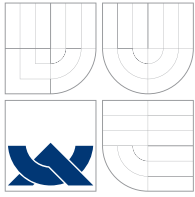
# Studium utváření elastohydrodynamických mazacích filmů u hypoidních převodů

## Study of Elastohydrodynamic Film Formation in Hypoid Gears

[Dizertační práce]  
[Dissertation Thesis]

Autor práce: **Ing. Milan Omasta**  
Author





Fakulta strojního inženýrství  
Ústav konstruování / Odbor metodiky konstruování

Faculty of Mechanical Engineering  
Institute of Machine and Industrial Design / Department of Design Theory

# Studium utváření elastohydrodynamických mazacích filmů u hypoidních převodů

## Study of Elastohydrodynamic Film Formation in Hypoid Gears

[Dizertační práce]  
[Dissertation Thesis]

Autor práce: **Ing. Milan Omasta**  
Author

Vedoucí práce: **prof. Ing. Ivan Křupka, Ph.D.**  
Supervisor



---

## **PODĚKOVÁNÍ**

Rád bych touto cestou poděkoval svému školiteli prof. Ivanu Křupkovi a prof. Martinu Hartlovi za mnoho cenných rad a připomínek po celou dobu doktorského studia. Také bych rád poděkoval svým rodičům za podporu při studiu a své přítelkyni za trpělivost při řešení úskalí, která se během studia vyskytla.

---

## **PROHLÁŠENÍ O SAMOSTATNOSTI**

Prohlašuji, že jsem předloženou dizertační práci vypracoval samostatně na základě uvedené literatury a za podpory školitele prof. Ing. Ivana Křupky, Ph.D.

V Brně dne 31. 08. 2013

.....  
Milan Omasta

## **BIBLIOGRAFICKÁ CITACE**

OMASTA, M. *Studium utváření elastohydrodynamických mazacích filmů u hypoidních převodů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. 97 s. Vedoucí dizertační práce prof. Ing. Ivan Křupka, Ph.D.

---

## **ABSTRAKT**

Tato dizertační práce se zabývá studiem elastohydrodynamického (EHD) mazání za podmínek, které se vyskytují v záběru boků zubů hypoidního soukolí. Cílem je experimentálně popsat chování mazacího filmu a mechanismy jeho utváření. Důraz je především kladen na objasnění vlivu směru a velikosti skluzové rychlosti u kruhového a eliptického kontaktu. Obecně se doposud předpokládalo, že směr skluzové rychlosti nemá vliv na výsledný mazací film. V práci je použito optické interferometrie ke stanovení rozložení tloušťky mazacího filmu. Součástí práce jsou nové a původní výsledky objasňující studovaný problém. Bylo zjištěno, že směr skluzové rychlosti ovlivňuje tvar filmu při vyšších rychlostech. To souvisí s ovlivněním tepelného toku kontaktem. Výsledky mají dopad na rozvoj obecné teorie EHD mazání a poskytují poznatky uplatnitelné při predikci tloušťky filmu při návrhu reálných tribologických uzlů.

## **KLÍČOVÁ SLOVA**

Tribologie, elastohydrodynamické mazání, EHD, tloušťka mazacího filmu, skluzová rychlost, vektor rychlosti, optická interferometrie, hypoidní ozubení.

---

## **ABSTRACT**

This PhD thesis deals with elastohydrodynamic lubrication (EHL) under the conditions that occur between mated hypoid gear teeth. The aim is to describe experimentally the behaviour of lubricating film and mechanisms of its formation. The focus is mainly placed on clarifying the influence of direction and magnitude of sliding velocity in circular and elliptical contacts. Generally, it is still assumed that the direction of sliding velocity has no effect on the resulting lubricant film. In this study optical interferometry is used to determine distribution of lubricant film thickness. This work includes new and original results which clarify the studied problem. It was found that the direction of sliding velocity affects shape of the film at high speeds. This relates to the effect on heat flow through the contact. The results have an impact on the development of general EHL theory and provide knowledge applicable in film thickness prediction in the design of real tribological nodes.

## **KEYWORDS**

Tribology, Elastohydrodynamic lubrication, EHL, Lubricant film thickness, sliding velocity, Optical interferometry, Hypoid gears.

---

## OBSAH

<b>OBSAH</b> .....	<b>11</b>
<b>1 ÚVOD</b> .....	<b>13</b>
<b>2 PŘEHLED SOUČASNÉHO STAVU POZNÁNÍ</b> .....	<b>15</b>
2.1 ZÁKLADY TEORIE HYPOIDNÍHO OZUBENÍ.....	15
2.1.1 <i>Axoidy a relativní pohyb hypoidního soukolí</i> .....	15
2.1.2 <i>Roztečné kužely hypoidního soukolí</i> .....	16
2.1.3 <i>Geometrie kontaktu a vektory rychlostí v hypoidním soukolí</i> .....	17
2.2 MAZÁNÍ HYPOIDNÍHO SOUKOLÍ.....	19
2.2.1 <i>Numerická analýza EHD mazání hypoidního soukolí</i> .....	19
2.2.2 <i>EHD mazání za podmínek vyskytujících se v hypoidním soukolí</i> .....	23
<b>3 ANALÝZA A ZHODNOCENÍ POZNATKŮ ZÍSKANÝCH NA ZÁKLADĚ REŠERŠE</b> .....	<b>37</b>
<b>4 VYMEZENÍ CÍLE DIZERTAČNÍ PRÁCE</b> .....	<b>41</b>
<b>5 METODY PŘÍSTUPU A NÁVRH ZPŮSOBŮ ŘEŠENÍ</b> .....	<b>43</b>
5.1 EXPERIMENTÁLNÍ APARATURA.....	43
5.2 EXPERIMENTÁLNÍ METODA.....	45
5.3 EXPERIMENTÁLNÍ MATERIÁL.....	46
5.3.1 <i>Kontaktní tělesa</i> .....	46
5.3.2 <i>Maziva</i> .....	46
5.4 EXPERIMENTÁLNÍ PODMÍNKY.....	48
5.4.1 <i>Vektory rychlostí</i> .....	48
5.4.2 <i>Tlak, velikost unášivé rychlosti a teplota</i> .....	50
<b>6 VÝSLEDKY</b> .....	<b>51</b>
6.1 KRUHOVÝ KONTAKT.....	51
6.1.1 <i>Vliv skluzové rychlosti ve směru unášivé rychlosti (<math>\delta = 0^\circ</math>; <math>\varepsilon = 0^\circ</math>)</i> .....	51
6.1.2 <i>Vliv skluzové rychlosti kolmo k unášivé rychlosti (fce. <math>\delta</math>; <math>\varepsilon = 90^\circ</math>)</i> .....	51
6.1.3 <i>Vliv úhlu mezi unášivou a skluzovou rychlostí (fce. <math>\varepsilon</math>; <math>u_s/u_e = 0.83</math>)</i> .....	53
6.1.4 <i>Vliv úhlu mezi unášivou a skluzovou rychlostí (fce. <math>\varepsilon</math>; <math>u_s/u_e = 4.83</math>)</i> .....	56
6.2 ELIPTICKÝ KONTAKT.....	62
6.2.1 <i>Vliv skluzové rychlosti ve směru hlavní osy (fce. <math>\delta</math>)</i> .....	62
6.2.2 <i>Vliv úhlu unášivé rychlosti (fce. <math>\theta</math>)</i> .....	63
6.2.3 <i>Vliv unášivé rychlosti při <math>k = 0.46</math> (fce. <math>u_e</math>)</i> .....	64
6.2.4 <i>Vliv úhlu mezi unášivou a skluzovou rychlostí (fce. <math>\varepsilon</math>; <math>u_s/u_e = 0.83</math>)</i> .....	65
6.2.5 <i>Vliv úhlu mezi unášivou a skluzovou rychlostí (fce. <math>\varepsilon</math>; <math>u_s/u_e = 4.83</math>)</i> .....	67
<b>7 DISKUZE</b> .....	<b>69</b>
7.1 MOŽNÉ ZDROJE CHYB.....	69
7.2 SHRUTÍ ZJIŠTĚNÝCH SKUTEČNOSTÍ.....	70
7.2.1 <i>Podmínky mírného skluzu</i> .....	70
7.2.2 <i>Podmínky velkého skluzu</i> .....	71
7.3 VĚDECKÁ OTÁZKA A PRACOVNÍ HYPOTÉZA.....	72
7.4 POROVNÁNÍ S PUBLIKOVANÝMI VÝSLEDKY.....	73

---

7.4.1	<i>Experimentální výsledky</i> .....	73
7.4.2	<i>Teoretické a empirické modely</i> .....	74
7.5	VÝZNAM VÝSLEDKŮ PRO TEORII A PRAXI.....	79
7.5.1	<i>Teorie</i> .....	79
7.5.2	<i>Praxe</i> .....	79
	<b>ZÁVĚR</b> .....	<b>81</b>
	<b>SEZNAM OBRÁZKŮ</b> .....	<b>83</b>
	<b>SEZNAM TABULEK</b> .....	<b>87</b>
	<b>SEZNAM ZKRATEK A VELIČIN</b> .....	<b>89</b>
	<b>SEZNAM LITERATURY</b> .....	<b>91</b>
	<b>SEZNAM PUBLIKACÍ AUTORA K DANÉ PROBLEMATICE</b> .....	<b>97</b>

## 1 ÚVOD

Hypoidní ozubení nachází uplatnění v různých aplikacích, kde je potřeba přenášet krouticí moment mezi dvěma vzájemně kolmými hřídeli, přičemž osy kol jsou posunuty, takže se stávají mimoběžnými. Největší oblastí využití je automobilový průmysl. Hypoidní ozubení je hojně používáno především v rozvodovkách (tj. nápravových převodovkách) osobních i nákladních automobilů. Výhodou oproti kuželovému ozubení je při stejných rozměrech vyšší únosnost, plynulejší chod a tedy nižší hlučnost, realizace vyššího převodového poměru a možnost umístění osy hnacího hřídele pod osu diferenciálu. Mezi nevýhody patří náročnější výroba a velká citlivost na nepřesnosti výroby a uložení soukolí. Největší nevýhodou je ovšem nižší účinnost, která oproti kuželovému soukolí, s účinností až 99%, dosahuje pouze 86% až 97%. U osobních automobilů to znamená nárůst spotřeby pohonných hmot o 4% až 6%. Nižší účinnost je způsobena posunutím osy pastorku vůči ose kola. Díky specifickým kinematickým poměrům jsou vektory rychlostí obou povrchů v místě kontaktu různě orientovány. K vzájemnému smýkání boků zubů tedy dochází kromě příčného směru také v podélném směru boků zubů. Orientace a velikost vektoru smykové rychlosti významně ovlivňuje podmínky utváření mazacího filmu mezi boky zubů spoluzabírajících kol.

Za příznivých podmínek pracují ozubené převody v režimu elasto-hydrodynamického (EHD) mazání. Tento režim je charakteristický pro nekonformní povrchy, u kterých dochází vzhledem k malé kontaktní oblasti k podstatným elastickým deformacím třecích povrchů. Při relativním pohybu a existenci konvergentní mezery mezi povrchy dochází k rozvoji pozitivního tlakového profilu maziva a k úplnému oddělení třecích povrchů tenkým mazacím filmem. V tomto případě se jedná o kapalinové tření. V praxi ovšem většina ozubených převodů pracuje za podmínek smíšeného mazání. Tloušťka mazacího filmu je srovnatelná s výškou povrchových nerovností a plně neodděluje třecí povrchy, takže může docházet k jejich vzájemné interakci. Ve styku deformovaných povrchových nerovností dochází k meznímu tření. Tento typ tření negativně ovlivňuje velikost třecí síly, a tedy účinnost převodu a generované teplo, a dále míru opotřebení a dynamické chování soustavy (vibrace a hlučnost). Studium podmínek, které přispívají k utváření dostatečně tlustého mazacího filmu, umožňuje snížit ztráty a zvýšit účinnost ozubení.



Obr. 1.1 Hypoidní soukolí.

Hypoidní ozubení lze z hlediska geometrických a kinematických poměrů považovat za nejobecnější běžně používaný případ ozubení. Při nulovém posunutí pastorku se z hypoidního ozubení stává spirální kuželové ozubení. V případě nulového posunutí, rovnoběžné orientaci os a nulové podélné křivosti boků zubů se jedná o čelní ozubení se šikmými zuby. Z něj lze při nulovém natočení zubů získat nejjednodušší typ ozubení - čelní ozubení s přímými zuby. Studiu ozubených převodů a jejich mazání je věnována pozornost již téměř 100 let. Analytické, numerické i experimentální modely, které během této doby vznikaly, byly z počátku zaměřeny na nejjednodušší typy ozubení. Až později byly rozšířeny i na obecnější případy.

Výroba hypoidního ozubení je ve srovnání s jinými typy ozubení velmi nákladná. Proto je snahou predikovat funkční parametry ozubení již ve fázi návrhu. Konstrukteři mají k dispozici numerické nástroje, které tuto predikci do jisté míry umožňují. Většinou se jedná o analýzu záběrových charakteristik bez přítomnosti maziva v kontaktu. Chování mazacího filmu výrazně ovlivňuje funkci hypoidního ozubení. Mechanizmy utváření mazacího filmu v kontaktu boků zubů u hypoidního soukolí však dosud nebyly dostatečně objasněny a popsány.

Tato dizertační práce se zabývá experimentálním studiem a analýzou mechanismů utváření mazacího filmu, ke kterým dochází za podmínek, které se vyskytují při záběru boků zubů hypoidního soukolí. Zjištěné poznatky jsou diskutovány v kontextu současných teorií EHD mazání.

## 2 PŘEHLED SOUČASNÉHO STAVU POZNÁNÍ

### 2.1 Základy teorie hypoidního ozubení

Základní metodou stanovení parametrů kontaktu boků zubů především u hypoidního soukolí je analýza kontaktní oblasti označovaná jako TCA (*Tooth Contact Analysis*). Rozvoj tohoto přístupu probíhá nepřetržitě od 50. let min. století. Základy stanovení geometrie a kinematiky obrábění byly položeny pracemi Wildhabera [1] a Baxtera [2]. Způsob výpočtu vektorů rychlostí a tlaku představil Coleman [3], [4]. K rozvoji TCA nejzásadněji přispěl Litvin a kol. [5], [6] a Litvin a Gutman [7]. O základech TCA hypoidního soukolí je souhrnně pojednáno v monografii Litvina a Fuentesese [8].

#### 2.1.1 Axoidy a relativní pohyb hypoidního soukolí

Geometrie hypoidního kola vychází z kuželového kola s nepřímým ozubením. Kuželová kola konají rotaci kolem různoběžných os a jejich axoidy (přímkové plochy opisované okamžitou osou soukolí za relativního pohybu) jsou kužely. Tečná přímka těchto kuželů je okamžitou osou relativního rotačního pohybu soukolí. U standardního kuželového soukolí jsou axoidy shodné s roztečnými kužely.

U hypoidního soukolí jsou osy kol mimoběžné. Relativní pohyb kol hypoidního soukolí lze modelovat jako rotaci dvou těles kolem mimoběžných os úhlovou rychlostí  $\omega^{(1)}$  a  $\omega^{(2)}$ , jak je zobrazeno na Obr. 2.1 a. Osy rotace  $z_f$  a  $z_2$  jsou natočeny o úhel  $\gamma$  (obvykle  $90^\circ$ ) a jejich nejmenší vzdálenost je  $E$ . Relativní pohyb tělesa 1 vzhledem k tělesu 2 je tvořen rotací kolem osy  $z_2$  s úhlovou rychlostí  $-\omega^{(2)}$  a rotací kolem osy  $z_f$  s úhlovou rychlostí  $\omega^{(1)}$ . Vektor  $\omega^{(1)}$ , který prochází bodem  $O_1$ , lze nahradit stejným vektorem, který prochází bodem  $B$  na spojnici  $O_1$  a  $O_2$  a příslušným momentem  $m^{(1)}$  podle rovnice (1) a obdobně pro náhradu vektoru  $-\omega^{(2)}$  platí moment dle rovnice (2).

$$m^{(1)} = \overline{BO_1} \times \omega^{(1)} \quad (1)$$

$$m^{(2)} = \overline{BO_2} \times (-\omega^{(2)}) \quad (2)$$

Relativní pohyb tělesa 1 vůči tělesu 2 pak může být popsán rotací kolem přímky  $s$ - $s$  s úhlovou rychlostí:

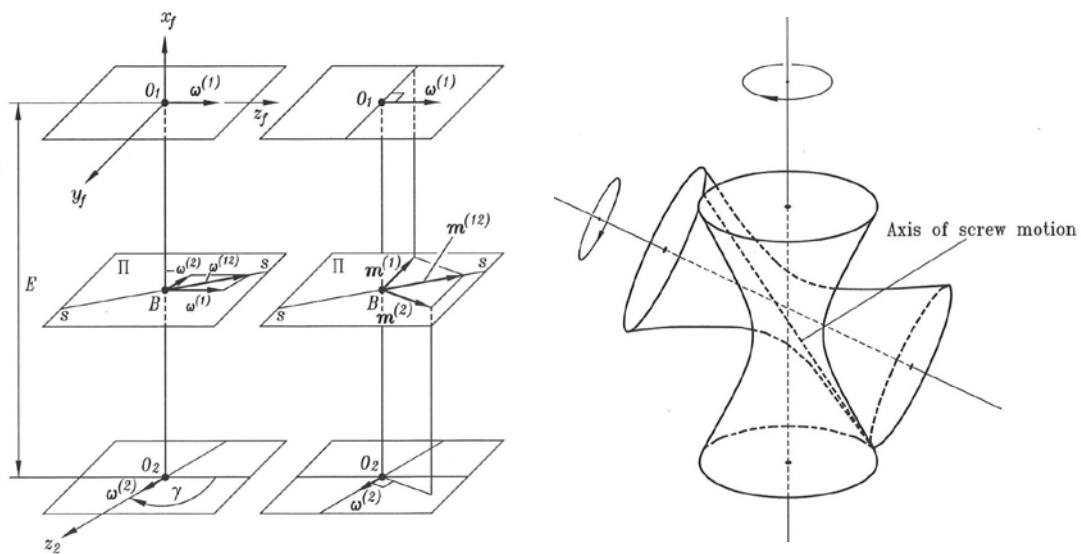
$$\omega^{(12)} = \omega^{(1)} + (-\omega^{(2)}) = \omega^{(1)} - \omega^{(2)} \quad (3)$$

a translací s rychlostí:

$$m^{(12)} = m^{(1)} + m^{(2)} = \overline{BO_1} \times \omega^{(1)} + [\overline{BO_2} \times (-\omega^{(2)})] \quad (4)$$

Konkrétní volnou bodu  $B$  lze zajistit kolinearitu vektorů  $\omega^{(12)}$  a  $m^{(12)}$  a relativní pohyb je pak šroubový s rotací kolem přímky  $s$ - $s$  a translací ve směru stejné přímky.

Okamžitá osa relativního šroubového pohybu nemění polohu ani orientaci pokud jsou poměr  $\omega^{(2)}/\omega^{(1)}$ ,  $\gamma$  a  $E$  konstanty. Při rotaci těles 1 a 2 vytváří okamžitá osa šroubového pohybu vzhledem k referenčním základnám 1 a 2 dvě plochy – rotační hyperboloidy (Obr. 2.1b) – které představují axoidy hypoidního ozubení. Relativní pohyb odvalujících se hyperboloidů je valení kolem osy šroubového pohybu a skluz ve směru této osy. Právě existence skluzové složky relativní rychlosti během celého záběru je vlastností ozubených převodů s mimoběžnými osami [8].



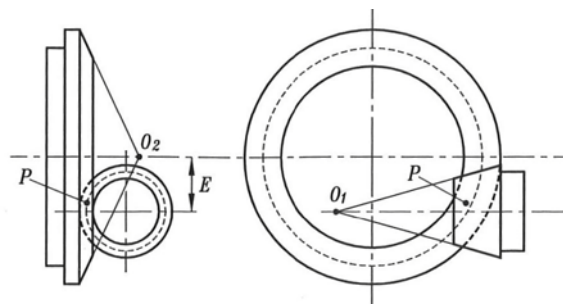
Obr. 2.1 a) relativní pohyb u hypoidního soukolí; b) spoluzabírající hyperboloidy [8].

### 2.1.2 Roztečné kužely hypoidního soukolí

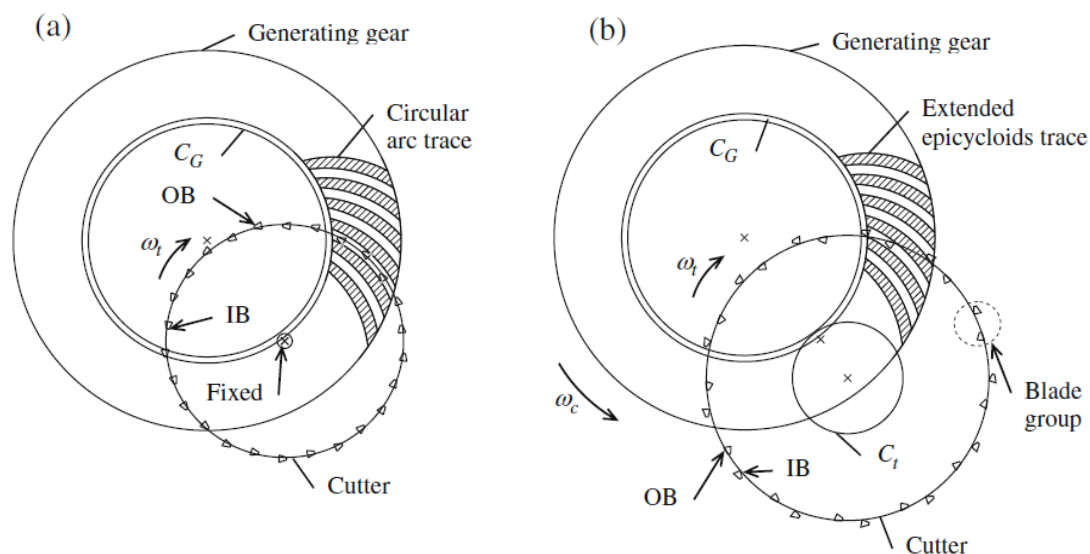
Myšlenka axoidů ozubených kol je užitečná pro vizualizaci skluzové rychlosti, ale nemá praktickou aplikaci při konstrukci ozubených kol. Důvodem je, že poloha axoidů je mimo oblast záběru hypoidního soukolí. Při návrhu polotvarů kol se využívají roztečné kužely (Obr. 2.2). Ty musí splňovat následující požadavky:

- osy roztečných kuželů svírají předepsaný úhel  $\gamma$  mezi osami rotace kol uvažovaného soukolí (obvykle  $90^\circ$ );
- nejkratší vzdálenost  $E$  mezi osami roztečných kuželů je stejná jako u uvažovaného soukolí;
- roztečné kužely jsou tečné v uvažovaném bodě P, který leží v oblasti záběru boků zubů kola a pastorku;
- relativní skluzová rychlost v bodě P působí ve směru společné tečny průsečnice boku zubu a roztečného kužele.

Základními parametry, které figurují při návrhu roztečných kuželů hypoidních kol jsou úhel sklonu nepřímého ozubení  $\beta_i$ , úhel roztečného kužele  $\gamma_i$  a poloha vrcholu roztečného kužele  $d_i$  ( $i = 1, 2$ ). Vztah těchto parametrů ke geometrii ozubení je ovlivněn způsobem výroby hypoidního ozubení.



Obr. 2.2 Roztečné kužely hypoidního soukolí [8].



Obr. 2.3 a) Výroba hypoidního ozubení frézováním dělicím způsobem; b) frézování odvalovacím způsobem [9].

Při výrobě hypoidního ozubení se v zásadě uplatňují dvě různé metody třískového obrábění. Jedná se o frézování dělicím způsobem (*face-milling*) – Obr. 2.3a, kdy je geometrie boku zubů utvářena kuželovou plochou obráběcí hlavy, a frézování odvalovacím způsobem (*face-hobbing*) – Obr. 2.3b, kdy je geometrie boku zubů utvářena přímým břitem nástroje. U prvního způsobu se výška zubu směrem k hlavové kružnici snižuje, u druhého zůstává konstantní. Každá z metod má určité výhody a nevýhody. V současné době je vzhledem k vyšší produktivitě v automobilovém průmyslu dominantní frézování odvalovacím způsobem [9].

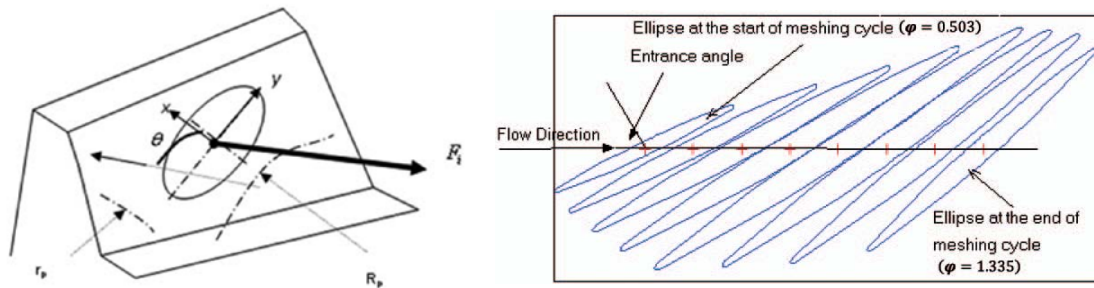
### 2.1.3 Geometrie kontaktu a vektory rychlostí v hypoidním soukolí

Boky zubů plně sdužené hypoidní ozubení jsou teoreticky v liniovém kontaktu. Takové ozubení je ovšem velmi citlivé na nepřesnosti výroby kol a uložení soukolí. Proto jsou při výrobě kola nebo/i pastorku aplikovány vhodně modifikované pohyby obráběcího nástroje pro korekci tvaru zubu příslušného kola. Ozubení se stává nesduženým a kontakt mezi boky zubů je teoreticky bodový.

Ke stanovení geometrie kontaktu během záběru se používá několik přístupů. Nejjednodušší předpokládají eliptický tvar kontaktní oblasti při zatížení [10]. K zohlednění deformací zubů při zatížení jsou vhodné modely založené na metodě konečných prvků [11], [12]. Ty však vykazují velkou výpočetní náročnost, proto jsou vyvíjeny různé semianalytické modely [9], [13], [14].

Obr. 2.4a [15] popisuje parametry kontaktu v podobě redukovaných poloměrů křivosti  $r_p$  a  $R_p$  v souřadném systému  $x$ - $y$  daným polohou a orientací kontaktní elipsy, vektoru unášivé rychlosti a úhlu natočení vůči malé ose kontaktní elipsy  $\theta$  a vektoru síly  $F_i$ . Průběh těchto parametrů během záběru boků zubů konkrétního hypoidního ozubení používaného v automobilových rozvodkách je znázorněn na Obr. 2.4b [15].

Geometrie kontaktu a vektory rychlostí v hypoidním soukolí jsou závislé na základních parametrech ozubení a na geometrii nástroje a kinematice obrábění.



Obr. 2.4 a) Parametry kontaktu boku zubu hypoidního ozubení [15]; b) průběh parametrů kontaktu během záběru konkrétního ozubení [15].

I zdánlivě nepatrné modifikace pohybů při obrábění silně ovlivňují výsledné parametry kontaktu [12].

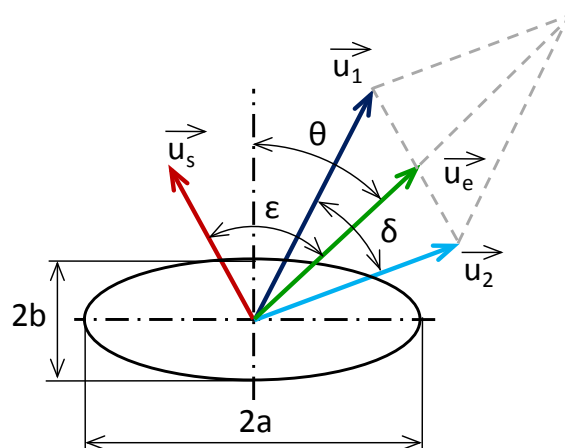
Obecně lze poměry v kontaktu popsat dle Obr. 2.5. Kontaktní elipsa má velikost hlavní poloosy  $a$  a vedlejší poloosy  $b$ . Poměr elipticity  $k$  je dán poměrem těchto velikostí dle vztahu (5). Vektory rychlostí povrchů  $\vec{u}_1$  a  $\vec{u}_2$  mají různý směr i velikost. Svírají úhel  $\delta$ . Výsledná unášivá rychlost  $\vec{u}_e$  je dána polovinou vektorového součtu rychlostí povrchů dle vztahu (6), skluzová složka je vektorovým rozdílem těchto rychlostí dle vztahu (7). Skluzová a unášivá rychlost svírá úhel  $\varepsilon$ . Vektor unášivé rychlosti je natočen vůči vedlejší ose elipsy o úhel  $\theta$ .

$$k = \frac{a}{b} \quad (5)$$

$$\vec{u}_e = \frac{\vec{u}_1 + \vec{u}_2}{2} \quad (6)$$

$$\vec{u}_s = \vec{u}_1 - \vec{u}_2 \quad (7)$$

Unášivá rychlost je zpravidla větší než skluzová rychlost, ale řádově je stejná. Reálné rychlosti u hypoidního soukolí běžně dosahují jednotek až desítek  $\text{ms}^{-1}$ . Během pohybu po křivce záběru dochází k plynulé změně všech parametrů.



Obr. 2.5 Vektory rychlostí a úhly v kontaktu.

## 2.2 Mazání hypoidního soukolí

Problematika mazání hypoidního soukolí je v literatuře v omezené míře řešena přímou aplikací numerického řešení EHD problému na vstupní informace získané pomocí TCA. Tyto práce slouží k analýze konkrétního soukolí nebo v omezené míře k parametrické analýze. Vzhledem k výpočetní náročnosti a velké citlivosti systému s velkým počtem vstupních parametrů, není tento přístup vhodný ke stanovení základních mechanismů utváření EHD mazacího filmu za specifických podmínek. Nicméně poskytuje predikční nástroj ve fázi návrhu s rostoucím potenciálem.

Experimentální přístup k analýze mazání hypoidního soukolí je publikován jen výjimečně [16].

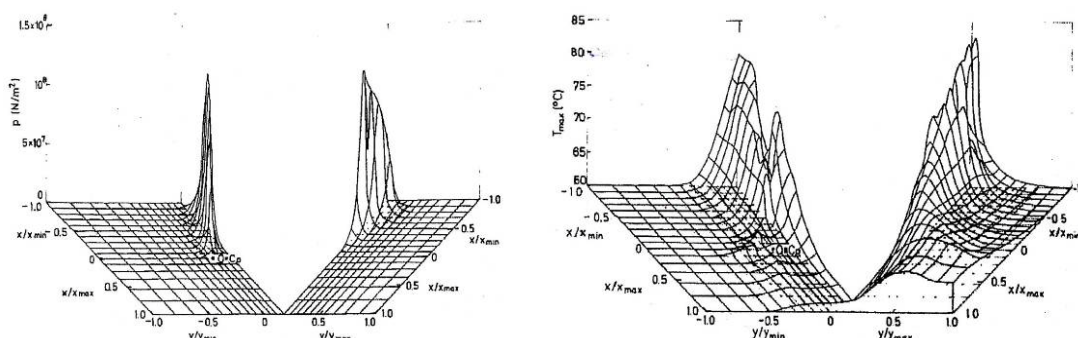
Mnohem větší skupinu tvoří práce, které se věnují experimentálnímu a numerickému studiu EHD mazání za podmínek, které jsou blízké podmínkám ve styku boků zubů hypoidního soukolí. Na základě poznatků z TCA se jedná o tyto podmínky:

- eliptický kontakt (zpravidla s velkým poměrem elipticity);
- směr unášivé rychlosti je různě natočený vůči osám kontaktní elipsy;
- významná skluzová složka rychlosti;
- různý směr skluzové a unášivé rychlosti.

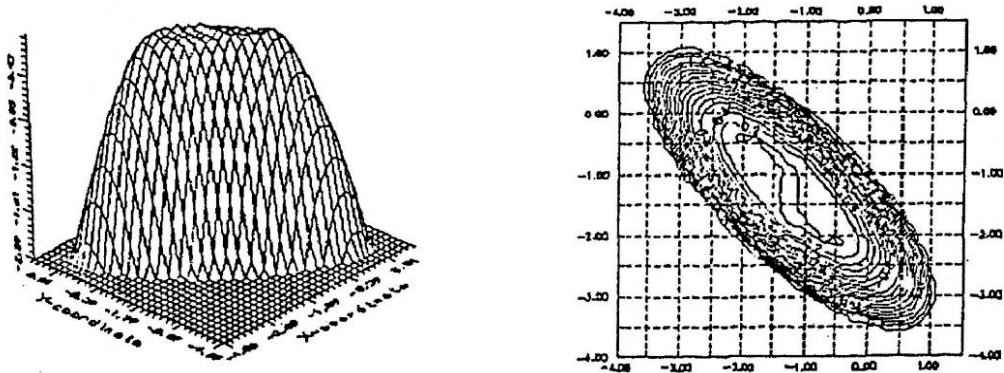
### 2.2.1 Numerická analýza EHD mazání hypoidního soukolí

Numerická analýza EHD kontaktu vyžaduje společné řešení Reynoldsovy rovnice, rovnice elastické deformace, rovnice popisující změnu viskozity a hustoty s tlakem a teplotou a rovnice energetické bilance.

Numerickým modelováním EHD kontaktu hypoidního ozubení se již od 80. let 20. stol. zabýval Simon [17]. První z prací obsahuje analýzu bodového kontaktu se zahrnutím teplotních jevů, řešenou metodou konečných diferencí přímou iterační technikou. Výpočet byl realizován na velmi hrubé síti (17 x 23 x 9 uzlů) a vzhledem k numerické nestabilitě s relativně malým zatížením. Výsledkem je průběh tlaku, teploty, únosnosti a součinitele tření, jako funkce polohy na přímce záběru, minimální tloušťky mazacího filmu, rychlosti otáčení pastorku a teploty přiváděného maziva. Na Obr. 2.6a a 2.6b jsou znázorněny 3D grafy rozložení tlaku a teploty v kontaktu ve středu dráhy záběru. Hřeben tlakového maxima odpovídá přímce



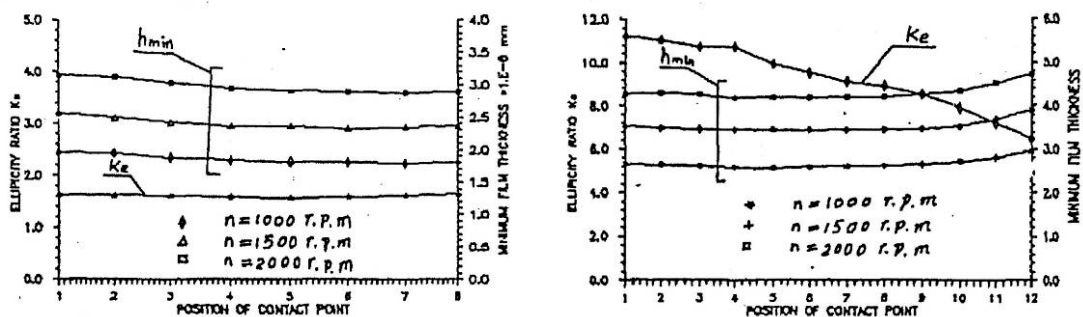
Obr. 2.6 a) Distribuce tlaku v kontaktu [17]; b) Distribuce teploty v kontaktu [17].



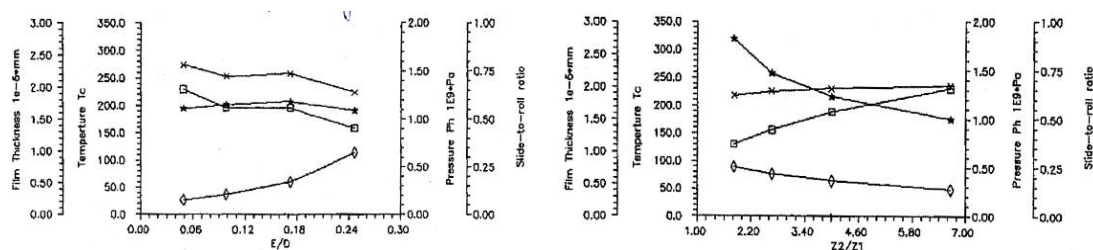
Obr. 2.7 3D graf a vrstevnicová mapa bezrozměrné tloušťky mazacího filmu [18].

minimální tloušťky mazacího filmu a je přibližně kolmý na vektor relativní uhlové rychlosti kol. Isotermální řešení velmi nadhodnocuje únosnost a max. tlak. Na konci záběru zubů je evidentní rapidní pokles únosnosti, max. tlaku a max. teploty a nárůst souč. tření. Rychlost otáčení má na výkonové charakteristiky jen malý vliv, pouze teplota s rychlostí významně roste. S rostoucí min. tloušťkou mazacího filmu klesá únosnost, max. tlak a max. teplota a roste souč. tření. Nejnižší hodnoty (0.004) dosahuje při min. tloušťce filmu 2  $\mu\text{m}$  [17].

Řešení EHD problému při záběru zubů hypoidního ozubení je kvůli velkému zatížení a skluzu obtížné vzhledem k numerické nestabilitě. Proto byly vyvíjeny numerické metody zajišťující rychlou konvergenci řešení i při kritických podmínkách. Jia a kol. [18] použili pro numerickou analýzu EHD mazání hypoidních převodů víceúrovňovou vícetříčkovou metodu řešení. Numerická analýza byla provedena pro dva různé případy hypoidního soukolí. Výsledky obsahují 3D graf bezrozměrného tvaru mazacího filmu – Obr. 2.7. Zřejmý je elipsoidní tvar s asymetrickým sedlem na vrcholu. Min. tloušťky filmu je dosaženo ve výstupní oblasti mezi hlavní osou elipsy a směrem toku maziva. Dále jsou uvedeny pouze výsledky min. tloušťky filmu a poměru elipticity kontaktu pro různé rychlosti v závislosti na poloze kontaktu – Obr. 2.8. S rostoucí rychlostí roste min. tloušťka filmu téměř lineárně. Během záběru zůstává takřka konstantní. Pro oba řešené případy ozubení se výsledky kvantitativně výrazně liší, především s ohledem na poměr elipticity. Je to dáno rozdílnými poloměry křivosti povrchů, které jsou ovlivněny různým nastavením nástroje a kinematikou obrábění.



Obr. 2.8 Změna tloušťky filmu a poměru elipticity během záběru pro dva případy ozubení [18].

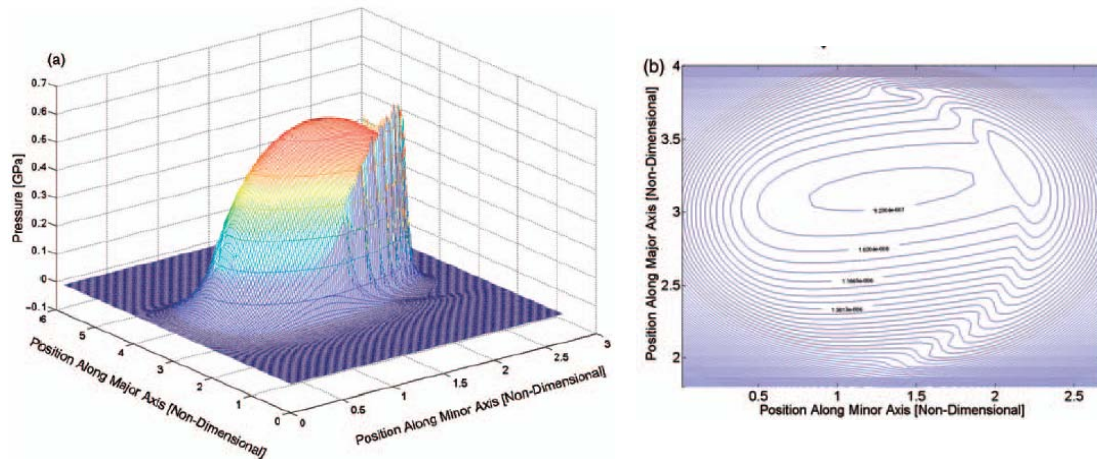


Obr. 2.9 Závislost výkonových parametrů na vyosení a převodovém poměru.  
x – teplota; ☆ – tloušťka filmu; ◇ - SR poměr; □ – tlak [19].

Yi a Chenwen [19] použili numerický model EHD mazání hypoidního ozubení k parametrické analýze. Vyšetřován byl vliv odsazení pastorku, převodového poměru, modulu, úhlu sklonu boku zubu a průměru obráběcí frézy na min. tloušťku mazacího filmu, max. teplotu, max. tlak a poměr skluzu a valení (SR poměr). Odsazení pastorku bylo vyjádřeno v poměru k průměrové rozteči kola a jeho vliv na sledované parametry je znázorněn na Obr. 2.9. Při zvětšování tohoto poměru je zřejmý a očekávaný nárůst SR poměru; současně lze však pozorovat pokles tlaku i teploty při téměř konstantní tloušťce vrstvy maziva. To je způsobeno skutečností, že při zvětšení odsazení se zvětší také průměr pastorku a tím poklesne relativní křivost povrchů. Zvýšení převodového poměru vede ke snížení SR poměru, ovšem současně dochází ke zmenšení průměru pastorku, poklesu relativní křivosti povrchů a nárůstu tlaku a teploty a významné redukci tloušťky mazacího filmu. Ostatní sledované parametry mají na výkonové charakteristiky ozubení jen malý vliv.

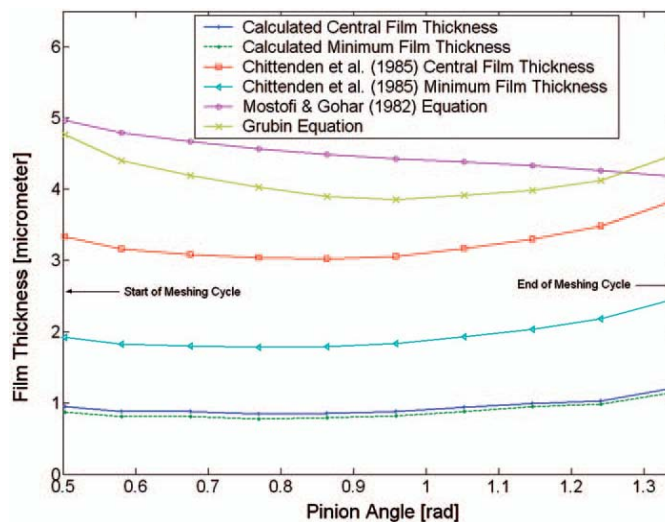
Parametrické analýze vlivu konstrukčních parametrů na výkonové parametry ozubení u mazaného kontaktu se ve svých posledních pracích věnoval také Simon [20], [21]. V těchto pracích se autor zaměřil na studium vlivu parametrů nastavení nástroje při obrábění pastorku [20] a maziva a provozních podmínek [21] na výkonové charakteristiky definované relativními součiniteli tlaku, teploty, únosnosti a souč. tření. Výsledky poukazují na velmi vysokou citlivost výkonových parametrů na nastavení nástroje. Vhodným nastavením lze parametry výrazně vylepšit, ovšem nekontrolovaným nastavením také výrazně zhoršit. Citlivost je tak vysoká, že lze reálný výsledek při běžných nepřesnostech výroby a uložení jen těžko predikovat [20]. Výsledky druhé studie ukazují, že s rostoucí viskozitou oleje výrazně roste tlak a únosnost, zatímco vliv na teplotu a součinitele tření není tak velký [21].

Xu a Kahraman [14] a Park a Kahraman [22] se v rozsáhlé práci zaměřili na vytvoření modelu účinnosti hypoidního převodu. Model zahrnuje TCA a model pro predikci tření. Ten obsahuje vztah pro určení součinitele tření, získaný aplikací vícenásobné lineární regresní analýzy výsledků velkého množství provedených numerických analýz EHD mazání hypoidního ozubení pro typický rozsah klíčových parametrů. Tyto parametry popisují geometrii, kinematiku, zatížení a drsnost povrchu ozubení a vlastnosti maziva. V porovnání s ostatními empirickými modely součinitele tření jsou výsledky tohoto modelu kvalitativně i kvantitativně dosti odlišné, ovšem v porovnání s experimentálními daty vykazují velmi dobrou shodu. Z analýzy konkrétního ozubení vyplývá, že na účinnost hypoidního ozubení má výrazný vliv amplituda povrchových nerovností a teplota, zatímco zatížení a rychlost má jen malý vliv. Je konstatováno, že pro zahrnutí vlivu různých kombinací různých parametrů by bylo potřeba provést velké množství EHD analýz, což je časově velmi náročné a pro konstrukční praxi nevhodné [14].



Obr. 2.10 a) rozložení tlaku; b) vrstevnicová mapa tloušťky filmu na začátku záběru boků zubů hypoidního soukolí [15].

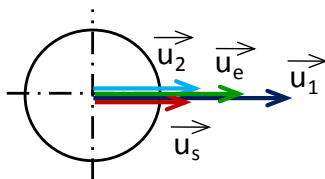
Nevýhodou předchozích přístupů je skutečnost, že neuvažují reálným tok maziva kontaktem. Uvažován je liniový kontakt s tokem ve směru šířky kontaktu [14], [22] nebo eliptický kontakt s tokem ve směru malé poloosy [11], [12]. Mohammadpour a kol. [15] proto vytvořili model, který zohledňuje různě natočený tok maziva eliptickým kontaktem a vysoké zatížení. Na Obr. 2.10 je zobrazeno rozložení tlaku a vrstevnicová mapa tloušťky filmu na začátku záběru. Minimální tloušťka filmu se nachází ve výstupní konstrikci a rozložení tloušťky je asymetrické vlivem natočení toku maziva kontaktem a souvisejícímu bočnímu výtoku. Na Obr. 2.11 je průběh centrální a minimální tloušťky maziva během záběru je porovnán s predikčními modely podle Mostofi a Gohara [23] a Chittendena [24] pro natočený tok maziva kontaktem a podle Grubina s korekčním faktorem zohledňujícím boční výtok maziva z kontaktu. Zmíněné modely zásadně nadhodnocují tloušťku filmu, což je způsoben tím, že tyto empirické modely nebyly sestaveny pro velké zatížení a rychlost, které se u hypoidního soukolí vyskytují. Tyto modely jsou blíže představeny v kap. 2.3.2.



Obr. 2.11 Porovnání tloušťky filmu s predikčními modely [15].

## 2.2.2 EHD mazání za podmínek vyskytujících se v hypoidním soukolí

### Vliv skluzové rychlosti ve směru unášivé rychlosti



Obr. 2.12 Sousměrně orientované vektory rychlostí povrchů a unášivé a skluzové rychlosti.

Pokud se třecí povrchy pohybují stejným směrem a stejnou rychlostí, hovoříme o podmínkách čistého valení. Pokud jsou rychlosti povrchů  $u_1$  a  $u_2$  různé, relativní pohyb je definován unášivou (střední; valivou) rychlostí  $u_e$  dle vztahu (8) a skluzovou rychlostí  $u_s$  dle vztahu (9) – Obr. 2.12. Vzájemný poměr těchto rychlostí je vyjádřen poměrem skluzu a valení (*Slide-to-roll ratio* – SRR) dle vztahu (10):

$$u_e = \frac{u_1 + u_2}{2} \quad (8)$$

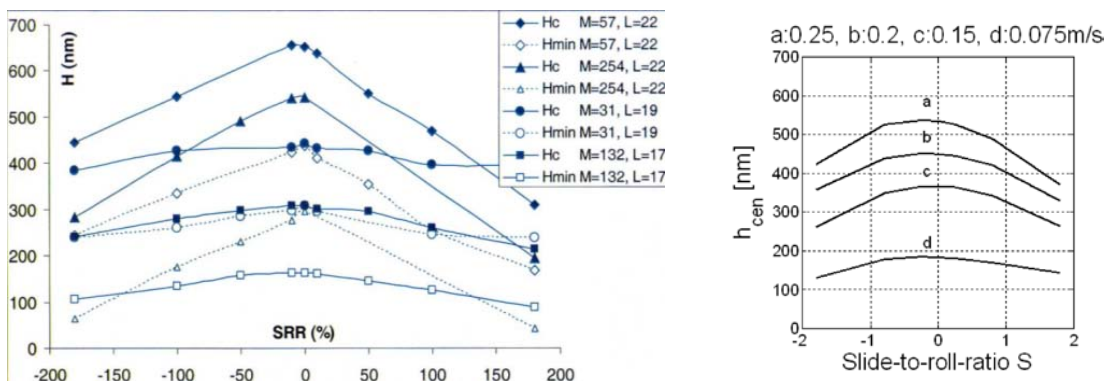
$$u_s = u_1 - u_2 \quad (9)$$

$$SRR = \frac{u_s}{u_e} = \frac{2(u_1 - u_2)}{u_1 + u_2} \quad (10)$$

SRR může nabývat libovolné hodnoty. Pro čisté valení platí  $SRR = 0$  a pro čistý skluz  $SRR = 2$  nebo  $-2$ . Pokud je  $|SRR| > 2$  konají povrchy relativní pohyb proti sobě. Limitním případem je  $SRR = \infty$ , kdy se jedná o čistý opačný prokluz (*pure opposite sliding* nebo *zero entrainment velocity* – ZEV).

Vlivu skluzu na tloušťku mazacího filmu nebyla dříve věnována přílišná pozornost. Např. jeden z dosud nejčastěji používaných predikčních modelů – od Hamrocka a Dowsona [25] – uvažuje pouze unášivou složku rychlosti jako základní parametr ovlivňující tloušťku EHD filmu.

Experimentálně vliv skluzu potvrdil Isaksson [26], který pomocí optické interferometrie pozoroval snížení centrální tloušťky filmu o 21 % při  $SRR = 0.65$  a Dalmaz [27], [28], který podobnou metodou při stejném skluzu zjistil pokles o 30 %. Pozdější experimentální práce Smeetha a Spikese [29], Jubaulta a kol. [30] a Ciulliho a kol. [31] potvrdily pomocí optické interferometrie tendenci klesající



Obr. 2.13 Vliv poměru skluzu a valení na tloušťku filmu pro různé podmínky a) [30], b) [29].

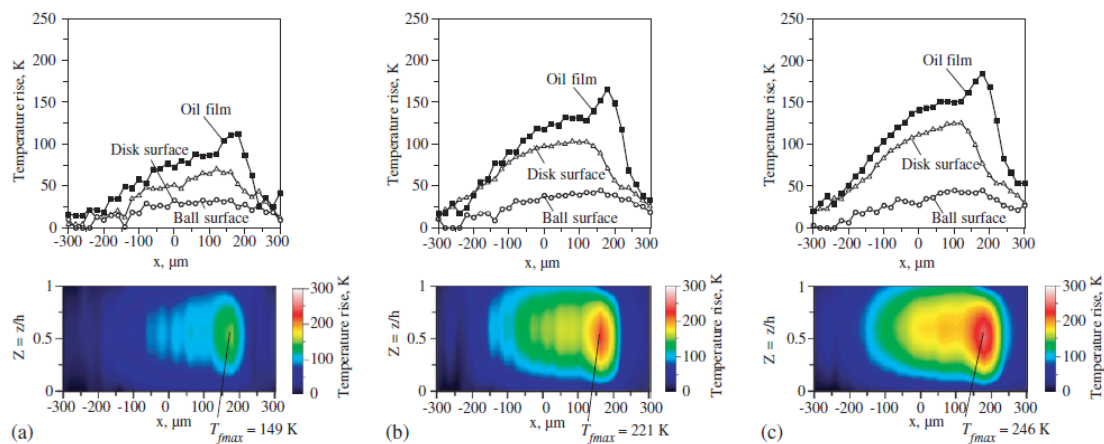
tloušťky filmu při rostoucí míře skluzu, a navíc pozorovaly asymetrii v tomto chování (Obr. 2.13) při použití ocelové kuličky a skleněného disku.

Význam skluzové rychlosti bývá nejčastěji popisován v souvislosti s teplotními jevy. Skluzová složka rychlosti přispívá k nárůstu smykového napětí a smykového spádu v kontaktu. To vede k nárůstu tepelné energie generované v kontaktu a k nárůstu teploty. Dojde-li k tepelnému ovlivnění vstupní oblasti, dochází k poklesu viskozity a tím i tloušťky filmu – tento mechanismus se označuje jako *smykový ohřev ve vstupní oblasti (inlet shear heating)*. Pro aplikaci tohoto mechanismu byly sestaveny různé korekční vztahy pro predikci tloušťky filmu, které zohledňují nárůst teploty vlivem skluzu. Nejvýznamnější jsou vztahy, které publikoval Murch a Wilson [32], Wilson a Sheu [33] a Lord a Larsson [34]. Greenwood a Kauzlarich [35] na základě tepelné analýzy vstupní oblasti uvádí, že tento jev se projevuje i za podmínek čistého valení, a neměl by být opomenut při unášivých rychlostech nad  $10 \text{ ms}^{-1}$ . Podobný závěr diskutuje na základě experimentálního měření tloušťky filmu také Hili a kol. [36].

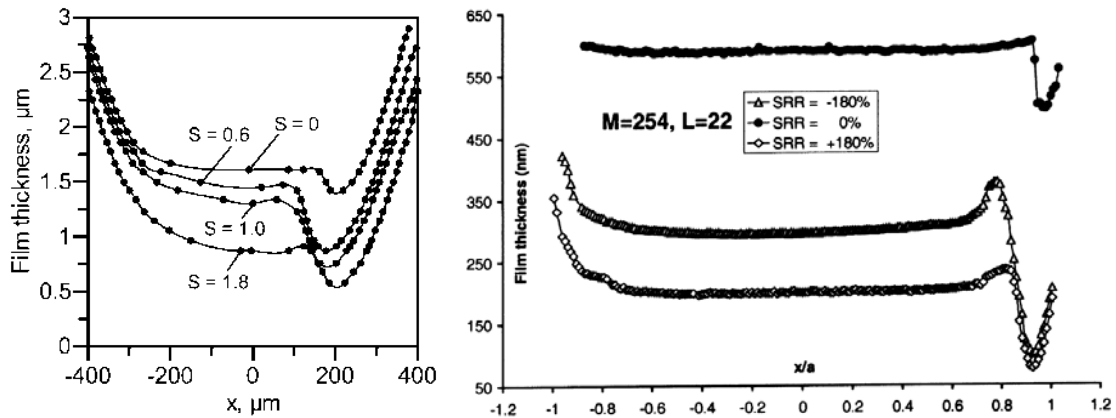
Smeeth a Spikes [29] a Jubault a kol. [30] dále připouští myšlenku, že k poklesu tloušťky dochází vlivem posunu skluzové roviny směrem k povrchu s vyšší teplotou a tím způsobeným poklesem ekvivalentní unášivé rychlosti. Pozorovaná asymetrie chování tloušťky filmu s rostoucím skluzem souvisí rovněž s distribucí teploty v kontaktu. Vlivem rozdílné tepelné vodivosti materiálů kontaktních těles (sklo a ocel) je ovlivněn přestup tepla v případě různých rychlostí povrchů, a tím výsledná teplota na vstupu do kontaktu, viskozita a tedy tloušťka filmu. Tato teorie byla podpořena numerickým řešením tepelně ovlivněného EHD problému [37].

Další vhled do této problematiky přinesly práce Yagiho a kol. [38] a Nakahary a Yagiho [39], kteří měřili rozložení teploty obou třecích povrchů a maziva na optickém tribometru - Obr. 2.14. S rostoucí rychlostí a skluzem roste teplota maziva a zvyšuje se rozdíl v teplotě obou povrchů. Výsledky měření teploty poukazují na tyto mechanismy poklesu tloušťky filmu s rostoucím poměrem skluzu a valení:

- generování tepla ve vstupní oblasti;
- generování tepla ve střední části kontaktu a jeho přesun do vstupní oblasti vedením pomaleji se pohybujícím povrchem;



Obr. 2.14 Rozložení teploty v kontaktu a)  $u_c = 1 \text{ ms}^{-1}$ ,  $S = 1$ ; b)  $u_c = 1 \text{ ms}^{-1}$ ,  $S = 1.8$ ; c)  $u_c = 3 \text{ ms}^{-1}$ ,  $S = 1.8$  [39].

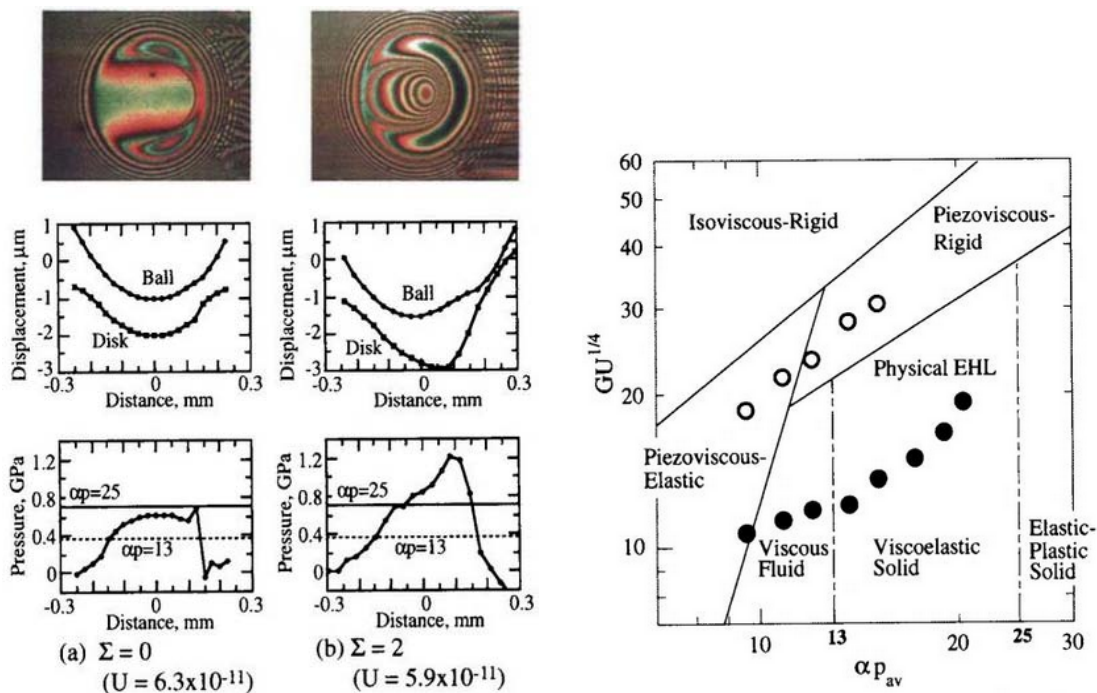


Obr. 2.15 a) Změna gradientu tloušťky ve vstupní oblasti [38],  
b) výskyt nárůstu tloušťky před výstupní konstrikcí [30].

- jev teplotně-viskozitního klínu (je popsáno dále v této kapitole).

Kromě smykově indukovaného nárůstu teploty způsobuje smyk také změnu reologických vlastností některých maziv, a hovoříme pak o *smykovém řídnutí*. Tento jev souvisí s uspořádáním molekul a řetězců maziva ve směru působícího smykového napětí, a tím se snížením efektivní viskozity. Greenwood a Kauzlarich [40], Bair [41] a Kumar a Khonsari [42] vytvořili vztahy pro zohlednění smykového řídnutí některých maziv.

Kromě celkové změny tloušťky mazacího filmu ovlivňuje skluz také změnu tvaru mazacího filmu. Vlivem skluzu byla pozorována např. změnu gradientu filmu ve vstupní oblasti [38] (Obr. 2.15a) nebo mírný nárůst tloušťky těsně před výstupní konstrikcí [30], [43](Obr. 2.15b).



Obr. 2.16 a) Interferogramy, deformace a tlak pro podmínky čistého valení (SRR = 0) a čistého skluzu (SRR = 2) [47]; b) mapa režimů s vyznačením oblasti výskytu důlků [47].

Podstatnější změnu rozložení tloušťky představuje tzv. *důlkový efekt* (*dimple effect*), který při specifických skluzových podmínkách pozoroval Chiu a kol. [44] a podrobně studoval Kaneta a kol. [45], [46], [47]. Tento efekt se projevuje lokálním tlakovým maximem a lokálním nárůstem tloušťky filmu v centrální oblasti EHD kontaktu, která je dle běžných teorií predikována jako plochá. Porovnání interferogramů, přepočítané deformace kontaktních těles a tlaku pro podmínky čistého valení a podmínky čistého skluzu s výskytem centrálního důlku je na Obr. 2.16a [47]. Jednou ze základních anomálií, která byla pozorována při experimentech na optickém tribometru se skleněným diskem a ocelovou kuličkou, je zjištění, že za podmínek čistého skluzu vzniká důlek v tloušťce v centrální oblasti kontaktu při pohybujiícím se disku a stojící kuličce, ale nikoli v opačném případě [47].

Tvorba důlků je ovlivněna zatížením, skluzovou rychlostí, reologií maziva a kinematickými podmínkami v závislosti na mechanických vlastnostech kontaktních těles, a to i v případě konstantní unášivé rychlosti. Obr. 2.16b zobrazuje mapu režimů mazání za podmínek čistého skluzu skleněného disku. Spodní a horní hranice výskytu důlků je omezena plnými a prázdnými kolečky. S rostoucí skluzovou rychlostí roste v této oblasti tloušťka filmu v oblasti důlku, ovšem po dosažení určité hranice dochází k zániku důlku vlivem rostoucí celkové tloušťky filmu [47].

Mechanismus vzniku důlků bývá vysvětlován pomocí různých teorií:

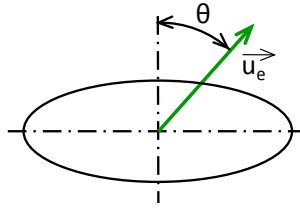
- izotermální model toku solidifikovaného maziva (*plug flow model*) [48];
- izotermální model uvažující lokální změnu rychlosti povrchů vlivem tečné deformace (*surface-stretch mechanism*) [49];
- izotermální model vtačeného filmu způsobeného rozdílnými moduly pružnosti kontaktních těles (*squeeze film effect*) [45], [46];
- existence skluzu na rozhraní materiálů vlivem limitního smykového napětí (*boundary slippage - limiting shear strength*) [50], [51];
- jev teplotně-viskozitního klínu (*temperature viscosity wedge effect*) [52], [53].

Jev teplotně-viskozitního klínu je v současnosti nejčastěji přijímaným mechanismem vzniku důlku v tloušťce mazacího filmu. Ten souvisí především s odvodem tepla generovaného v kontaktu a s výslednou distribucí teploty v kontaktu. Významnou roli zde hraje rozdílná tepelná vodivost povrchů v případě experimentů na optickém tribometru. Vzhledem k vyšší tepelné vodivosti oceli vůči sklu je teplota na rozhraní se skleněným povrchem vyšší než na straně ocelového povrchu, a tedy je zde nižší viskozita maziva. V případě relativního tečného pohybu je diskem hnáno mazivo o nízké viskozitě proti mazivu o vysoké viskozitě v blízkosti protějšího ocelového povrchu. Výsledkem je působení dodatečného tlaku, který způsobuje deformaci povrchů a vznik důlku.

Podobný jev související se vznikem důlku v centrální oblasti kontaktu působí za podmínek čistého opačného prokluzu (*pure opposite sliding*), kdy vzhledem k nulové unášivé rychlosti predikuje klasická teorie EHD nulovou tloušťku filmu. Schopnost mazacího filmu oddělit povrchy za těchto podmínek poprvé experimentálně zjistil Dyson a Wilson [54], a dále experimentálně a numericky studoval Guo a kol. [55], [56], [57]. V tomto případě vzniká lokální nárůst tloušťky ve středu kontaktní oblasti. V případě různých materiálů kontaktních těles vzniká asymetrie rozložení tloušťky filmu ve směru relativního pohybu. Bylo zjištěno, že tloušťka mazacího filmu

v důlku roste s rostoucím tlakem, zatímco minimální tloušťka zůstává téměř neměnná [58]. Tento jev je opět nejčastěji připisován působení teplotně-viskozitního klínu [54], [55], [56], [57], [58].

### Vliv směru toku maziva u eliptického kontaktu

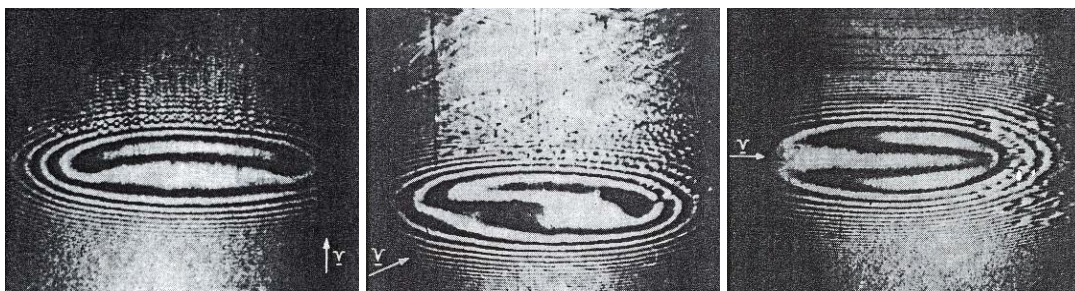


Obr. 2.17 Úhel  $\theta$  mezi vektorem unášivé rychlosti a vedlejší osou elipsy.

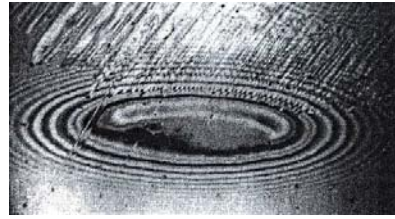
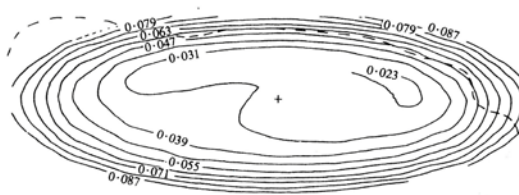
Kontakt boků zubů u hypoidního soukolí bývá často modelován jako eliptický. U eliptického kontaktu je tvar mazacího filmu a jeho tloušťka ovlivněny úhlem, pod kterým do kontaktní elipsy vstupuje mazivo – úhel  $\theta$  mezi vektorem unášivé rychlosti a vedlejší osou elipsy na Obr. 2.17.

První výsledky vlivu směru toku maziva u eliptického kontaktu publikovali Thorp a Gohar [59], [60] na základě experimentů na optickém tribometru s ocelovou kuličkou a ocelovou deskou s konformní přímou drážkou kruhového průřezu. Úhel osy rotace kuličky byl měněn v rozsahu  $0 - 90^\circ$ . Výsledné interferogramy pro úhel natočení  $0^\circ$  (ve směru vedlejší osy elipsy),  $67^\circ$  a  $90^\circ$  (ve směru hlavní osy elipsy) jsou porovnány na Obr. 2.18 [59]. Při vstupu maziva ve směru malé osy nachází ve výstupní oblasti charakteristická podlouhlá podkovovitá konstriktce tloušťky mazacího filmu. S narůstajícím úhlem unášivé rychlosti je patrný „přesun“ středu tohoto ztenčení směrem k vrcholu na velké ose kontaktní elipsy. Pro úhel  $90^\circ$  jsou charakteristické boční laloky minimální tloušťky mazací vrstvy rovnoběžné se směrem unášivé rychlosti [59]. Z vyhodnocení součinitele tření vyplývá, že jeho hodnota se do úhlu  $50^\circ$  výrazně nemění; poté klesá [60].

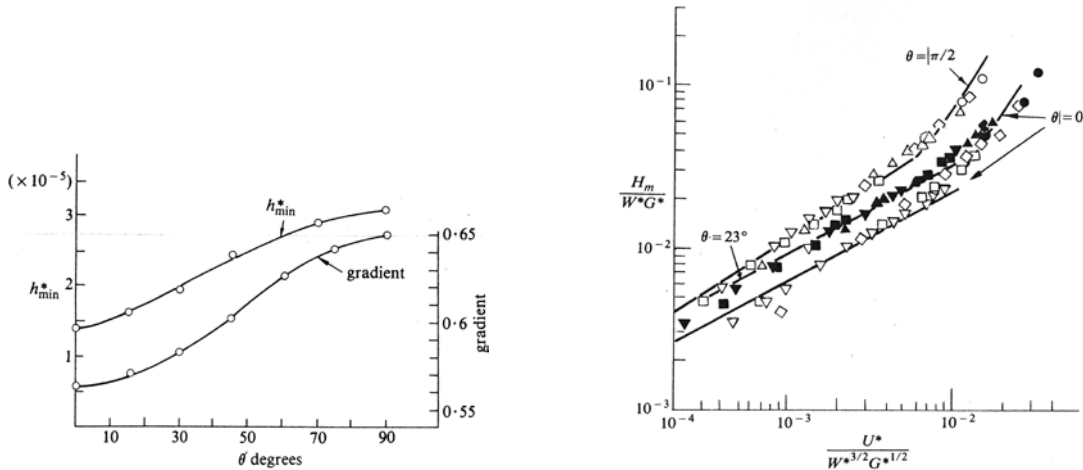
Jeden z prvních predikčních modelů zveřejnil na základě numerické analýzy a experimentálního ověření Mostofi a Gohar [23]. Porovnání vrstevnicové mapy bezrozměrného parametru tloušťky a interferogramu získaného experimentálně pro úhel  $36^\circ$  je uvedeno na Obr. 2.19. Výsledky vykazují velmi dobrou shodu. Patrné je rozšíření oblasti malé tloušťky filmu ve vstupní zóně kontaktu ve směru unášivé rychlosti. Graf závislosti bezrozměrného parametru min. tloušťky na úhlu unášivé rychlosti získaný regresní analýzou výsledků numerické analýzy je uvedený na Obr. 2.20a. Zobrazen je také průběh gradientu, který v rovnici predikce minimální tloušťky filmu figuruje jako exponent skupiny bezrozměrných parametrů  $U^*G^{*4}$ . Tloušťka filmu roste s úhlem unášivé rychlosti a maxima nabývá pro směr souhlasný s vedlejší osou kontaktní elipsy. Predikovaná závislost na unášivé rychlosti v porovnání s experimentálními výsledky pro různou skupinu parametrů  $W^*G^{*3}$  a sklon unášivé rychlosti je v grafu na Obr. 2.20b.



Obr. 2.18 Interferogramy pro natočení unášivé rychlosti vůči vedlejší ose elipsy o  $0^\circ$ ,  $67^\circ$  a  $90^\circ$  [59].

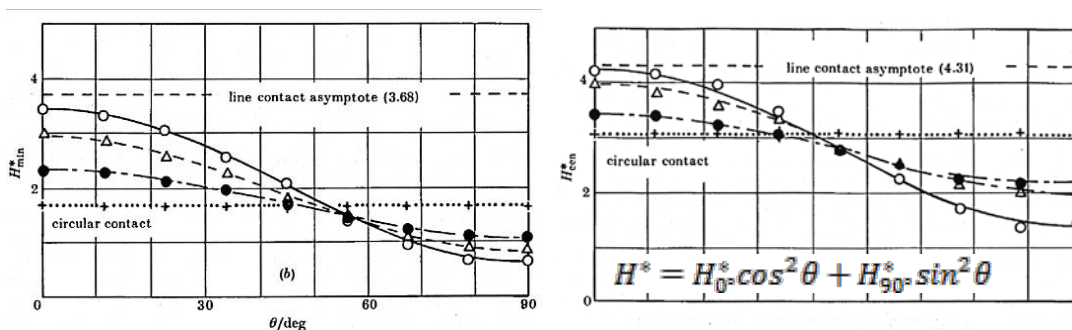


Obr. 2.19 Rozložení tloušťky filmu stanovené numericky a experimentálně pro úhel  $36^\circ$  [61].

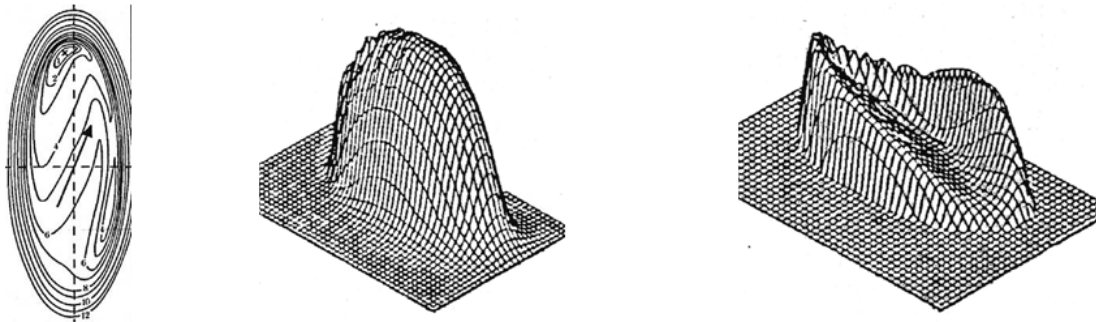


Obr. 2.20 a) Graf závislosti bezrozměrného parametru min. tloušťky na úhlu unášivé rychlosti [23];  
 b) Graf závislosti skupiny bezrozm. par. tloušťky na skupině parametru rychlosti [23].

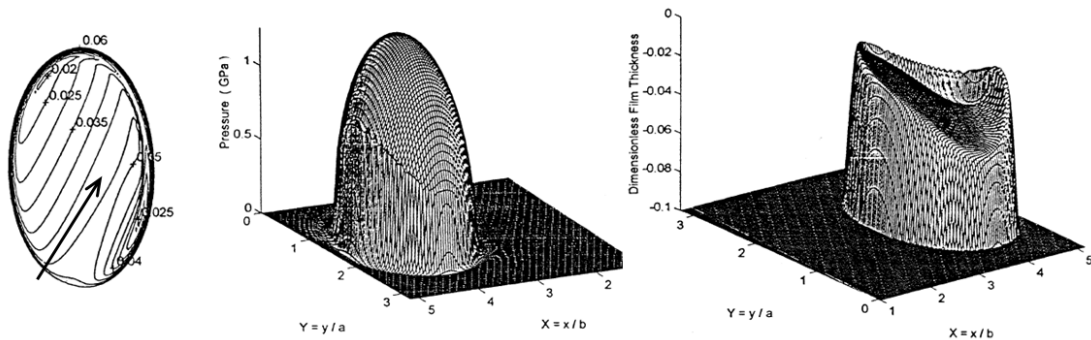
Další predikční vztahy vytvořené na základě numerického modelu Hamrocka a Dowsona [25] představil Chittenden a kol. [24]. Tyto vztahy pro určení minimální a centrální tloušťky popisují trigonometrickou závislost na úhlu natočení unášivé rychlosti na základě hodnot pro směr vedlejší a hlavní osy kontaktní elipsy. Závislosti pro různý poměr elipticity jsou uvedeny na Obr. 2.21 [24]. Bezrozměrná tloušťka filmu je v tomto případě vážena redukovaným poloměrem křivosti ve směru unášivé rychlosti a skutečná změna především centrální tloušťky není tak dramatická. Interpolace pomocí uvedeného vztahu je prováděna mezi hodnotami tloušťky stanovenými pro různé rychlosti a zatížení, jak poukazuje v technické poznámce Greenwood [61]. Presentovány jsou rovněž 3D grafy rozložení tloušťky filmu a odpovídající vrstevnicové mapy demonstrují vliv směru toku maziva (Obr. 2.22). U nesymetrických případů je patrný výskyt gradientu tloušťky filmu ve středové oblasti přibližně kolmé na vektor rychlosti a přesun vrcholů min. tloušťky maziva.



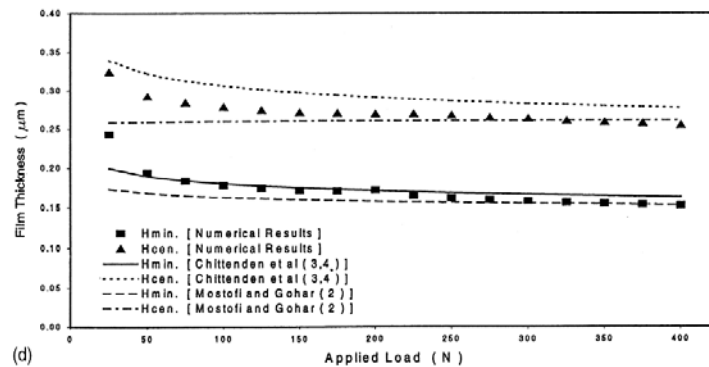
Obr. 2.21 Interferogramy pro natočení unášivé rychlosti vůči vedlejší ose elipsy o  $0^\circ$ ,  $67^\circ$  a  $90^\circ$  [24].



Obr. 2.22 Vrstevnicová mapa tloušťky, rozložení tlaku a mazacího filmu pro  $\theta = 67^\circ$  [24].



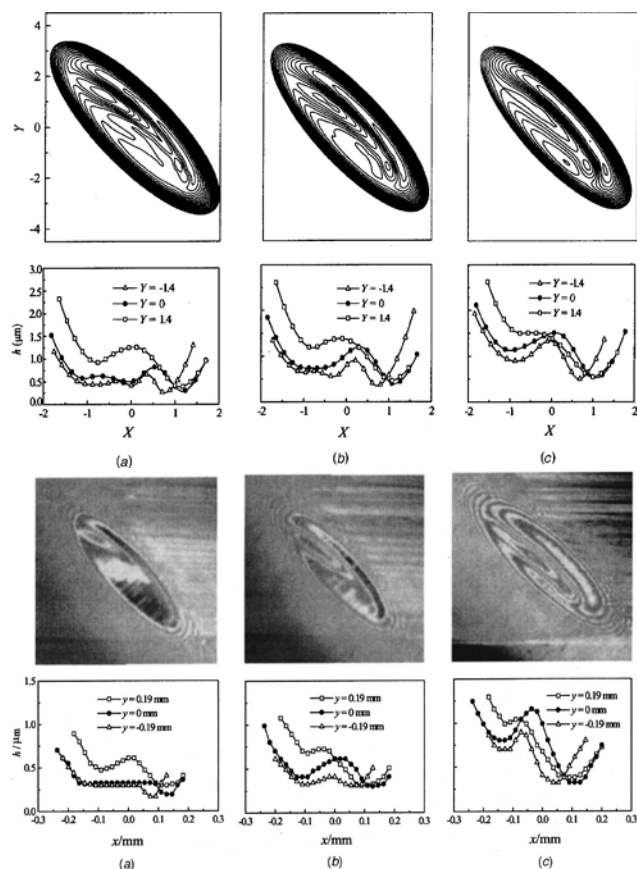
Obr. 2.23 Vrstevnicová mapa tloušťky, rozložení tlaku a mazacího filmu pro  $\theta = 67^\circ$  [62].



Obr. 2.24 Porovnání závislosti tloušťky filmu na úhlu  $\theta$  podle různých autorů [62].

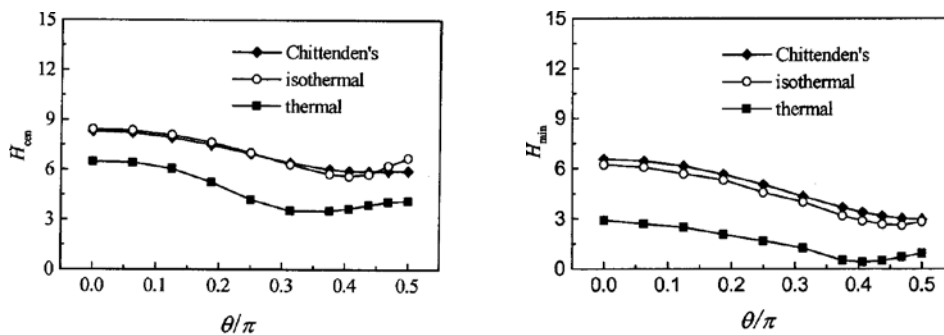
Předchozí numerické modely jsou vzhledem k obtížné konvergenci použitelné jen pro malá zatížení. Jalali-Vahid a kol. [62] představili model vhodný pro tlak až 4 GPa a zohledňující kombinaci valení a skluzu. Výsledky rozložení tloušťky mazacího filmu a tlaku (Obr. 2.23) odpovídají kvalitativně výsledkům Chittendena a kol. [24]. Opět je patrný gradient v centrální oblasti kolmý k unášivé rychlosti. Porovnání s ostatními modely je pro  $\theta = 67^\circ$  uvedeno na Obr. 2.24 [62]. Výsledky se významně liší pouze u malých zatížení.

Všechny předchozí modely uvažovaly pouze izotermální řešení. Wangová a kol. použili vícetímovou metodu pro rychlé numerické řešení EHD problému se zahrnutím termálních jevů [63]. Cílem bylo stanovit vliv směru toku maziva a objasnit vznik vícenásobných důlků v tloušťce filmu, které byly experimentálně pozorovány za podmínek čistého skluzu skleněného disku [64]. Výsledky na Obr. 2.25 vykazují velmi dobrou shodu. Je možné pozorovat velký důlek v tloušťce ve vstupní oblasti a menší u horního konce podkovovité konstriktce filmu. Pro menší



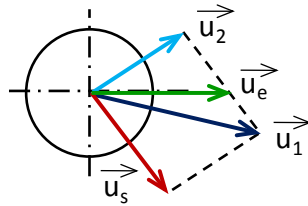
Obr. 2.25 Porovnání numerických a experimentálních výsledků rozložení a profilů tloušťky mazacího filmu pro  $\theta = 45^\circ$  a  $u_d$ ; a) 140 mm/s; a) 190 mm/s; c) 350 mm/s [64].

rychlosti je patrná rozšířená oblast malé tloušťky mazacího filmu ve vstupní oblasti. S rostoucí rychlostí roste hloubka důlků; minimální tloušťka filmu zůstává téměř neměnná. Existence důlků je autorem připisována efektu teplotně-viskozitního klínu. Průběh centrální a minimální tloušťky je uveden na Obr. 2.26. Při řešení bez zahrnutí tepelných jevů je patrná velká shoda s výsledky Chittendena [24], ovšem tyto velmi nadhodnocují tloušťku v porovnání s řešením uvažujícím tepelné jevy. Z dalších výsledků vyplývá, že změna úhlu  $\theta$  má vliv na redistribuci teploty, nikoli však na maximální teplotu.



Obr. 2.26 Porovnání závislosti centrální a minimální bezrozměrné tloušťky na úhlu  $\theta$  po různá řešení [64].

### Vliv různého směru unášivé a skluzové rychlosti



Obr. 2.27 Různě orientované vektory rychlostí povrchů a unášivá a skluzová rychlost.

Případ, kdy mají vektory rychlostí povrchů stejný směr, a tedy vektor skluzové rychlosti má stejný směr jako vektor unášivé rychlosti, byl popsán v první části kapitoly 2.2.2. Pokud je směr vektorů rychlostí povrchů různý, je také směr výsledné unášivé a skluzové rychlosti různý, jak je znázorněno na Obr. 2.27. Tomuto případu bylo dosud věnováno jen velmi málo pozornosti. Obecně se předpokládá, že vliv skluzové rychlosti je stejný bez ohledu na její směr.

Wedeven využil různého směru vektorů rychlosti ke zvýšení smykového spádu v metodice pro hodnocení odolnosti proti zadírání olejů pro letecké turbíny a převodovky [65]. V konfiguraci kontaktních těles kulička-disk je úhel mezi vektory rychlostí povrchů  $75^\circ$ , což vede k poměru skluzové a unášivé rychlosti více než 1.5. Tento způsob vytvoření smykových podmínek již dříve použili Cameron [66] a Johnson a Tevaarwerk [67]. Význam je zjevný – z pohledu pohonů je jednodušší natočení nebo odsazení os rotace kontaktních těles než vytvoření skluzu regulací rychlosti otáčení. Možný vliv směru skluzové rychlosti ovšem diskutován v těchto pracích nebyl.

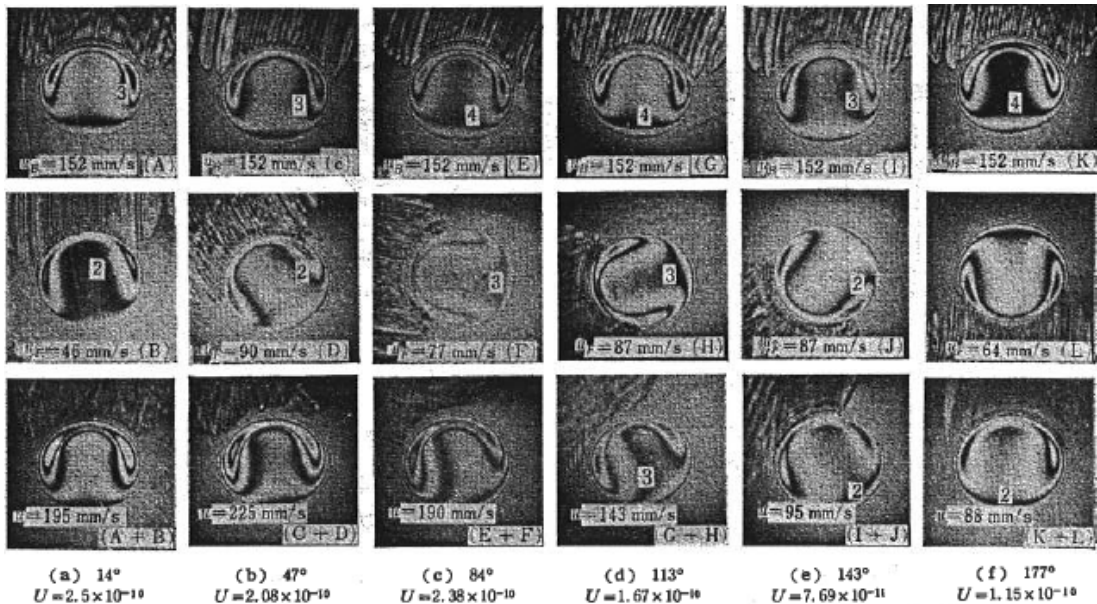
Až v roce 1995 Dowson ve svém přehledovém článku [68] uvažoval o případech, kdy jsou vektory rychlostí různě orientovány, a položil otázku, zdali by měla být efektivní viskozita ve všech směrech stanovena na základě smykového spádu ve směru výsledné (unášivé) rychlosti (předpoklad izotropního chování) nebo by měla být stanovena v každém směru na základě smykového spádu v tomto směru (anizotropní chování) [68].

Chování mazacího filmu za podmínek různého směru vektorů rychlostí poprvé pozorovali pomocí optické interferometrie se skleněným diskem Foord a kol. [69]. Při úhlu mezi vektory rychlostí povrchů  $18^\circ$  bylo zjištěno, že ve vstupní oblasti je tvar filmu symetrický vůči směru unášivé rychlosti, ale v oblasti podkovovité konstriktce je tato posunuta na jednu stranu (Obr. 2.28). Autoři tuto skutečnost připisovali větší deformaci skleněného povrchu vzhledem k nižšímu modulu pružnosti než u oceli [69].

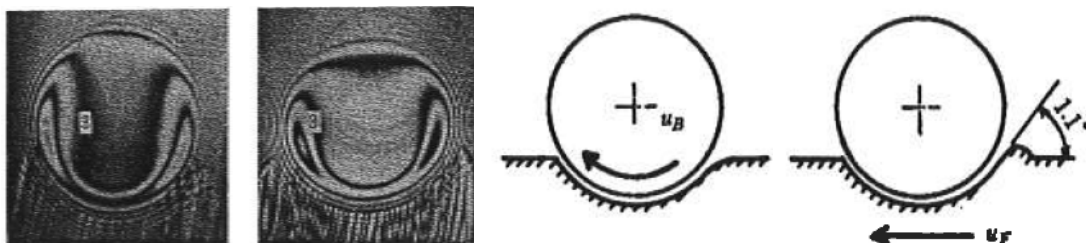


Obr. 2.28 Interferogram pro úhel mezi směry vektorů rychlostí  $18^\circ$  [69].

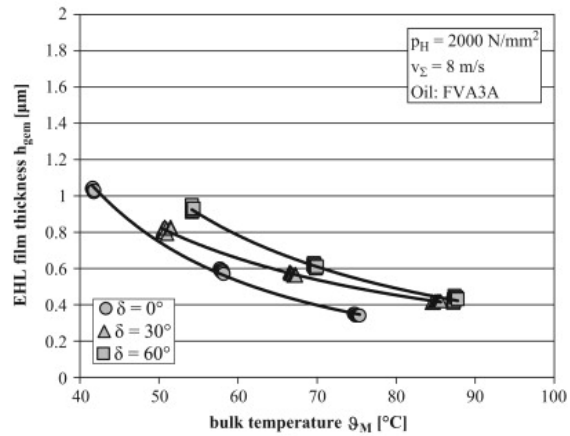
Komplexnějšímu studiu této problematiky se věnovali Kuwano a kol. [70] pomocí optické interferometrie stanovili rozložení tloušťky filmu pro různé skluzové podmínky. Rozdílného směru vektorů rychlostí povrchů bylo dosaženo odsazení osy rotace kuličky vůči středu disku. Série interferogramů při použití skleněného disku je na Obr. 2.29. V horním řádku jde o čistý skluz kuličky, v prostředním čistý skluz disku a v dolním skluz obou povrchů. Bylo zjištěno, že v případě malého úhlu mezi vektory rychlostí povrchů ( $14^\circ$ ) je centrální tloušťka srovnatelná jako u čistého skluzu kuličky, ale minimální tloušťka je nižší. Naopak u vysokých úhlů ( $143^\circ$ ;  $177^\circ$ ) je centrální tloušťka větší a minimální srovnatelná. U středních úhlů ( $84^\circ$ ;  $133^\circ$ ) je pozorována výrazná asymetrie filmu. Při experimentech se safírovým diskem tato asymetrie pozorována nebyla. Tato skutečnost je připisována nízkému modulu pružnosti skla. Dále byl zjištěn rozdíl ve tvaru filmu při čistém skluzu disku nebo kuličky (Obr. 2.30a). Tento rozdíl byl popsán mechanismem nahromadění materiálu elastickou deformací (*piling up*) při pohybu skleněného disku, který vede k poklesu tloušťky filmu na vstupu do kontaktu (Obr. 2.30b). V případě různého směru vektorů rychlostí se tato deformace přesouvá na stranu kontaktu, redukuje boční výtok maziva a vytváří asymetrii filmu [70].



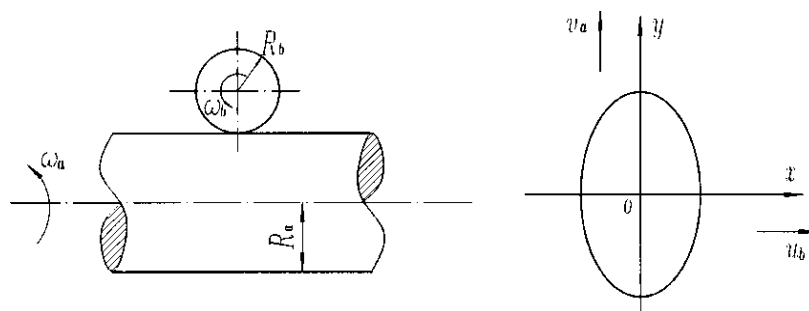
Obr. 2.29 Interferogramy znázorňující vliv směru vektorů rychlostí a skluzu jednotlivých povrchů [70].



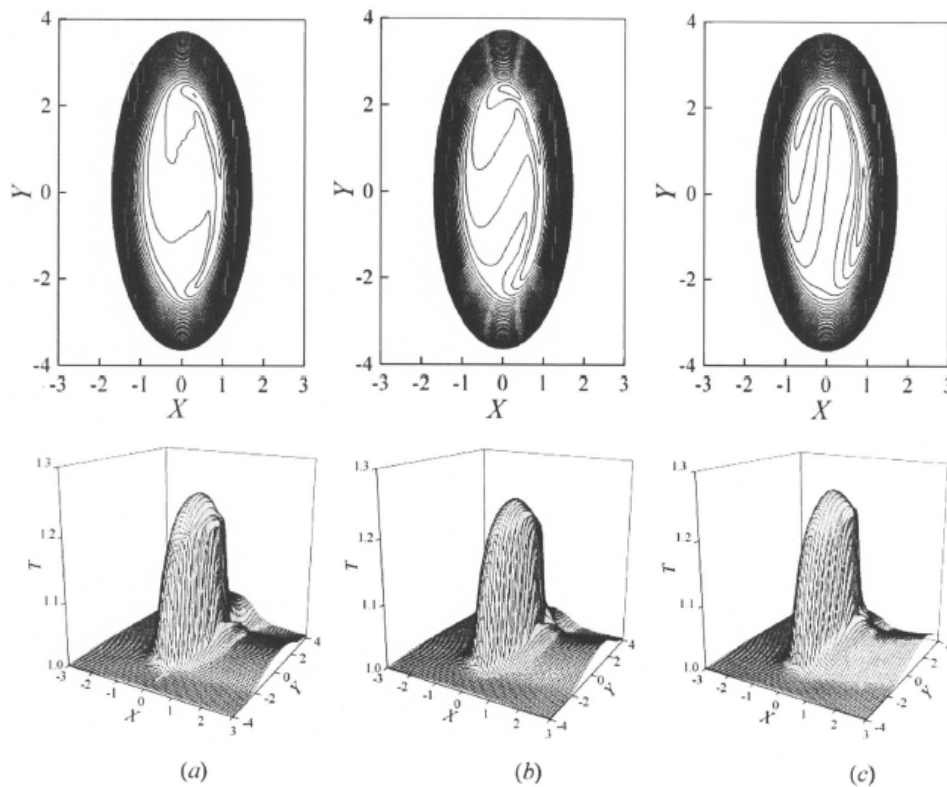
Obr. 2.30 a) Interferogram při čistém skluzu 1) skleněného disku a 2) ocelové kuličky [70]; b) Schéma hromadění materiálu elastickou deformací – 1) skluz kuličky; 2) skluz disku [70].



Obr. 2.31 Závislost tloušťky filmu na teplotě pro různé úhly mezi vektory rychlostí [71].



Obr. 2.32 Model mimoběžných válců [74].



Obr. 2.33 Vrstevnicové mapy tloušťky a 3d grafy rozložení teploty v kontaktu pro úhel sklonu u nášivé rychlosti a) 15°; b) 45° a c) 75° [74].

Dvoudiskové experimentální zařízení s ocelovými disky s mimoběžnými osami a kapacitací metodu ke stanovení střední tloušťky mazacího filmu použili k objasnění vlivu bočního skluzu Hoehn a kol. [71]. Oproti jiným experimentálním studiím byly aplikovány reálné podmínky ve smyslu rychlosti a tlaku. Ukázka výsledků je na Obr. 2.31. Tloušťka filmu je zde pro jednotlivé úhly mezi vektory rychlostí povrchů vynášena jako závislost na měřené teplotě. Je zřejmé, že s rostoucím úhlem roste teplota, což je způsobeno rostoucí skluzovou rychlostí. Překvapivé je zjištění, že rovněž roste tloušťka filmu. Autoři tento nárůst zdůvodňují vyššími rychlostmi disků, které jsou nezbytné pro zajištění konstantní unášivé rychlosti při bočním skluzu [71].

Další experimentální práce studující vliv směru skluzové rychlosti jsou motivovány situací u šnekového soukolí, kde skluzová rychlost bývá obecně větší než rychlost unášivá. Měření součinitele tření na dvoudiskových strojích s kolmým uložením os prováděli např. Tan a kol. [72] a Hoehn a kol. [73]. Interpretace výsledků ovšem vykazuje nepravé korelace vzhledem k množství proměnných.

Numerický model, který zohledňuje různou orientaci vektorů povrchů představili Liu a kol. [74]. Tento model byl určen k popisu neneutonského chování maziva a termálních jevů. Výsledky popisují vliv směru unášivé rychlosti, který je výsledkem kolmo orientovaných vektorů rychlostí povrchů různé velikosti (Obr. 2.32). Reynoldsova rovnice zahrnuje unášivou rychlost. Skluzová rychlost v rovnicích nevystupuje, ale je nepřímo vyjádřena v rovnicích energetické bilance, kde je počítáno smykové napětí a tepelný tok kontaktem z rychlostí povrchů. Výsledné vrstevnicové mapy tloušťky a 3D grafy rozložení teploty v kontaktu pro úhel sklonu unášivé rychlosti vůči vedlejší ose elipsy  $15^\circ$ ,  $45^\circ$  a  $75^\circ$  jsou na Obr. 2.33. Výsledky se kvalitativně shodují s výsledky Chittendena a kol. [24] a vliv skluzu zde není explicitně vyjádřen.



### 3 ANALÝZA A ZHODNOCENÍ POZNATKŮ ZÍSKANÝCH NA ZÁKLADĚ REŠERŠE

Při záběru boků zubů hypoidního soukolí nastávají v kontaktu specifické podmínky, které ovlivňují utváření mazacího filmu. Tyto podmínky jsou dány různým směrem vektorů rychlostí povrchů, a tedy různým směrem unášivé a skluzové rychlosti.

Významnou oblastí studia mazání hypoidních převodů je numerická analýza EHD kontaktu aplikovaná na kontaktní podmínky stanovené pomocí TCA. Za posledních několik desítek let došlo ke značnému rozvoji těchto výpočetních metod, ovšem vzhledem k výpočetní náročnosti je i v současnosti jejich použití spojeno se zjednodušeními. Ty spočívají především v zanedbání tepelných jevů [17], [18], menším zatížení [17] a zanedbání relativního skluzu.

Publikované výsledky těchto analýz mají spíše demonstrovat možnost použití takových nástrojů při predikci parametrů mazacího filmu ve fázi návrhu a k optimalizaci ozubení. U hypoidního ozubení je vzhledem k podstatně vyšším výrobním nákladům uplatnění virtuálních analyzačních a optimalizačních nástrojů mnohem výraznější než u jednodušších typů ozubení. Praktická použitelnost je ovšem stále limitována výpočetními nároky. Tyto nástroje také nejsou vhodné pro obecnější popis mechanismů utváření mazacího filmu, a to především kvůli velkému množství parametrů, které výsledný mazací film ovlivňují, a vzhledem k vysoké citlivosti systému.

Pro obecný popis mechanismů utváření mazacího filmu jsou vhodnější práce, které mají spíše povahu základního výzkumu, a které se věnují studiu vlivu jednotlivých základních parametrů na distribuci mazacího filmu v EHD kontaktu. V kontextu kontaktu mezi boky zubů hypoidního soukolí se jedná především o:

- vliv skluzu ve směru unášivé rychlosti;
- vliv směru unášivé rychlosti vůči osám kontaktní elipsy;
- vliv směru skluzové rychlosti vůči unášivé rychlosti.

Vliv relativní skluzové rychlosti (vyjádřené v podobě poměru skluzu a valení) byl experimentálně poměrně dobře popsán [26], [27], [28], [29], [30], [31], [34], [38]. Bylo zejména zjištěno, že:

- s rostoucím poměrem skluzu a valení mírně klesá tloušťka mazacího filmu;
- při experimentech v konfiguraci skleněného disku a ocelové kuličky je pokles nesymetrický v závislosti na smyslu skluzu;
- při vyšší hodnotě skluzu dochází ke změně tvaru filmu – mění se gradient filmu ve směru pohybu a může se objevit lokální nárůst tloušťky filmu v centrální oblasti;
- při podmínkách čistého opačného prokluzu dochází k oddělení povrchů vlivem lokálního nárůstu tloušťky filmu v centrální oblasti.

V souvislosti s přítomností skluzu bylo sestaveno mnoho teorií a mechanismů, které mají vysvětlit pozorované jevy. Nejvýznamnější jsou:

- smykový ohřev vstupní oblasti (*inlet shear heating*) [32], [33];

- smykové řídnutí (*shear thinning*) [41], [42], [43];
- izotermální model toku solidifikovaného maziva (*plug flow model*) [48];
- izotermální model uvažující lokální změnu rychlosti povrchů vlivem tečné deformace (*surface-stretch mechanism*) [49];
- izotermální model vtlačeného filmu způsobeného rozdílnými moduly pružnosti kontaktních těles (*squeeze film effect*) [45], [46];
- existence skluzu na rozhraní materiálů vlivem limitního smykového napětí (*boundary slippage - limiting shear strength*) [50], [51];
- jev teplotně-viskozitního klínu (*temperature viscosity wedge effect*) [52], [53].

V současnosti je na základě nejnovějších poznatků [38], [39], [58] nejčastěji přijímáno, že pozorované chování souvisí především s termálními jevy. V případě výraznějších změn v distribuci tloušťky mazacího filmu vlivem skluzu je pak nejčastěji akceptován jev teplotně-viskozitního klínu. Diskuze týkající se uvedených teorií však zdaleka není u konce.

Vliv směru unášivé rychlosti u eliptického kontaktu byl experimentálně studován jen v omezené míře [59], [60], [64]. Požadovaného směru unášivé rychlosti bylo dosaženo čistým skluzem natočené ocelové kuličky v toroidní skleněné drážce [59], [60] nebo čistým skluzem skleněného disku vůči natočenému ocelovému soudečku [64]. Přítomný skluz jistě výsledky ovlivňuje, ovšem dosažení čistého valení v obecném směru je experimentálně téměř nemožné. Na základě numerických simulací je přijímán model, který uvažuje změnu tloušťky jako funkci úhlu natočení unášivé rychlosti mezi hodnotami platnými pro směr vedlejší a hlavní osy elipsy. Bylo zjištěno, že:

- při natáčení vektoru unášivé rychlosti směrem od vedlejší osy kontaktu k hlavní ose dochází k poklesu centrální i minimální tloušťky filmu;
- čím větší je poměr elipticity kontaktu, tím větší je tento pokles;
- pokles souvisí se změnou tlakových podmínek, které ovlivňují míru bočního výtoku maziva z kontaktu;
- největší gradient tloušťky filmu v centrální oblasti leží ve směru přibližně kolmém k vektoru unášivé rychlosti;
- při přítomnosti významného skluzu (skleněného disku) dochází k projevům pozitivních lokálních důlků v tloušťce filmu, které mají u eliptického kontaktu vícenásobný charakter [64].

Podstatně méně jsou popsány případy, kdy má v důsledku různého směru vektorů rychlostí povrchů různý směr unášivá a skluzová rychlost. Bočního skluzu bylo využito v několika metodikách testování olejů pro ozubené převody k navýšení smykového spádu [65], [66], [67], ovšem význam tohoto skluzu není diskutován. Jedna experimentální práce přináší výsledky vlivu bočního skluzu na celkovou tloušťku filmu, ovšem výsledky jsou zvláštní a nekonzistentní a diskuze působí nevěrohodně [71]. Pouze jedna publikace představuje numerický model EHD kontaktu s různým směrem rychlostí povrchů se zohledněním tepelných efektů [74].

Výsledky jsou však uvedeny pouze pro eliptický kontakt, u něž není odlišen vliv směru unášivé rychlosti vůči osám elipsy.

Pouze dvě experimentální práce uvádějí v omezené míře výsledky vlivu bočního skluzu na tvar mazacího filmu [69], [70]. Bylo zjištěno, že:

- přítomnost bočního skluzu ovlivňuje centrální a minimální tloušťky filmu, nicméně tento vliv nebyl dostatečně popsán;
- v případě použití skleněného disku se v oblasti výstupní konstriktce filmu vyskytuje asymetrie v rozložení tloušťky filmu. Tato asymetrie se s rostoucí skluzovou rychlostí rozšiřuje i do centrální oblasti.

Tyto práce jsou již téměř 30 let staré a zdůvodnění pozorovaných jevů neodpovídá současným poznatkům v oblasti teorie EHD mazání.

Tyto publikované výsledky se blíže netýkají vlivu směru skluzové rychlosti, ale většinou pouze vlivu bočního skluzu. Obecně se stále předpokládá, že skluzová složka rychlosti vede k nárůstu smykového spádu a k projevům, které s tímto zvýšeným spádem souvisejí (zvýšení generování tepla, smykové řídnutí), a to bez ohledu na směr skluzové rychlosti.

Závěrem lze shrnout následující:

- kombinace TCA a EHD numerické analýzy není vhodná pro základní popis mechanismů utváření mazacího filmu u hypoidních převodů;
- vliv skluzové rychlosti byl poměrně dobře popsán, ačkoli různé teorie, které tyto projevy popisují, jsou stále předmětem diskuzí;
- vliv směru unášivé rychlosti u eliptického kontaktu byl především numericky poměrně dobře popsán, ovšem experimentálně lze tento případ (bez skluzové složky) je velmi obtížně modelovat;
- vliv různého směru unášivé a skluzové rychlosti (u kruhového kontaktu) byl popsán jen velmi stroze a publikovaná zdůvodnění pozorovaných jevů neodpovídají současným poznatkům.



## 4 VYMEZENÍ CÍLE DISERTAČNÍ PRÁCE

Cílem práce je popsat chování mazacího filmu a mechanismy jeho utváření za podmínek, které se vyskytují při záběru boků zubů hypoidního soukolí. Z těchto podmínek je důraz kladen především na vliv různého směru unášivé a skluzové rychlosti u kruhového kontaktu a směru unášivé rychlosti u eliptického kontaktu na rozložení mazacího filmu v režimu elastohydrodynamického mazání. Kontakt bude simulován na modifikovaném optickém tribometru a bude použito optické interferenční metody.

### Vědeckou otázkou lze formulovat následovně

*„Jaký je vliv různého směru vektorů třecích povrchů resp. různého směru vektorů unášivé a skluzové rychlosti na rozložení tloušťky mazacího filmu?“*

### Pracovní hypotézou je tvrzení

*„Na utváření mazacího filmu se podílí unášivá složka rychlosti ve směru valení; složka skluzové rychlosti přispívá naopak k redukci tloušťky mazacího filmu a nezáleží na jejím směru.“*

### Použité vědecké metody

Hlavní část práce se zabývá experimentálním pozorováním modelové situace, analýzou výsledků a vyvozením zobecnitelných závěrů. Je hledána odpověď na vědeckou otázku. Na základě výsledků je potvrzena nebo vyvrácena pracovní hypotéza.

Při experimentu jsou aplikovány empirické metody zkoumání, při nichž je pozorován živý obraz reality. Empirickému rozboru je vlastní deskriptivní přístup, který ukazuje skutečnou podstatu věci.

Při vyvozování obecných závěrů na základě poznatků o jednotlivostech je použit proces indukce. Článkem myšlenkového řetězce je i dedukce, která umožňuje testovat hypotézy vyslovené v úvodu práce a hypotézy nově formulované na základě indukce.

### Realizace cíle dizertační práce předpokládá splnění následujících dílčích cílů

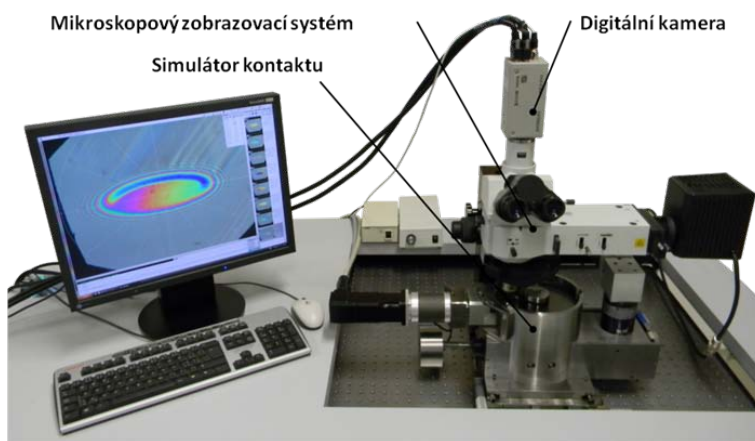
- Modifikace stávajícího experimentálního zařízení pro možnost simulace různé orientace rychlostí třecích povrchů.
- Provedení série ověřovacích experimentů.
- Provedení série experimentů za účelem zjištění chování mazacího filmu v EHD kontaktu při daných podmínkách.
- Vyhodnocení výsledků, jejich porovnání s dosud publikovanými výsledky a jejich zobecnění aplikovatelné na reálné hypoidní soukolí.



## 5 METODY PŘÍSTUPU A NÁVRH ZPŮSOBŮ ŘEŠENÍ

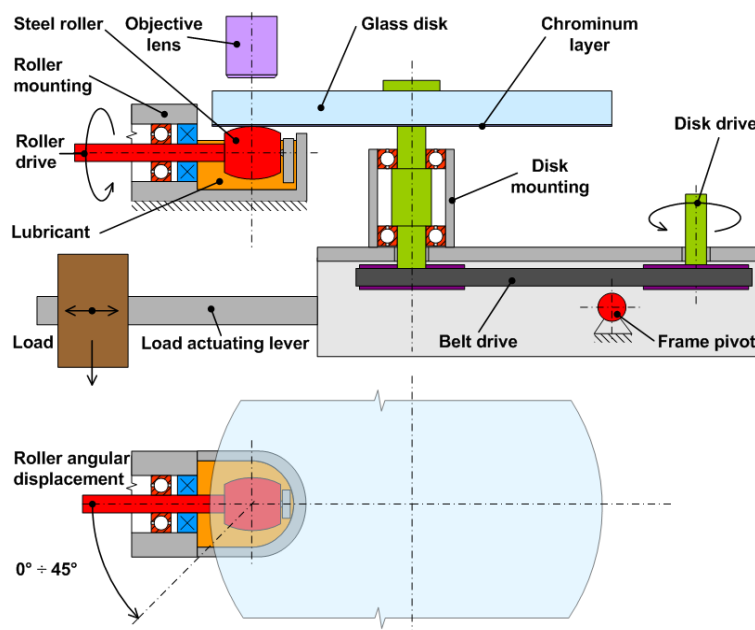
### 5.1 Experimentální aparatura

Pro experimentální studium chování tribologického uzlu byla použita měřicí aparatura (Obr. 5.1) sestávající ze simulátoru mazaného kontaktu, mikroskopového zobrazovacího zařízení, digitální kamery pro záznam sledované oblasti a řídicí a vyhodnocovací jednotky.



Obr. 5.1 Experimentální aparatura pro studium mazacích filmů.

Princip tribologického simulátoru pro studium tenkých mazacích filmů vychází z ověřené koncepce navržené Goharem [75]. V něm je mazaný kontakt simulován ve styku rotujícího transparentního disku a otáčející se kuličky (soudečku) průměru 25.4 mm. Kontakt je zatěžován pomocí závaží přes disk. Zobrazovací systém je tvořen průmyslovým mikroskopem Nikon LV 150 s objektivem a episkopickým osvětlovačem v podobě halogenové lampy. Obraz je snímán digitální tři-čipovou CCD kamerou Hitachi HV-F22.



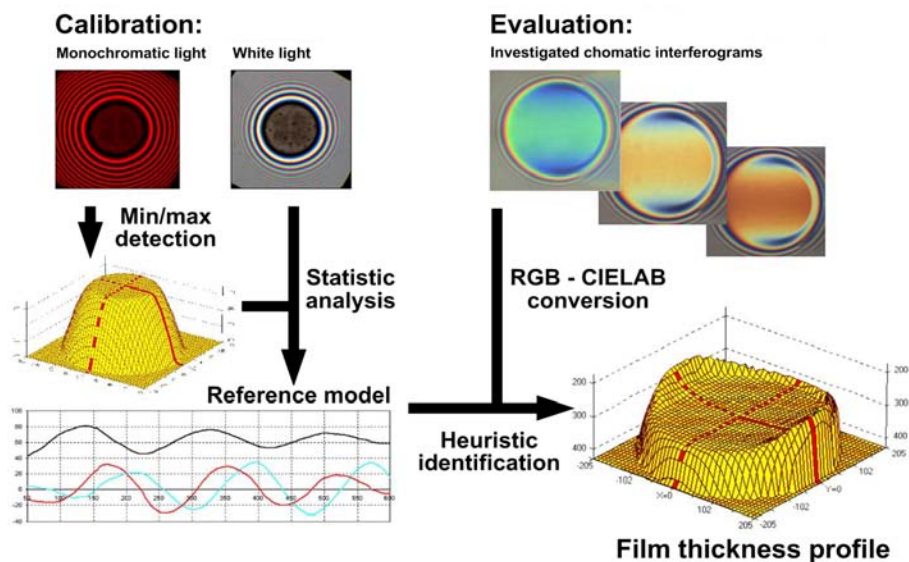
Obr. 5.2 Schéma simulátoru mazaného kontaktu.

Řídicí a vyhodnocovací jednotka sestává z osobního počítače s potřebným softwarem, elektronikou pro napájení krokových motorů a zařízení umožňujícího oboustrannou komunikaci mezi počítačem, kamerou a ostatními zařízeními.

Simulátor kontaktu (Obr. 5.2) byl modifikován tak, aby umožňoval nastavení osy kuličky v rozsahu  $\delta = 0 \div 45^\circ$ , což vede k různému směru vektorů obvodové rychlosti disku a soudečku. Disk i soudeček jsou nezávisle poháněny servomotory s programovatelnými frekvenčními měniči. To umožňuje realizaci různých poměrů vzájemných rychlostí a směrů. Mazivo je do kontaktu dopravováno prostřednictvím zkušební tělesa (kuličky) jejím broděním v zásobníku maziva. Zásobník může být pomocí sekundárního okruhu temperován pro dosažení potřebné teploty v kontaktu.

## 5.2 Experimentální metoda

Ke stanovení a vizualizaci rozložení tloušťky mazacího filmu v kontaktu je použito metody kolorimetrické interferometrie (*Thin film colorimetric interferometry – TCFI*), vyvinuté na pracovišti autora [76], [77]. Tato metoda využívá interference světla na rozhraní kontaktních těles a mazacího filmu. Transparentní disk (skleněný nebo safírový) je opatřen na kontaktní straně tenkou vrstvou chromu, která zajišťuje polopropustnost rozhraní, a na protější straně antireflexní vrstvou. Po průchodu optickou soustavou světlo ze světelného zdroje dopadá na oblast kontaktu, částečně se odráží na rozhraní chromové vrstvy a disku a dále postupující část světla se odráží od rozhraní mezi ocelovou kuličkou a mazacím filmem. Mezi výslednými odraženými paprsky dochází k interferenci a výsledný obraz je snímán kamerou. Pro vyhodnocení interferenčních obrazců (dále interferogramů) je použit software ACHILES, rovněž vyvinutý na pracovišti autora. Schéma vyhodnocení je znázorněno na Obr. 5.3. Interferogramy jsou převedeny do barevného modelu CIELAB, ve kterém jsou porovnány barvy s referenčním modelem. Ten je získán na základě kalibrace, která spočívá v získání monochromatického a chromatického interferogramu statického Hertzova kontaktu a přiřazení vzdálenosti povrchů (tj. tloušťky mazací vrstvy) jednotlivým barvám. Monochromatický interferogram umožňuje stanovit geometrii a chromatický interferogram přiřadit barvu. Metoda umožňuje stanovit rozložení tloušťky filmu v celé oblasti (vytvoření 3D grafů), praktičtější je však hodnocení řezů v příčném a podélném směru kontaktu. Kolorimetrická interferometrie vykazuje rozlišitelnost 1 nm v rozsahu tloušťky filmu cca. 1 – 800 nm.



Obr. 5.3 Schéma hodnocení interferogramů.

## 5.3 Experimentální materiál

### 5.3.1 Kontaktní tělesa

Při experimentech bylo použito transparentního disku a ocelového valivého elementu v podobě kuličky nebo soudečku. Transparentní disk byl vyroben z křemičitého skla BK7 nebo z umělého safíru, kulička nebo soudeček z ložiskové oceli AISI 52100 (100Cr6). Mechanické a fyzikální vlastnosti použitých materiálů jsou shrnuty v Tab. 5.1.

Tab. 5.1 Mechanické a fyzikální vlastnosti kontaktních těles

Mechanické a fyzikální vlastnosti	Sklo BK7	Safír	Ocel
Modul pružnosti v tahu (GPa)	81	420	210
Poissonův poměr (-)	0.208	0.29	0.3
Měrná tepelná kapacita ( $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ )	858	761	490
Tepelná vodivost ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ )	1.114	30	43

Vlastnosti safíru se mnohem více blíží vlastnostem oceli. Vzhledem k vyššímu modulu pružnosti umožňuje safír dosažení vyššího Hertzova kontaktního tlaku při stejné zátěžné síle než v případě skla. V této práci je však mnohem důležitější výrazný rozdíl v tepelné vodivosti, která zásadním způsobem ovlivňuje tepelné chování kontaktu a distribuci tloušťky mazacího filmu v případech vyššího tepelného toku kontaktem.

Pro simulování kruhového kontaktu bylo použito kuličky, pro vytvoření eliptického kontaktu soudečku. Rozměry těles jsou uvedeny v Tab. 5.2. Poloměr křivosti  $r_x$  je poloměr ve směru obvodové rychlosti povrchu. V případě poměru elipticity  $k > 1$  působí obvodová rychlost ve směru vedlejší osy kontaktu (s rovinným diskem), pro  $k < 1$  ve směru hlavní osy.

Tab. 5.2 Rozměry kontaktních těles

Rozměry kontaktních těles	Kulička	Soudeček 1	Soudeček 2	Disk
Poloměr křivosti $r_x$ (mm)	25.4	25.4	25.4	$\infty$
Poloměr křivosti $r_y$ (mm)	25.4	70.9	11.7	$\infty$
Poměr elipticity $k$ (-)	858	2.79	0.46	-
Poloměr obvodové rychlosti (mm)	25.4	25.4	25.4	116

### 5.3.2 Maziva

Při experimentech byly použity dva základové oleje – minerální naftenický olej N500 a minerální olej FVA3, a glycerol. Tato maziva se především liší v hodnotě tlakově-viskózního koeficientu  $\alpha$ , který zásadně ovlivňuje chování EHD kontaktu. Základní reologické vlastnosti těchto maziv jsou uvedeny v Tab. 5.3.

Tab. 5.3 Reologické vlastnosti maziv

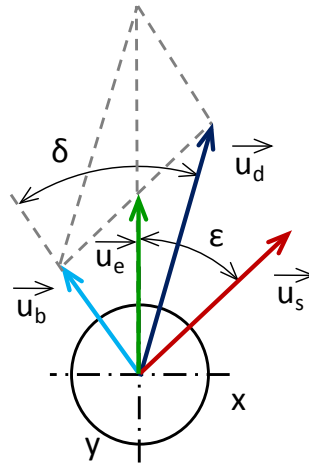
<b>Mazivo</b>	<b>500N</b>	<b>FVA3</b>	<b>Glycerol</b>
Typ oleje	naftenický	minerální	-
Další vlastnosti	-	ISO VG 100	≥ 99.5% GC
Viskozita $\eta_0$ (Pa*s)	0.32	0.23	1.41
Při teplotě (°C)	25	25	20
Tlakově-viskózní koeficient $\alpha$ (GPa <sup>-1</sup> )	31	19.4	5.4

## 5.4 Experimentální podmínky

### 5.4.1 Vektory rychlostí

#### Kruhový kontakt

Vzhledem k cílům práce jsou podstatné především velikosti a směry vektorů unášivé a skluzové rychlosti. K jejich různému dosažení umožňuje simulátor kontaktu nastavit velikost vektoru obvodové rychlosti kuličky  $|\vec{u}_b|$  a disku  $|\vec{u}_d|$  a úhel mezi nimi  $\delta$ . Řízenými parametry je pak velikost vektoru unášivé rychlosti  $|\vec{u}_e|$  a skluzové rychlosti  $|\vec{u}_s|$  a úhel  $\varepsilon$  mezi nimi. Závislost mezi řídicími a řízenými parametry je graficky znázorněna na Obr. 5.4 a analyticky vyjádřena vztahy (11) a (12).



Obr. 5.4 Geometrické poměry mezi vektory rychlostí v kontaktu.

$$|\vec{u}_b| = \frac{|\vec{u}_e| \cos \varepsilon}{2 \sin \delta} \quad (11)$$

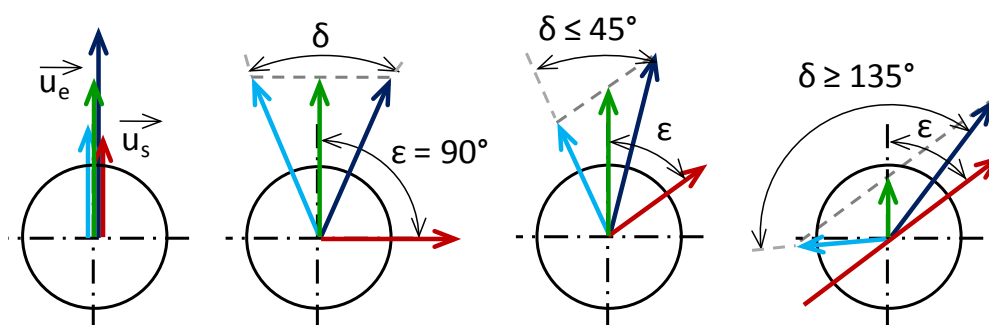
$$|\vec{u}_d| = \frac{|\vec{u}_e|}{2} \left( \sin \varepsilon - \frac{\cos \delta \cdot \cos \varepsilon}{\sin \delta} \right) \quad (12)$$

Úhel  $\delta$  lze nastavit v rozsahu  $0^\circ$  až  $45^\circ$ . Při maximálním úhlu  $\varepsilon = 90^\circ$  tomu odpovídá poměr velikostí skluzové a unášivé rychlosti  $u_s / u_e = 0.83$ . U jednoho z třech povrchů však lze změnit smysl rotace a získat tak úhel  $\delta$  v rozsahu  $135^\circ$  až  $180^\circ$  a odpovídající  $u_s / u_e = 4.83$ . První případ bude označován jako *podmínky mírného skluzu* a druhý jako *podmínky velkého skluzu*.

Přehled jednotlivých experimentů s ohledem na směr unášivé a skluzové rychlosti u kruhového kontaktu je shrnut v Tab. 5.4 a na Obr. 5.5. Uvedena je proměnná, pro kterou je vyšetřována distribuce tloušťky filmu, rozsah této proměnné, další konstantní parametry a příslušné podkapitoly kapitoly 6. Nejprve je studován vliv skluzu vyjádřený poměrem skluzu a valení ve směru unášivé rychlosti  $SRR_e$  při stejném směru unášivé a skluzové rychlosti. Dále je podobný případ vyšetřován pro kolmý směr skluzové rychlosti vůči unášivé rychlosti. Sledovaným parametrem v tomto případě není poměr skluzu a valení ale úhel  $\delta$ . Vliv směru skluzové rychlosti je zvláště sledován za podmínek mírného skluzu ( $\delta \leq 45^\circ$ ) a za podmínek velkého skluzu ( $\delta \geq 135^\circ$ ).

Tab. 5.4 Parametry experimentů s kruhovým kontaktem

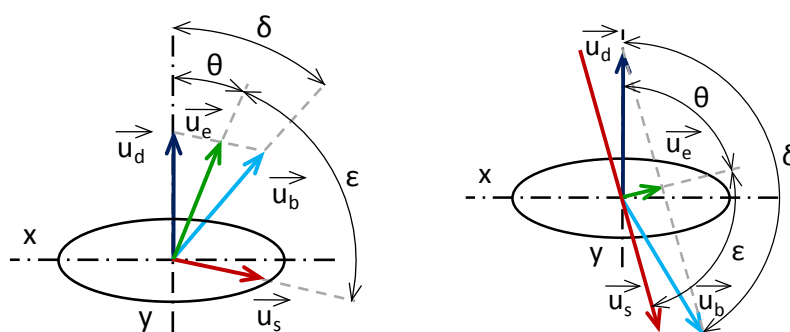
$h = f(SRR_e)$	$h = f(\delta)$	$h = f(\varepsilon)$	
$SRR_e = \{0 \div 4\}$ $\varepsilon = 0^\circ; \delta = 0^\circ$	$\delta = \{0 \div 45^\circ; 135^\circ\}$ $\varepsilon = 90^\circ$	$\delta \leq 45^\circ$ $u_s / u_e = 0.83$	$\delta \geq 135^\circ$ $u_s / u_e = 4.83$
Kap. 6.1.1	Kap. 6.1.2	Kap. 6.1.3	Kap. 6.1.4



Obr. 5.5 Schéma hodnocení interferogramů.

### Eliptický kontakt

U eliptického kontaktu jsou možnosti nastavení sledovaných parametrů omezené, neboť vektor obvodové rychlosti soudečku je vždy spjat s osou výsledné kontaktní elipsy. V případě  $k < 1$  je to hlavní osa a pro  $k > 1$  vedlejší osa. Oproti kruhovému kontaktu zde vystupuje ještě úhel mezi vedlejší osou elipsy a vektorem unášivé rychlosti. Vliv tohoto úhlu bez přítomnosti různé skluzové rychlosti studovat nelze. Závislost vektorů rychlostí je graficky znázorněna na Obr. 5.6 pro podmínky mírného skluzu a velkého skluzu.



Obr. 5.6 Geometrické poměry mezi vektory rychlostí u eliptického kontaktu: a) podmínky mírného skluzu; b) podmínky velkého skluzu.

Přehled jednotlivých experimentů s eliptickým kontaktem je shrnut v Tab. 5.5. Nejprve je vyšetřen vliv úhlu  $\delta$  (resp. skluzu ve směru osy  $x$   $SRR_x$ ) pro různé skluzy ve směru osy  $y$   $SRR_y$ . Velikost unášivé rychlosti v tomto případě nezůstává zcela konstantní. Dalším experimentem je vyšetření závislosti na úhlu  $\theta$  v rozsahu  $0^\circ$  až  $90^\circ$ , ovšem při výrazně proměnné skluzové rychlosti. U kontaktu s poměrem elipticity  $k = 0.46$  je sledován vliv velikosti unášivé rychlosti při mírných skluzových podmínkách. Vliv úhlu  $\varepsilon$  je studován porovnáním dvou případů ( $\varepsilon = \{45^\circ; 90^\circ\}$ ), a to pro podmínky mírného a velkého skluzu.

Tab. 5.5 Parametry experimentů s eliptickým kontaktem

$h = f(\delta)$	$h = f(\theta)$	$h = f(u_e)$	$h = f(\varepsilon)$	
$\delta = \{0 \div 45^\circ\}$	$\theta = \{0 \div 90^\circ\}$	-	$\varepsilon = \{45^\circ; 90^\circ\}$	
$SRR_y = \text{konst.}$	$u_s \neq \text{konst.}$	$\varepsilon = 90^\circ; \delta = 45^\circ$	$\delta \leq 45^\circ$	$\delta \geq 135^\circ$
		$u_s / u_e = 0.83$	$u_s / u_e = 0.83$	$u_s / u_e = 4.83$
		$\theta = 67.5^\circ$	$\theta = 22.5^\circ$	$\theta = 67.5^\circ$
Kap. 6.2.1	Kap. 6.2.2	Kap. 6.2.3	Kap. 6.2.4	Kap. 6.2.5

#### 5.4.2 Tlak, velikost unášivé rychlosti a teplota

Ostatní parametry jsou vzhledem k povaze studie uvažovány pouze jako vedlejší. Hodnoty maximálních Hertzových tlaků a odpovídajícího zatížení jsou uvedeny v Tab. 5.6. Zatížení bylo u různých materiálů disku a geometrií soudečku / kuličky volena tak, aby bylo dosaženo kontaktní oblasti srovnatelné velikosti. Velikost unášivé rychlosti byla volena tak, aby bylo dosaženo srovnatelné tloušťky filmu pro různé podmínky v rozsahu cca. 100 až 450 nm. Pro všechna maziva se jednalo o rozsah od 0.02 do 0.32 ms<sup>-1</sup>. Pokud nebylo možné dosáhnout rozsahu tloušťek změnou rychlostí, byla regulována teplota. Toto se týkalo pouze experimentů s glycerolem, kdy byla regulována teplota v kontaktu na 15 °C. V ostatních případech se pohybovala v rozsahu 23 °C až 25 °C.

Pokud není u výsledků uvedeno jinak, je použit skleněný disk.

Tab. 5.6 Maximální Hertzův kontaktní tlak a zatížení při experimentech

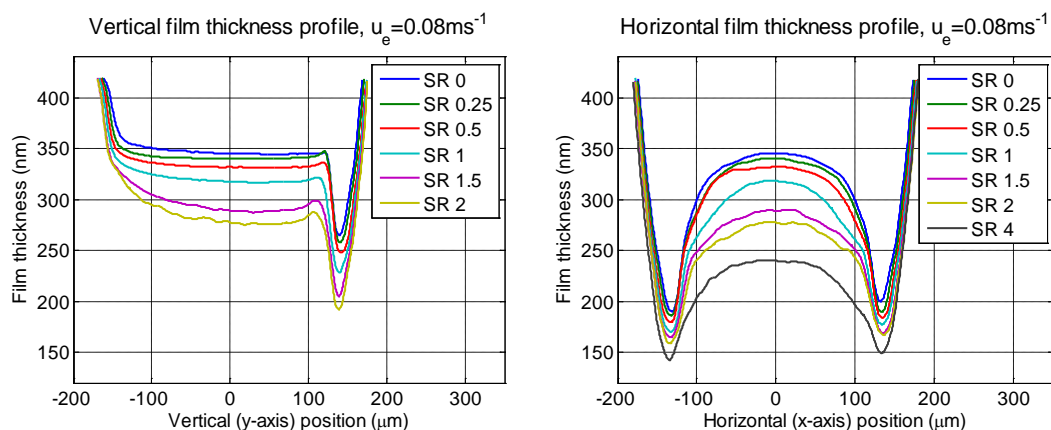
Kontakt	Disk	Max. Hetz. tlak (GPa)	Zátěžná síla (N)
Kruhový	Sklo	0.49	26
		0.71	78
	Safír	1.11	49
Eliptický $k = 2.79$	Sklo	0.32	30
Eliptický $k = 0.46$		0.71	21
		0.95	52

## 6 VÝSLEDKY

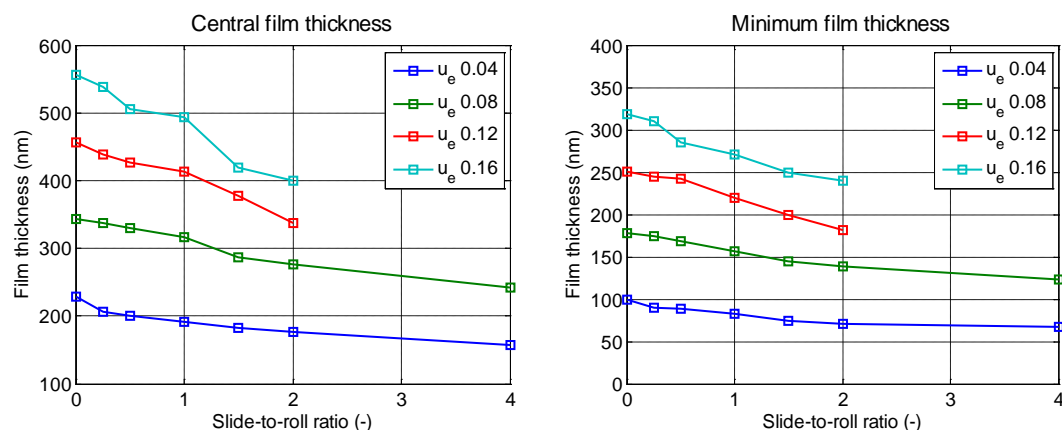
### 6.1 Kruhový kontakt

#### 6.1.1 Vliv skluzové rychlosti ve směru unášivé rychlosti ( $\delta = 0^\circ$ ; $\varepsilon = 0^\circ$ )

Jako první byl sledován vliv skluzové rychlosti ve směru unášivé rychlosti. Cílem bylo stanovit vliv na centrální a minimální tloušťku a ověřit, jestli dochází ke kvalitativní změně tvaru filmu. Profily tloušťky pro  $u_e = 0.08 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.49 \text{ GPa}$  a olej 500N při teplotě  $23^\circ \text{C}$  jsou uvedeny na Obr. 6.1. Vliv poměru skluzu a valení na centrální a minimální tloušťku filmu je zobrazen v grafech na Obr. 6.2. V tomto případě má vyšší obvodovou rychlost ocelová kulička.



Obr. 6.1 Profily tloušťky filmu pro různý poměr skluzu a valení ( $u_e = 0.08 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ).

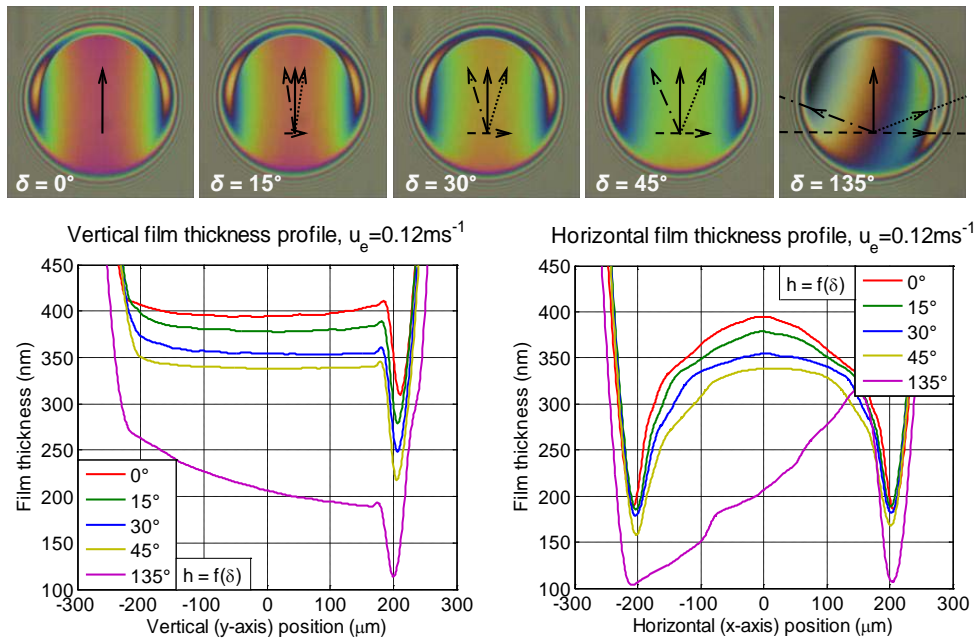


Obr. 6.2 Vliv poměru skluzu a valení na centrální a minimální tloušťku filmu ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ).

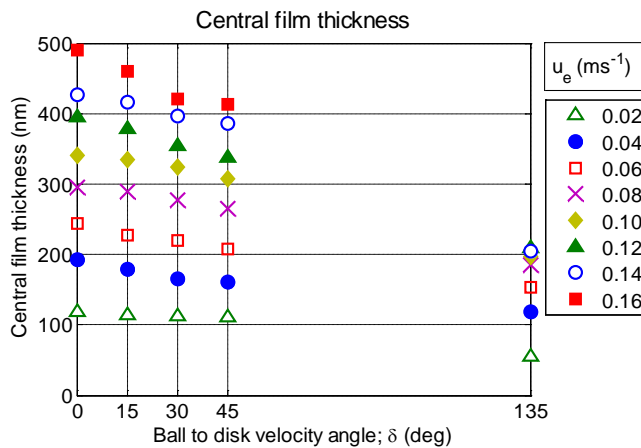
Centrální a minimální tloušťka je mezi  $SRR = 0$  a  $SRR = 2$  (čistý skluz) redukována o 22 až 28 %. Kromě změny tloušťky je viditelná změna profilu. Ve vstupní oblasti je viditelný pozvolnější pokles tloušťky ve směru unášivé rychlosti u vyšších skluzů. Dále se projevuje lokální nárůst tloušťky těsně před výstupní konstrikcí.

#### 6.1.2 Vliv skluzové rychlosti kolmo k unášivé rychlosti (f.e. $\delta$ ; $\varepsilon = 90^\circ$ )

První sada experimentů s nesousměrnými vektory rychlostí popisuje vliv úhlu  $\delta$  při stejné velikosti vektorů  $u_r$  a  $u_d$ , takže úhel  $\varepsilon$  je neměnný  $90^\circ$ . Ve směru unášivé



Obr. 6.3 Interferogramy a profily tloušťky filmu pro různý úhel  $\delta$  ( $u_e = 0.12 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.71 \text{ GPa}$ );  
 — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost kuličky.



Obr. 6.4 Průběh centrální tloušťky filmu v závislosti na úhlu  $\delta$  ( $p_H = 0.71 \text{ GPa}$ ).

rychlosti se jedná o čisté valení. Interferogramy s vyznačením působících vektorů rychlostí a profily tloušťky mazacího filmu pro  $u_e = 0.12 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.71 \text{ GPa}$  a olej 500N při teplotě  $23 \text{ }^\circ\text{C}$  jsou zobrazeny na Obr. 6.3.

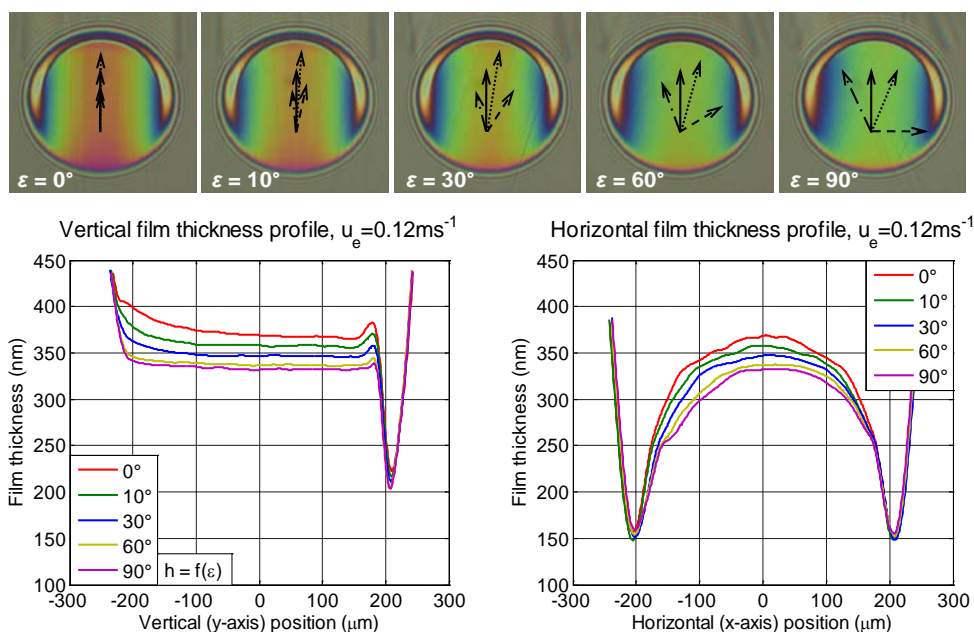
Z výsledků je zřejmá redukce centrální i minimální tloušťky s rostoucí velikostí skluzové rychlosti v kolmém směru. Při extrémním případě  $\delta = 135^\circ$ , kdy poměr  $u_s/u_e = 4.83$  je viditelná na levé straně kontaktu velká oblast minimální tloušťky (cca.  $100 \text{ nm}$ ). Kromě toho je zřejmý značný gradient tloušťky ve směru rychlosti disku namísto klasické ploché oblasti predikované základní teorií EHD mazání. Jistou asymetrii v horizontálním směru lze pozorovat na levé straně také u menších úhlů ( $\delta = 45^\circ$ ).

Celkové shrnutí je provedeno v grafu centrální tloušťky na Obr. 6.4. Zřejmý je trend redukce centrální tloušťky, ačkoli chování v extrémním případě je dosti odlišné a centrální tloušťka se nachází v oblasti velkého gradientu. Redukce tloušťky představuje přibližně 15 % pro případ  $\delta = 45^\circ$ .

### 6.1.3 Vliv úhlu mezi unášivou a skluzovou rychlostí (fce. $\varepsilon$ ; $u_s/u_e = 0.83$ )

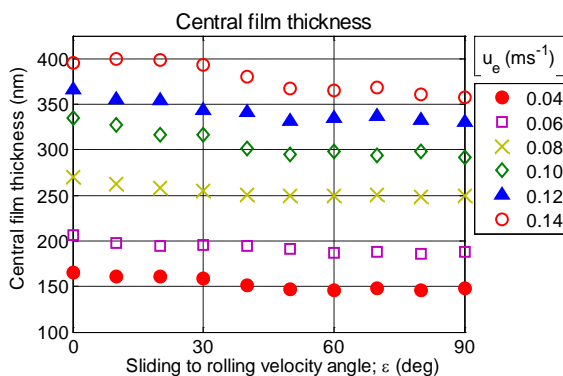
#### Skleněný disk

Další experimenty měli objasnit vliv úhlu  $\varepsilon$  mezi unášivou a skluzovou rychlostí při zachování jejich konstantní velikosti. Při rozsahu  $\delta = 0 \div 45^\circ$  lze simulovat poměr  $u_s/u_e = 0.83$ . Interferogramy s vyznačením působících vektorů rychlostí a profily tloušťky mazacího filmu pro  $u_e = 0.12 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.71 \text{ GPa}$  a olej 500N při teplotě  $23 \text{ }^\circ\text{C}$  jsou zobrazeny na Obr. 6.5. Tělesem s větší obvodovou rychlostí je kulička.

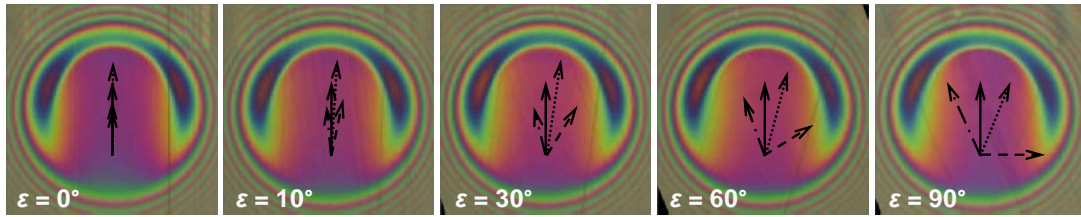


Obr. 6.5 Interferogramy a profily tloušťky filmu pro různý úhel  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.12 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.71 \text{ GPa}$ );  
— unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost kuličky.

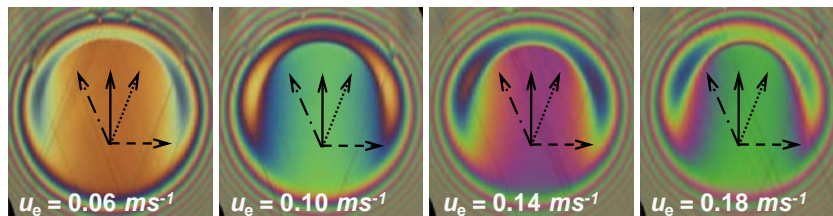
Výsledky poukazují na jistou redukci tloušťky filmu v centrální oblasti se zvětšujícím se úhlem  $\varepsilon$ . Naopak minimální tloušťka se téměř nemění. Zřejmý je nárůst tloušťky filmu ve vstupní oblasti ve vertikálním profilu, který se vytrácí s tím, jak se vektor skluzové rychlosti natačí do horizontálního směru. Současně s tím se projevuje pokles tloušťky filmu na levé straně centrální oblasti v horizontálním profilu. Jeví se, že pokles gradientu reflektuje směr relativní skluzové rychlosti. Patrný je také výběžek tloušťky filmu těsně před výstupní konstrikcí ve vertikálním směru. Tento výběžek je největší pro  $\varepsilon = 0^\circ$  a s rostoucím  $\varepsilon$  se vytrácí.



Obr. 6.6 Průběh centrální tloušťky filmu v závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $p_H = 0.71 \text{ GPa}$ ).



Obr. 6.7 Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.08 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ );  
 — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost kuličky.

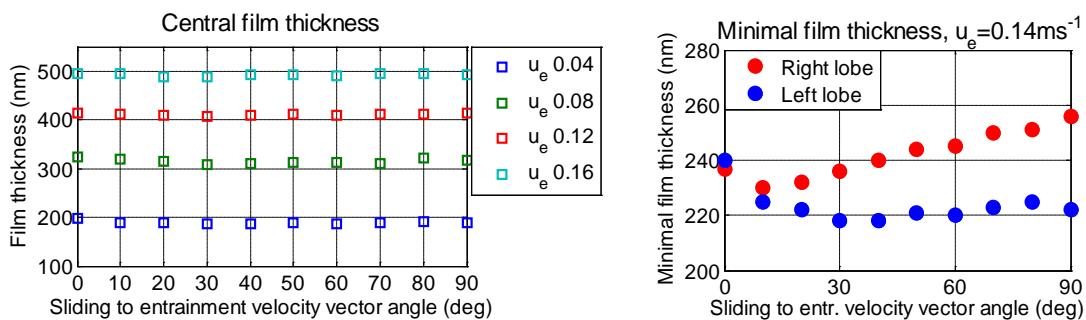


Obr. 6.8 Interferogramy pro  $\varepsilon = 90^\circ$  ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ); — unášivá rychlost,  
 --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost kuličky.

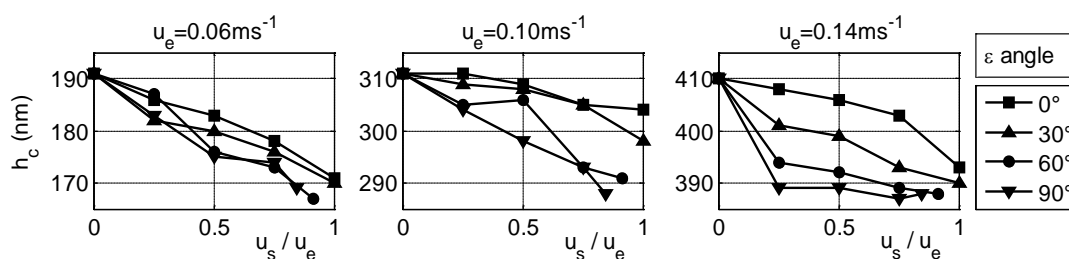
Hodnoty centrální tloušťky filmu pro různé unášivé rychlosti jsou shrnuty v grafu na Obr. 6.6. V tomto grafu není redukce tloušťky filmu patrná v celém rozsahu úhlu  $\varepsilon$ . Centrální tloušťka klesá až do cca.  $\varepsilon = 45^\circ$ , poté se jeví jako neměnná. Maximální pokles tloušťky tvoří zhruba 10 %. Stejný experiment byl proveden také pro případ, kdy je rychlejším tělesem disk, ovšem ve výsledcích nebyly prokázány významné kvalitativní ani kvantitativní rozdíly.

Poněkud odlišnou závislost na úhlu  $\varepsilon$  vykazuje kontakt při nižším zatížení ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ), jak je vidět na interferogramech na Obr. 6.7. Asymetrie distribuce tloušťky je zřejmá zejména v oblastech minimální tloušťky v boční části podkovovité konstriktce. Tento rozdíl je viditelnější s rostoucí unášivou rychlostí, což pro  $\varepsilon = 90^\circ$  reflektují interferogramy na Obr. 6.8. Změna centrální tloušťky v závislosti na úhlu  $\varepsilon$  pro nižší zatížení je pro různé rychlosti je na Obr. 6.9a. Tato změna odpovídá rozlišitelnosti a opakovatelnosti použité metody, a je tedy neprůkazná.

Vzhledem k asymetrii horizontálního profilu se mění poloha a velikost minimální tloušťky, která je kritickým faktorem. Porovnání minimální tloušťky na pravé a levé straně podkovovité konstriktce na základě interferogramů na Obr. 6.7 je provedeno v grafu na Obr. 6.9b. Od úhlu  $\varepsilon = 10^\circ$  lze pozorovat nárůst tloušťky v pravé části, zatímco v levé části je minimální tloušťka filmu téměř neměnná.



Obr. 6.9 a) Průběh centrální tloušťky filmu v závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ );  
 b) Průběh minimální tloušťky filmu v závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.14 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ).

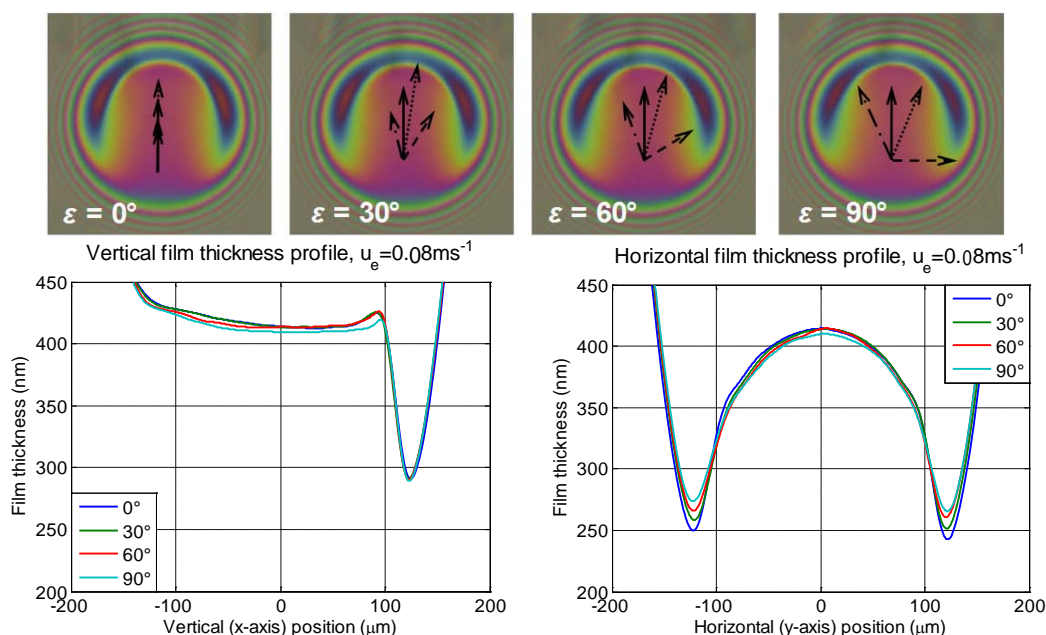


**Obr. 6.10** Průběh centrální tloušťky filmu v závislosti na poměru skluzu a valení pro různé úhly  $\varepsilon$  a různé unášivé rychlosti ( $p_H = 0.49$  GPa).

Pro možné porovnání vlivu míry skluzu v různém směru vůči unášivé rychlosti byl proveden experiment, ve kterém byla sledována centrální tloušťka filmu jako závislost poměru velikostí skluzové a unášivé rychlosti pro různé úhly  $\varepsilon$ . Výsledky pro  $p_H = 0.49$  GPa, olej 500N a různě velké unášivé rychlosti jsou v grafech na Obr. 6.10. Zdá se být patrné, že s rostoucím úhlem  $\varepsilon$  je redukce tloušťky výraznější a nastává rychleji s rostoucím poměrem skluzu a valení, a tento trend se výrazněji projevuje s rostoucí unášivou rychlostí.

### Safírový disk

Vliv asymetrie kontaktu v případě složky skluzové rychlosti kolmé na unášivou rychlost může souviset s rozdílnými mechanickými a fyzikálními vlastnostmi kontaktních těles. Z tohoto důvodu bylo přistoupeno k experimentům se safírovým diskem, který má vlastnosti bližší vlastnostem oceli. Výsledné interferogramy sledující vliv úhlu  $\varepsilon$  pro  $u_e = 0.08$  ms<sup>-1</sup>,  $p_H = 1.11$  GPa a olej 500N a centrální profily tloušťky jsou uvedeny na Obr. 6.11. Výsledky nevykazují žádný výrazný vliv změny orientace skluzové rychlosti na velikost centrální a minimální tloušťky mazacího filmu. Rovněž asymetrie není pozorována. Lze si však povšimnout, že s rostoucím



**Obr. 6.11** Interferogramy a profily závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.08$  ms<sup>-1</sup>;  $p_H = 1.11$  GPa); safír; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, - - - rychlost disku, ··· rychlost kuličky.

úhlem  $\varepsilon$  se mírně posouvá směrem nahoru hranice oblasti minimální tloušťky na bocích podkovovité konstrikce. To se v horizontálním profilu jeví jako pokles minimální tloušťky, ovšem absolutní hodnota minimální tloušťky se nemění.

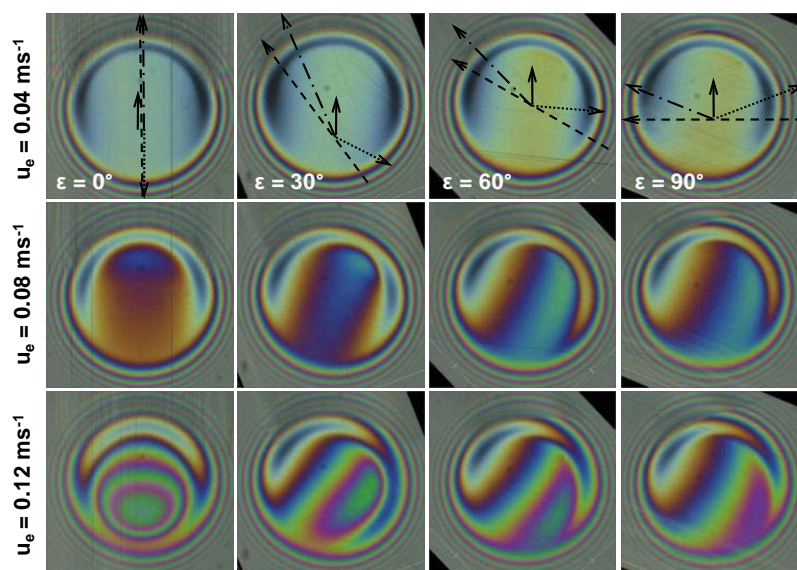
#### 6.1.4 Vliv úhlu mezi unášivou a skluzovou rychlostí (fce. $\varepsilon$ ; $u_s/u_e = 4.83$ )

##### Skleněný disk

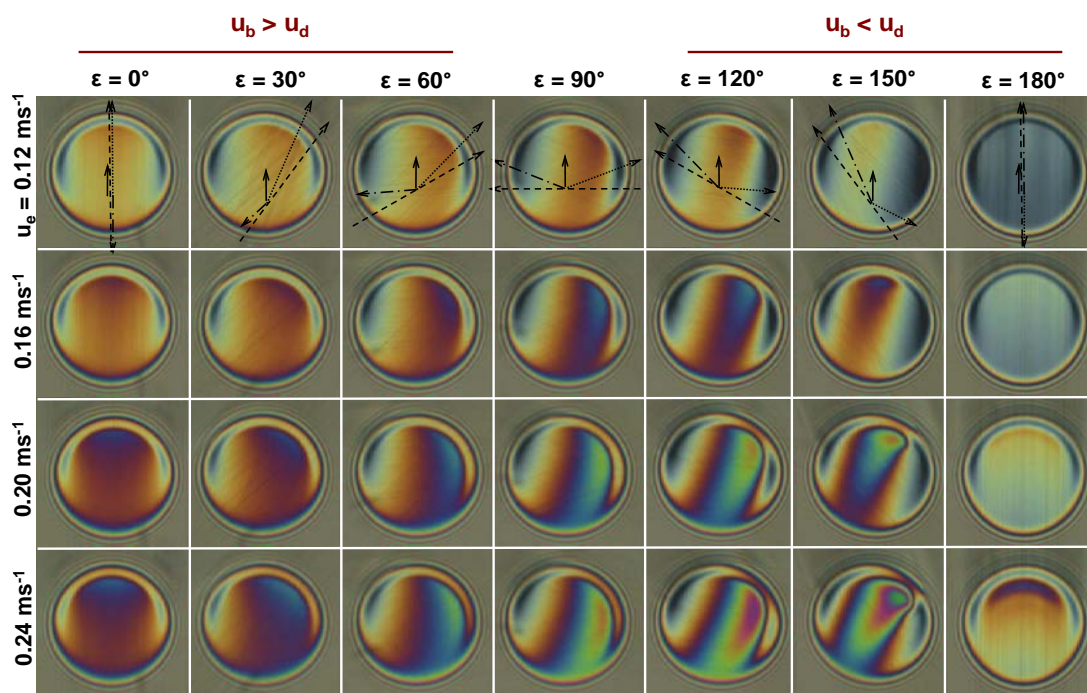
Tato sada experimentů má prokázat rovněž vliv úhlu mezi skluzovou a unášivou rychlostí, ovšem tentokrát za podmínek velkého skluzu. Za těchto podmínek vykazuje kontakt výrazně odlišné chování, než uvádí klasická teorie EHD mazání.

Výsledné interferogramy experimentů se skleněným diskem pro různé rychlosti a úhel  $\varepsilon$  jsou sumarizovány na Obr. 6.13. Rozdíl mezi pravou a levou stranou matice interferogramů je v tom, který z povrchů se pohybuje rychleji. Z hlediska orientace unášivé a skluzové rychlosti by vždy dvojice interferogramů na pravé a levé straně měla být symetrická. Pro  $\varepsilon = 90^\circ$  je velikost rychlosti obou povrchů stejná. Pro  $\varepsilon = 0^\circ$  a  $180^\circ$  se výsledky výrazně liší. Jedná se valení a prokluz ve stejném směru, ale opačném smyslu (částečný *opposite sliding*). V tomto případě je utvářen film s větší tloušťkou při větší rychlosti ocelové kuličky. Před výstupní konstrikcí je patrný lokální nárůst tloušťky filmu, v literatuře často označovaný jako důlek (*dimple*) [44]. Se změnou sklonu rychlostí dochází k natáčení tohoto maxima v centrální oblasti tak, že jeho gradient je kolmý na vektor rychlosti disku. Tato skutečnost signalizuje, že vlastnosti materiálu disku mohou toto chování výrazně ovlivňovat. Od úhlu  $\varepsilon = 150^\circ$  dochází k výraznému poklesu tloušťky důlku. Úhel, při kterém je dosaženo minimální tloušťky maziva, se pro jednotlivé rychlosti liší.

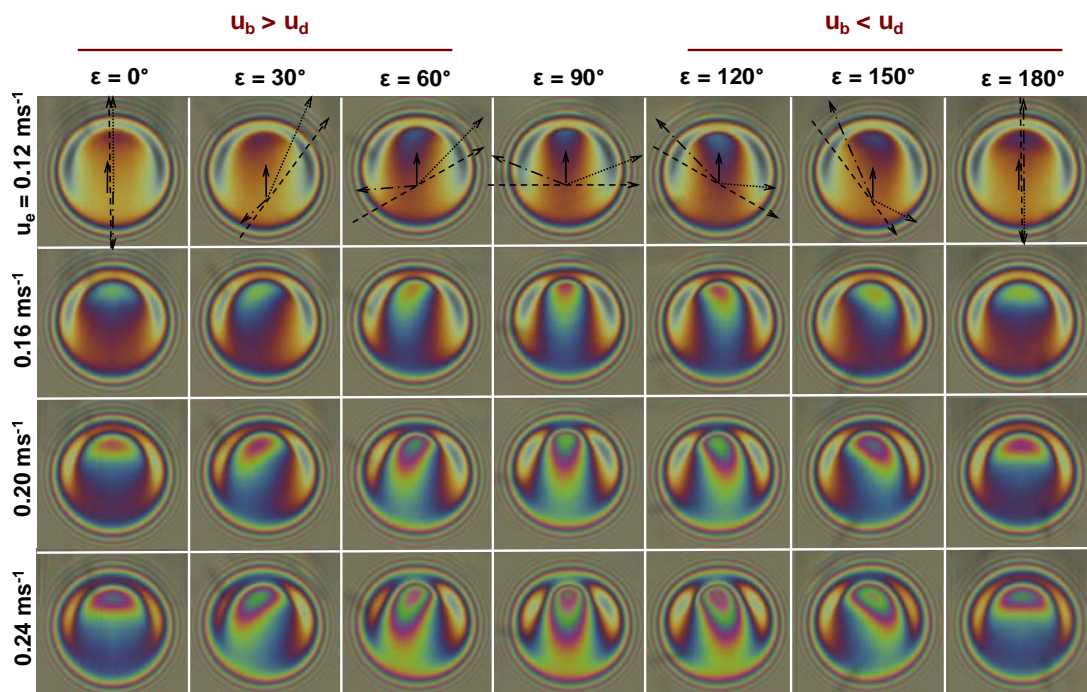
Pro porovnání byl proveden obdobný experiment s menším zatížením ( $p_H = 0.49$  GPa) a jiným olejem. Na Obr. 6.12 jsou uvedeny interferogramy pro situaci, kdy se kulička pohybuje vyšší rychlostí než disk. Výsledky ukazují, že poloha a velikost důlku je výrazně závislá především na rychlosti a zatížení. S rostoucí rychlostí se vrchol důlku posouvá směrem ke vstupní oblasti.



Obr. 6.12 Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $p_H = 0.49$  GPa; skleněný disk); mazivo 500N; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, - - - rychlost disku, ··· rychlost kuličky.



Obr. 6.13 Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_s/u_c = 4.83$ ;  $p_H = 0.71$  GPa; skleněný disk); mazivo FVA3; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, ··· rychlost disku, ··· rychlost kuličky.



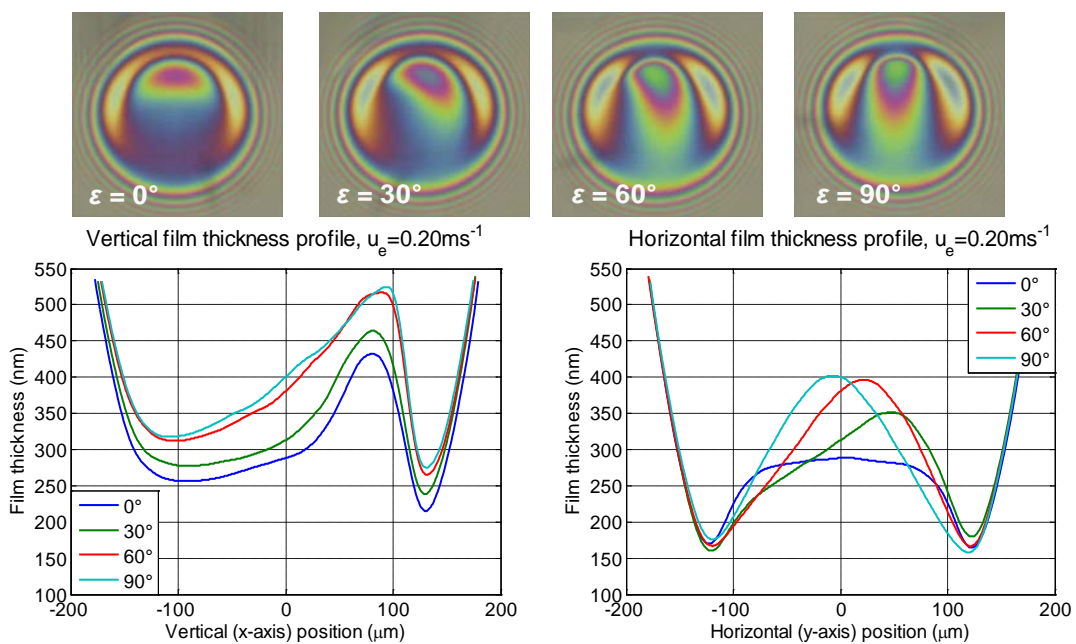
Obr. 6.14 Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_s/u_c = 4.83$ ;  $p_H = 1.11$  GPa; safírový disk); mazivo FVA3; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, ··· rychlost disku, ··· rychlost kuličky.

## Safírový disk

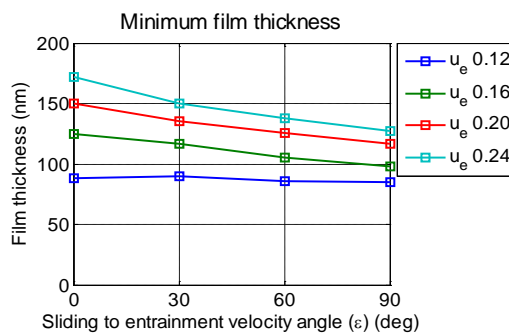
Výsledky získané při použití safírového disku za stejných podmínek jako na Obr. 6.13 jsou shrnuty na Obr. 6.14. Distribuce tloušťky mazacího filmu u příslušných interferogramů na pravé a levé straně je téměř symetrická, tedy již nezáleží na tom, který povrch se pohybuje rychleji. Interferogramy pro úhel  $\varepsilon = 90^\circ$  jsou rovněž symetrické. S rostoucí unášivou rychlostí je před výstupní konstrikcí vytvářen důlek, jehož tvar, poloha a hloubka je ovlivněna směrem skluzové rychlosti.

Profily tloušťky filmu pro interferogramy při rychlosti  $u_e = 0.20 \text{ ms}^{-1}$  jsou na Obr. 6.15. Z hlediska centrální a minimální tloušťky filmu lze konstatovat, že při natáčení skluzové rychlosti ke kolmému směru vůči unášivé rychlosti dochází k nárůstu tloušťky filmu v lokálním maximu (důlku), což také výrazně ovlivňuje zdánlivou velikost centrální tloušťky maziva. Kromě toho však dochází k poklesu minimální tloušťky na bočních stranách laloků podkovovité konstriktce. Míra tohoto poklesu roste s rychlostí, jak je znázorněno v grafu na Obr. 6.16.

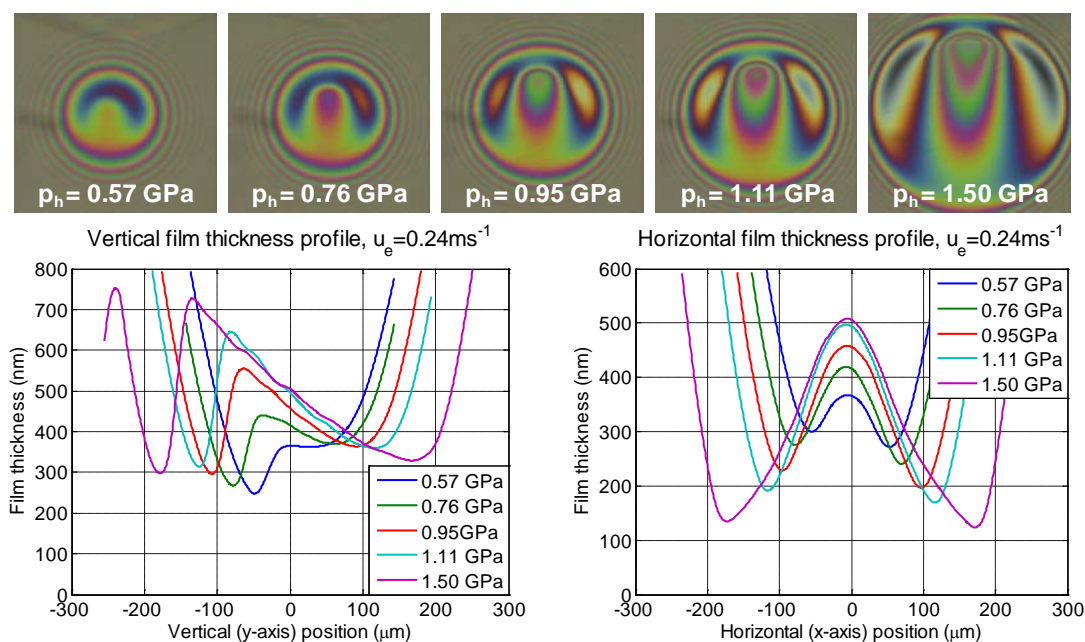
Vliv zatížení demonstrují interferogramy a profily tloušťky mazacího filmu pro různé hodnoty Hertzova kontaktního tlaku. Je zřejmé, že kromě velikosti kontaktní oblasti dochází k nárůstu tloušťky centrálního důlku, a tedy k nárůstu centrální



Obr. 6.15 Interferogramy a profily závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.20 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 1.11 \text{ GPa}$ ); safír.



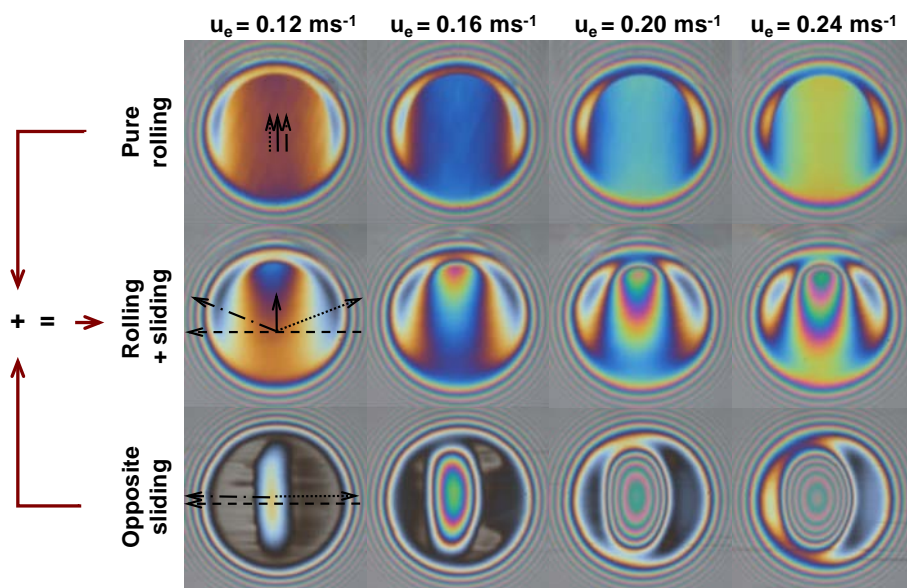
Obr. 6.16 Průběh minimální tloušťky filmu v závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ); safír.



Obr. 6.17 Interferogramy a profily závislosti na zatížení ( $u_e = 0.24 \text{ ms}^{-1}$ ;  $\varepsilon = 90^\circ$ ); safír.

tloušťky mazacího filmu. Opět ovšem dochází k výraznému snížení minimální tloušťky. U nejvyššího zatížení překračuje tloušťka filmu ve vrcholu důlku minimální tloušťku o řád. Vzdálenost těchto lokálních extrémů je relativně malá, což vypovídá o obrovském tlakovém gradientu v této oblasti. U malých hodnot kontaktního tlaku lze pozorovat jistou asymetrii tvaru filmu.

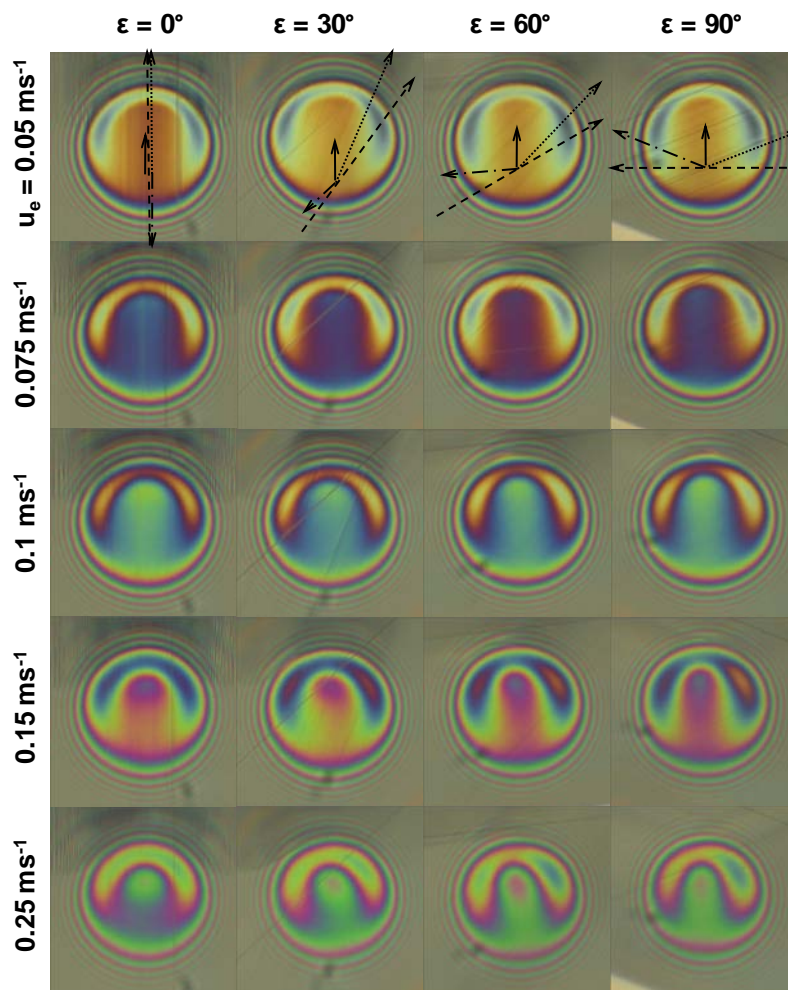
Při kolmém směru unášivé a skluzové rychlosti lze uvažovat o kombinaci čistého valení ve směru unášivé rychlosti a čistého opačného prokluzu ve směru skluzové rychlosti. Tvar filmu jednotlivě pro tyto složky je zobrazen v horním a spodním řádku interferogramů na Obr. 6.18. Složka čistého valení vytváří klasický



Obr. 6.18 Interferogramy pro případ čistého valení, čistého opačného prokluzu a kombinace obou podmínek ( $\varepsilon = 90^\circ$ ;  $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ); safír; mazivo FVA3;  
 — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, - - - rychlost disku, ... rychlost kuličky.

tvár filmu s plochou centrální oblastí. Čistý opačný prokluz naopak vytváří lokální nárůst v tloušťce filmu. Ten je protažen ve směru kolmém ke směru relativního pohybu. Při nižších rychlostech leží ve středu kontaktu a s rostoucí rychlostí se vychyluje. Toto je zdůvodňováno rozdíly ve fyzikálních vlastnostech safíru a oceli, i když jsou tyto rozdíly podstatně menší než u kombinace sklo-safír. Zatímco tloušťka filmu v důlku s rychlostí roste významně, v oblasti minimální tloušťky jen málo, ačkoli se tato oblast podstatně zmenšuje. Pro nejnižší dvě rychlosti je u čistého opačného prokluzu zaznamenáno částečné protržení mazacího filmu. Tloušťka filmu v centrální oblasti při vstupu do kontaktu u kombinace valení skluzu je stejná jako u čistého valení. Tato oblast je tedy ovlivněna čistě podmínkami na vstupu složky čistého valení. Ačkoli je valivá složka výrazně menší než skluzová, zajišťuje výraznou podkovovitou konstrikci. Skluzová složka pak vytváří lokální důlek ve filmu.

Pro posouzení vlivu reologie a částečně také režimu mazání (izo- / piezoviskózní) byl proveden experiment pro podmínky stejné jako u výsledků na Obr. 6.14 se safírovým diskem a s glycerolem jako mazivem. Výsledky jsou pro případ rychlejší kuličky shrnuty na Obr. 6.19.



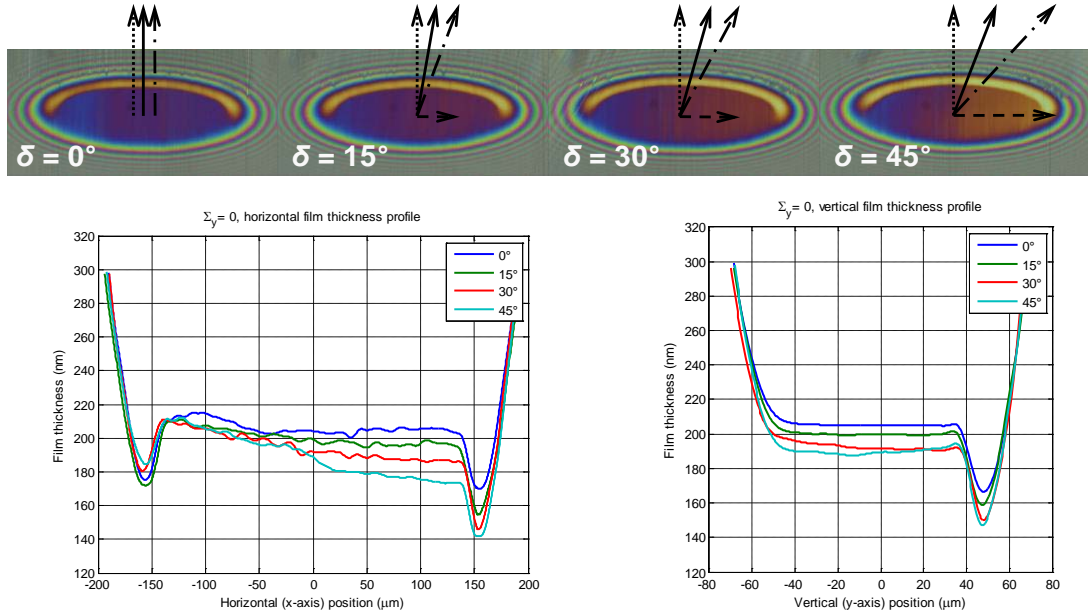
Obr. 6.19 Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $p_H = 1.11$  GPa; safírový disk); mazivo glycerol; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost kuličky.

Výsledky se značně liší. Při malých rychlostech je pozorována jen nepatrná změna tloušťky filmu s rostoucím úhlem  $\varepsilon$  a film má klasický tvar. S rostoucí rychlostí se začíná před výstupní konstrikcí objevovat důlek v tloušťce filmu, který je však mělký ve srovnání s mazivem FVA3. Změna tvaru a polohy důlku s úhlem  $\varepsilon$  je malá. Podstatněji se deformuje podkovovitá konstrikce. Rozšiřuje se boční lalok ve směru vektoru rychlosti ocelové kuličky. Vzhledem k nízké hodnotě tlakově-viskozního koeficientu glycerolu je u vyšších rychlostí patrný přechod do izoviskózního režimu mazání.

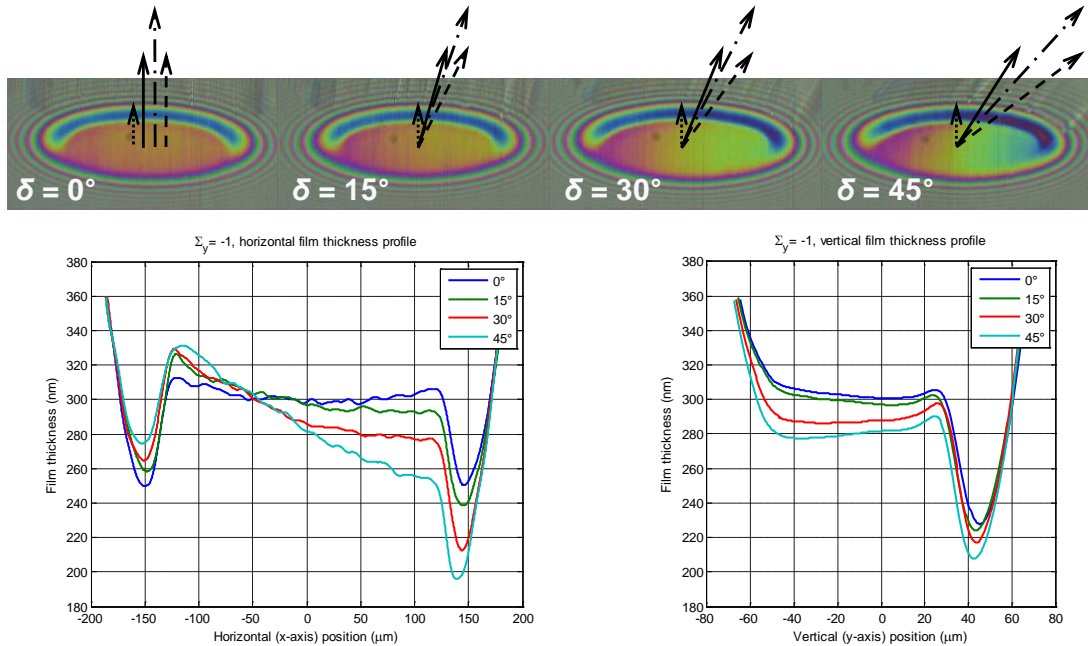
## 6.2 Eliptický kontakt

### 6.2.1 Vliv skluzové rychlosti ve směru hlavní osy (fce. $\delta$ )

Cílem základní sady experimentů u eliptického kontaktu ( $k = 2.79$ ) bylo popsat vliv úhlu mezi vektory rychlostí disku a soudečku  $\delta$ . Experimenty byly prováděny pro poměr skluzu a valení ve směru osy  $y$  (při úhlu  $\delta = 0^\circ$ )  $SRR_y = \{-1; -2/3; 0; 2/3; 1\}$ . Výsledky jsou uvedeny pro případ, kdy je shodně při úhlu  $\delta = 0^\circ$  rychlost disku



**Obr. 6.20** Interferogramy a profily tloušťky filmu pro různý úhel  $\delta$  ( $SRR_y = 0$ ;  $u_c = 0.05 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ ).; mazivo 500N; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost soudečku.



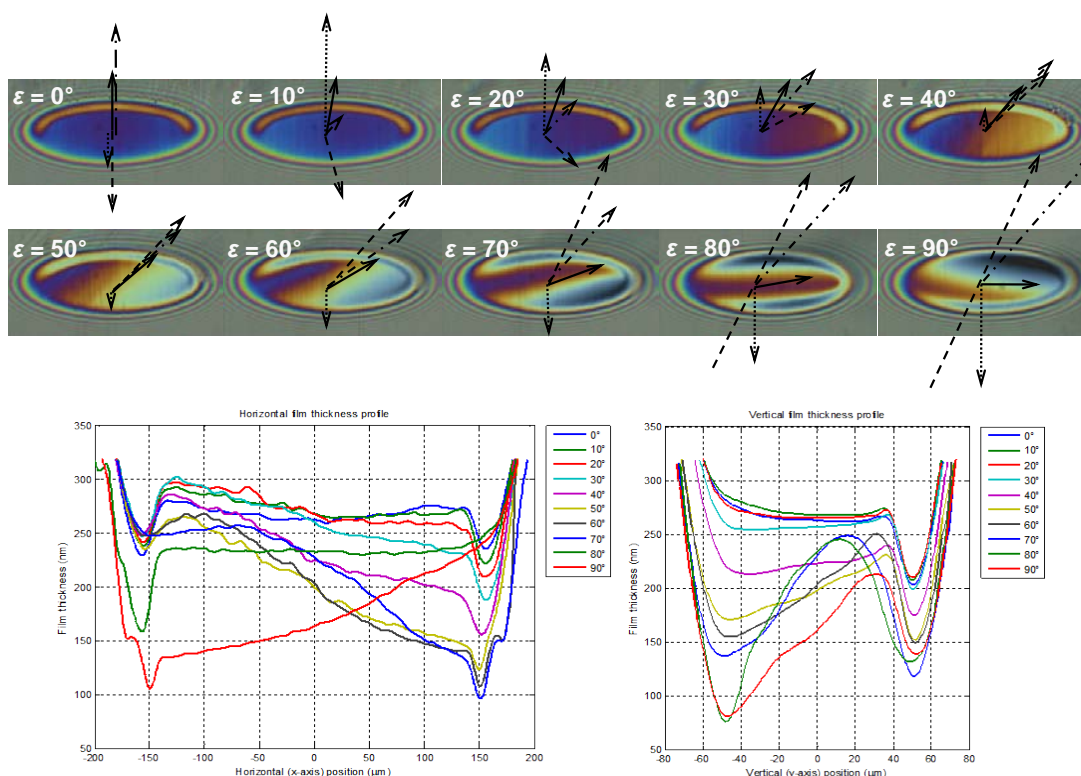
**Obr. 6.21** Interferogramy a profily tloušťky filmu pro různý úhel  $\delta$  ( $SRR_y = 1$ ;  $u_c = 0.05 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ ).; mazivo 500N; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost soudečku.

$u_d = 0.05 \text{ ms}^{-1}$ . Použit byl olej 500N při teplotě  $28 \text{ }^\circ\text{C}$  a zatížení odpovídající Hertzovu tlaku  $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ . Grafy zobrazující vektory rychlostí, výsledné interferogramy a profily tloušťky mazacího filmu jsou zobrazeny pro případ  $SRR_y = 0$  (čisté valení) na Obr. 6.21 a pro  $SRR_y = 1$  (rychlejší disk).

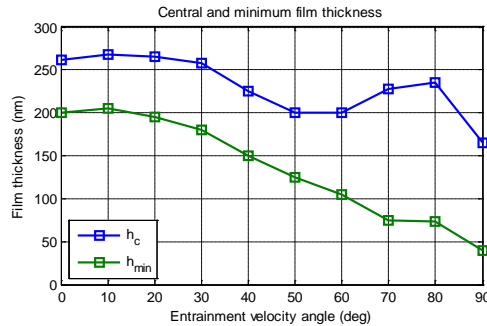
Výsledky poukazují na nárůst gradientu tloušťky filmu v horizontálním směru, který vede k rozšíření oblasti nižší tloušťky filmu na pravé straně kontaktu. S tím souvisí také pokles minimální tloušťky filmu na boční straně podkovovité konstrikce, a nárůst na straně druhé. Centrální tloušťka rovněž klesá. V prvním případě je pokles minimální tloušťky cca. 12% pro  $\delta = 45^\circ$ . V druhém případě unášivá rychlost inklinuje vzhledem k vyšší rychlosti disku směrem k velké ose elipsy, což má za následek nárůst gradientu filmu především v ose  $y$ . Ve směru osy  $x$  lze pozorovat lokální zvýšení tloušťky před výstupní konstrikcí. Patrný je přesun oblasti minimální tloušťky filmu na pravou stranu kontaktu, a její rozšíření, současně s poklesem minimální tloušťky. V tomto případě představuje pokles minimální tloušťky téměř 25 %.

## 6.2.2 Vliv úhlu unášivé rychlosti (fce. $\theta$ )

V další sadě experimentů byl sledován vliv natočení vektoru unášivé rychlosti vůči malé ose elipsy při zachování její konstantní velikosti. Změny v rozsahu  $0^\circ$  až  $90^\circ$  bylo dosaženo změnou velikosti rychlostí disku a soudečku při konstantním úhlu  $\delta = 45^\circ$  (kromě sledovaného úhlu  $0^\circ$ ). Od úhlu  $50^\circ$  bylo nutno změnit smysl rotace soudečku. Tento způsob změny směru unášivé rychlosti je ovšem provázen významnou změnou skluzové rychlosti. Výsledné interferogramy s vektory rychlostí jsou na Obr. 6.22.



Obr. 6.22 Interferogramy a profily tloušťky pro různé  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.06 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ );  
— unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost soudečku.

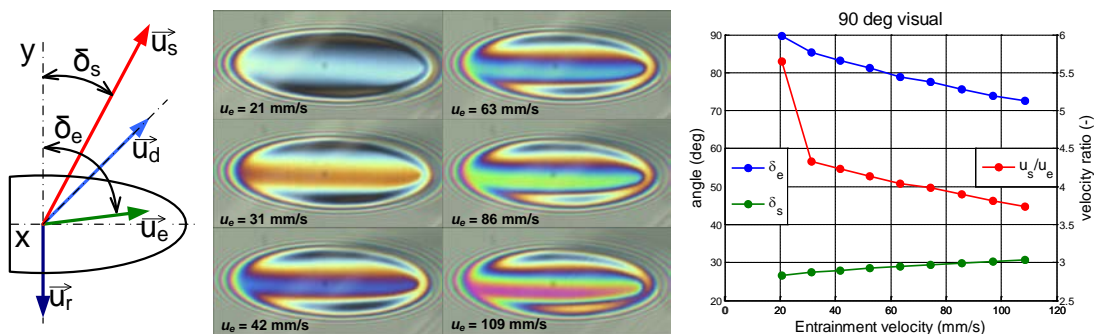


Obr. 6.23 Závislost centrální a minimální tloušťky na  $\alpha$  ( $u_e = 0.06 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ ).

Ve výsledcích je patrný vznik gradientu tloušťky filmu v horizontálním směru, který se dále přesouvá směrem ke směru vertikálnímu. Dochází k významnému poklesu minimální tloušťky filmu a přesunu její polohy. Centrální tloušťka má obecně rovněž klesající charakter, ovšem její velikost je při velkých gradientech velmi labilní na přesné místo určení (Obr. 6.23).

Za povšimnutí stojí skutečnost, že jisté symetričnosti ve vertikálním směru není dosaženo při úhlu unášivé rychlosti  $90^\circ$ , nýbrž při nižším úhlu. V této souvislosti bylo provedeno šetření vstupních parametrů, při kterých je hřeben maximální tloušťky filmu rovnoběžný s hlavní osou elipsy v závislosti na velikosti unášivé rychlosti. Výsledky jsou na Obr. 6.24.

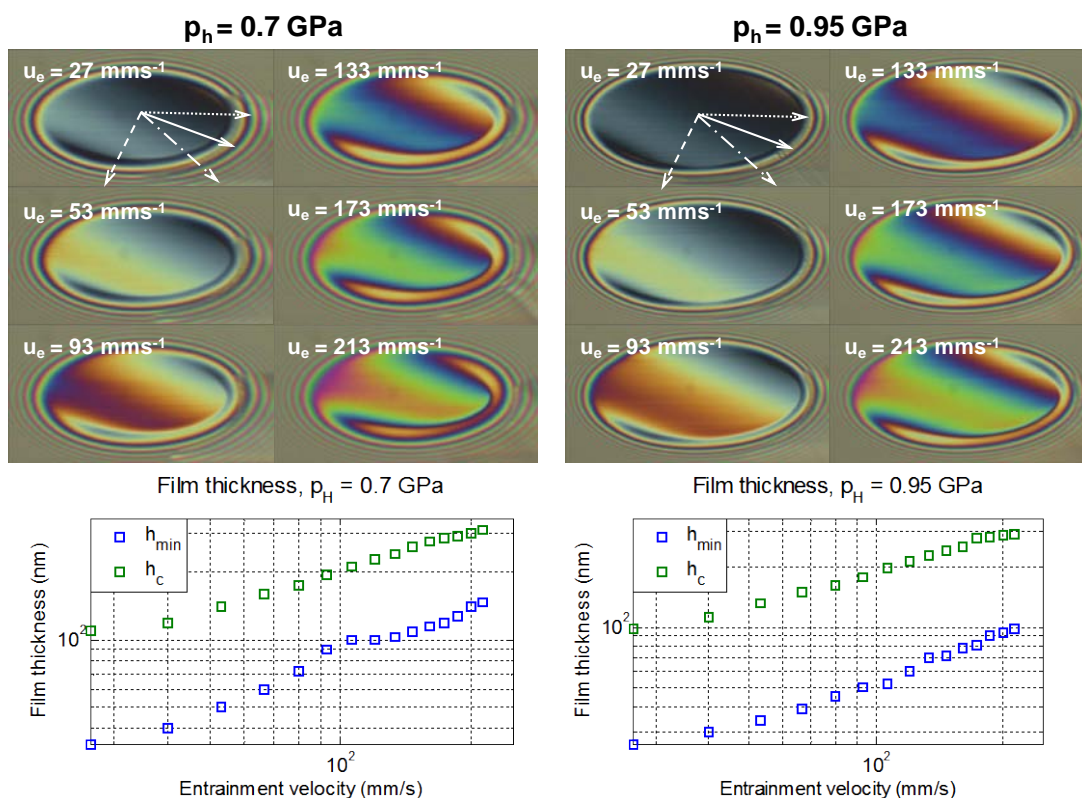
Při malé unášivé rychlosti je tohoto dosaženo při sklonu unášivé rychlosti  $90^\circ$  a distribuce tloušťky filmu je vůči velké ose elipsy téměř symetrická. S rostoucí unášivou rychlosti je rovnoběžnosti dosaženo při nižším poměru skluzové a unášivé rychlosti, a s tím související změnou úhlu natočení těchto rychlostí. Vektor unášivé rychlosti se stáčí směrem k vedlejší ose elipsy. Při vyšších unášivých rychlostech se stává nesymetrická oblasti minimální tloušťky v postranních lalocích podkovovité konstrikce.



Obr. 6.24 Obecný graf vektorů rychlostí, interferogramy a průběh parametrů při dosažení rovnoběžnosti hřebene maximální tloušťky filmu a osy elipsy ( $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ ).

### 6.2.3 Vliv unášivé rychlosti při $k = 0.46$ (fce. $u_e$ )

Závislost na rychlosti byla vyšetřována u kontaktu s poměrem elipticity  $k = 0.46$ , u kterého má vektor rychlosti soudečku směr velké osy elipsy. Velikost rychlostí disku a soudečku je stejná, takže úhel mezi unášivou a skluzovou rychlostí je  $90^\circ$ .



Obr. 6.25 Interferogramy a grafy závislosti  $h_{\min}$  a  $h_c$  na unášivé rychlosti ( $u_s/u_e = 0.83$ ;  $k = 0.46$ ;  $\delta = 45^\circ$ ); — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost soudečku.

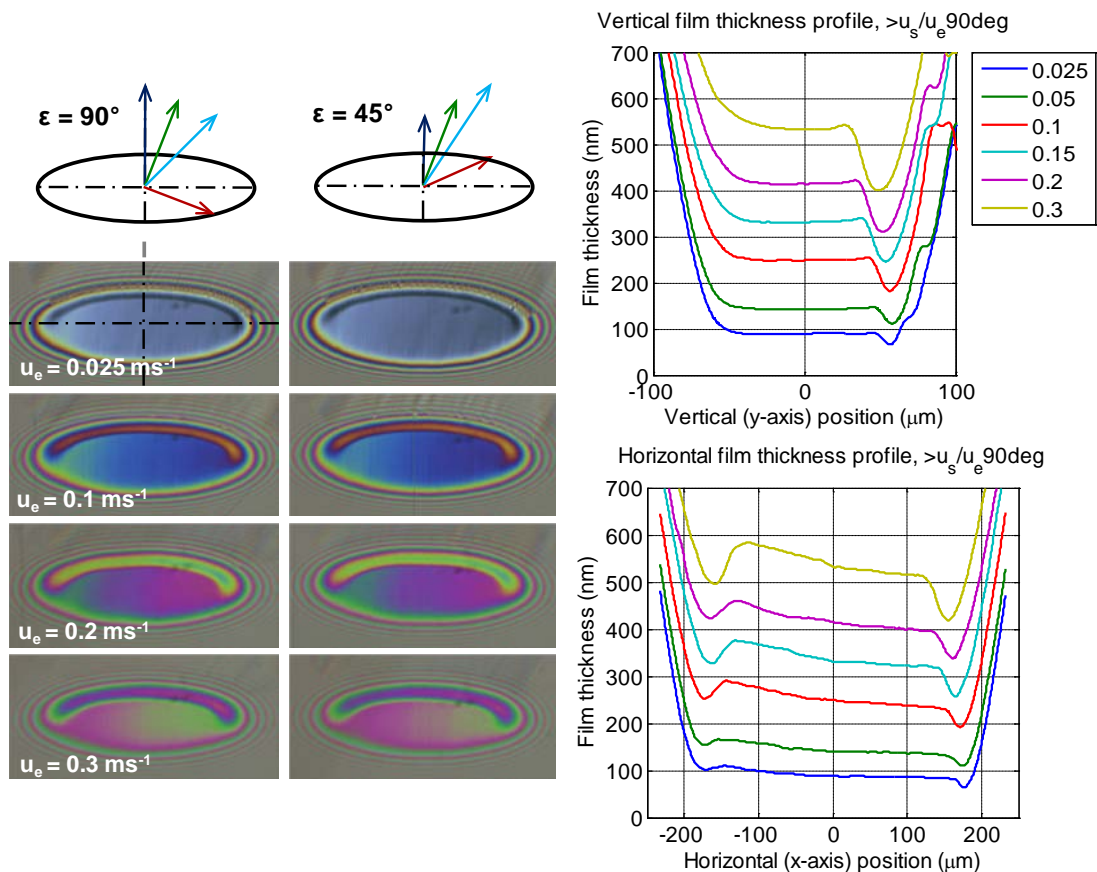
Při úhlu  $\delta = 45^\circ$  je poměr  $u_s/u_e = 0.83$ . Logaritmická závislost byla stanovena pro zatížení odpovídající Hertzovu tlaku  $p_H = 0.70$  GPa a  $p_H = 0.95$  GPa (Obr. 6.25).

Zřejmý je gradient tloušťky filmu ve směru skluzové rychlosti, podobně jako u kruhového kontaktu. Závislosti tloušťky filmu na unášivé rychlosti mají v logaritmických souřadnicích téměř lineární průběh, s výjimkou nejmenších rychlostí. Exponent průběhu minimální tloušťky je menší než u centrální tloušťky. Oblast minimální tloušťky filmu je natočena směrem k hlavní ose elipsy.

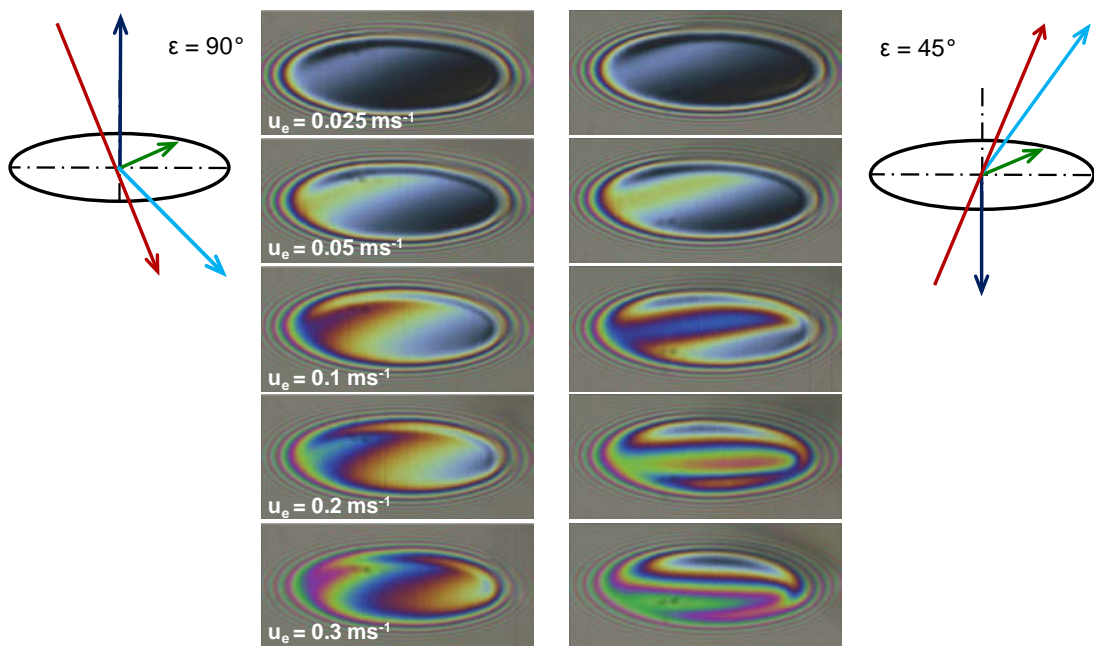
#### 6.2.4 Vliv úhlu mezi unášivou a skluzovou rychlostí (f.c. $\varepsilon$ ; $u_s/u_e = 0.83$ )

Pro stanovení vlivu směru skluzové rychlosti při konstantní velikosti a směru unášivé rychlosti u eliptického kontaktu je možné vzhledem ke způsobu simulace kontaktu použít jen porovnání dvou případů. Pro podmínky mírného skluzu jsou vektory rychlostí u těchto případů, výsledné interferogramy pro různé rychlosti a profily tloušťky filmu zobrazeny na Obr. 6.26. Směr unášivé rychlosti je skloněn o  $\theta = 22.5^\circ$  vůči vedlejší ose elipsy a  $u_s/u_e = 0.83$ . Použit je olej FVA3 a skleněný disk.

Z interferogramů je patrné, že za podmínek mírného skluzu není mezi případy  $\varepsilon = 45^\circ$  a  $\varepsilon = 90^\circ$  významný rozdíl v distribuci tloušťky filmu. Z profilů je zřejmý nárůst gradientu v horizontálním směru a rozšíření podkovovité konstriktce s rostoucí unášivou rychlostí.



**Obr. 6.26** Vektory rychlostí, interferogramy a profily tloušťky filmu pro různé  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 0.83$ ;  $k = 2.79$ ); Z - unášivá rychlost, Č - skluzová rychlost, SM - rychlost disku, TM - rychlost soudečku.



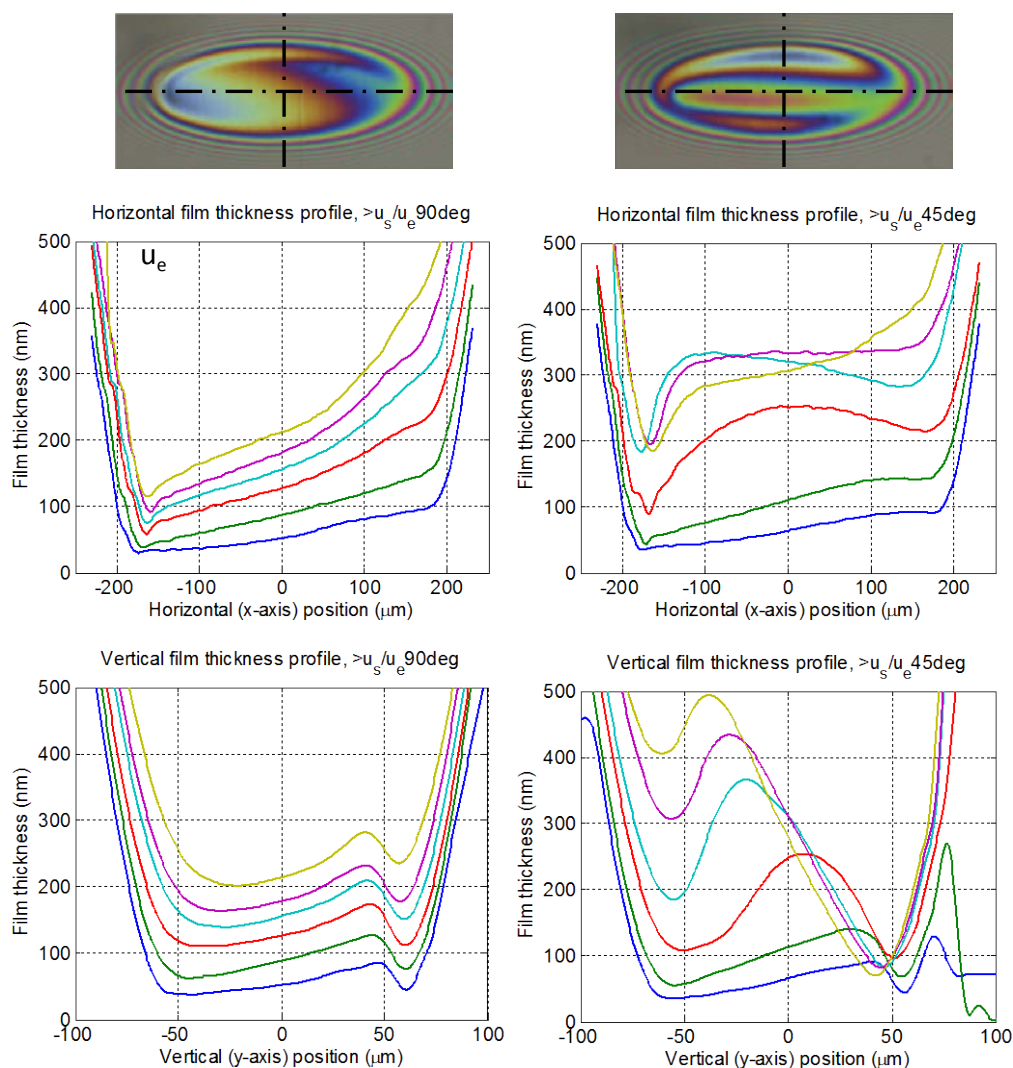
**Obr. 6.27** Vektory rychlostí a interferogramy pro různé  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $k = 2.79$ ); Z - unášivá rychlost, Č - skluzová rychlost, SM - rychlost disku, TM - rychlost soudečku.

### 6.2.5 Vliv úhlu mezi unášivou a skluzovou rychlostí (fce. $\varepsilon$ ; $u_s/u_e = 4.83$ )

Podobně jako pro podmínky mírného skluzu je provedeno porovnání případů  $\varepsilon = 45^\circ$  a  $\varepsilon = 90^\circ$  pro podmínky velkého skluzu ( $u_s/u_e = 4.83$ ). Směr unášivé rychlosti je skloněn o  $\theta = 67.5^\circ$  vůči vedlejší ose elipsy a  $u_s/u_e = 0.83$ . Použit je olej FVA3 a skleněný disk.

Z interferogramů na Obr. 6.27 jsou v kontrastu k podmínkám mírného skluzu patrné značné rozdíly mezi případy  $\varepsilon = 45^\circ$  a  $\varepsilon = 90^\circ$ . Pro nejnižší rychlosti jsou tvary filmu srovnatelné, ovšem s rostoucí rychlostí se rozdíly zvětšují. V prvním případě se hřeben maximální tloušťky filmu kvalitativně nemění a zůstává skloněný pod stejným úhlem, který odpovídá přibližně směru unášivé rychlosti. U druhého případu se s rostoucí rychlostí hřeben natáčí ve směru pohybu soudečku a současně se protahuje až na výstupní stranu kontaktu. Vlivem zvýšeného gradientu ve směru vedlejší osy elipsy se zvětšuje maximální tloušťka filmu v protáhlém „důlku“, ale současně klesá minimální tloušťka.

Profily tloušťky pro jednotlivé rychlosti odpovídající interferogramům na Obr. 6.27 jsou znázorněny na Obr. 6.28.



Obr. 6.28 Profily tloušťky pro různé  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $k = 2.79$ ).

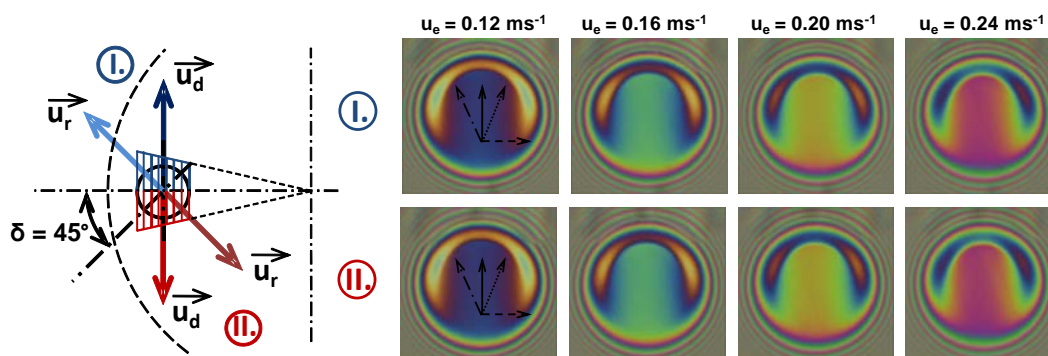


## 7 DISKUZE

### 7.1 Možné zdroje chyb

Měřicí a vyhodnocovací metoda s sebou nese možné zdroje chyb a určitá omezení. U kontaktu není přímo měřeno zatížení, ale je přepočítáváno na základě měření poloměru kontaktní oblasti u statického kontaktu. Odchylka může být způsobena špatným určením hranice statického kontaktu nebo špatným odečtením průměru vzhledem k omezené rozlišitelnosti použité kamery. Obecně však EHD kontakt není tak závislý na zatížení, jako spíše na rychlosti. Tuto chybu lze považovat za přijatelnou. V tloušťce filmu můžeme hovořit o  $\pm 2\%$ . Další chyba může být způsobena odchylkou ve skutečné rychlosti při nevhodné volbě převodovky a rozsahu otáček motorů. Tato chyba může reálně tvořit  $\pm 5\%$  v tloušťce filmu.

Vzhledem ke způsobu simulování kontaktu (rotace disku s konečným poloměrem obvodové rychlosti) nastává mimo střední přímkou kontaktu kolmo ke směru unášivé rychlosti jistá míra spinu a rychlost v jednotlivých bodech této přímky není stejná, ale směrem ke středu disku se zmenšuje. Ačkoli je poměr velikosti kontaktu a vzdálenosti od středu disku velký, mohla by tato skutečnost způsobovat pozorovanou asymetrii v tloušťce filmu. Proto byl proveden experiment, který by měl tento jev potvrdit nebo vyvrátit (Obr. 7.1). Výsledky ukazují, že nekonstantní rychlostní profil nemá významný vliv.



Obr. 7.1 Interferogramy objasňující vliv distribuce rychlostního profilu v kontaktu pro  $\varepsilon = 90^\circ$  ( $p_H = 0.49$  GPa); — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, --- rychlost disku, ... rychlost kuličky.

Významným zdrojem chyb při kvantitativním posouzení výsledků může být nepřesné určení viskozity maziva a především nepřesné určení reálné kontaktní teploty. Většina experimentů neměla za cíl kvantitativní ale spíše kvalitativní posouzení na základě komparace jednotlivých měření. V tomto případě ovšem hraje roli akumulace tepla v kontaktu při déletrvajících experimentech, zvláště za podmínek velkého skluzu. Za pokojové teploty může změna teploty o  $1^\circ\text{C}$  způsobit změnu tloušťky až o  $10\%$ . Řešením je provedení experimentů za vyšší regulované teploty.

V metodě stanovení tloušťky z barevných interferogramů (TFCI) hraje největší roli kalibrace, která je založena na barevném spektru mimo vysokotlakou oblast. Chyby kalibrace mohou reálně způsobit odchylku v tloušťce filmu do  $5\%$ . Další chybu představuje změna indexu lomu s tlakem, která není v algoritmu běžně kompenzována. Ta tvoří cca.  $7\%$ . Samotná metoda poskytuje rozlišitelnost  $1$  nm.

## 7.2 Shrnutí zjištěných skutečností

### 7.2.1 Podmínky mírného skluzu

#### Kruhový kontakt, skleněný disk

- Skluz ve směru unášivé rychlosti způsobuje:
  - pokles centrální a minimální tloušťky o cca. 22 až 28 % mezi podmínkami čistého valení a čistého skluzu;
  - menší gradient tloušťky filmu ve vstupní oblasti a lokální nárůst tloušťky těsně před výstupní konstrikcí.
- Skluz ve směru kolmém k unášivé rychlosti způsobuje:
  - pokles centrální a minimální tloušťky o cca. 15 % mezi úhlem vektorů rychlostí povrchů 0 a 45°;
  - menší gradient tloušťky filmu na boční straně centrální oblasti ve směru pohybu disku.
- Změna směru skluzové rychlosti způsobuje (od směru unášivé rychlosti ke směru kolmému):
  - mírný pokles centrální tloušťky o max. 8 % po úhel cca. 45° a dále konstantní pro větší zatížení;
  - žádnou změnu v centrální tloušťce pro menší zatížení;
  - přesun menšího gradientu tloušťky filmu ve vstupní/boční části centrální oblasti ve směru rychlosti disku;
  - vznik rozdílu v tloušťce filmu v oblasti bočních laloků podkovovité konstrikce u menších zatížení – menší tloušťka na straně, na kterou se pohybuje disk.

#### Kruhový kontakt, safírový disk

- Změna směru skluzové rychlosti způsobuje (od směru unášivé rychlosti ke směru kolmému):
  - žádnou změnu centrální a minimální tloušťky filmu;
  - mírný posun spodní hranice laloků podkovovité konstrikce ve směru unášivé rychlosti.

#### Eliptický kontakt, skleněný disk

- Skluz ve směru hlavní osy elipsy způsobuje:
  - vznik gradientu filmu ve směru kolmém k unášivé rychlosti;
  - rozšíření oblasti a snížení minimální tloušťky filmu.
- Změna směru skluzové rychlosti způsobuje (od směru unášivé rychlosti ke směru kolmému):
  - téměř žádnou kvalitativní a kvantitativní změnu tloušťky.

## 7.2.2 Podmínky velkého skluzu

### Kruhový kontakt, skleněný disk

- Skluz ve směru unášivé rychlosti způsobuje:
  - pokles centrální a minimální tloušťky filmu;
  - rozdílné chování s ohledem na rychlejší povrch;
  - vznik lokálního nárůstu tloušťky filmu v centrální oblasti (důlku) při vyšších unášivých rychlostech, pokud je rychlejším povrchem skleněný disk.
- Skluz ve směru kolmém k unášivé rychlosti způsobuje:
  - pokles centrální a minimální tloušťky filmu;
  - rozdílné chování s ohledem na rychlejší povrch;
  - výraznou změnu gradientu tloušťky ve směru pohybu disku.
- Změna směru skluzové rychlosti způsobuje (od směru unášivé rychlosti ke směru kolmému):
  - zdánlivý nárůst centrální tloušťky vlivem změny gradientu tloušťky při vyšších rychlostech;
  - pokles minimální tloušťky filmu;
  - rozdílné chování s ohledem na rychlejší povrch.

### Kruhový kontakt, safírový disk

- Změna směru skluzové rychlosti způsobuje (od směru unášivé rychlosti ke směru kolmému):
  - posun lokálního maxima tloušťky filmu ve směru skluzová vzdálenosti;
  - zdánlivý nárůst centrální tloušťky vlivem změny gradientu tloušťky při vyšších rychlostech;
  - pokles minimální tloušťky filmu;
  - rozdílné chování s ohledem na rychlejší povrch.

### Eliptický kontakt, skleněný disk

- Změna směru skluzové rychlosti způsobuje:
  - výraznou změnu tvaru filmu při vyšších rychlostech, která souvisí se změnou tvaru a polohy hřebene maximální tloušťky filmu.

### 7.3 Vědecká otázka a pracovní hypotéza

Vědeckou otázkou je: „*Jaký je vliv různého směru vektorů třecích povrchů resp. různého směru vektorů unášivé a skluzové rychlosti na rozložení tloušťky mazacího filmu?*“. Pracovní hypotéza byla sestavena na základě obecně přijímaného paradigmatu, že „*Na utváření mazacího filmu se podílí unášivá složka rychlosti ve směru valení; složka skluzové rychlosti přispívá naopak k redukci tloušťky mazacího filmu a nezáleží na jejím směru.*“

Ze zjištění získaných na základě provedených experimentů vyplývá, že tato hypotéza může být potvrzena nebo falzifikována v závislosti na rozsahu podmínek, ve kterých ji uvažujeme. Bylo zjištěno, že při podmínkách mírného skluzu (přibližně pro  $u_s/u_e < 1$ ) má směr skluzové rychlosti prakticky zanedbatelný vliv, a hypotézu lze na nižší rozlišovací úrovni považovat za pravdivou. Naopak při podmínkách vysokého skluzu ( $u_s/u_e > 1$ ) je vliv směru skluzové rychlosti významný.

Lze se domnívat, že první část hypotézy (o funkci unášivé složky rychlosti) je pravdivá, stejně jako „funkce“ skluzové složky v podobě redukce tloušťky mazacího filmu. Tato funkce je však mnohem komplexnější, především s ohledem na tepelný tok EHD kontaktem, a kromě kvantitativního má i kvalitativní vliv na tloušťku filmu.

Obecně lze tedy tvrdit, že:

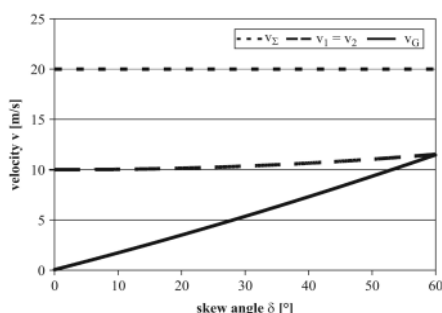
**Pracovní hypotéza je falzifikována.**

## 7.4 Porovnání s publikovanými výsledky

### 7.4.1 Experimentální výsledky

Co se týče experimentálních výsledků, jsou zjištění této práce v souladu s jinými publikacemi. Vliv poměru skluzu a valení (ve směru unášivé rychlosti) na centrální a minimální tloušťku mazacího filmu byl pozorován mnoha autory [26], [27], [28], [29], [30], [31]. Také změna tvaru již byla popsána, a to v podobě lokálního nárůstu těsně před podkovovitou konstrikcí [30], [43] a změna gradientu ve vstupní oblasti [30], [39]. Na základě zjištěných výsledků se lze domnívat, že tento gradient je způsoben skluzovou rychlostí, a při změně orientace skluzové rychlosti dochází ke stejnému přesunu tohoto gradientu.

Vliv bočního skluzu studovalo jen několik málo autorů. Byla pozorována asymetrie v oblasti laloků podkovovité konstrikce, stejně jako u Foorda [69], i když v našem případě asymetrie u stejného úhlu není tak velká a lokální minimum se nachází spíše v bočních lalocích než na výstupu z kontaktu. Výsledky Kuwana a kol. [70] se velmi dobře shodují, ovšem nebyl zjištěn takový rozdíl v tvaru kontaktní oblasti při čistém skluzu ocelového nebo skleněného povrchu.



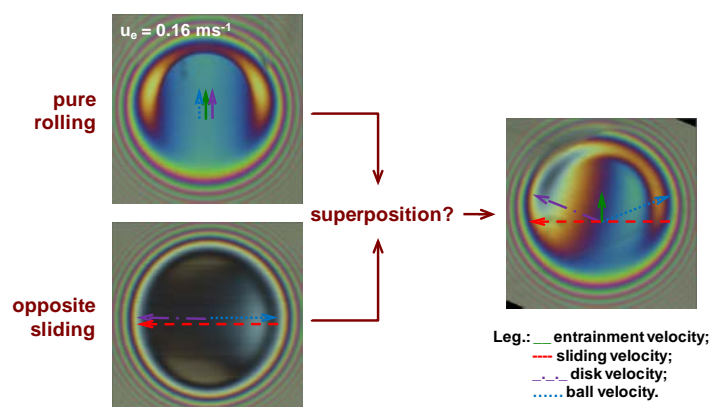
Obr. 7.2 Rychlost povrchů a skluzová rychlost pro konstantní součtovou rychlost [71].

V rozporu jsou naopak výsledky Hoehna a kol. [71], ve kterých střední tloušťka filmu s rostoucím úhlem mezi disky na dvoudiskovém stroji roste, ačkoli současně také významně roste teplota disků. Toto bylo zdůvodněno mírným zvýšením velikosti vektorů rychlostí při zvýšení úhlu  $\delta$  nutným pro dodržení konstantní velikosti unášivé rychlosti (viz. Obr. 7.2). Toto zdůvodnění lze ovšem ve světle nových poznatků považovat za velmi nepravděpodobné.

Při analýze výsledků byla uplatněna úvaha, že příklad kolmého směru unášivé a skluzové rychlosti lze uvažovat jako kombinaci případu čistého valení (které je zodpovědné za vznik klasického tvaru filmu s podkovovitou konstrikcí) a čistého opačného prokluzu v kolmém směru (Obr. 6.18 pro safírový disk). Podobná situace pro skleněný disk je naznačena na Obr. 7.3. Zjištěné výsledky tvaru filmu pro čistý opačný prokluz jsou stejné jako u jiných autorů [56]. U safírového disku při vyšších rychlostech není kontakt zcela symetrický, u skleněného disku je asymetrie výraznější a tloušťka filmu v důlku nedosahuje tak vysoké hodnoty, patrně vlivem vyššího bočního výtoku. Tyto výsledky byly nicméně stanoveny pro vysoké zatížení a velmi vysoké rychlosti. Možným vysvětlením je skutečnost diskutovaná v další podkapitole. Při nárůstu skluzové rychlosti dochází vlivem jevu teplotně-viskozitního klínu k vytvoření důlku, který je při kontaktu stejných materiálů symetrický. Příkladem je situace na obr. 19. Se zatížením a rychlostí roste tloušťka lokálního

maxima, zatím co se zatížením klesá minimální tloušťka. Metoda měření tloušťky filmu využívající kapacitní reaktance umožňuje stanovit průměrnou hodnotu tloušťky bez ohledu na její lokální průběhy. Pokud by byla uvedenou metodou stanovena tloušťka filmu u interferogramů pro čistý opačný prokluz, byla by její hodnota vyšší než u kontaktu za čistého valení, ačkoliv minimální tloušťka je výrazně menší. Otázkou je, zdali je simulovaný úhel  $\delta$  dostatečný pro vytvoření centrálního důlku. S provedených experimentů a teoretických prací je patrné, že projevy tohoto jevu rostou s rychlostí a zatížením. Tyto parametry jsou u Hoehna a kol. vysoké. Podobná zjištění vycházejí z experimentální práce, ve které byl na dvoudiskovém stroji využívajícím měření elektrické kapacity mezi disky studován vliv vysokého poměru skluzu a valení (ve stejném směru) [78]. Bylo zjištěno, že od jisté hodnoty poměru skluzu a valení je tloušťka filmu výrazně vyšší, než jakou predikuje konvenční teorie EHD mazání. V tomto případě byl zdůvodněn rovněž jev teplotně-viskozitního klínu [78].

Experimentální výsledky Thorpa a Gohara [59], [60] jsou v dobré shodě s výsledky eliptického kontaktu pro mírné skluzové rychlosti. I když metoda simulování různého úhlu směru unášivé rychlosti vůči vedlejší ose elipsy je jiná (čistý skluz). Je zřejmé, že za nízkých skluzových rychlostí je důležitá unášivá složka rychlosti, která ovlivňuje natočení gradientu tloušťky filmu.



Obr. 7.3 Demonstrace superpozice výsledků pro čisté valení a opačný prokluz – skleněný disk.

#### 7.4.2 Teoretické a empirické modely

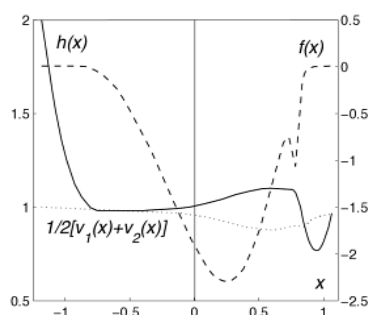
Zjištěná pozorování lze připsat celé řadě jevů, pro které bylo během posledních desetiletí sestaveno velké množství různých teorií a modelů. Tyto jsou rozděleny do skupin podle principu, na kterém jsou založeny. Některé modely jsou velmi podobné a fyzikální princip je stejný, ačkoli je různí autoři označují jiným názvem.

#### Modely související s deformací povrchů (izotermální)

Prvotní výsledky vlivu skluzu, souvisejícího vzniku důlku v centrální oblasti a také asymetrie v chování při pohybu skleněného nebo ocelového povrchu byly vysvětlovány v různých modifikacích různými moduly pružnosti materiálů třecích těles. Foord [69] zdůvodňuje pozorovanou asymetrii při bočním skluzu větší deformací skla. Stejně tak Kuwano a kol. [70] představují model hromadění elasticky deformovaného materiálu skleněného disku (*pillling up*) na okrajích kontaktu

(Obr. 2.27) a ovlivnění bočního výtoku, vzhledem k tomu, že u safírového disku k tomuto nedochází.

Rovněž Kaneta ve své prvním práci připisoval výskyt důlků v centrální oblasti filmu rozdílným modulům pružnosti [45]. Předpokládal, že do kontaktu je vlivem relativního pohybu vtlačováno mazivo, které se v centrální oblasti díky výstupní konstrikci hromadí a způsobuje nárůst tlaku a deformaci povrchů. Tento efekt označoval jako jev vtlačeného filmu (*squeeze film effect*). Pozdější výpočet tlaku ukázal, že tento efekt není dostatečný pro vytvoření pozorovaných důlků [46].



Obr. 7.4 Profil rychlosti a deformace vlivem nízkého modulu pružnosti [49].

Jiný model poskytl také Kudish [49]. Ten předpokládá, že vlivem tečné deformace povrchů s nízkým modulem pružnosti dochází k lokálnímu poklesu efektivní rychlosti maziva, které vede k vytvoření centrálního důlku (*surface-stretch mechanism*). Předpokládaný profil rychlosti a deformace je uveden na Obr. 7.4 [49]. Tento model ovšem není příliš přijímán vzhledem k pouze hypotetickým hodnotám modulů pružnosti [38].

Obecně nejsou izotermální modely uvažující pouze deformaci povrchů uznávány jako oprávněné pro vysvětlení jevů souvisejících se skluzem.

### Termální modely

Uvážení teplotních jevů v teorii EHD mazání bylo důležitým mezníkem v rozvoji různých modelů popisujících chování mazacího filmu za rozličných podmínek. Především v kontextu skluzu se ukazuje, že jsou teplotní jevy neodmyslitelné.

V centrální oblasti kontaktu je vlivem smykového napětí generováno teplo. Aby mohlo dojít ke kvantitativnímu ovlivnění centrální tloušťky filmu, je nezbytné, aby došlo ke zvýšení teploty a tedy snížení viskozity na vstupu do kontaktu. Přímé zvýšení vlivem smykového napětí ve vstupní oblasti (které je řádově menší než uvnitř kontaktu) je možné pouze při vysokých rychlostech, a to i za podmínek čistého valení, jak uvádějí mnozí autoři [32], [35]. Wilson a Sheu [33] na základě výpočtů uvádí, že nárůst teploty ve vstupní oblasti je podstatný za podmínek skluzu. Tento jev se označuje jako *inlet shear heating*. V našem případě jsou však rychlosti a smykové spády příliš malé na to, aby docházelo k ohřevu maziva třením ve vstupní oblasti.

Další možností je přenos tepla vedením kontaktními tělesy do vstupní oblasti. Tento jev někteří autoři označují jako *bulk heating*. V případě nízkých rychlostí se právě tento mechanismus jeví zodpovědný za snížení tloušťky filmu vlivem skluzu.

S různým profilem teploty po tloušťce mazacího filmu souvisí také model skluzové roviny, který diskutovali Smeeth a Spikes [29]. Ti předpokládají, že vlivem limitního smykového napětí dochází ke vzniku skluzové roviny, prostřednictvím které se realizuje veškerý relativní pohyb (skoková změna rychlostního profilu). Poloha této roviny závisí na teplotě. V případě že má jeden z povrchů vyšší teplotu (např. díky rozdílné tepelné vodivosti nebo velikosti těles), skluzová rovina inklinuje k této rovině a mění se poměr objemových průtoků o rychlosti jednoho a druhého povrchu, což vede k redukci tloušťky filmu. Tento model lze ovšem také považovat za spíše hypotetický.

Z hlediska termálních modelů je mnohem významnější výskyt důlků v centrální oblasti, neboť tyto projevy jsou znatelnější. Největší skupina modelů uvažuje nelineární profil rychlosti po tloušťce filmu (nikoli však skokový) vlivem rozdílné teploty povrchů a viskozity. Nejvýznamnější je mechanismus teplotně-viskozitního klínu (*temperature-viscosity wedge effect*). Ten spočívá v tom, že při relativním pohybu dochází ke generování tepla v centrální části kontaktu přibližně ve středu tloušťky filmu. Povrch s nižší rychlostí (nebo jinou tepelnou vodivostí) akumuluje více tepla, což vede k nárůstu teploty v okolí tohoto povrchu. Viskozita u tohoto povrchu klesne a viskozita po tloušťce se mění. Jedním povrchem je tedy hnáno mazivo o nízké viskozitě proti mazivu s vysokou viskozitou na druhé straně kontaktu. Vzniká jakýsi klín, na kterém dochází k interakci těchto toků a vzniká lokální tlakové maximum, které ovlivňuje deformaci těles a tloušťku filmu.

Tomuto lze účinně připsat také vznik asymetrie filmu. Z výsledků kruhového i eliptického kontaktu v této práci vyplývá, že změna gradientu (nebo obecně distribuce filmu) probíhá nejvíce nikoli ve směru skluzové rychlosti, nýbrž ve směru rychlosti skleněného disku. Sklo má řádově nižší tepelnou vodivost než ocel nebo safír, a tepelný tok kontaktem v tomto směru je významně ovlivněn. V případě safíru není asymetrie významná. Tento projev není možné pozorovat v okamžiku, kdy mají vektory rychlostí směrný směr. Boční skluz lze tedy chápat jako určitý indikátor toku tepla kontaktem.

U eliptického kontaktu (Obr. 6.24 a 6.27) lze krásně vidět, jak je tento projev závislý na rychlosti. Je-li rychlost nízká, je nízké i generované teplo, a distribuce filmu je ovlivněna unášivou složkou rychlosti. S rostoucí rychlostí a teplem roste rozdíl v toku maziva jednotlivými kontaktními tělesy a klesá vliv unášivé rychlosti.

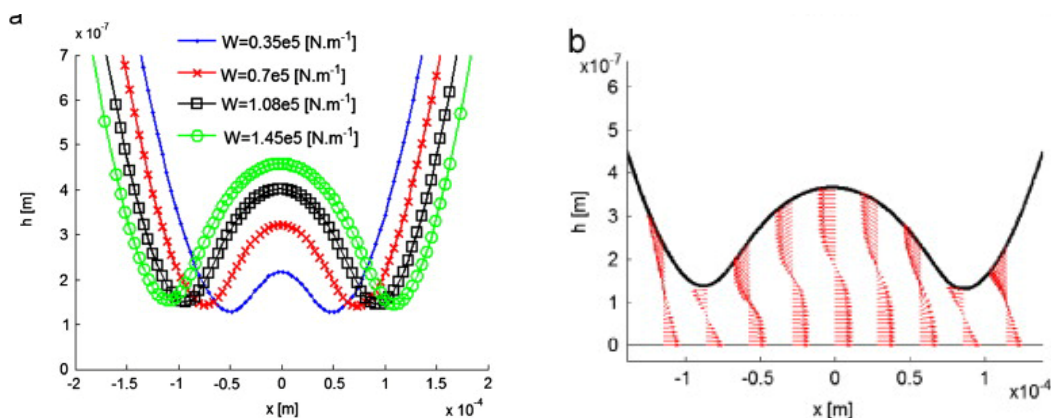
Na Obr. 6.27 pro nejnižší rychlosti je gradient tloušťky v centrální oblasti je kolmý na vektor unášivé rychlosti tak, jak bylo zjištěno bez přítomnosti skluzu nebo s malou hodnotou skluzové rychlosti [23], [24]. Lze se domnívat, že skluzová složka v tomto případě způsobuje pouze kvantitativní pokles centrální tloušťky filmu. Za vyšších rychlostí a z dalších výsledků (pro kruhový kontakt) se lze domnívat, že gradient tloušťky filmu působí ve směru pohybu skleněného disku. Výsledkem je tedy unášivá složka, která „by ráda“ formovala gradient kolmo ke svému směru a pohyb disku s omezenou tepelnou vodivostí, který „by rád“ formoval gradient ve svém směru. Od určitého okamžiku (rychlosti neboli generovaného tepla) již začíná převažovat vliv rychlosti disku nad unášivou rychlostí, ačkoli funkce unášivé složky formovat podkovovitou konstrikci zůstává zachována (neboť je ovlivněna podmínkami na vstupu do kontaktu, nikoliv v centrální oblasti kontaktu). Proto se hřeben maximální tloušťky filmu na Obr. 6.27 (pro  $\varepsilon = 45^\circ$ ) začíná s rostoucí rychlostí natáčet do směru kolmo k pohybu skleněného disku. Pro  $\varepsilon = 90^\circ$  zůstává

tvár hřebene víceméně neměnný, neboť unášivá rychlost a rychlost disku jsou téměř kolmé. Na Obr. 6.24 je v tomto kontextu zobrazena rovnováha mezi vlivem unášivé rychlosti a rychlosti disku na tvar hřebene (u kruhového kontaktu důlku) tloušťky filmu v centrální oblasti.

Pomocí mechanismu teplotně-viskozitního klínu lze úspěšně zdůvodnit také vznik důlku za podmínek čistého opačného prokluzu. V případě stejných materiálů je na základě numerických simulací predikován symetrický tvar filmu ve směru relativního pohybu. Na Obr. 6.18 lze vidět, že při nízké rychlosti leží důlek ve středu, a s rostoucí rychlostí se přesouvá ve směru pohybu disku. Tvar je v souladu s numerickými simulacemi uvažujícími efekt teplotně-viskozitního klínu [55], [56], [57], [58]. Výjimku tvoří lokální pokles tloušťky na horní a dolní okraji oblasti minimální tloušťky filmu.

Porovnáním výsledků pro čisté valení a kombinaci valení a bočního skluzu na Obr. 6.18 lze zjistit, že je tloušťka filmu v centrální oblasti u vstupu do kontaktu je stejná jako za podmínek čistého valení. Platí tedy i zde, že tato tloušťka je ovlivněna podmínkami (viskozitou) na vstupu do kontaktu, zatímco středový důlek je formován na základě podmínek v kontaktu.

Odlišná je závislost tloušťky filmu při přítomnosti centrálního důlku na zatížení. Bruyere a kol. [58] predikují téměř neměnnou minimální tloušťku (Obr. 7.5a), zatímco na Obr. 6.17a je zřejmý výrazný pokles minimální tloušťky se zatížením. Nezdá se být pravděpodobné, že by byl tak velký rozdíl způsobený absencí unášivé složky u Bruyere a kol. Spíše to bude zanedbáním bočního výtoku v případě liniového kontaktu.



Obr. 7.5 a) Závislost tloušťky filmu na zatížení a b) rychlostní profil pro podmínky čistého opačného prokluzu [58].

### Modely související s reologií

S reologií maziv nejvíce souvisí efekty smykového řídnutí, limitního smykového napětí a vliv tlakově-viskózního parametru.

Smykové řídnutí bývá často uváděno jako projev skluzu, který vede k poklesu tloušťky filmu. Z výsledků mnohých autorů [36], [40], [41], [42] však vyplývá, že tento jev je významný jen u některých maziv a u vysokých rychlostí a tlaků, kterých v této práci dosaženo nebylo. Proto lze tento jev považovat za velmi nepravděpodobný.

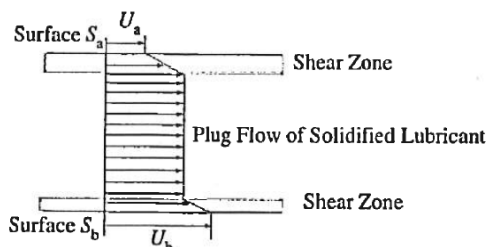
Ke vzniku prokluzu v dané rovině vlivem limitního smykového napětí dochází v případě, kdy je pro mazací film energeticky výhodnější „proklouznout“ v dané skluzové rovině (skoková změna profilu rychlosti po tloušťce), než udržovat spojitý tok. Limitní smykové napětí je jednou ze základních reologických vlastností maziv v problematice EHD mazání. Klínový tvar v centrální oblasti kontaktu stejně jako projev důlků v tloušťce filmu lze modelovat pomocí uvážení limitní smykové pevnosti maziva, jak ukázal Zhang a Wen [50], Guo a Wong [79] a Guo a kol. [51]. V tomto případě vzniká tlakový gradient způsobující tvorbu důlku snížením efektivní viskozity vlivem limitního smykového napětí. Poloha a tvar důlků, které stanovili Guo a Wong [79] a Guo a kol. [51] experimentálně za podmínek čistého skluzu za velmi nízkých rychlostí s vysokoviskózním polymerním mazivem jsou však odlišné.

Působení limitního smykového napětí a vznik skluzové roviny uvažoval na základě teoretického modelu Ehreta [54] také Kaneta [46], [47], který diskutoval, že při zanedbání tlakově indukovaného toku v centrální oblasti kontaktu je pro zajištění konstantního objemového toku kontaktem nezbytná existence skluzové roviny nebo rotace maziva v důlku [47]. Ehret předpokládal konstantní pohyb „zátky“ solidifikovaného maziva středem kontaktu díky dvěma skluzovým rovinám na rozhraní kontaktních těles (Obr. 7.6)[45]. Jeho výsledky dokonale souhlasí s tvarem mazacího filmu při výskytu důlku stanoveným experimentálně, ovšem za cenu pokusného stanovení konstant v numerické analýze.

Bruyere a kol. [58] naopak předpokládali rotaci maziva v kontaktu (Obr. 7.5b). Výsledky s těmi experimentálními opět souhlasí, ovšem energetická náročnost tohoto řešení se jeví vyšší než v případě limitního smykového napětí. Oba tyto přístupy jistě ovlivňuje i distribuce tepla s ohledem na místo, ve kterém je teplo generováno.

V posledních letech je modelu limitního smykového napětí a solidifikace oleje opět věnována pozornost, a to především díky tomu, že jako jediný umožňuje reálně predikovat hodnotu trakce v EHD kontaktu. Tento model na základě experimentálních zjištění v této práci nelze vyvrátit.

Obecně se předpokládá, že tvorbu důlku (a obecně jevy indukované v centrální oblasti kontaktu) souvisí s velikostí tlakově-viskózního koeficientu. Čím větší tento koeficient je, tím výraznější je dopad změny tlaku v kontaktu na tvar filmu. Za účelem objasnění tohoto vlivu bylo při experimentech použito glycerinu jako maziva s velmi nízkým tlakově-viskózním koeficientem ( $\alpha = 5.4 \text{ GPa}^{-1}$ ). Z Obr. 6.19 lze zjistit, že důlky v tloušťce filmu jsou jen velmi malé, ovšem při vyšších rychlostech (jak je patrné mj. z tvaru filmu) je již dosaženo hranice režimu izoviskózního mazání. V tomto režimu je chování maziva zcela odlišné.



Obr. 7.6 Profil toku solidifikovaného maziva [54].

## 7.5 Význam výsledků pro teorii a praxi

### 7.5.1 Teorie

Z hlediska teorie EHD mazání bylo především prokázáno, že nejen velikost, ale také směr skluzové rychlosti má vliv na tvar mazacího filmu, a to nejen za modelového případu kontaktu se skleněným diskem. Tato skutečnost nebyla dosud v publikacích diskutována.

Výsledky ukázaly, že kromě zvýšení smykového napětí, které vede k celkovému poklesu tloušťky filmu, je významný i tepelný tok kontaktem, který různý směr pohybu vektorů rychlostí povrchů způsobuje. Pro numerické ověření je tedy nezbytné zohlednění termálních jevů v EHD modelu.

Různý směr vektorů rychlostí umožňuje pozorovat a částečně odlišit jevy, které v případě pohybu ve stejném směru splývají. Významným příkladem je např. zjištění, že nikoli směr skluzové rychlosti, ale směr pohybu disku s nízkou tepelnou vodivostí ovlivňuje tvar mazacího filmu v centrální oblasti kontaktu.

### 7.5.2 Praxe

U hypoidního soukolí je velikost skluzové rychlosti přibližně stejná jako velikost unášivé rychlosti. Bylo zjištěno, že při tomto poměru skluzu a valení, při srovnatelných fyzikálních a mechanických vlastnostech materiálů kontaktních těles a při běžných úhlech je vliv různého směru vektorů rychlostí povrchů na centrální a minimální tloušťku mazacího filmu zanedbatelný. Lze tedy v tomto případě použít doposud používané predikční nástroje (uvažující stejný vliv skluzu bez ohledu na jeho směr).

Existují ovšem aplikace, ve kterých jsou skluzové rychlosti mnohonásobně vyšší než valivé rychlosti, a dokonce tepelná vodivost kontaktních těles je různá. Typickým příkladem je šnekové soukolí. Bylo zjištěno, že lokální nárůst tloušťky filmu v centrální oblasti za podmínek opačného prokluzu těles dokáže zajistit úplné oddělení třecích povrchů [78]. Rozšířením tohoto výzkumu a vhodnou aplikací výsledků lze definovat parametry, při kterých je dosaženo únosného mazacího filmu, ačkoli je relativní hodnota skluzu vyšší.



## ZÁVĚR

V této doktorské dizertační práci jsou prezentovány výsledky experimentálního studia vlivu velikosti a různého směru vektorů unášivé a skluzové rychlosti u kruhového a eliptického hladkého kontaktu za podmínek elastohydrodynamického mazání. Různý směr unášivé a skluzové rychlosti je charakteristický pro záběr boků zubů u hypoidního ozubení. Studium podmínek, které přispívají k utváření dostatečně tlustého mazacího filmu, umožňuje snížit ztráty a zvýšit účinnost ozubení.

Obecně se doposud předpokládalo, že směr skluzové rychlosti nemá vliv na výsledný mazací film. Autorem bylo zjištěno, že tato skutečnost obecně neplatí. Byla popsána závislost odezvy na směr skluzové rychlosti na velikosti unášivé rychlosti. Při malých rychlostech má směr skluzové rychlosti jen malý dopad na tvar mazacího filmu, ovšem při větší skluzové rychlosti dochází k podstatným kvalitativním i kvantitativním změnám tloušťky mazacího filmu.

Součástí práce je systematická rešerše experimentálních i numerických výsledků stanovených za podmínek, které ovlivňují chování mazacího filmu u hypoidního soukolí. Dále jsou shrnuty teorie, které tyto projevy popisují nebo vysvětlují. Na základě kritického zhodnocení rešerše lze konstatovat, že problém různého směru unášivé a skluzové rychlosti nebyl doposud dostatečně řešen.

Tato práce obsahuje nové a původní výsledky objasňující studovaný problém, které nebyly jinými autory dosud publikovány. Tyto výsledky byly diskutovány v kontextu současných teorií elastohydrodynamického mazání. Výsledky mají dopad na rozvoj obecné teorie EHD mazání a poskytují poznatky uplatnitelné při predikci tloušťky filmu při návrhu reálných tribologických uzlů.



## SEZNAM OBRÁZKŮ

1.1	Hypoidní soukolí.	13
2.1	<b>a)</b> relativní pohyb u hypoidního soukolí; <b>b)</b> spoluzabírající hyperboloidy [8].	16
2.2	Roztečné kužely hypoidního soukolí [8].	16
2.3	<b>a)</b> Výroba hypoidního ozubení frézováním dělicím způsobem; <b>b)</b> frézování odvalovacím způsobem [9].	17
2.4	<b>a)</b> Parametry kontaktu boku zubu hypoidního ozubení [15]; <b>b)</b> průběh parametrů kontaktu během záběru konkrétního ozubení [15].	18
2.5	Vektory rychlostí a úhly v kontaktu.	18
2.6	<b>a)</b> Distribuce tlaku v kontaktu [17]; <b>b)</b> Distribuce teploty v kontaktu [17].	19
2.7	3D graf a vrstevnicová mapa bezrozměrné tloušťky mazacího filmu [18].	20
2.8	Změna tloušťky filmu a poměru elipticity během záběru pro dva případy ozubení [18].	20
2.9	Závislost výkonových parametrů na vyosení a převodovém poměru. $x$ – teplota; $\star$ – tloušťka filmu; $\diamond$ - SR poměr; $\square$ – tlak [19].	21
2.10	<b>a)</b> rozložení tlaku; <b>b)</b> vrstevnicová mapa tloušťky filmu na začátku záběru boků zubů hypoidního soukolí [15].	22
2.11	Porovnání tloušťky filmu s predikčními modely [15].	22
2.12	Sousměrně orientovaná vektory rychlostí povrchů a unášivé a skluzové rychlosti.	23
2.13	Vliv poměru skluzu a valení na tloušťku filmu pro různé podmínky <b>a)</b> [30], <b>b)</b> [29].	23
2.14	Rozložení teploty v kontaktu <b>a)</b> $u_e = 1 \text{ ms}^{-1}$ , $S = 1$ ; <b>b)</b> $u_e = 1 \text{ ms}^{-1}$ , $S = 1.8$ ; <b>c)</b> $u_e = 3 \text{ ms}^{-1}$ , $S = 1.8$ [39].	24
2.15	<b>a)</b> Změna gradientu tloušťky ve vstupní oblasti [38], <b>b)</b> výskyt nárůstu tloušťky před výstupní konstrikcí [30].	25
2.16	<b>a)</b> Interferogramy, deformace a tlak pro podmínky čistého valení ( $SRR = 0$ ) a čistého skluzu ( $SRR = 2$ ) [47]; <b>b)</b> mapa režimů s vyznačením oblasti výskytu důlků [47].	25
2.17	Úhel $\theta$ mezi vektorem unášivé rychlosti a vedlejší osou elipsy.	28
2.18	Interferogramy pro natočení unášivé rychlosti vůči vedlejší ose elipsy o $0^\circ$ , $67^\circ$ a $90^\circ$ [59].	28
2.19	Rozložení tloušťky filmu stanovené numericky a experimentálně pro úhel $36^\circ$ [61].	29
2.20	<b>a)</b> Graf závislosti bezrozměrného parametru min. tloušťky na úhlu unášivé rychlosti [23]; <b>b)</b> Graf závislosti skupiny bezrozm. par. tloušťky na skupině parametru rychlosti [23].	29

<b>2.21</b>	Interferogramy pro natočení unášivé rychlosti vůči vedlejší ose elipsy o $0^\circ$ , $67^\circ$ a $90^\circ$ [24].	29
<b>2.22</b>	Vrstevnicová mapa tloušťky, rozložení tlaku a mazacího filmu pro $\theta = 67^\circ$ [24].	30
<b>2.23</b>	Vrstevnicová mapa tloušťky, rozložení tlaku a mazacího filmu pro $\theta = 67^\circ$ [62].	30
<b>2.24</b>	Porovnání závislosti tloušťky filmu na úhlu $\theta$ podle různých autorů [62].	30
<b>2.25</b>	Porovnání numerických a experimentálních výsledků rozložení a profilů tloušťky mazacího filmu pro $\theta = 45^\circ$ a $u_d$ <b>a)</b> 140 mm/s; <b>b)</b> 190 mm/s; <b>c)</b> 350 mm/s [64].	31
<b>2.26</b>	Porovnání závislosti centrální a minimální bezrozm. tloušťky na úhlu $\theta$ po různá řešení [64].	31
<b>2.27</b>	Různě orientované vektory rychlostí povrchů a unášivá a skluzová rychlost.	32
<b>2.28</b>	Interferogram pro úhel mezi směry vektorů rychlostí $18^\circ$ [69].	32
<b>2.29</b>	Interferogramy znázorňující vliv směru vektorů rychlostí a skluzu jednotlivých povrchů [70].	33
<b>2.30</b>	<b>a)</b> Interferogram při čistém skluzu 1) skleněného disku a 2) ocelové kuličky [70]; <b>b)</b> Schéma hromadění materiálu elastickou deformací – 1) skluz kuličky; 2) skluz disku [70].	33
<b>2.31</b>	Závislost tloušťky filmu na teplotě pro různé úhly mezi vektory rychlostí [71].	34
<b>2.32</b>	Model mimoběžných válců [74].	34
<b>2.33</b>	Vrstevnicové mapy tloušťky a 3d grafy rozložení teploty v kontaktu pro úhel sklonu unášivé rychlosti <b>a)</b> $15^\circ$ ; <b>b)</b> $45^\circ$ a <b>c)</b> $75^\circ$ [74].	34
<b>5.1</b>	Experimentální aparatura pro studium mazacích filmů.	43
<b>5.2</b>	Schéma simulátoru mazaného kontaktu.	43
<b>5.3</b>	Schéma hodnocení interferogramů.	45
<b>5.4</b>	Geometrické poměry mezi vektory rychlostí v kontaktu.	48
<b>5.5</b>	Schéma hodnocení interferogramů.	49
<b>5.6</b>	Geometrické poměry mezi vektory rychlostí u eliptického kontaktu: <b>a)</b> podmínky mírného skluzu; <b>b)</b> podmínky velkého skluzu.	49
<b>6.1</b>	Profily tloušťky filmu pro různý poměr skluzu a valení ( $u_e = 0.08 \text{ ms}^{-1}$ ; $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ).	51
<b>6.2</b>	Vliv poměru skluzu a valení na centrální a minimální tloušťku filmu ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ).	51
<b>6.3</b>	Interferogramy a profily tloušťky filmu pro různý úhel $\delta$ ( $u_e = 0.12 \text{ ms}^{-1}$ ; $p_H = 0.71 \text{ GPa}$ ); — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky.	52
<b>6.4</b>	Průběh centrální tloušťky filmu v závislosti na úhlu $\delta$ ( $p_H = 0.71 \text{ GPa}$ ).	52

- 6.5** Interferogramy a profily tloušťky filmu pro různý úhel  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.12 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.71 \text{ GPa}$ ); — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 53
- 6.6** Průběh centrální tloušťky filmu v závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $p_H = 0.71 \text{ GPa}$ ). 53
- 6.7** Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.08 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ); — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 54
- 6.8** Interferogramy pro  $\varepsilon = 90^\circ$  ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ); — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 54
- 6.9** a) Průběh centrální tloušťky filmu v závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ );  
b) Průběh minimální tloušťky filmu v závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.14 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ). 54
- 6.10** Průběh centrální tloušťky filmu v závislosti na poměru skluzu a valení pro různé úhly  $\varepsilon$  a různé unášivé rychlosti ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ). 55
- 6.11** Interferogramy a profily závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.08 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 1.11 \text{ GPa}$ ); safír; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 55
- 6.12** Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ; skleněný disk); mazivo 500N; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 56
- 6.13** Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $p_H = 0.71 \text{ GPa}$ ; skleněný disk); mazivo FVA3; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 57
- 6.14** Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $p_H = 1.11 \text{ GPa}$ ; safírový disk); mazivo FVA3; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 57
- 6.15** Interferogramy a profily závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.20 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 1.11 \text{ GPa}$ ); safír. 58
- 6.16** Průběh minimální tloušťky filmu v závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ); safír. 58
- 6.17** Interferogramy a profily závislosti na zatížení ( $u_e = 0.24 \text{ ms}^{-1}$ ;  $\varepsilon = 90^\circ$ ); safír. 59
- 6.18** Interferogramy pro případ čistého valení, čistého opačného prokluzu a kombinace obou podmínek ( $\varepsilon = 90^\circ$ ;  $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ); safír; mazivo FVA3; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 59
- 6.19** Interferogramy závislosti na úhlu  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $p_H = 1.11 \text{ GPa}$ ; safírový disk); mazivo glycerol; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 60

- 6.20** Interferogramy a profily tloušťky filmu pro různý úhel  $\delta$  ( $SRR_y = 0$ ;  $u_e = 0.05 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ ).; mazivo 500N; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost soudečku. 62
- 6.21** Interferogramy a profily tloušťky filmu pro různý úhel  $\delta$  ( $SRR_y = 1$ ;  $u_e = 0.05 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ ).; mazivo 500N; — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost soudečku. 62
- 6.22** Interferogramy a profily tloušťky pro různé  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.06 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ ); — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost soudečku. 63
- 6.23** Závislost centrální a minimální tloušťky na  $\varepsilon$  ( $u_e = 0.06 \text{ ms}^{-1}$ ;  $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ ). 64
- 6.24** Obecný graf vektorů rychlostí, interferogramy a průběh parametrů při dosažení rovnoběžnosti hřebene maximální tloušťky filmu a osy elipsy ( $p_H = 0.32 \text{ GPa}$ ;  $k = 2.79$ ). 64
- 6.25** Interferogramy a grafy závislosti  $h_{\min}$  a  $h_c$  na unášivé rychlosti ( $u_s/u_e = 0.83$ ;  $k = 0.46$ ;  $\delta = 45^\circ$ ); — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost soudečku.. 65
- 6.26** Vektory rychlostí, interferogramy a profily tloušťky filmu pro různé  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 0.83$ ;  $k = 2.79$ ); Z - unášivá rychlost, Č - skluzová rychlost, SM - rychlost disku, TM - rychlost soudečku. 66
- 6.27** Vektory rychlostí a interferogramy pro různé  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $k = 2.79$ ); Z - unášivá rychlost, Č - skluzová rychlost, SM - rychlost disku, TM - rychlost soudečku. 66
- 6.28** Profily tloušťky pro různé  $\varepsilon$  ( $u_s/u_e = 4.83$ ;  $k = 2.79$ ). 67
- 7.1** Interferogramy objasňující vliv distribuce rychlostního profilu v kontaktu pro  $\varepsilon = 90^\circ$  ( $p_H = 0.49 \text{ GPa}$ ); — unášivá rychlost, --- skluzová rychlost, -•- rychlost disku, ••• rychlost kuličky. 69
- 7.2** Rychlost povrchů a skluzová rychlost pro konstantní součtovou rychlost [71]. 73
- 7.3** Demontrace superpozice výsledků pro čisté valení a opačný prokluz – skleněný disk. 74
- 7.4** Profil rychlosti a deformace vlivem nízkého modulu pružnosti [49]. 75
- 7.5** a) Závislost tloušťky filmu na zatížení a b) rychlostní profil pro podmínky čistého opačného prokluzu [58]. 77
- 7.6** Profil toku solidifikovaného maziva [54]. 78

## **SEZNAM TABULEK**

<b>5.1</b>	Mechanické a fyzikální vlastnosti kontaktních těles	46
<b>5.2</b>	Rozměry kontaktních těles	46
<b>5.3</b>	Reologické vlastnosti maziv	47
<b>5.4</b>	Parametry experimentů s kruhovým kontaktem	49
<b>5.5</b>	Parametry experimentů s eliptickým kontaktem	50
<b>5.6</b>	Maximální Hertzův kontaktní tlak a zatížení při experimentech	50



## SEZNAM ZKRATEK A VELIČIN

$\alpha$	GPa <sup>-1</sup>	Tlakově-viskózní koeficient.
$\delta$	deg	Úhel mezi vektory rychlostí povrchů.
$\varepsilon$	deg	Úhel mezi vektory unášivé a skluzové rychlosti
$\eta_0$	Pa·s	Kinematická viskozita při ambientní teplotě.
$\theta$	deg	Úhel mezi vektorem unášivé rychlosti a vedlejší osou kontaktní elipsy.
<b>EHD</b>	zkratka	Elastohydrodynamické mazání.
<b>G</b>	-	Bezrozměrný parametr materiálu.
<b>H</b>	-	Bezrozměrný parametr tloušťky filmu.
<b>W</b>	-	Bezrozměrný parametr zatížení.
<b>U</b>	-	Bezrozměrný parametr rychlosti.
<b>SRR</b>	-	poměr skluzu a valení
<b>SRR<sub>e</sub></b>	-	poměr skluzu a valení ve směru unášivé rychlosti
<b>SRR<sub>x</sub></b>	-	poměr skluzu a valení ve směru osy $x$ , hlavní osy elipsy
<b>SRR<sub>y</sub></b>	-	poměr skluzu a valení ve směru osy $y$ , vedlejší osy elipsy
<b>TCA</b>	zkratka	Analýza kontaktu zubů.
<b>TFCI</b>	zkratka	Barevná interferometrie pro studium velmi tenkých mazacích filmů.
$a$	$\mu\text{m}$	Velikost hlavní poloosy kontaktní elipsy; poloměr kruhového kontaktu.
$b$	$\mu\text{m}$	Velikost vedlejší poloosy kontaktní elipsy.
$h_c$	nm	Centrální tloušťka mazacího filmu.
$h_{\min}$	nm	Minimální tloušťka mazacího filmu.
$k$	-	Poměr elipticity.
$p_H$	GPa	Hertzův kontaktní tlak.
$u_1$	ms <sup>-1</sup>	Rychlost povrchu 1.
$u_2$	ms <sup>-1</sup>	Rychlost povrchu 2.
$u_b$	ms <sup>-1</sup>	Rychlost kuličky.
$u_d$	ms <sup>-1</sup>	Rychlosti disku.
$u_e$	ms <sup>-1</sup>	Unášivá rychlost.
$u_s$	ms <sup>-1</sup>	Skluzová rychlost.



**SEZNAM LITERATURY**

- [1] WILDHABER, E. *Basic relationship of hypoid gears*. American Machinist, McGraw-Hill, 1946.
- [2] BAXTER, M.L. Basic geometry and tooth contact of hypoid gears. *Industrial Mathematics*, 1961, p. 1-28.
- [3] COLEMAN, W. Contact pressure and sliding velocities on hypoid gear teeth. *Lubrication Engineering*, 1964, vol. 20, no. 5, p. 189-194.
- [4] COLEMAN, W. A scoring formula for bevel and hypoid gear teeth. *Journal of lubrication technology*, 1967, vol. 89, no. 12, p. 114-126.
- [5] LITVIN, F.L.; PETROV, K.M.; GANSHIN, V.A. The effect of geometrical parameters of hypoid and spiroid gears on their quality characteristics. *ASME Journal of Engineering for Industry*, 1974, vol. 96, p. 330-334.
- [6] LITVIN, F.L.; CHAING W.-S.; LUNDY, M.; TSUNG, W.-J. Design of pitch cones for face-hobber hypoid gears. *ASME Journal of Mechanical Design*, 1990, vol. 112, p. 413-418.
- [7] LITVIN, F.L.; GUTMAN, Y. Methods of synthesis and analysis for hypoid gear drives of formate and helixform. Parts 1, 2, 3. *ASME Journal of Mechanical Design*, 1981, vol. 103, no. 1, p. 83-113.
- [8] LITVIN, F.L.; FUENTES, A. *Gear geometry and applied theory*, 2nd ed. New York: Cambridge University Press, 2004.
- [9] KOLIVAND, M; KAHRAMAN, A. A load distribution model for hypoid gears using ease-off topography and shell theory. *Mechanism and Machine Theory*, Oct 2009, vol. 44, no. 10, p. 1848-1865.
- [10] ACHTMANN, J.; BAR, G. Optimized bearing ellipses of hypoid gears. *Journal of Mechanical Design*, Dec 2003, vol. 125, no. 4, p. 739-745.
- [11] SIMON, V. Load distribution in hypoid gears. *Journal of Mechanical Design*, Dec 2000, vol. 122, no. 4, p. 529-535.
- [12] SIMON, V. Optimal tooth modifications in hypoid gears. *Journal of Mechanical Design*, Jul 2005, vol. 127, no. 4, p. 646-655.
- [13] PARK, D.; KAHRAMAN, A. A surface wear model for hypoid gear pairs. *Wear*, Sep 2009, vol. 267, no. 9-10, p. 1595-1604.
- [14] XU, H.; KAHRAMAN, A. Prediction of friction-related power losses of hypoid gear pairs. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part K-Journal of Multi-Body Dynamics*, Sep 2007, vol. 221, no. 3, p. 387-400.
- [15] MOHAMMADPOUR, M.; THEODOSSIADES, S.; RAHNEJAT, H. Elastohydrodynamic lubrication of hypoid gear pairs at high loads. *Proc IMechE Part J: Engineering Tribology*, 2012, vol. 226, no. 3, p. 183-198.
- [16] NARUSE, CH; et al. Contact pressure and sliding velocities on hypoid gear teeth. *Bulletin of JSME*, 1986, vol. 29, no. 253, p. 2271-2280.
- [17] SIMON, V. Elastohydrodynamic Lubrication Of Hypoid Gears. *Journal of Mechanical Design-Transactions of the Asme*, 1981, vol. 103, no. 1, p. 195-203.

- [18] JIA, Y.; et al. Multilevel solution of elastohydrodynamically lubricated hypoid gears. *Proceedings of the International Gearing Conference, Newcastle upon Tyne*, 1994, pp. 329-334.
- [19] YI, J.; CHENWEN, C.; VDI GESELL ENTWICKEL KONSTRUKT, V. The effects of geometry and cutting parameters upon lubrication performance of hypoid gears and analysis of the contact geometry and sliding velocities during meshing of hypoid gears. In *International Conference on Gears*. 1996, vol. 1230, p. 979-994.
- [20] SIMON, V. Influence of machine tool setting parameters on EHD lubrication in hypoid gears. *Mechanism and Machine Theory*, May 2009, vol. 44, no. 5, p. 923-937.
- [21] SIMON, V. *Influence of lubricant and operating characteristics on ehd lubrication in hypoid gears*. Edition ed., 2009. 253-255 p. ISBN 978-0-7918-4336-9.
- [22] PARK, D.; KAHRAMAN, A. A surface wear model for hypoid gear pairs. *Wear*, Sep 2009, vol. 267, no. 9-10, p. 1595-1604.
- [23] MOSTOFI, A.; GOHAR, R. Oil film thickness and pressure distribution in elastohydrodynamic point contacts. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 1982, 24(4), s. 173-182.
- [24] CHITTENDEN, R.J.; et al. A theoretical-analysis of the isothermal elastohydrodynamic lubrication of concentrated contacts - II. General case, with lubricant entrainment along either principal axis of the hertzian contact ellipse or at some intermediate angle. *Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 1985, vol. 397, no. 1813, p. 271-294.
- [25] HAMROCK, B.J.; DOWSON, D. Isothermal Elastohydrodynamic Lubrication of Point Contacts. Part III - Fully Flooded Results. *Transactions of the ASME - Journal of Lubrication Tribology*, 1977, vol. 99, p. 264-276.
- [26] ISAKSSON, O. Measurement of the influence of sliding velocity on film thickness in an elastohydrodynamic point contact. In *Proceedings of the Eurotrib*, 1989, 2, 403-408.
- [27] DALMAZ, G. Film thickness and traction measurements in small elastohydrodynamic elliptical contacts. In *Proceedings of the 5th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, 1978, 71-80.
- [28] DALMAZ, G.; CHAOMLEFFEL, J.P. Elastohydrodynamic lubrication of point contacts for various lubricants. In *Proceedings of the 13th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, 1986, 207-218.
- [29] SMEETH, M.; SPIKES, H. A. The influence of slide/roll ratio on the film thickness of an EHD contact operating within the mixed lubrication regime. In *Proceedings of the 22nd Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, 1996, 695-703.
- [30] JUBAULT, I.; MOLIMARD, J.; LUBRECHT, A. A.; MONSOT, J. L.; VERGNE, P. In situ pressure and film thickness measurements in rolling/sliding lubricated contacts. *Tribol. Lett.*, 2003, 15, 421-429.

- [31] CIULLI, E.; STADLER, K.; DRAEXL, T. The influence of the slide-to-roll ratio on the friction coefficient and film thickness of EHD point contacts under steady state and transient conditions. *Tribology International*, 2009, vol. 42, p. 526-534.
- [32] MURCH, L.E.; WILSON, W.R.D. A thermal elastohydrodynamic inlet zone analysis. *J. of Lubrication Tech.*, 1975, vol. 97, no. 2, p. 212-216.
- [33] WILSON, W. R. D.; SHEU, S. Effect of inlet shear heating due to sliding on elastohydrodynamic film thickness. *Trans. ASME, J. Lubric. Technol.*, 1983, 105, 187-188.
- [34] LORD, J.; LARSSON, R. Effects of slide-roll ratio and lubricant properties on elastohydrodynamic lubrication film thickness and traction. *Proc. Instn Mech. Engrs, Part J, Journal of Engineering Tribology*, 2001, 215, 301-308.
- [35] GREENWOOD, J. A.; KAUZLARICH, J. J. Inlet shear heating in elastohydrodynamic lubrication. *Trans. ASME, J. Lubric. Technol.*, 1973, 417-426.
- [36] HILI, J.; OLVER, A.V.; EDWARDS, S.; JACOBS, L. Experimental investigation of elastohydrodynamic (EHD) film thickness behavior at high speeds. *Tribology Transactions*, 2010, vol. 53, p. 658-666.
- [37] WANG, S.; CORNY, T.F.; CUSANO, C. Thermal non-Newtonian elastohydrodynamic lubrication of line contacts under simple sliding conditions. *Transaction of ASME Journal of Tribology*, 1992, vol. 114, p. 317-327.
- [38] YAGI, K.; KYOGOKU, K.; NAKAHARA, T. Experimental investigation of effects of slip ratio on elastohydrodynamic lubrication film related to temperature distribution in oil films. *Proc. Instn Mech. Engrs, Part J, Journal of Engineering Tribology*, 2006, 220, 353-363.
- [39] NAKAHARA, T.; YAGI, K. Influence of temperature distributions in EHL film on its thickness under high slip ratio conditions. *Tribology International*, 2007, 40, 632-637..
- [40] GREENWOOD, J. A.; KAUZLARICH, J. J. Elastohydrodynamic film thickness for shear thinning lubricants. *Proc. Instn Mech. Engrs, Part J: J. Engineering Tribology*, 1998, 212, 179-191.
- [41] BAIR, S. Shear thinning correction for rolling/sliding elastohydrodynamic film thickness. *Proc. Inst. Mech. Eng., Part J: J. Eng. Tribol.*, 2005, 219, 69-74.
- [42] KUMAR, P.; KHONSARI, M. M. EHL circular contact film thickness correction factor for shear-thinning fluids. *Trans. ASME F, J. Tribol*, 2008, 130, 041506-041513.
- [43] HARTL, M.; KRUPKA, I.; LISKA M. Elastohydrodynamic film thickness mapping by computer differential colorimetry. *Journal of Tribology*, 1999, vol. 42, p. 361-368.
- [44] CHIU, Y. P.; SIBLEY, L. B. Contact shape and non-Newtonian effects in elastohydrodynamic point contacts, *Lubr Eng*, 1972, 28, 48-60.

- [45] KANETA, M.; NISHIKAWA, H.; KAMEISHI, K.; SAKAI, T.; OHNO, N. Effects of elastic moduli of contact surfaces in elastohydrodynamic lubrication. *Trans ASME J Tribol*, 1992, 114, 75–80.
- [46] KANETA, M.; NISHIKAWA, H.; KANADA, T.; MATSUDA, K. Abnormal Phenomena Appearing in EHL Contacts. *J. Tribol.*, 1996, 118, 886-893.
- [47] KANETA, M. For the establishment of a new EHL theory. In: *Proceedings of the 25th Leeds–Lyon symposium on tribology*, 1999, 25–36.
- [48] EHRET, P.; DOWSON, D.; TAYLOR, C. M. On lubricant transport conditions in elastohydrodynamic conjunctions. *Proc R Soc London Ser A*, 1998, 454, 763–787.
- [49] KUDISH, I. I. Formulation and analysis of EHL problems for soft materials. *ASME J. Tribol.*, 2000, 125, 705–710.
- [50] ZHANG, Y.; WEN, S. An analysis of elastohydrodynamic lubrication with limiting stress. Part I. Theory and solutions. *Tribology Transactions*, 2002, 45, 135–144.
- [51] GUO, F.; WONG, P. L.; GENG, M.; KANETA, M. Occurrence of wall slip in elastohydrodynamic lubrication contacts. *Tribology Letters*, 2009, 34, 103-111.
- [52] CAMERON, A. The viscosity wedge. *ASLE Trans*, 1958, 1, 248–253.
- [53] QU, S.Y.; YANG, P.R.; GUO, F. Theoretical investigation on the dimple occurrence in the thermal EHL of simple sliding steel-glass circular contacts. *Tribology International*, Jan 2000, 33(1), 59-65.
- [54] EHRET, P.; DOWSON, D.; TAYLOR, C. M. On lubricant transport conditions in elastohydrodynamic conjunctions. *Proc R Soc London Ser A*, 1998, 454, 763–787
- [55] GUO, F.; YANG, P.; WONG, P. L. On the thermal elastohydrodynamic lubrication in opposite sliding circular contacts. *Tribology International*, 2001, 34, 443-152.
- [56] GUO, F.; YANG, P.; YAGI, K. Film formation in EHL point contacts under zero entraining velocity conditions. *Tribology Transactions*, 2002, 45, 521-530.
- [57] GUO, F.; YANG, P.; QU, S. On the Theory of Thermal Elastohydrodynamic Lubrication at High Slide-Roll Ratios - Line Contact Solution. *Journal of Tribology*, 2000, 123(1), 816-821.
- [58] BRUYERE, V.; FILLON, N.; MORALES-ESPEJEL, G.E.; VERGNE, P. Computational fluid dynamics and full elasticity model for sliding line thermal elastohydrodynamic contacts. *Tribology International*, 2012, 46(1), 3–13.
- [59] THORP, N.; GOHAR, R. Oil Film Thickness and Shape for a Ball Sliding in a Grooved Raceway. *Transactions of the ASME, Journal of Lubrication Technology*, 1972, 94, pp. 199-210.
- [60] THORP, N.; GOHAR, R. Hydrodynamic friction in elliptical and circular point contacts. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 16(4), 1974, pp. 243-249.

- [61] GREENWOOD, M. A. Elastohydrodynamic film thickness in point contacts for arbitrary entraining angle. Technical Note. *Proc Instn Mech Engrs*, 1990, 204, 417-420.
- [62] JALALI-VAHID, D.; RAHNEJAT, H.; GOHAR, R.; JIN, Z.M. Prediction of oil-film thickness and shape in elliptical point contacts under combined rolling and sliding motion. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, 2000, 214, P. 427-437.
- [63] WANG, J.; QU, S.; YANG, P. Simplified multigrid technique for the numerical solution to the steady-state and transient EHL line contacts and the arbitrary entrainment EHL point contacts. *Tribology International*, 2001, 34, 191-202.
- [64] WANG, J.; YANG, P.; KANETA, M.; NISHIKAWA, H. On the surface dimple phenomena in elliptical TEHL contacts with arbitrary entrainment. *Journal of Tribology-Transactions of the Asme*, Jan 2003, vol. 125, no. 1, p. 102-109.
- [65] Wedeven Associates, Inc. *Load Capacity Method* [online, cit. 20. 08. 2013]. Dostupné z WWW: <[http://www.wedeven.com/wam\\_testing/Load\\_Capacity1.htm](http://www.wedeven.com/wam_testing/Load_Capacity1.htm)>.
- [66] CAMERON, A. Hydrodynamic theory in gear lubrication. *J. Inst. Petrol.* 1952, 38, 614.
- [67] JOHNSON, K.L.; TEVAARWERK, J.L. Shear behaviour of elastohydrodynamic oil films. *Proc. R. Soc. Lond. A.* 1977, 356, 215-236.
- [68] DOWSON, D. Elastohydrodynamic and micro-elastohydrodynamic lubrication. *Wear*, 1995, 190, 125-138.
- [69] FOORD, C. A.; WEDEVEN, L. D.; WESTLAKE, F. J.; CAMERON, A. Optical Elastohydrodynamic. *Proceedings Inst. Mech. Engrs.*, 1969-1970, 184, 487-505.
- [70] KUWANO, N.; OHNO, N.; HIRANO, F. Observation of EHL Films between Crosswise Sliding Surfaces. (in Japanese). *Journal of Japan Society of Lubrication Engineers*, 1985, 30(7), 532-537.
- [71] HOEHN, B.-R.; MICHAELIS, K.; MAYER, J.; WEIGL, A. Influence of surface velocity directions on lubricant film formation in EHL point contacts. *Tribology International*, 2011, Article in press, <http://dx.doi.org/10.1016/j.triboint.2011.10.005>.
- [72] TAN, J.; YAMADA, T.; HATTORI, H. Effects of sliding/rolling contact on worm gear lubrication. *Proceedings of the JSME International Conference on Motion and Power Transmissions*, Tokyo, 1991, pp. 1123-1127.
- [73] HOHN, B.-R.; WINTER, H.; MICHAELIS, K.; STEINGROVER, K. Friction and Efficiency of Worm Gears. *3rd World Congress on Gearing and Power Transmissions, Paris, France.* 1992, pp.235-245.
- [74] LIU, X.; KANETA, M.; JIANG, M.; YANG, P. Non-Newtonian Thermal Analyses of Point EHL Contacts Using the Eyring Model. *J. Tribol.* 2005, 127(1), 70-81.

- [75] GOHAR, R.: A Ball-Plate Machine for Measuring Elastohydrodynamic Oil Films. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part 3G*, 182, 1967-68, 43-45.
- [76] HARTL, M.; KŘUPKA, I.; LIŠKA, M. Differential Colorimetry: Tool for Evaluation of Chromatic Interference Patterns. *Optical Engineering*, 1997, 36, 2384-2391.
- [77] HARTL, M.; KŘUPKA, I.; POLIŠČUK R.; LIŠKA, M.; MOLIMARD J.; QUERRY M.; VERGNE P. Thin Film Colorimetric Interferometry. *Tribology Transactions*, 2001, 44, 270-276.
- [78] DYSON, A.; WILSON, A. R. Film thickness in elastohydrodynamic lubrication at high slide/roll ratios. *Proc. Instn Mech. Engrs*, 1968-69, 183(16), 81-97.
- [79] GUO, F.; WONG, P. L. Experimental observation of a dimple-wedge elastohydrodynamic lubricating film. *Tribology International*, 2004, 37, 119-127.

**SEZNAM PUBLIKACÍ AUTORA K DANÉ PROBLEMATICE****Články v impaktovaných časopisech**

- 1 STAHL, K.; MICHAELIS, K.; MAYER, J.; WEIGL, A.; LOHNER, T.; OMASTA, M.; HARTL, M.; KŘUPKA, I. Theoretical and experimental investigations on EHL point contacts with different entrainment velocity directions. *Tribology Transactions*, 2013, vol. 56, no. 5, pp. 728-738, ISSN: 1547-397X, Taylor & Francis, DOI: 10.1080/10402004.2013.785624
- 2 OMASTA, M.; KŘUPKA, I.; HARTL, M. Effect of surface velocity directions on elastohydrodynamic film shape. *Tribology Transactions*, 2013, vol. 56, no. 2, pp. 301-309, ISSN: 1547-397X, Taylor & Francis, DOI: 10.1080/10402004.2012.750024

**Články ve sbornících z konferencí**

- 3 OMASTA, M.; KŘUPKA, I.; HARTL, M. The contribution of a sliding velocity to EHL film thickness distribution, *In sborník příspěvků ASME/STLE 2012 International Joint Tribology Conference*, pp.1-3, ISBN 978-0-7918-4508- 0, (2012), ASME/STLE.
- 4 OMASTA, M.; HARTL, M.; KŘUPKA, I. Effect of surface velocity directions on EHD film shape, *In sborník příspěvků STLE 2012 Annual Meeting & Exhibition*, pp.1-3, ISBN 978-0-7918-4508-0, (2012), Society of Tribologists and Lubrication Engineers.
- 5 OMASTA, M.; KŘUPKA, I.; HARTL, M. Study of elastohydrodynamic film shape under different directions of velocity vectors, *In sborník příspěvků ASME/STLE 2011 International Joint Tribology Conference*, pp.1-3, ISBN 978-0-7918-5474-7, (2011), ASME/STLE.
- 6 OMASTA, M.; KŘUPKA, I.; HARTL, M. Effect of surface velocity directions on elastohydrodynamic film shape, *In sborník příspěvků ECOTRIB 2011*, pp.531-532, ISBN 978-3-901657-38-2, (2011), The Austrian Tribology Society.
- 7 OMASTA, M. Simulace mazaného kontaktu mezi boky zubů hypoidních převodů. *In sborník příspěvků 51. Medzinárodná vedecká konferencia katedier časti a mechanizmov strojov*, pp.225-228, ISBN 978-80-970-294-1-8, (2010), C-PRESS - Vydavateľstvo a tlačiareň, Košice.





