

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE**  
**SCIENTIFIQUE**  
**UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA BOUMERDES**



*Faculté de Technologie*  
*Département Génie Mécanique*

*Mémoire de Master*

En vue de l'obtention du diplôme de **MASTER** en :

**Filière : Génie Mécanique**  
**Spécialité : Energétique**

**THEME**

Analyse Thermodynamique d'un palier lisse en utilisant l'outil  
CFD

Présenté par :

- Serridji Mohamed Amine
- Belkadi Merouane

Promotrice : Mme GUEMMADI

**Promotion 2021- 2022**

## REMERCIEMENTS

*Nous tenons à remercier notre Dieu le tout puissant d'avoir illuminé notre chemin de nous avoir facilité notre travail.*

*A l'issue de la rédaction de cette recherche, nous sommes convaincus que le mémoire est loin d'être un travail solitaire. En effet, on n'aurait jamais pu réaliser ce travail sans le soutien d'un grand nombre de personnes dont la générosité, la bonne humeur et l'intérêt manifestés à l'égard de notre recherche nous ont permis de progresser dans cette phase délicate.*

*En premier lieu, on tient à remercier notre promotrice, Madame GUEMMADI, pour la confiance qu'il nous a accordée en acceptant d'encadrer ce travail, pour ses multiples conseils et pour toutes les heures qu'il a consacrées à diriger cette recherche.*

*On aimerait également lui dire à quel point on a apprécié sa grande disponibilité et son respect sans faille des délais serrés de relecture des documents qu'on lui a adressés.*

*Nous remercions également tous les professeurs du Département de Génie Mécanique et de la filière énergétique.*

*Enfin nous remercions tous nos amis et tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce modeste travail, trouvent ainsi l'expression de notre profonde gratitude et respects*

*Dédicace*

*A ma très chère mère*

*Fadila*

*Quoi que je fasse ou que je dise, je ne saurai point te remercier comme il se doit. Ton affection me couvre, ta bienveillance me guide et ta présence à mes cotes a toujours été ma source de force pour affronter les différents Obstacles.*

*A mon très cher père*

*Ali*

*Tu as toujours été à mes cotes pour me soutenir et m'encourager.  
Que ce travail traduit ma gratitude et mon affection.*

*A mes très chères sœurs Khaoula et Meriem*

*Pour leur amour, soutien durant toute ma vie.*

*Mon cher frère Zakaria*

*A mes cousins et toute la famille SERRIDJI et CHELOUTI*

*A mon binôme et mon ami Merouane pour son soutien depuis notre  
rencontre.*

*Mohamed amine*

*Dédicace*

*A ma chère mère, pour tous ses sacrifices, son amour, sa tendresse, son soutien et sa prière tout au long de mes études.*

*Celui qui fait tout son possible pour me réussir dans ma vie, mon  
Cher père*

*A ma chère sœur Manel pour leur encouragement permanent et leur soutien moral.*

*A mes chers frères Anis, Hani pour leur appui et leur encouragement.*

*A toute ma grande famille BELKADI, MOUDOULIA*

*A mon binôme et mon ami Mohamed amine*

*Tous ceux qui sèment le bonheur sur mon chemin  
A tous ceux que j'aime*

*Merouane*

## Résumé :

Le but de l'étude menée au cours de ce mémoire de fin d'étude a donc été de développer, à partir d'un fluide Newtonien, une simulation numérique qui tienne compte d'un plus grand nombre de paramètres, tels que les effets thermiques avec une viscosité variable, l'effet de la vitesse de rotation de l'arbre sur la pression et la charge hydrodynamique. De plus, un code en C++ a été développé et intégré dans fluent dans le but d'utiliser ce logiciel pour analyser l'effet de la variation de la viscosité en fonction de la température.

Les résultats obtenus par la simulation montrent une grande concordance avec la théorie et les travaux existants.

L'analyse thermodynamique effectuée dans cette étude montre que la variation de la viscosité en fonction de la température de lubrifiant influe largement sur la pression et la charge hydrodynamique surtout pour des faibles vitesses de rotation de l'arbre.

**Mots clés :** Palier lisse, CFD, Lubrification, Lubrification hydrodynamique, Fluide Newtonien.

### **Abstract:**

The goal of the study conducted during this thesis was to develop, from a Newtonian fluid, a numerical simulation that takes into account a larger number of parameters, such as thermal effects with variable viscosity, the effect of the shaft rotation speed on the pressure and the hydrodynamic load. In addition, a C++ code was developed and integrated into fluent in order to use this software to analyse the effect of the variation of viscosity with temperature.

The results obtained by the simulation show a great agreement with the theory and the works entered.

The thermodynamic analysis carried out in this study shows that the variation of the viscosity with the temperature of the lubricant has a great influence on the pressure and the hydrodynamic load, especially for low shaft speeds.

**KEY WORDS:** Journal bearing, CFD, Lubrification, Hydrodynamic Lubrification, Newtonian Fluids.

## ملخص

كان الهدف من الدراسة التي أجريت خلال أطروحة نهاية الدراسة هذه تطوير محاكاة عددية من سائل نيوتوني تأخذ في الاعتبار عددًا أكبر من المعلمات، مثل التأثيرات الحرارية. سرعة دوران العمود على الضغط والرأس الكهروديناميكي. بالإضافة إلى ذلك، تم تطوير كود  $C^{++}$  ودمجه بطلاقة من أجل استخدام هذا البرنامج لتحليل تأثير التباين في اللزوجة كدالة لدرجة الحرارة.

تظهر النتائج التي حصلت عليها المحاكاة توافقًا كبيرًا مع النظرية وإدخالات العمل.

يُظهر التحليل الديناميكي الحراري الذي تم إجراؤه في هذه الدراسة أن اختلاف اللزوجة كدالة في درجة حرارة زيت التشحيم يؤثر بشكل كبير على الضغط والحمل الكهروديناميكي، خاصة بالنسبة لسرعات الدوران المنخفضة للعمود.

**الكلمات المفتاحية:** محمل عادي ، تزييت ، CFD، تزييت هيدروديناميكي ، سائل نيوتوني.

## 1. Lettres Latines :

a : Coefficient de dilatation volumique

C: Jeu radial (cm)

Cp: Chaleur spécifique (j/kg.°C)

D : Diamètre de l'arbre (m)

E: Indice de viscosité

F<sub>x</sub> : Composante de la charge hydrodynamique suivant x (N)

F<sub>y</sub> : Composante de la charge hydrodynamique suivant y (N)

h : Epaisseur du film d'huile (mm)

h: Coefficient de transfert de chaleur (w/m<sup>2</sup>.°C)

k: Conductivité thermique (w/m.°C)

L : Longueur du palier (m)

O<sub>a</sub> : Le centre de l'arbre

O<sub>c</sub> : Le centre du coussinet

P : Pression hydrodynamique (Pa)

P<sub>max</sub> : Pression hydrodynamique maximale (Pa)

q : Flux de chaleur échangée à l'interface coussinet-lubrifiant

R<sub>a</sub> : Rayon de l'arbre (cm)

R<sub>c</sub> : Rayon du coussinet (cm)

T<sub>a</sub> : Température de l'arbre (°C)

T<sub>c</sub> : Température du coussinet (°C)

T : Température du lubrifiant (°C)

T<sub>max</sub> : Température du lubrifiant maximale (°C)

U : Vitesse linéaire du fluide (m/s)

W : Charge hydrodynamique (N)

## 2. Lettres grecques :

$\Phi$  : Angle de calage ( $^{\circ}$ )

$\tau_{xy}$ : Contrainte de cisaillement (Pa)

$\varepsilon$ : Excentricité relative

$\rho$  : Masse volumique (kg/m<sup>3</sup>)

$\omega$ : Vitesse de rotation de l'arbre (rpm)

$\mu$  : Viscosité du fluide Newtonien (Pa.s)

$\mu_0$ : Viscosité du fluide a une température initiale  $T_0$  (Pa.s)

## 3. Sigles

a : Arbre

c : Coussinet

e : Extérieure

i , j : Due aux composantes spatiales

r : Relative

HD : Hydrodynamique

CFD : Computational Fluid Dynamic

CFX : Computational Fluid Xerography

THD : Thermo Hydro Dynamique

UDF : User Define Function

## 4. Nombre sans dimension :

Re : Nombre de Reynolds

S : Nombre de Sommerfeld

# Sommaire

## REMERCIEMENTS

Résumé

Abstract:

ملخص

Introduction générale

## Chapitre I : Généralités et étude bibliographique sur la lubrification hydrodynamique des palier lisses

I.1.	Etude bibliographique sur la lubrification hydrodynamique des palier lisses :	15
I.1.1	Introduction :	15
I.1.2	Revue bibliographiques :	16
I.2.	Généralités sur la lubrification hydrodynamique des palier lisses :	17
I.2.1	Introduction :	17
I.2.2	La lubrification:	18
I.2.3	Le régime hydrodynamique :	18
I.2.4	Caractéristique d'un lubrifiant :	19
I.2.4.1	La viscosité :	19
I.2.4.2	Propreté de transfert thermique :	21
I.2.4.2.1	Conductivité thermique :	21
I.2.4.2.2	Capacité thermique massique :	21
I.2.4.2.3	Masse volumique :	21
I.2.4.2.4	La viscosité dynamique :	22
I.2.4.3	L'onctuosité :	22
I.2.4.4	L'oxydabilité :	22
I.2.4.5	La corrosivité :	22
I.2.4.6	L'inflammabilité :	22
I.2.5	Formation du film d'huile :	22
I.2.6	Répartition des pressions au sein du film d'huile :	23
I.2.7	La lubrification hydrodynamique par un fluide Newtonien :	24
I.2.7.1	Équation de Reynold :	24
I.2.7.2	Condition de Sommerfeld :	25
I.2.7.3	Conditions de Gumbel :	26
I.2.7.4	Conditions de Reynolds :	26
I.2.8	Résolution analytique de l'équation de Reynolds _cas infiniment longs :	27
I.2.8.1	Calcul de pression :	27
I.2.8.2	Calcul des efforts (charge hydrodynamique) :	29
I.2.9	Conclusion :	32

## Chapitre II : Développement des Equations Associées

II.1.	Caractéristique d'un palier lisse et épaisseur du film lubrifiant :	32
II.2.	Equation générale de la mécanique des film mince :	33
II.2.1	Loi de comportement d'un fluide newtonien :	33
II.2.2	L'équation de continuité :	34
II.2.3	Equation de quantité de mouvement :	34
II.2.4	Equation de l'énergie :	34
II.3.	Développement des équations :	34
II.3.1	Equations :	34
II.3.2	Hypothèse :	35
II.3.2.1	Équation de continuité :	35
II.3.2.2	Equations de quantité de mouvement :	35

II.3.2.3	Equation de l'énergie :	_____	36
II.4.	Conditions aux limites	_____	36
II.4.1	Conditions aux limites sur la vitesse :	_____	36
II.4.2	Conditions aux limites sur la pression $p$ et les contraintes $\tau_{ij}$ :	_____	36
II.4.3	Conditions aux limites sur la température :	_____	37
			37
II.4.3.1	Champ de température dans le coussinet :	_____	37
II.4.3.2	Champ de température sur l'arbre :	_____	38
II.5.	Conclusion	_____	40
<b>Chapitre III : Simulation numérique de la lubrification hydrodynamique en fluide Newtonien</b>			
III.1.	Introduction:	_____	41
III.2.	Logiciels Gambit et Fluent :	_____	41
III.3.	Procédure de calcul :	_____	43
III.4.	Critères de convergence :	_____	43
III.5.	Schematisation du palier étudié:	_____	43
III.6.	Vecteurs vitesses et contour de pression :	_____	45
III.7.	Champs de pression le long de l'arbre :	_____	48
III.8.	Comparaison entre champs de pression pour le cas où $\mu$ constante et $\mu$ variable :	_____	49
III.9.	Effet de la vitesse de rotation de l'arbre sur le champ de pression :	_____	49
III.10.	Effet de la température et la vitesse de rotation de l'arbre sur la viscosité :	_____	52
III.10.1	Cas de vitesses élevés $\omega = [1000...3500]$ tr/mn :	_____	52
III.10.2	Cas de vitesses faibles $\omega = [100...1000]$ tr/mn :	_____	53
III.11.	Calcul de la charge hydrodynamique dans le cas isotherme, non-isotherme ( $\mu = \text{cst}$ , $\mu = f(t)$ ) :		
III.11.1	: cas de vitesses élevés $\omega = [1000...3500]$ tr/mn :	_____	54
III.11.2	Cas de vitesses faibles $\omega = [100...1000]$ [tr/mn] :	_____	55
III.12.	Résultats et discussions :	_____	55
Conclusion générale			
<b>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>			

## Liste des figures

### Chapitre 01

FIGURE I.1 LES CARACTERISTIQUE DE REGIME HYDRODYNAMIQUE .....	18
FIGURE I.2 COURBE DE STRIBECK. ....	19
FIGURE I.3 CHAMP DE VITESSES DANS LE FILM. ....	20
FIGURE I.4 SCHEMATISATION D'UN PALIER LISSE. ....	23
FIGURE I.5 (A) : DISTRIBUTION DE LA PRESSION, (B) : DISTRIBUTION DE LA PRESSION ET DE LA FORCE HYDRODYNAMIQUE	23
FIGURE I.6 SYSTEME D'AXES EN COORDONNEES CARTESIENNES.....	25
FIGURE I.7 CONDITION DE SOMMERFELD.....	25
FIGURE I.8 CONDITIONS DE GUMBEL.....	26
FIGURE I.9 CONDITION DE REYNOLD .....	27
FIGURE I.10 ALLURE DE LA PRESSION.....	29
FIGURE I.11 SECTION DROITE DU PALIER .....	29
FIGURE I.12 VARIATION DE LA CHARGE SANS DIMENSION W EN FONCTION DE L'EXCENTRICITE RELATIVE $\varepsilon$ .....	31
FIGURE I.13 VARIATION DE L'ANGLE DE CALAGE F EN FONCTION DE L'EXCENTRICITE RELATIVE $\varepsilon$ .....	31

### Chapitre 2

FIGURE II.1 PALIER LISSE.....	32
FIGURE II.2 SECTION DROITE DU PALIER.....	32
FIGURE II.3 SCHEMA DE L'ECOULEMENT D'UN FLUIDE .....	35
FIGURE II.4 SCHEMA REPRESENTATIF D'UN PALIER LISSE.....	37

### Chapitre 3

FIGURE III.1 INTERFACE GRAPHIQUE DE GAMBIT.....	42
FIGURE III.2 INTERFACE DE FLUENT.....	42
FIGURE III.3 SCHEMATISATION DU PALIER ETUDIE .....	44
FIGURE III.4 LE MAILLAGE DU PALIER .....	44
FIGURE III.5 ITERATIONS DE CONVERGENCE.....	45
FIGURE III.6 VECTEUR DE VITESSES DANS L'ENTREFER .....	45
FIGURE III.7 VECTEUR VITESSE DANS LA PARTIE CONVERGENTE.....	46
FIGURE III.8 VECTEUR VITESSE DANS LA PARTIE DIVERGENTE .....	46
FIGURE III.9 CONTOUR DE PRESSION $\mu$ CONSTANTE $\Omega = 1000$ [TR/MIN].....	47
FIGURE III.10 CONTOUR DE PRESSION $\mu$ VARIABLE $\Omega = 1000$ [TR/MIN].....	47
FIGURE III.11 COURBE DE LA DIFFERENCE ENTRE LA PRESSION NUMERIQUE ET ANALYTIQUE $\mu = \text{CST}$ , .....	48
FIGURE III.12 COURBE DE LA DIFFERENCE ENTRE LA PRESSION NUMERIQUE ET ANALYTIQUE .....	49
FIGURE III.13 COURBE DE LA PRESSION NUMERIQUE EN FONCTION DE LA VITESSE AVEC $\mu = \text{CST}$ .....	49
FIGURE III.14 COURBE DE LA PRESSION NUMERIQUE EN FONCTION DE LA VITESSE AVEC $\mu$ VARIABLE.....	50
FIGURE III.15 COURBE DE LA PRESSION NUMERIQUE EN FONCTION DE LA LONGUEUR, AVEC $\Omega = 2000$ [TR/MIN] .....	50
FIGURE III.16 COURBE DE LA PRESSION EN FONCTION DE LA VITESSE AVEC $\mu$ CONSTANTE PUIS VARIABLE .....	51
FIGURE III.17 COURBE DE LA PRESSION NUMERIQUE EN FONCTION DE LA VITESSE AVEC $\mu$ CONSTANTE PUIS VARIABLE ...	51
FIGURE III.18 COURBE DE LA VISCOSITE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE AVEC $\mu$ VARIABLE.....	52
FIGURE III.19 COURBE DE LA VISCOSITE NUMERIQUE EN FONCTION DE LA VITESSE. ....	52
FIGURE III.20 COURBE DE LA VISCOSITE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE AVEC $\mu$ VARIABLE.....	53
FIGURE III.21 COURBE DE LA VISCOSITE NUMERIQUE EN FONCTION DE LA VITESSE. ....	53
FIGURE III.22 CALCUL CHARGE HYDRODYNAMIQUE SOUS FLUENT .....	54
FIGURE III.23 COURBE DE LA CHARGE EN FONCTION DE LA VITESSE AVEC $\mu$ CONSTANTE PUIS VARIABLE .....	54
FIGURE III.24 COURBE DE LA CHARGE EN FONCTION DE LA VITESSE AVEC $\mu$ CONSTANTE PUIS VARIABLE .....	55

## Liste des tableaux

TABLEAU I.1 CLASSIFICATION DES HUILES INDUSTRIELLES EN FONCTION DE LEUR VISCOSITE .....	20
---	----

# Introduction générale

La tribologie est un domaine vaste qui traite des phénomènes du frottement et de l'usure. Son but est de prolonger au maximum la durée de vie des organes mécaniques liés par le frottement. Ce qui permettra de diminuer les dépenses et ainsi les coûts d'investissements et d'exploitation des équipements.

Durant les dernières années, l'utilisation des logiciels commercialisés occupe une place importante dans le domaine de la lubrification des paliers hydrodynamiques par des fluides newtoniens ou non newtoniens parmi eux, on peut citer : Fluent, CFX, constitue un des objectifs de notre étude ou Fluent est le logiciel que nous utiliserons complété par un petit sous-programme développé en C++ et intégré sous Fluent sous forme de UDF, pour étudier le cas de la viscosité variable en fonction de la température.

L'importance des effets thermiques en lubrification hydrodynamique a été mise en évidence dès les premières études scientifiques, cependant la prise en compte de ces effets pour le calcul des mécanismes est récente.

L'objectif de notre travail est de faire une analyse thermodynamique d'un palier lisse bien défini en tenant compte de la variation de la viscosité en fonction de la température, puis en tracer la pression et la charge hydrodynamique pour différentes vitesses de rotation de l'arbre dans le cas de la viscosité constante et variable.

Nous allons utiliser le logiciel CFD afin de réaliser une analyse thermodynamique des caractéristiques du fluide de lubrification. Les paramètres concernés par ces calculs sont : la charge sur le palier, la pression du fluide, la vitesse de rotation de l'arbre et la température du fluide de lubrification. Ces variables seront calculées dans les cas d'une viscosité stable ou variable.

Notre étude commence par un chapitre qui passe en revue les généralités et études bibliographiques sur la lubrification hydrodynamique et ses paramètres. Le chapitre suivant traitera des développements des équations associées utilisées. Le dernier chapitre concernera une simulation numérique de la lubrification hydrodynamique en fluide newtonien. Une conclusion générale clôturera ce travail.

**Chapitre I :**  
**Généralités et étude bibliographique**  
**sur la lubrification hydrodynamique**  
**des paliers lisses**

## **I.1. Etude bibliographique sur la lubrification hydrodynamique des paliers lisses :**

### **I.1.1 Introduction :**

L'industrie moderne actuelle utilise des machines qui tournent à grande vitesse et supportent de lourdes charges de rotor. Dans ce type d'application, le palier lisse à film fluide est utilisé. Le palier lisse à film fluide est un élément mécanique conçu pour supporter une charge élevée tout en permettant un mouvement relatif entre le palier et la surface du palier. Le palier à film fluide est également appelé palier hydrodynamique. Le tourillon et la paroi du palier sont séparés par un film fluide qui est appliqué entre les espaces de jeu. En général, le jeu radial est très faible, de l'ordre de 1/1000e du rayon du tourillon. Dans les roulements à film fluide existants, les problèmes majeurs sont dus à la rupture du film fluide pendant les conditions de fonctionnement. Dans les paliers à film fluide existants, sous une charge maximale, un contact métal sur métal entre le tourillon et le palier a lieu. En raison de ce maximum de chaleur ainsi que de la friction est généré qui surchauffe la surface du journal et le roulement. Cela augmente donc la perte de puissance et réduit la durée de vie du roulement. [1] Pour ce problème, plusieurs chercheurs ont fait des recherches remarquables sur différents paramètres du palier. Ils ont découvert l'état stable et l'analyse transitoire, l'effet de la capacité de chargement sur le palier lisse. Mais certains problèmes subsistent. Ce problème est associé au lubrifiant utilisé dans les paliers lisses à film fluide. Il est donc nécessaire de trouver une solution pour le lubrifiant utilisé dans le palier lisse à film fluide afin d'améliorer les performances du palier [2].

Les paliers lisses sont des éléments de machine utilisés pour supporter une charge et favoriser un mouvement relatif régulier entre des surfaces solides avec un faible frottement. Le lubrifiant est présent entre le tourillon et le roulement pour éviter un contact direct entre eux. En raison de la rotation du tourillon, le film lubrifiant forme un coin et des gradients de pression se forment au niveau de l'espace entre les surfaces [3]. Cette pression générée supporte la charge du roulement. Sous cette pression élevée, le lubrifiant liquide perd ses caractéristiques et se comporte comme un fluide non newtonien. La pression générée est si élevée au niveau de l'espace minimal et à côté de cet endroit, la pression est atmosphérique en raison du changement soudain de la pression ; un phénomène de cavitation se produit. La rotation du tourillon entraîne également une augmentation de la température du lubrifiant, ce qui affecte les performances des roulements. Pour cette raison, les effets de la température sur la viscosité, le phénomène de cavitation et les effets non-newtoniens doivent être inclus dans la simulation des roulements.

La lubrification est nécessaire pour éviter le contact entre la surface du coussinet et leur arbre. Cela réduit les frottements et l'usure, prévient les pics de température et élimine les possibles risques de fatigue et de corrosion des matériaux.

La distribution de la pression est paramètre important dans l'estimation de la capacité de charge et l'analyse dynamique. Dans des études récentes, les résultats de la CFD ont été comparés aux résultats expérimentaux et analytiques, et il en ressort que les résultats de la CFD sont validés.

L'analyse CFD tridimensionnelle a été étudiée en ce qui concerne les caractéristiques de performance d'un palier lisse lubrifié par un film mince. Dans la littérature existante, plusieurs analyses numériques ont été rapportées. La plupart de ces analyses ont utilisé des équations de Reynolds bidimensionnelles pour trouver la distribution de la pression dans l'écoulement du

lubrifiant en négligeant la variation de la pression à travers l'épaisseur du film. En outre, la plupart des chercheurs ne considèrent que l'écoulement laminaire.

### **I.1.2 Revues bibliographiques :**

En (2008), Samuel Cupillard et al. ont effectué une analyse isotherme [4] et thermique numérique [5] sur des paliers lisses texturés. Dans les deux cas, ils ont considéré les effets de la cavitation.

En (2010), Nuruzzaman et al [6] ont réalisé une étude sur la distribution de la pression et la capacité de charge d'un palier de tourillon en utilisant la méthode des éléments finis et la méthode analytique et ont conclu que les résultats des éléments finis ont montré un meilleur accord avec les résultats publiés que les résultats analytiques.

En (2011), Ouadoud et al [7] ont considéré le volume fini qui est utilisé pour déterminer la pression, la température et les distributions de vitesse dans le film de fluide par la dynamique des fluides computationnelle (CFD) et l'interaction de structure de fluide (FSI). Les auteurs ont analysé l'influence des conditions de fonctionnement sur la pression.

En (2012), Mukesh Sahu et al [8] et en (2014) Amit Chauhan et al [9] ont réalisé une simulation numérique sur des paliers lisses en considérant les effets thermiques. L'effet de la variation de la pression et de la température sur la viscosité du lubrifiant a été inclus dans l'analyse.

En (2013), [10] Mane et Soni ont publié un article sur l'analyse d'un palier lisse hydrodynamique à l'aide du logiciel COSMOL multiphysics 4.3a. Ils ont conclu que COSMOL donne une solution approximativement identique pour les paliers courts et longs.

En (2013), Meng et Yang [11] ont étudié l'influence de la texture sur le comportement de lubrification d'un palier lisse. Les résultats de la simulation indiquent que la cavitation modifie la distribution de la pression dans le palier.

En (2014), un travail remarquable sur l'étude thermo-hydrodynamique des paliers lisses a été réalisé par Hughes et Osterle [12]. Les auteurs ont trouvé une relation entre la viscosité en fonction de la température et de la pression du lubrifiant à l'intérieur du palier pour des conditions adiabatiques. Les auteurs ont présenté un exemple numérique pour illustrer la méthode.

En (2014), Amit Singla et al [13] ont utilisé la dynamique des fluides computationnelle (CFD) pour analyser la performance hydrodynamique d'un palier circulaire. Ils ont présenté les résultats de la distribution de la pression et de la température dans le palier en considérant une viscosité variable, une viscosité constante et une viscosité variable avec cavitations. Le résultat montre que lorsque viscosité est constante, la température ainsi que la pression augmentent dans le lubrifiant, mais dans pratique, l'augmentation de la température réduit la viscosité du lubrifiant et affecte la capacité de charge du roulement. Par conséquent, une viscosité constante peut donner une mauvaise prévision, l'analyse est donc utile pour étudier les conditions de fonctionnement roulement.

En (2015), Arjun Panthi et al [14] ont étudié les effets de la pression et de la température sur la viscosité et ont également découvert l'effet du rapport  $L/D$ , de la vitesse de rotation et du rapport d'excentricité sur la distribution de la pression sur le roulement. L'analyse a été réalisée à l'aide de l'outil CFD et les résultats obtenus à partir du logiciel ont été validés avec les résultats numériques

obtenus à l'aide de la méthode des graphiques de Raimondi et Boyd. A partir des résultats, il est prédit que l'augmentation de la température augmente la pression mais diminue l'angle d'attitude.

En (2017), Chen [15] a élaboré un nouveau modèle numérique pour traiter les problèmes de frontières libres afin d'optimiser les paliers lisses à rainures spirales. Les résultats de la méthode proposée permettent de déterminer correctement la répartition de la pression du film d'huile et d'améliorer les performances de lubrification des paliers lisses rainurés à chevrons.

En (2020), [16] D'autres auteurs ont utilisé des approches CFD standard pour évaluer l'effet des nano-fluides sur les performances des roulements, des fluides magnétorhéologiques, de l'eau simple ou des lubrifiants non-newtoniens. De plus, l'effet de la rugosité a été inclus dans certains modèles.

## **I.2. Généralités sur la lubrification hydrodynamique des paliers lisses :**

### **I.2.1 Introduction :**

Le principal objectif de la lubrification hydrodynamique est de réduire au maximum le frottement et l'usure du mécanisme : il s'agit donc de minimiser les résistances passives et les frottements parasites qui se manifestent dans les organes de liaison, de façon à limiter les pertes d'énergie et les élévations de températures. A ce rôle essentiel, s'ajoute celui de l'évacuation de la chaleur produite dans le contact en limitant l'action des différents mécanismes d'usure décrits précédemment. Pour atteindre ces objectifs, on sépare les surfaces en mouvement relatif par un matériau intermédiaire dont la propriété principale est d'avoir une résistance au cisaillement faible, c'est-à-dire que l'on substitue au frottement direct entre les corps solides, le frottement interne dans ce corps intermédiaire : le lubrifiant. Ce dernier peut être liquide, solide, pâteux ou gazeux. Les caractéristiques de ce film lubrifiant (température, pression, épaisseur) sont dépendantes des conditions de fonctionnement, telles que la charge appliquée, la vitesse de rotation et la température d'alimentation du fluide. En particulier, la viscosité du lubrifiant est dépendante de la température et il conviendra donc de tenir compte des effets thermiques locaux (dissipation visqueuse et transfert thermique). L'accroissement des vitesses et des charges augmente l'énergie dissipée dans le film d'huile, modifiant sensiblement les caractéristiques du lubrifiant et les performances du palier. Ceci entraîne d'une part une baisse de la viscosité du lubrifiant, donc de la capacité de charge, et d'autre part une déformation élastique des surfaces de contact qui peut être dans certains cas très importante, de l'ordre de l'épaisseur minimale du film. Les théories isothermes utilisées généralement pour prédire les performances des paliers ont une application restreinte.

Le phénomène de lubrification hydrodynamique se remarque par exemple en faisant tomber une feuille de papier sur une table. Celle-ci nous donne l'impression de glisser avant de s'arrêter. La vitesse du fluide (dans ce cas l'air) compris entre les deux matériaux dont l'un est en mouvement (ici la table et la feuille) et leur viscosité vont créer une différence de pression. Celle-ci, de façon similaire au phénomène de portance, va permettre de porter la feuille de papier.

### I.2.2 La lubrification:

Lorsqu'un fluide lubrifiant présent entre deux surfaces en mouvements relatifs, l'une par rapport à l'autre (glissement ou rotation), génère une pression en son sein et maintient distantes les deux surfaces antagonistes, on dit qu'il y a lubrification hydrodynamique.

Dans certains cas, pour mieux différencier ce régime du régime à lubrification mixte, on parle de lubrification hydrodynamique parfaite ou totale. Il existe deux modes d'actions pour générer ce film porteur :

- le coin convergent. C'est principalement le cas du fonctionnement des paliers a charge fixe ;
- l'écrasement de film. C'est un des aspects qui caractérise le fonctionnement

Hydrodynamique d'une bague de pied de bielle.

À titre indicatif, le coefficient de friction global d'un palier hydrodynamique peut, Suivant les cas, varier de 0,0005 à 0,005.

### I.2.3 Le régime hydrodynamique :

Le régime hydrodynamique apparaît lorsque le déplacement relatif d'une surface par rapport à l'huile engendre, au sein de cette huile interfaciale, une contraction telle que la pression induite équilibre la charge exercée entre les deux surfaces [23].

Permet la séparation complète des surfaces. Le frottement étant réduit au minimum, il en résulte une longue vie utile. Pour que le régime hydrodynamique assure une séparation complète des surfaces, les conditions suivantes doivent être remplies :

- a) le lubrifiant choisi doit avoir une viscosité correspondant aux exigences du fonctionnement ;
- b) le débit de lubrifiant doit être maintenu au niveau requis ;
- c) la conception doit être appuyée sur les méthodes et les considérations appropriées ;
- d) la vitesse circonférentielle doit être maintenue à plus de 25 pieds à la minute. Un régime Hydrodynamique efficace permet d'obtenir un coefficient de frottement de 0,001 à 0,005.

Figure représente les Caractéristique de Régime hydrodynamique :

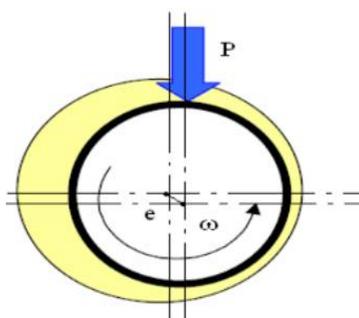


Figure I.1 Les caractéristique de régime hydrodynamique

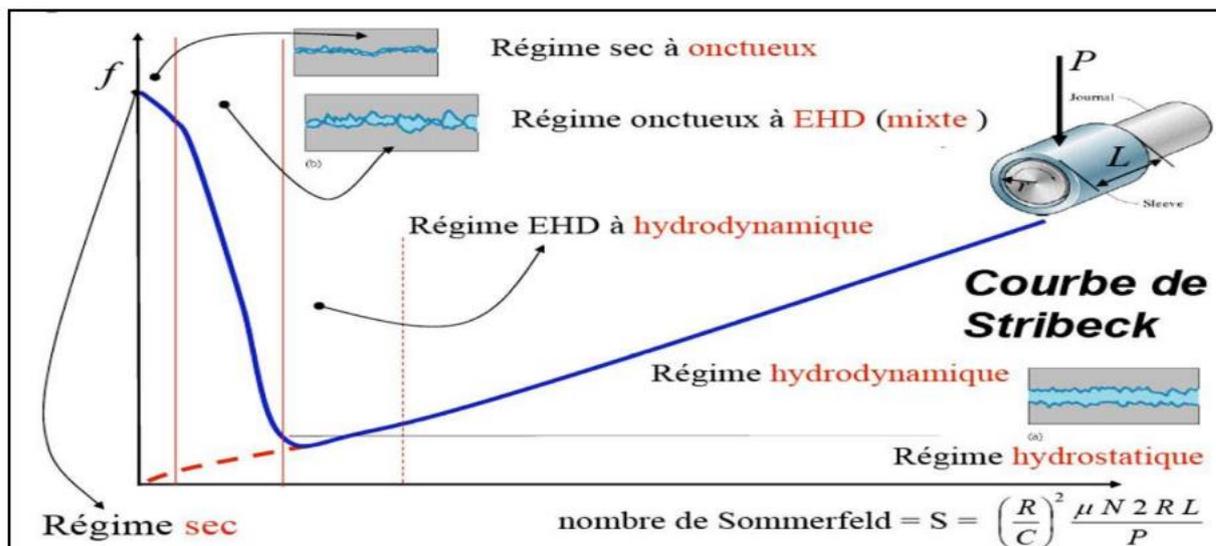


Figure I.2 Courbe de stribeck.

## I.2.4 Caractéristique d'un lubrifiant :

### I.2.4.1 La viscosité :

De toutes les propriétés physiques et chimiques à considérer en lubrification, la

viscosité est l'une des plus importantes, Dans les différents systèmes de contact, c'est la viscosité qui détermine les pertes par frottement, la capacité de charge et l'épaisseur du film d'huile.

La viscosité est véritablement une mesure de l'aptitude physique d'un fluide à assurer la lubrification par film complet sous des conditions définies de vitesse, de charge et de température.

Considérons un écoulement entre une plaque animé d'une vitesse  $V$  et une surface

fixe (figure I.3). Si l'écoulement est laminaire, le champ des vitesses, en régime établi, admet l'allure représentée sur la figure. Il y a donc glissement des couches de fluide les unes par rapport aux autres, et l'on peut définir un gradient de vitesse [22] :

$$\tau = \sigma_{xy} = \mu \frac{dv}{dy} \tag{I.1}$$

La résistance au glissement est caractérisée par une contrainte de cisaillement  $T(y)$

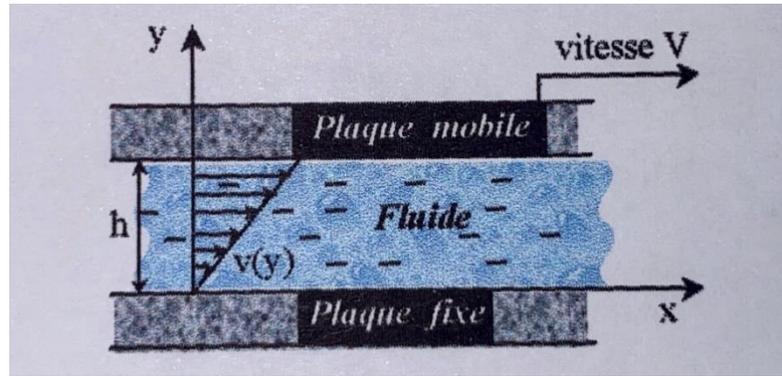


Figure I.3 Champ de vitesses dans le film.

Le tableau ci-dessous donne la classification des huiles industrielles en fonction de leur viscosité :

Classe ISO de viscosité	Viscosité cinématique CSt à 40° c	Limites de la viscosité cinématique à 40° c	
		Min	Max
ISO VG 2	2,2	1,98	2,42
ISO VG 3	3,2	2,88	3,52
ISO VG 5	4,6	4,14	5,06
ISO VG 7	6,8	6,12	7,48
ISO VG 10	10	9,00	11,00
ISO VG 15	15	13,50	16,50
ISO VG 22	22	19,80	24,20
ISO VG 32	32	28,80	35,20
ISO VG 46	46	41,40	50,6
ISO VG 68	68	61,20	74,8
ISO VG 100	100	90	110
ISO VG 150	150	135	165
ISO VG 220	220	198	242
ISO VG 320	320	288	352
ISO VG 460	460	414	506
ISO VG 680	680	612	748
ISO VG 1000	1000	900	1100
ISO VG 1500	1500	1350	1650

Tableau I.1 Classification des huiles industrielles en fonction de leur viscosité.

Pour les huiles utilisées dans la lubrification des moteurs à combustion interne, la viscosité a une variation exponentielle décroissante avec la température. Elle chute très rapidement aux basses températures puis plus lentement aux températures élevées. Il existe plusieurs approximations analytiques pour la variation de la viscosité avec la température parmi lesquelles nous retiendrons :

L'équation de Reynold :

$$\mu = \mu_0 e^{-\beta(T-T_0)} \quad (I.2)$$

Avec :

$\mu$  et  $\mu_0$  : La viscosité dynamique à la température  $T$  et  $T_0$  successivement.

$\beta$  : Le coefficient de thermo-viscosité.

#### **I.2.4.2 Propreté de transfert thermique :**

Les lubrifiants sont qualifiés pour des applications déterminées par les propriétés requises pour leur emploi. Ces propriétés sont physiques et/ou chimiques, habituellement désignées « propriétés physico-chimiques », elles varient en fonction de nombreux paramètres. Les plus souvent retenus sont ; la température, la pression et le taux de cisaillement. Ne seront décrites ici que les caractéristiques et les propriétés les plus utilisées et qui ont une influence considérable sur le fonctionnement des paliers lisses [23].

##### **I.2.4.2.1 Conductivité thermique :**

Les conductivités thermiques des huiles minérales sont 4 à 5 fois plus faibles que celle de l'eau. Elles décroissent linéairement avec la température de 0.14 W/m.K à 0 °C à 0.11 W/m.K à 100°C. Aux températures usuelles (20 à 60°C), la valeur moyenne est de 0.13 W/m.K. Nous pouvons les calculer à partir de la relation :

$$k = \frac{0.101}{d_{15}} (51 - 0.00054 T) \quad (I.3)$$

Où :  $k$  est la conductivité thermique exprimée en Kcal/m.h.°C,  $d_{15}$  la densité à 15°C et  $T$  la température en °C.

##### **I.2.4.2.2 Capacité thermique massique :**

La capacité thermique massique des huiles minérales est, en moyenne, 2 fois plus faible que celle de l'eau. Elle augmente linéairement avec la température de 1800 J/kg.K environ à 0°C à 2150 J/kg.K environ à 100°C. Pour des calculs simplifiés, la valeur moyenne aux températures usuelles des bains d'huile (50°C à 80°C) se situe vers 2000 J/kg.K. On peut la déterminer par la relation :

$$C_p = d_{15} - 12(0.402 + 0.00081 T) \quad (I.4)$$

Dans cette formule,  $C_p$  est la chaleur spécifique exprimée en Kcal/kg.°C,  $d_{15}$  la densité à 15°C et  $T$  la température en °C. [23]

##### **I.2.4.2.3 Masse volumique :**

La masse volumique d'un liquide à une température donnée est la masse de l'unité de volume. Pour les produits pétroliers, elle est mesurée à 15°C et est exprimée en Kg/dm<sup>3</sup>. La densité d'une

huile est le rapport de la masse d'un certain volume de cette huile à une température donnée (généralement 15 ou 20°C) à celle du même volume d'eau à 4°C. Elle est désignée par  $d_4^{15}$  ou  $d_4^{20}$  et est sans dimension [23].

La masse volumique diminue assez sensiblement lorsque la température s'élève. Elle varie selon la relation suivante, si  $t$  est la température de référence (Souvent  $t_r = 15^\circ\text{C}$ ) :

$$\rho_{tr} = \rho_{tr} - a(T - T_r) \quad (\text{I.5})$$

Si  $\rho_{tr}$  est la masse volumique de l'huile à la température de référence  $t_r$  (en  $\text{Kg}/\text{dm}^3$ ), le coefficient de dilatation volumique  $a$  a varié de 0,00060 pour les huiles visqueuses à 0.00070 pour les huiles minérales les plus fluides. Pour un calcul approché, on prendra :  $a = 0.00065$

### **I.2.4.2.4 La viscosité dynamique :**

La viscosité des huiles minérales décroît de façon quasi-exponentielle avec la température. On peut approcher localement la variation de la viscosité dynamique par une relation de la forme :

$$\mu = \mu_0 e^{-E(T-T_0)} \quad (\text{I.6})$$

Avec  $\mu_0$  est la viscosité dynamique à une température  $T_0$  donnée.

### **I.2.4.3 L'onctuosité :**

Elle exprime la possibilité, pour un lubrifiant, d'adhérer aux surfaces flottantes et de former une couche permanente entre ces surfaces. Donc c'est la résistance qu'oppose le lubrifiant à son arrachement de la surface frottant sur laquelle il est établi. L'onctuosité varie dans le même sens que la viscosité et elle ne se chiffre pas.

### **I.2.4.4 L'oxydabilité :**

Elle caractérise la résistance d'une huile à une éventuelle oxydation. Une huile qui s'oxyde se détériore.

### **I.2.4.5 La corrosivité :**

Certaines huiles contiennent des additifs ou minéraux qui ont un caractère acide, pouvant attaquer les surfaces des pièces par le phénomène de corrosion. Donc la corrosivité est la détérioration des pièces par les acides.

### **I.2.4.6 L'inflammabilité :**

Elle est mesurée par le point d'éclair qui est la température pour laquelle les vapeurs émises s'enflamment au contact d'une flamme.

## **I.2.5 Formation du film d'huile :**

On considère le cas de déplacement de deux surfaces cylindriques par exemple l'arbre et le coussinet. L'apparition d'une pression interne exige simplement la création d'une contraction

géométrique entre l'entrée et la sortie de la veine d'huile, se traduisant par une vitesse moyenne de sortie supérieure à la vitesse moyenne d'entrée. L'obtention de cette contraction exige que [23] :

- a. Le diamètre de l'arbre et le diamètre du coussinet soient différents, ce qui se traduit par un jeu diamétral. Ce jeu donne lieu à un coin d'huile déterminant la formation d'un film continu.
- b. Les centres des sections droites circulaires de l'arbre et du logement soient distincts ; la mise en position de l'arbre au sein du coussinet s'effectue sans contrainte, pouvant tourner librement autour d'un axe.

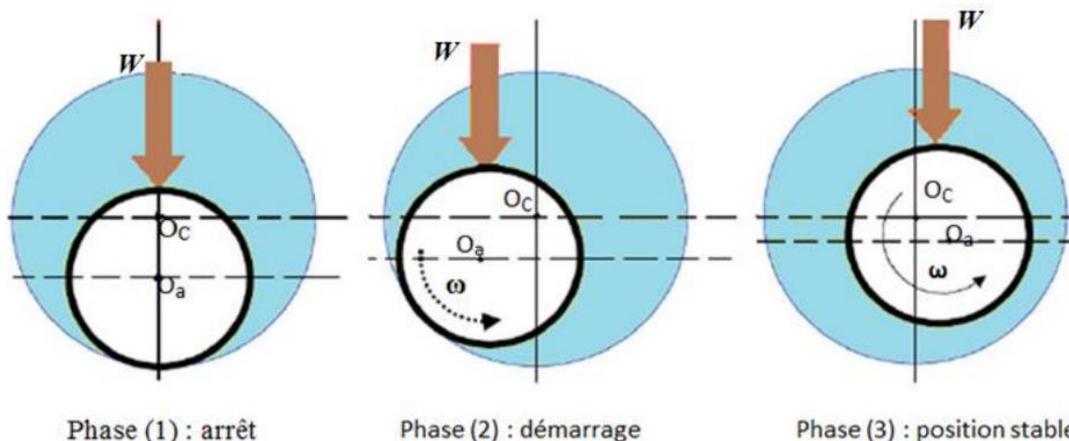


Figure I.4 Schématisation d'un palier lisse.

### I.2.6 Répartition des pressions au sein du film d'huile :

Les pressions existantes entre différents points du film d'huile se répartissent selon la figure 1.5 par exemple le cas d'un palier lisse qui est constitué généralement d'un arbre qui tourne à l'intérieur d'un coussinet complet. Ces deux éléments sont totalement séparés par un film de lubrifiant. Si l'on applique une charge à l'arbre, les axes de l'arbre et du coussinet ne coïncident plus.

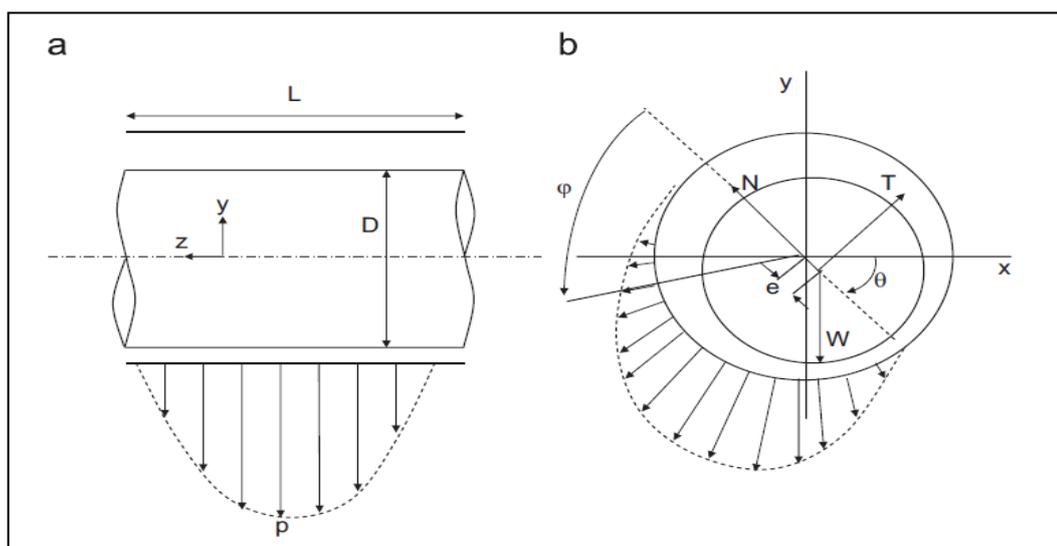


Figure I.5 (a) : distribution de la pression, (b) : distribution de la pression et de la force hydrodynamique.

Cette géométrie entraîne la création d'un espace convergent-divergent qui compte tenu d'une part de l'adhérence du fluide de l'arbre et d'autre part de la vitesse de rotation de celui-ci, crée un champ de pression qui s'oppose à la charge extérieure. L'existence d'un espace divergent entraîne la rupture du film pour une zone située légèrement en aval de la zone d'épaisseur minimale du film.

On distingue donc la zone où la pression est positive et le film est complet et une région ou zone de dépression où la pression est négative et enfin une région inactive à pression nulle dans laquelle peut apparaître la cavitation. Pour que le film d'huile s'amorce et soit continu, il faut que la vitesse de l'arbre soit suffisante, la viscosité de l'huile soit suffisante et que l'alimentation soit abondante et qu'elle s'effectue dans une zone de pression faible ou nulle.

Une alimentation abondante peut être obtenue sous pression en permanence en exécutant une rainure d'alimentation qui a pour but de répartir l'huile sur toute la largeur du palier et de faciliter la formation du film d'huile et en particulier de mouiller la zone inactive du film, on évite ainsi le phénomène de cavitation et d'augmenter le débit afin de limiter l'échauffement du fluide.

### **I.2.7 La lubrification hydrodynamique par un fluide Newtonien :**

La lubrification hydrodynamique est une section de la tribologie concernée par les contacts intermédiaires d'un fluide visqueux entre des surfaces respectives. En lubrification hydrodynamique, le film liquide sépare complètement les surfaces existantes, ce qui suppose que la rugosité de surface et les imperfections de forme ont des dimensions inférieures à l'épaisseur du film. La formation et la persistance d'un film liquide nécessite la présence d'une pression dans ce film pour équilibrer la charge appliquée entre les deux surfaces du mécanisme. En lubrification hydrostatique, cette pression produite par un système extérieur en contact est créée par le déplacement relatif des surfaces en condition hydrodynamique [23].

#### **I.2.7.1 Équation de Reynold :**

L'équation de Reynolds est une équation aux dérivées partielles du second ordre de type elliptique dont l'inconnue principale est la pression. La valeur de la pression dans le film dépend non seulement de la géométrie du contact et de sa cinématique, mais aussi des conditions aux limites sur la pression retenue lors de la résolution de l'équation de Reynolds.

L'équation de Reynolds traduit la loi de conservation du débit dans le contact.

En coordonnées cartésiennes (figure II.5), où l'épaisseur du film  $h$  est mesurée selon  $Y$ , les conditions aux limites sur les vitesses du fluide sont :

Sur la paroi 1, pour  $y = 0$  :  $u = U_1$  ;  $v = 0$  ;  $w = W_1$  ; sur la paroi  
2, pour  $y = h$  :  $u = U_2$  ;  $v = V_2$  ;  $w = W_2$ .

Dans ces relations,  $u$ ,  $v$  et  $w$  sont respectivement les vitesses du fluide dans les directions  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  et  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $V_2$ ,  $W_1$  et  $W_2$  sont respectivement les vitesses des surfaces 1 et 2 dans les directions  $X$ ,  $Y$  et  $Z$ .

La vitesse  $V_1$  de la surface 1 dans la direction  $Y$  est nulle d'après les hypothèses retenues.

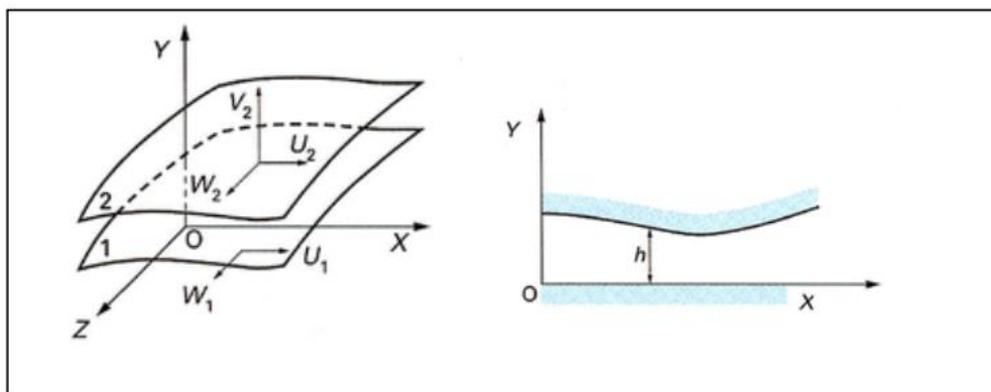


Figure I.6 système d'axes en coordonnées cartésiennes

### I.2.7.2 Condition de Sommerfeld :

Dans ces conditions la distribution de pression est antisymétrique par rapport au point  $\theta$  et le lieu du centre de l'arbre dans le coussinet est une droite normale à la direction de charge. Ces conditions aux limites ne sont valables que pour les paliers fonctionnant à de très faibles charges ou avec des pressions d'alimentation très élevées [17]. Dans le cas contraire des pressions négatives apparaissent dans le film, ce qui est physiquement inacceptable. (Définie lors de l'étude du palier infiniment long cette condition se traduit par :

$$p(\theta = 0, x_3) = p_0 \quad (I.7)$$

Et

$$p(\theta = 2\pi, x_3) = p_0 \quad (I.8)$$

Avec  $P_0$  : la pression d'alimentation.

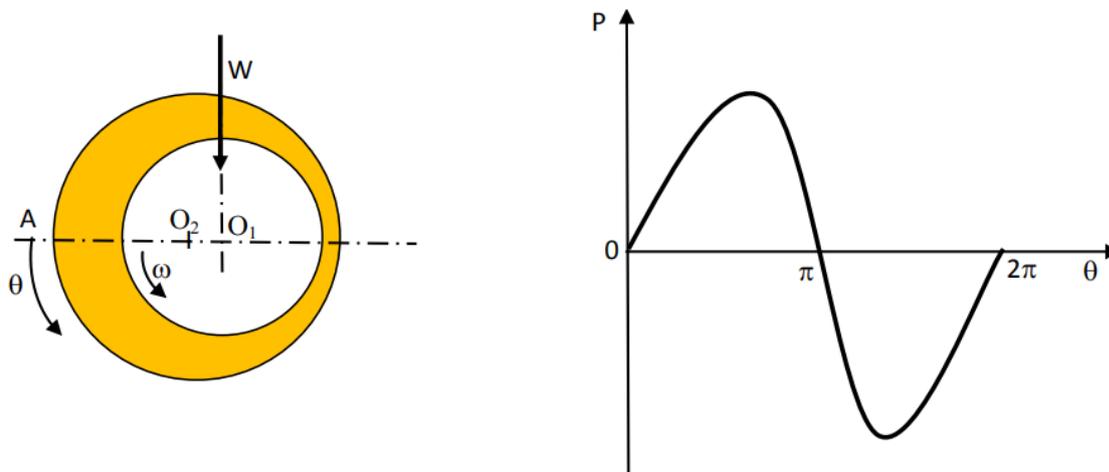


Figure I.7 Condition de Sommerfeld

### I.2.7.3 Conditions de Gumbel :

En 1921 Gumbel, à la suite des travaux de Sommerfeld, propose comme conditions aux limites :

$$p(\theta = 0, z) = 0 \quad (I.9)$$

$$p(\theta = \pi, z) = 0 \quad (I.10)$$

$$p(\theta, z) = 0 \text{ si } \pi < \theta \quad (I.11)$$

Cela revient à négliger, dans la solution de Sommerfeld les pressions négatives. Ces conditions impliquent une discontinuité dans l'écoulement au point  $\theta=\pi$ ; elles ne sont pas acceptables physiquement, mais sont utilisées dans le cas de l'approximation du palier court [18]

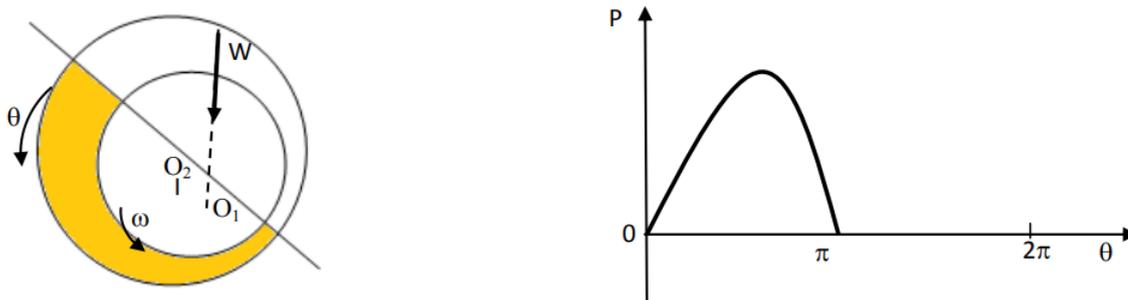


Figure I.8 Conditions de Gumbel

### I.2.7.4 Conditions de Reynolds :

Ces conditions, proposées indépendamment par Swift en 1932, et par Steiber en 1933, respectent la continuité du débit et supposent que pour une abscisse inconnue, la pression et le gradient de pression s'annulent :

$$p(\theta = 0, z) = 0 \quad (I.12)$$

$$p(\theta = \theta_s, z) = 0 \quad (I.13)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} (\theta = \theta_s, z) = \frac{\partial p}{\partial z} (\theta = \theta_s, z) = 0 \quad (I.14)$$

$$p(\theta, z) = 0 \text{ si } \theta_s < \theta < 2\pi$$

On distingue ainsi deux régions dans le palier : une région active où la pression est positive et le film complet, pour des valeurs de  $\theta$  comprises entre 0 et  $\theta_s$  et une région inactive à pression nulle et dans laquelle en régime dynamique, peut apparaître de la cavitation, pour  $\theta_s < \theta < 2\pi$ . Ces conditions sont celles qui donnent les solutions les plus exactes ; elles ont été vérifiées dans de nombreuses études expérimentales [22].

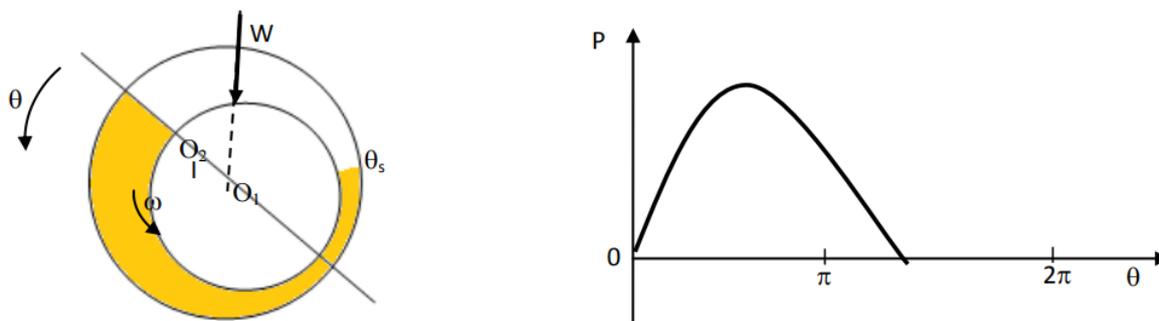


Figure I.9 condition de Reynolds

### I.2.8 Résolution analytique de l'équation de Reynolds \_cas infiniment longs :

Sommerfeld a résolu cette équation dans le cadre d'un problème plan ( $\partial/\partial z = 0$ ) En négligeant l'écoulement axial, (hypothèse du palier long). Lorsque le rapport L/D de la longueur au diamètre du palier est grand on peut négliger le débit axial. L'écoulement est donc purement circonférentiel. En pratique, ce calcul s'applique aux paliers tels que  $(L/D) > 4$ . Si seul l'arbre est animé d'un mouvement de rotation uniforme  $\omega_a = \omega$  et  $\omega_c = 0$ , l'équation de Reynolds se réduit à [22] :

L'équation de Reynolds se réduit à :

$$\frac{d}{d\theta} \left( h^3 \frac{dp}{d\theta} \right) = 6 \cdot \mu \cdot R \cdot V \cdot \frac{dh}{d\theta} \quad (I.15)$$

En utilisant la coordonnée angulaire  $V = \omega \cdot R$  :

$$\frac{d}{d\theta} \left( h^3 \frac{dp}{d\theta} \right) = 6 \cdot \mu \cdot R^2 \cdot \omega \cdot \frac{dh}{d\theta} \quad (I.16)$$

#### I.2.8.1 Calcul de pression :

Si le palier est alimenté à la pression  $p = p_a$  par l'intermédiaire d'une rainure axiale de largeur nulle (infiniment mince), les conditions de Sommerfeld s'écrivent :

$$p(\theta = 0) = p(\theta = 2\pi) = p_a \quad (I.17)$$

Une première intégration de l'équation de Reynolds donne :

$$\frac{dp}{d\theta} = 6\mu R^2 \omega \frac{h - h^*}{h^3} \quad (I.18)$$

$h^*$  Étant l'épaisseur du film lubrifiant au point où le gradient de pression est nul. En intégrant et en remplaçant h par sa valeur, on obtient :

$$p = 6\mu\omega\left(\frac{R}{C}\right)^2 \left\{ \int \frac{d\theta}{(1+\varepsilon\cos\theta)^2} - \frac{h^*}{C} \int \frac{d\theta}{(1+\varepsilon\cos\theta)^3} \right\} + k \quad (\text{I.19})$$

Où  $k$  est une constante d'intégration.

En utilisant le changement de variable de Sommerfeld défini par :

$$1 + \varepsilon \cos \theta = \frac{1 - \varepsilon^2}{1 - \varepsilon \cos \Psi} \quad (\text{I.20})$$

Soit :

$$\cos \theta = \frac{\cos \Psi - \varepsilon}{1 - \varepsilon \cos \Psi} \quad (\text{I.21})$$

$$\sin \theta = \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2} \sin \Psi}{1 - \varepsilon \cos \Psi} \quad (\text{I.22})$$

$$d\theta = \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2} d\Psi}{1 - \varepsilon \cos \Psi} \quad (\text{I.23})$$

Dans ce cas, la pression s'écrit [19] :

$$p = \frac{6\mu\omega(R/C)^2}{(1-\varepsilon^2)^{3/2}} \left\{ \Psi - \varepsilon \sin \Psi - \frac{h^* 2\Psi - 4\varepsilon \sin \Psi + \varepsilon^2 \Psi + \varepsilon^2 \sin \Psi \cos \Psi}{2C(1-\varepsilon^2)} \right\} + k \quad (\text{I.24})$$

Les deux constantes  $h^*$  et  $k$  sont déterminées à partir des conditions aux limites sur la pression. Il résulte :

$$k = p_a \text{ et } \frac{h^*}{C} = \frac{2(1-\varepsilon^2)}{2+\varepsilon^2} \quad (\text{I.25})$$

Soit :

$$p = \frac{6\mu\omega(R/C)^2}{(1-\varepsilon^2)^{3/2}} \left\{ \Psi - \varepsilon \sin \Psi - \frac{2\Psi - 4\varepsilon \sin \Psi + \varepsilon^2 \Psi + \varepsilon^2 \sin \Psi \cos \Psi}{2+\varepsilon^2} \right\} + p_a \quad (\text{I.26})$$

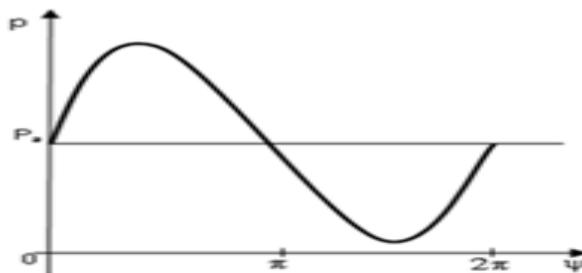


Figure I.10 Allure de la pression

### I.2.8.2 Calcul des efforts (charge hydrodynamique) :

Pour calculer la charge portante  $W$  et l'angle de calage  $\phi$ , il faut intégrer le champ de pression sur la surface de l'arbre. Pour cela, on projette les forces de pression selon deux directions orthogonales  $\vec{k}$  et  $\vec{l}$  dont l'une est colinéaire à la ligne des centres (figure I.11) [22].

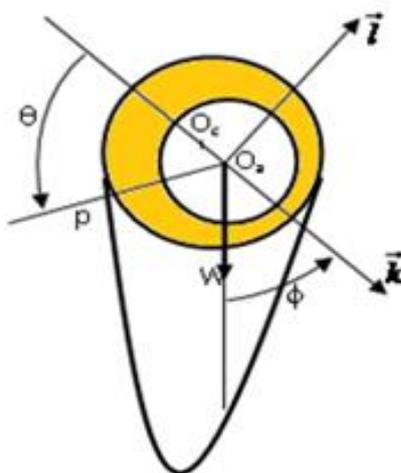


Figure I.11 Section droite du palier

Le tenseur des contraintes visqueux est donné par :

$$\sigma = \begin{bmatrix} -p + \tau_{xy} & \tau_{yx} \\ \tau_{xy} & -p + \tau_{yx} \end{bmatrix} \quad (\text{I.27})$$

La normale à l'arbre s'écrit sous la forme :

$$\vec{n} = \begin{cases} n_k = \cos \theta \\ n_l = \sin \theta \end{cases} \quad (\text{I.28})$$

D'où :

$$\bar{\tau} = \begin{cases} (-p + \tau_{xx}) \cos \theta + \tau_{xy} \sin \theta \\ \tau_{xy} \cos \theta + (-p + \tau_{yy}) \sin \theta \end{cases} \quad (I.29)$$

Si on néglige les contributions des contraintes normales et tangentielles. Les équations d'équilibres de l'arbre (Figure I.11) s'écrivent [J. Frêne] :

$$W \cos \phi + L \int_0^{2\pi} p \cos \theta R d\theta = 0 \quad (I.30)$$

$$-W \sin \phi + L \int_0^{2\pi} p \sin \theta R d\theta = 0 \quad (I.31)$$

En intégrant par partie :

$$W \cos \phi = LR \int_0^{2\pi} \frac{dp}{d\theta} \sin \theta d\theta \quad (I.32)$$

$$W \sin \phi = LR \int_0^{2\pi} \frac{dp}{d\theta} \cos \theta d\theta \quad (I.33)$$

Après intégration on aboutit à :

$$W \cos \phi = 0$$

$$W \sin \phi = \frac{12\mu R^3 \omega L \pi \varepsilon}{C^2 (2 + \varepsilon^2) \sqrt{1 - \varepsilon^2}} \quad (I.34)$$

D'où

$$W = \frac{12\mu R^3 \omega L \pi \varepsilon}{C^2 (2 + \varepsilon^2) \sqrt{1 - \varepsilon^2}} \quad (I.35)$$

$$\phi = \frac{\pi}{2}$$

La charge  $W$ , est par conséquent indépendante de la pression d'alimentation  $P_a$ , car celle-ci, intervenant comme une constante dans la valeur de la pression, admet une résultante nulle après intégration autour de l'arbre. La figure (I.12) représente les variations de la charge sans dimension  $W$  en fonction de l'excentricité relative  $\varepsilon$ . L'angle de calage  $\phi$  est toujours égal à  $\pi/2$ . Cela signifie que le centre de l'arbre se déplace selon une direction normale à la ligne de charge. On peut montrer qu'un tel palier est toujours dynamiquement instable.

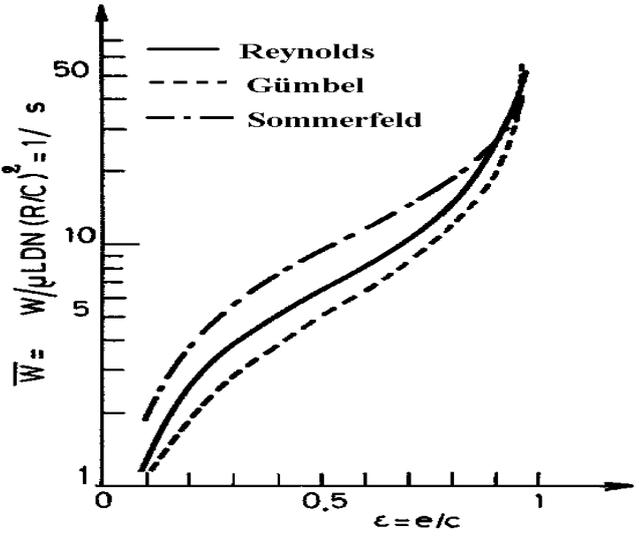


Figure I.12 Variation de la charge sans dimension W en fonction de l'excentricité relative  $\epsilon$  [22]

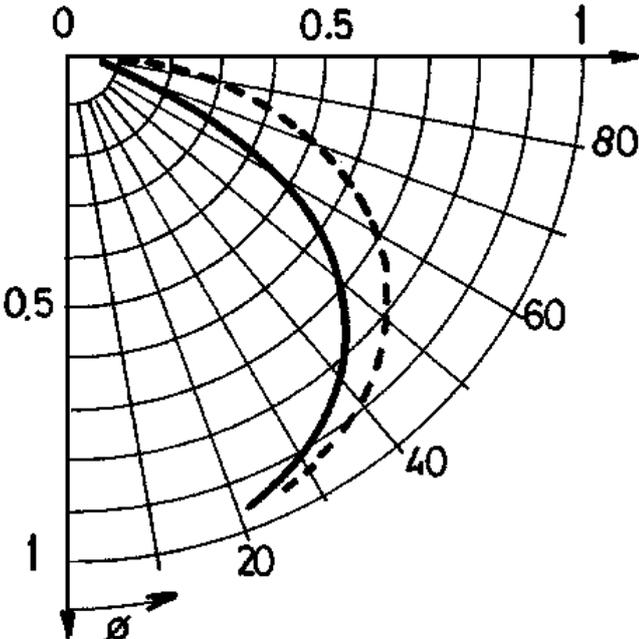


Figure I.13 Variation de l'angle de calage  $\phi$  en fonction de l'excentricité relative  $\epsilon$  [22]

### **I.2.9 Conclusion :**

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les lois fondamentales et la forme la plus générale de ces équations des milieux continus écrites pour un fluide newtonien du fonctionnement d'un palier lisse hydrodynamique. Par la suite, nous en déduisons des formes simplifiées spécifiques à l'étude des problèmes particuliers en lubrification.

Après le développement de la théorie générale qui gouverne le phénomène thermique dans les paliers hydrodynamiques, plusieurs études ont été effectuées pour caractériser ce dernier.

Dans ce contexte, et en parallèle avec le progrès très remarquable des outils de calcul, plusieurs modèles numériques ont été proposés pour donner une solution approximative du problème réel.

Le développement de l'aspect théorique avec ses équations associées simplifiées menant à l'analyse thermodynamique du palier lisse lubrifié fera l'objet du chapitre suivant.

**Chapitre II :**  
**Développement des Equations**  
**Associées**

## II.1. Caractéristique d'un palier lisse et épaisseur du film lubrifiant :

Le modèle physique est un palier lisse, constitué essentiellement d'un coussinet lisse, en bronze ou en acier de rayon intérieur  $R_c$ , à l'intérieur duquel tourne l'arbre de rayon  $R_a$ , qui est généralement en acier figure (II.1). Un palier lisse peut être schématisé par deux cercles excentriques (Figure II.2) et caractérisé par trois grandeurs : le jeu radial  $C = R_c - R_a$ , le jeu relatif  $R/C$  et le rapport  $L/D$  de la longueur au diamètre du palier. Considérons une section du palier, un point  $M$  appartenant à la surface du coussinet sera repéré par les coordonnées cylindriques. Les points  $O_a$  et  $O_c$  représentent respectivement les centres de l'arbre et du coussinet. Deux paramètres sont nécessaires pour positionner  $O_a$  par rapport à  $O_c$ . On utilise habituellement la distance  $|\overrightarrow{O_c O_a}|$  appelée excentricité  $e$  et l'angle que fait la direction de la charge avec la ligne des centres  $\overrightarrow{O_c O_a}$  appelé angle de charge  $\phi$  [22].



Figure II.1 Palier lisse

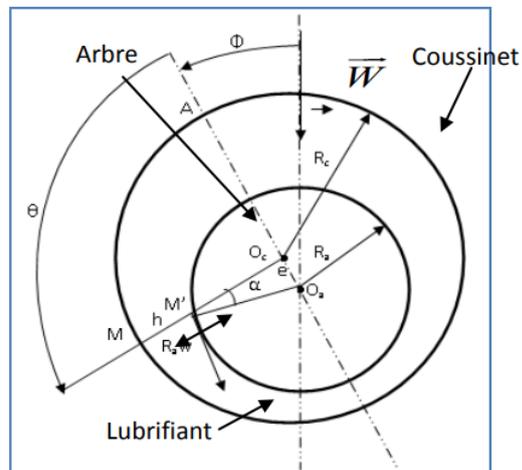


Figure II.2 Section droite du palier

Soit le point  $A$  appartenant à la surface du coussinet et situé sur la ligne  $\overrightarrow{O_c O_a}$ .

L'angle  $\theta$  est donnée par :  $\theta = (\overrightarrow{O_c A}, \overrightarrow{O_c M})$

L'épaisseur du film d'huile est donnée par :

$$h = O_c M - O_c M' \quad (\text{II.1})$$

$$h = R_c - O_c M' \quad (\text{II.2})$$

Tenant compte de l'expression du jeu radial  $C$  on aboutit à :

$$h = C + R_a - O_c M' \quad (\text{II.3})$$

En appliquant la règle des sinus au triangle  $OcM'Oa$  on obtient :

$$O_cM' = R_a \sqrt{1 - \left[\frac{e}{R_a} \sin\theta\right]^2} - e \cos\theta \quad (\text{II.4})$$

La quantité  $e/Ra$  est très petite devant l'unité on peut donc écrire que  $\left[\frac{e}{R_a} \sin\theta\right]^2 \ll 1$

Il vient alors

$$O_cM' = R_a - e \cos\theta \quad (\text{II.5})$$

$$O_cM' = Rc - C \left[1 + \frac{e}{C} \cos\theta\right] \quad (\text{II.6})$$

D'où :

$$h = c \left[1 + \frac{e}{C} \cos\theta\right] \quad (\text{II.7})$$

Soit l'excentricité relative :  $\varepsilon = \frac{e}{C}$

Donc on peut écrire l'épaisseur du film lubrifiant sous la forme suivante :

$$h = C (1 + \varepsilon \cos\theta) \quad (\text{II.8})$$

Avec  $\varepsilon$  variant de 0 à 1.

## II.2. Equation générale de la mécanique des film mince :

### II.2.1 Loi de comportement d'un fluide newtonien :

Le tenseur des taux de cisaillement dans un fluide Newtonien est exprimé en fonction du tenseur des taux de déformation  $D$  par la loi de comportement linéaire de Newton qui s'écrit dans le cas des fluides compressibles. Compte tenu de l'équation de conservation de la masse, cette loi de comportement se réduit dans le cas de fluide incompressible à l'expression suivante :

$$\tau = 2\mu D \quad (\text{II.9})$$

Les éléments de ce tenseur  $\tau$  s'expriment ainsi en fonction du gradient de vitesse comme suit :

$$\tau_{ij} = \mu \left[ \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right] \quad (\text{II.10})$$

### II.2.2 L'équation de continuité :

L'équation de continuité est donnée par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{V} = 0 \quad (\text{II.11})$$

### II.2.3 Equation de quantité de mouvement :

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \text{div} \overline{\overline{\sigma}} + \vec{f} \quad (\text{II.12})$$

Avec  $\overline{\overline{\sigma}}$  : le tenseur des contraintes est donné par l'expression suivante :

$$\overline{\overline{\sigma}} = -pI + \overline{\overline{\tau}} \quad (\text{II.13})$$

Dans le cas d'un fluide Newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses est donné par l'expression suivante

$$\overline{\overline{\tau}} = 2\mu \overline{\overline{D}} \quad (\text{II.14})$$

On peut écrire l'équation de conservation de la quantité de mouvement comme suit :

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla} p + (\vec{\nabla} \cdot \overline{\overline{\tau}}) + \rho \vec{g} \quad (\text{II.15})$$

### II.2.4 Equation de l'énergie :

L'équation de l'énergie s'écrit sous la forme :

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = (\vec{\nabla} \cdot k \vec{\nabla} T) + (\overline{\overline{\tau}} : \vec{\nabla} \vec{V}) \quad (\text{II.16})$$

## II.3. Développement des équations :

### II.3.1 Equations :

Réécrivons les équations (II.11), (II.15) et (II.16) dans un espace annulaire compris entre deux cylindres excentriques en utilisant les coordonnées cartésiennes (Figure II.3).

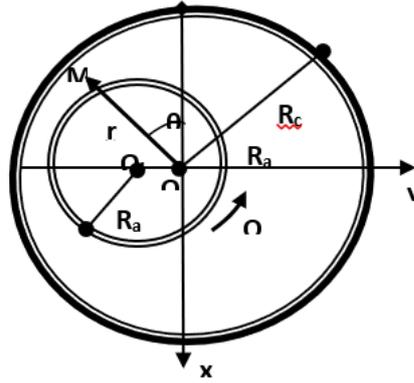


Figure II.3 Schéma de l'écoulement d'un fluide

### II.3.2 Hypothèse :

Les hypothèses considérées dans ce cas sont :

- Le milieu est continu ;
- Le fluide est Newtonien ;
- L'écoulement est laminaire ;
- Le régime d'écoulement est permanent ;
- Le fluide est incompressible ;
- Les forces massiques extérieures sont négligeables ;
- Il n'y a pas de glissement entre le fluide et les parois du contact ;
- L'épaisseur de film est très faible devant les autres dimensions du contact ;
- Le palier est infiniment long, (cette hypothèse permet de négliger l'effet axial de pression, l'écoulement devient alors purement circonférentiel et bidimensionnel).

Tenant compte des hypothèses citées précédemment et après projection dans le système d'axes  $(x,y)$ , les équations de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie s'écrivent aux formes ci-dessous.

#### II.3.2.1 Équation de continuité :

La projection de l'équation de continuité donne :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.17})$$

#### II.3.2.2 Equations de quantité de mouvement :

L'écoulement étant bidimensionnel, permanent, incompressible et les forces massiques  $f_i$  négligeables, on obtient à partir de l'équation (II.15).

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \quad (\text{II.18})$$

$$\rho \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \quad (\text{II.19})$$

### II.3.2.3 Equation de l'énergie :

A partir de l'équation (II.17) et tenant compte des hypothèses citées précédemment, l'équation de l'énergie s'écrit comme suit :

$$\rho C_p \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right) + \left( \tau_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \tau_{xy} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (\text{II.20})$$

La conductivité thermique  $k$  varie seulement en fonction de la température, donc on peut réécrire les équations sous la forme suivante :

$$\rho C_p \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \left( \tau_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \tau_{xy} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (\text{II.21})$$

## II.4. Conditions aux limites

### II.4.1 Conditions aux limites sur la vitesse :

- Dans le domaine fluide :

$$R_a \leq r \leq R_a + h \text{ Pour un } h = C(1 + \varepsilon \cos \theta)$$

$$v_r(r, \theta) = v_r(r, \theta + 2\pi n)$$

$$v_\theta(r, \theta) = v_\theta(r, \theta + 2\pi n)$$

- Conditions aux limites sur l'arbre :

$$v_r(R_a, \theta) = 0$$

$$v_\theta(R_a, \theta) = U$$

- Conditions aux limites sur le coussinet :

$$v_r(R_a + h, \theta) = 0$$

$$v_\theta(R_a + h, \theta) = 0$$

### II.4.2 Conditions aux limites sur la pression $p$ et les contraintes $\tau_{ij}$ :

$$p(r, \theta) = p(r, \theta + 2\pi n)$$

$$\tau_{ij}(r, \theta) = \tau_{ij}(r, \theta + 2\pi n)$$

### II.4.3 Conditions aux limites sur la température :

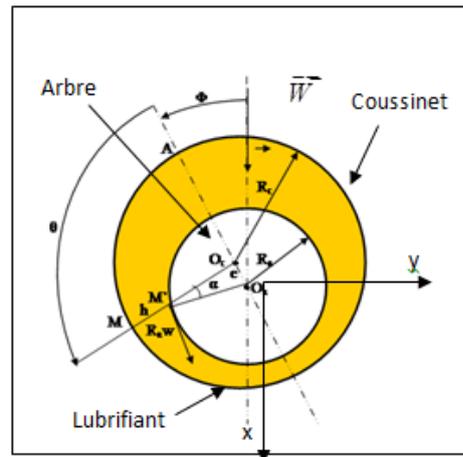


Figure II.4 Schéma représentatif d'un palier lisse

#### II.4.3.1 Champ de température dans le coussinet :

Le bilan thermique effectué sur un élément de volume du coussinet est le suivant :

$$\Delta T_c = \frac{\rho_c C_{pc}}{\sigma_c} \frac{dT_c}{dt} = a_c \frac{dT_c}{dt} \quad (\text{II.22})$$

Avec :

$T_c$  : Champ de température dans le coussinet

$\rho_c$  : Masse volumique du coussinet

$C_{pc}$  : Chaleur spécifique du coussinet

$\sigma_c$  : Conductivité thermique du coussinet

$1/a_c$  : Diffusivité thermique du coussinet

$\Delta$  : La placcien

En remplaçant dans l'équation (II.22) la dérivée  $\frac{dT_c}{dt}$  par son expression, on obtient :

$$\frac{dT_c}{dt} = \frac{\partial T_c}{\partial t} + \vec{V} \overrightarrow{\text{grad}} T_c \quad (\text{II.23})$$

Le régime est supposé permanent et le coussinet est supposé fixe, cette dernière équation devient :

$$\frac{dT_c}{dt} = 0 \quad (\text{II.24})$$

Et par conséquent l'équation (II.22) se réduit à la forme suivante :

$$\Delta T_c = 0 \quad (\text{II.25})$$

Tenant compte de l'hypothèse d'un palier infiniment long, cette dernière expression s'écrit en coordonnées polaires comme suit :

$$\frac{\partial^2 T_c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_c}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_c}{\partial \theta^2} = 0 \quad (\text{II.26})$$

C'est une équation aux dérivées partielles du second ordre, qui nécessite quatre conditions aux limites pour la résoudre. Deux conditions aux limites résultent de la géométrie du coussinet, qui impose au champ de température une répartition périodique suivant la variable angulaire. Les deux autres conditions aux limites résultent de l'égalité des flux de chaleur aux interfaces coussinet- milieu ambiant et lubrifiant- coussinet, ceci s'écrit successivement :

$$T_c(r, \theta) = T_c(r, \theta + 2\pi) \quad (\text{II.27})$$

$$\frac{\partial T_c}{\partial \theta}(r, \theta) = \frac{\partial T_c}{\partial \theta}(r, \theta + 2\pi) \quad (\text{II.28})$$

$$-\sigma \frac{\partial T_c}{\partial r} \Big|_{r=R_{ec}} = h(T_c(r = R_{ec}, \theta) - T_\infty) \quad (\text{II.29})$$

$$-\sigma \frac{\partial T_c}{\partial r} \Big|_{r=R_{ic}} = q_1 \quad (\text{II.30})$$

Avec :

$h$  : Coefficient convectif relatif à la surface extérieure du coussinet.

$q_1$  : Flux de chaleur échangée à l'interface coussinet- lubrifiant.

$R_{ec}$  : Rayon extérieur du coussinet.

$R_{ic}$  : Rayon intérieur du coussinet.

$T_\infty$  : Température du milieu ambiant loin de la paroi externe du coussinet.

La résolution analytique ou numérique de l'équation (II.24) permet de définir le champ de température dans le coussinet.

#### II.4.3.2 Champ de température sur l'arbre :

Le bilan thermique effectué sur un élément de volume du système permet d'aboutir à l'expression suivante :

$$\Delta T_a = \frac{\rho_a C_{pa}}{\sigma_a} \frac{dT_a}{dt} = a_a \frac{dT_a}{dt} \quad (\text{II.31})$$

Avec :

$T_a$  : Champ de température dans l'arbre

$\rho_a$  : Masse volumique de l'arbre

$C_{pa}$  : Chaleur spécifique de l'arbre

$\sigma_a$  : Conductivité thermique de l'arbre

$1/a_a$  : Diffusivité thermique de l'arbre

$\Delta$  : La placien

La dérivée particulaire  $\frac{dT_a}{dt}$  se développe comme suit :

$$\frac{dT_a}{dt} = \frac{\partial T_a}{\partial t} + \vec{V} \overrightarrow{\text{grad}} T_a \quad (\text{II.32})$$

Le régime est laminaire et le cylindre étant en rotation, la dérivée particulaire s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$\frac{dT_a}{dt} = \Omega \frac{\partial T_a}{\partial \theta} \quad (\text{II.33})$$

Où :

$\Omega$  : vitesse de rotation de l'arbre

L'expression (II.30) s'écrit donc :

$$\frac{\partial^2 T_a}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_a}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_a}{\partial \theta^2} = a_a \Omega \frac{\partial T_a}{\partial \theta} \quad (\text{II.34})$$

C'est une équation aux dérivées partielles du second ordre qui nécessite quatre conditions aux limites pour la résoudre. Deux conditions aux limites résultent de la géométrie de l'arbre, laquelle impose au champ de température une répartition périodique suivant la variable angulaire. Les deux autres conditions aux limites résultent de l'égalité des flux de chaleur à l'interface lubrifiant- arbre et la nécessité d'avoir une valeur finie pour la température en  $r=0$ , elles s'écrivent successivement comme suit :

$$T_a(r, \theta) = T_a(r, \theta + 2\pi) \quad (\text{II.35})$$

$$\frac{\partial T_a}{\partial \theta}(r, \theta) = \frac{\partial T_a}{\partial \theta}(r, \theta + 2\pi) \quad (\text{II.36})$$

$$-\sigma_a \left. \frac{\partial T_a}{\partial r} \right|_{r=R_a} = q_2 \quad (\text{II.37})$$

$$T_a(r, \theta) \rightarrow \text{finie} \quad (\text{II.38})$$

$$r \rightarrow 0$$

Avec :

$q_2$  : Flux de chaleur échangé à l'interface arbre- lubrifiant

$\sigma_a$  : Conductivité thermique de l'arbre

La résolution analytique ou numérique de l'équation (II.33) permet de définir le champ de température dans l'arbre.

## **II.5. Conclusion**

Ce chapitre nous a donc permis de présenter les équations nécessaires à la modélisation théorique du fonctionnement d'un palier lisse à partir de l'analyse phénoménologique et des simplifications appropriées apportées aux équations de la dynamique des fluides visqueux.

L'application des équations relatives à la mécanique des films minces visqueux, autorise une analyse locale des phénomènes thermiques inhérents au palier lisse.

L'analyse de l'écoulement du fluide lubrifiant entre les solides constitués par le palier et le transfert thermique dans l'arbre en rotation et dans le coussinet avec des conditions aux limites aux interfaces, milieu ambiant/coussinet, coussinet/film lubrifiant et film lubrifiant/arbre en rotation, ont permis d'écrire un modèle thermo hydrodynamique de problème de lubrification des paliers lisses.

Le chapitre suivant traitera l'analyse thermodynamique d'un palier lisse en utilisant l'outil CFD (Computational Fluid Dynamics), qui est un logiciel qui permettra d'élaborer des résolutions numériques complexes et plus précises.

**Chapitre III :**  
**Simulation numérique de la**  
**lubrification hydrodynamique en**  
**fluide Newtonien**

### **III.1. Introduction:**

La tendance actuelle de l'industrie moderne est d'utiliser des machines tournant à haute vitesse et supportant de lourdes charges de rotor. Dans de telles applications, des paliers lisses hydrodynamiques sont utilisés. Lorsqu'un palier fonctionne à haute vitesse, la chaleur générée par les taux de cisaillement importants dans le film lubrifiant augmente sa température, ce qui réduit la viscosité du lubrifiant et affecte les caractéristiques de performance. Une analyse thermo hydrodynamique (THD) doit donc être effectuée pour obtenir les caractéristiques de performance réalistes du roulement. Dans la littérature existante, plusieurs études THD ont été rapportées. La plupart de ces analyses ont utilisé l'équation d'énergie bidimensionnelle pour trouver la distribution de la température dans le film de fluide en négligeant la variation de température dans la direction axiale et l'équation de Reynolds bidimensionnelle a été utilisée pour obtenir la distribution de la pression dans le flux de lubrifiant en négligeant la variation de pression à travers l'épaisseur du film.

### **III.2. Logiciels Gambit et Fluent :**

Gambit et Fluent sont des logiciels, sous licence commerciale, permettant de réaliser des simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides allant de la construction du maillage avec Gambit à la résolution des équations de Navier Stokes et au post-traitement avec Fluent. Largement répandus dans l'industrie (automobile, aéronautique, espace...etc.) en raison de leur interface graphique puissante et de l'abondance de leurs options, ils permettent de réaliser des simulations sur tous types de géométries complexes (fixes ou mobiles) associées à des maillages fixes ou adaptatifs et avec des modèles physiques variés (diphasique, turbulent...etc.).

Le logiciel Gambit commercialisé par la société ANSYS depuis 2006 [20] est un préprocesseur conçu pour l'analyse en CFD, il permet la construction de tous types de géométrie en 2D ou 3D avec un très grand degré de précision, ou l'importation de cette dernière depuis un fichier CAO (conception assistée par ordinateur), de plus il permet la subdivision de cette géométrie en des petites volumes élémentaire constituant le maillage. Ce mailleur offre une flexibilité de choix des options de génération de maillage (structuré ou non structuré, surfacique ou volumique. . .). Ainsi qu'il a la capacité d'incorporer les conditions aux limites appropriées au niveau des frontières et de spécifier le type des matériaux utilisés (fluide –solide).

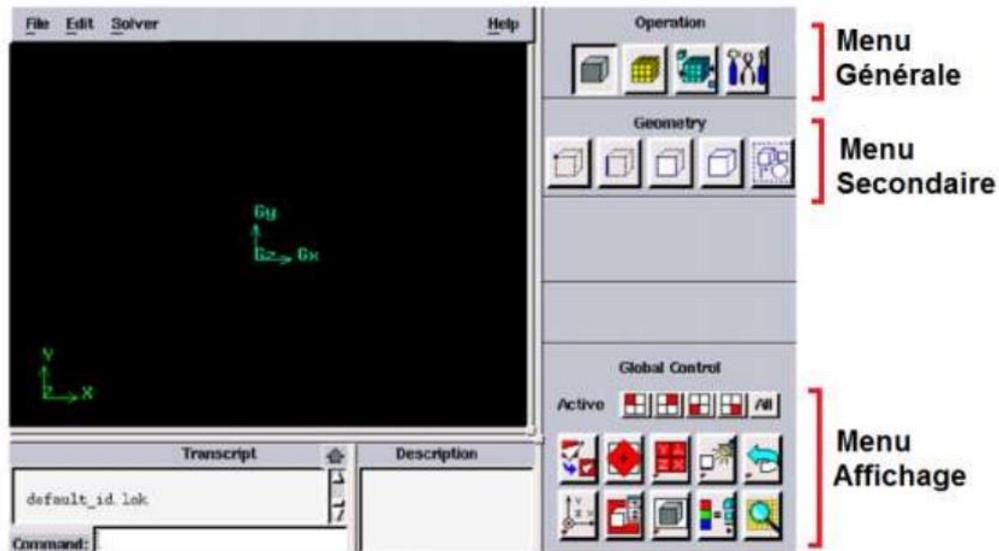


Figure III.1 Interface graphique de gambit

Fluent est l'un des codes commerciaux le plus robuste et le plus utilisé parmi toute la collection des programmes de dynamique des fluides (CFD), à titre non exhaustif ce code vise à mieux comprendre les processus étudiés en aidant à une prédiction des résultats aussi rapide et précise pour une vaste échelle d'application que soit pour l'ensemble de la recherche ou de l'industrie. Ce solveur est programmé en langage C et dispose toute la puissance et la flexibilité de ce dernier, ainsi qu'il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en tant que plusieurs processus simultanés sur un seul PC, en revanche son outil de graphisme offre la possibilité d'afficher les résultats et leurs exploitations, toutefois la résolution par ce logiciel nécessite la présentation d'un mailler qui est le logiciel Gambit.

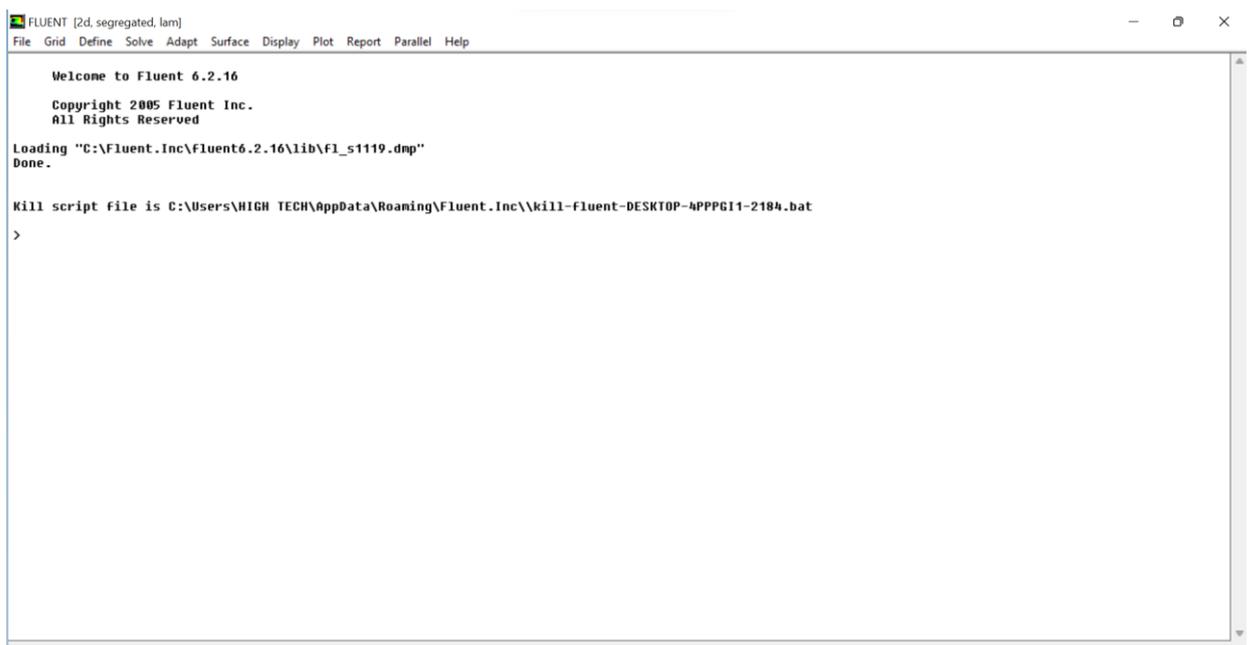


Figure III.2 Interface de Fluent

### III.3. Procédure de calcul :

Le système d'équations et les conditions aux limites présentées dans le deuxième chapitre, pour des caractéristiques géométriques et cinématiques données de l'écoulement 2D entre deux cercles excentrés (cas d'un palier hydrodynamique) seront résolus numériquement ; dans le présent chapitre ; en utilisant le logiciel Fluent 6.3. Le préprocesseur utilisé pour générer le maillage est Gambit. La particularité du problème étudié (l'entrefer est de très petites dimensions comparées au diamètre du palier) nécessite la division du domaine en trois zones ; en utilisant le maillage bi-exponentiel pour un très petit gap (jeu radial) et un maillage exponentiel pour les deux autres zones.

Une étude de l'influence du nombre de points du maillage sur les résultats numériques a été effectuée. Le maillage est raffiné par étapes successives, dans le but d'obtenir une faible variation de la solution de la pression, pour une importante augmentation du nombre d'éléments de maillage.

### III.4. Critères de convergence :

Sous Fluent, le système d'équations de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie sont discrétisées en volume finis. La résolution de ces équations aux dérivées partielles est accomplie à l'aide de la méthode de Gauss-Seidel avec un coefficient de sur-relaxation. La comparaison des valeurs successives de chaque paramètre calculé (pression, charge) est le test de convergence.

### III.5. Schematisation du palier étudié:

Considérons ces caractéristiques géométriques du palier et les propriétés physiques du fluide suivante :

Le rayon de l'arbre :  $R_a = 5$  [cm]

Le jeu radial :  $C = 0,3$  [cm], ainsi que l'excentricité relative  $\varepsilon = 0,6$ .

La vitesse de rotation de l'arbre  $\omega = 3000$  [tr/min]

La viscosité dans le cas constante :  $\mu = 0,3$  [pa.s] , et dans le cas variable donner par :

$$\mu = \mu_0 e^{-E(T-T_0)} \quad (\text{III.1})$$

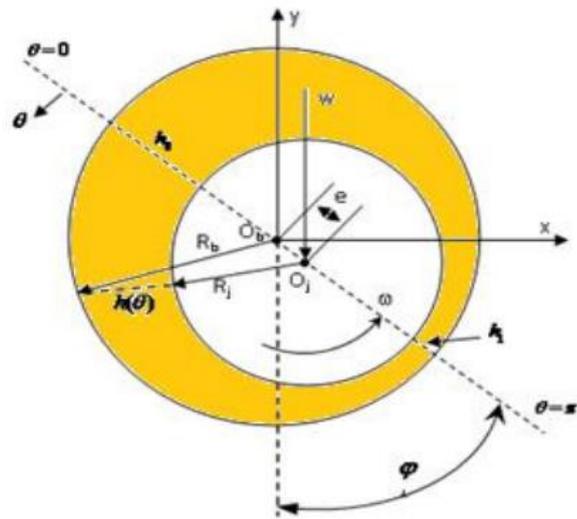
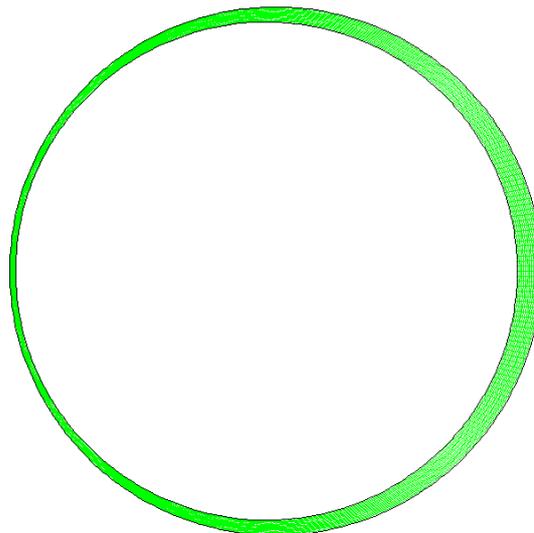


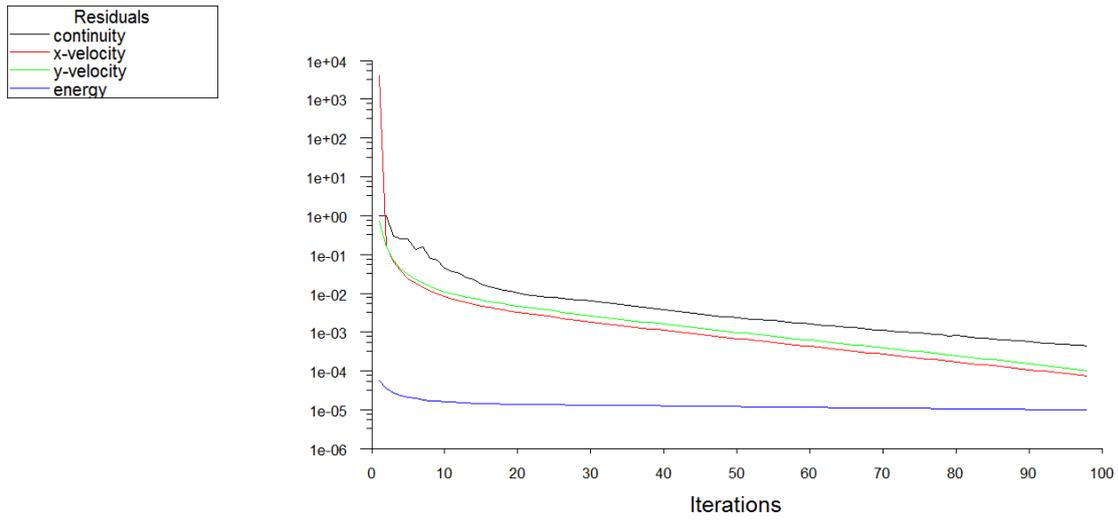
Figure III.3 Schématisation du palier étudié



Grid

Jun 2022  
FLUENT 6.3 (2d, dp, pbns, lam)

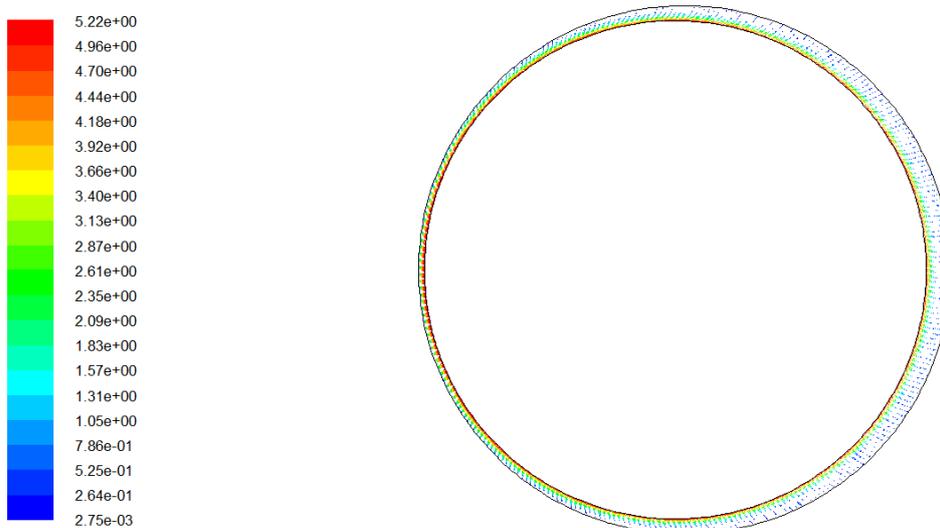
Figure III.4 Le maillage du palier



Scaled Residuals Jun 2022  
FLUENT 6.3 (2d, dp, pbns, lam)

Figure III.5 Itérations de convergence

### III.6. Vecteurs vitesses et contour de pression :



Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/s) Jun 2022  
FLUENT 6.3 (2d, dp, pbns, lam)

Figure III.6 Vecteur de vitesses dans l'entrefer

les figures suivantes représentant les vecteurs de vitesses dans l'entrefer on remarque dans la partie convergente (III.7) un profil parabolique par contre dans la partie divergente (III.8) on remarque une zone de recirculation .

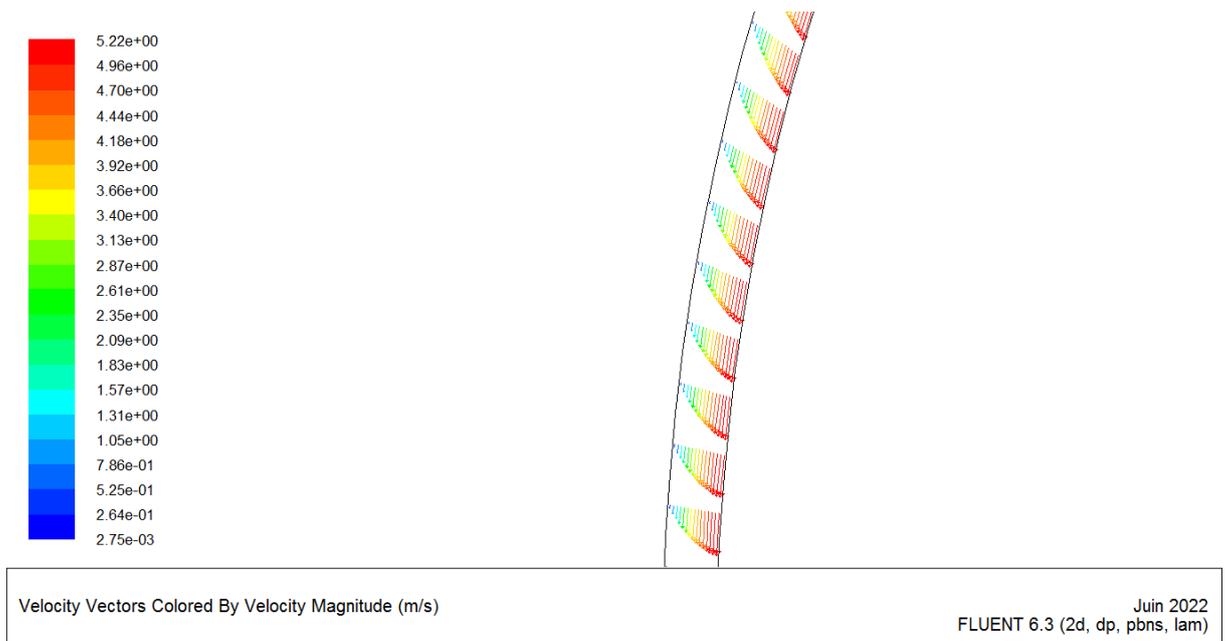


Figure III.7 Vecteur vitesse dans la partie convergente

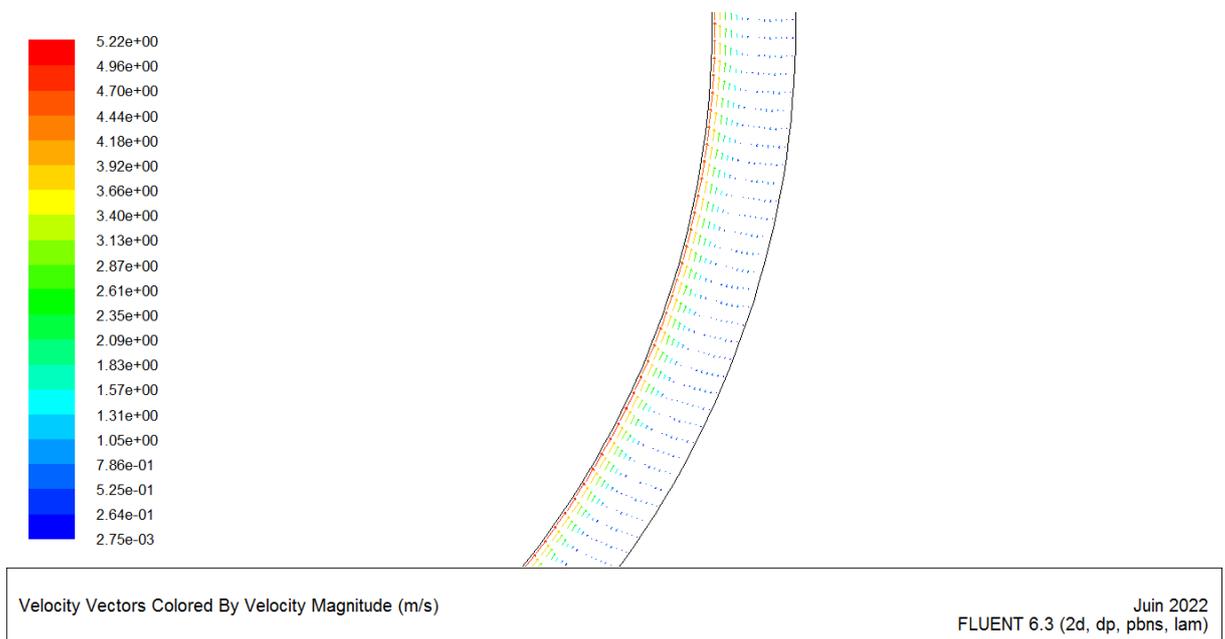
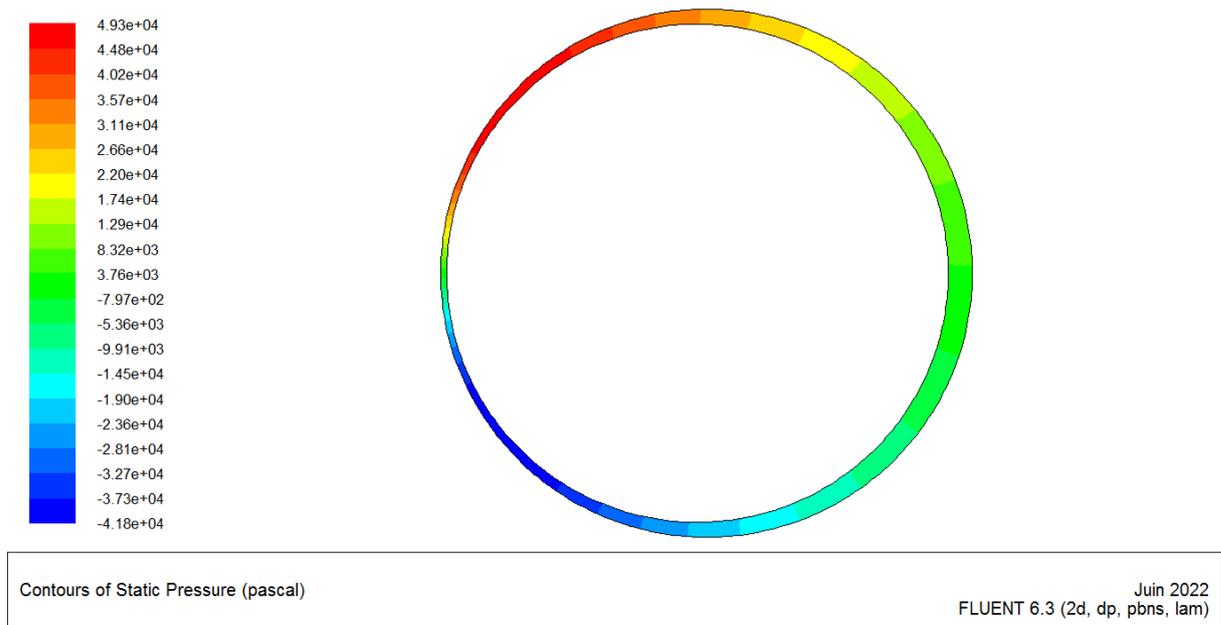
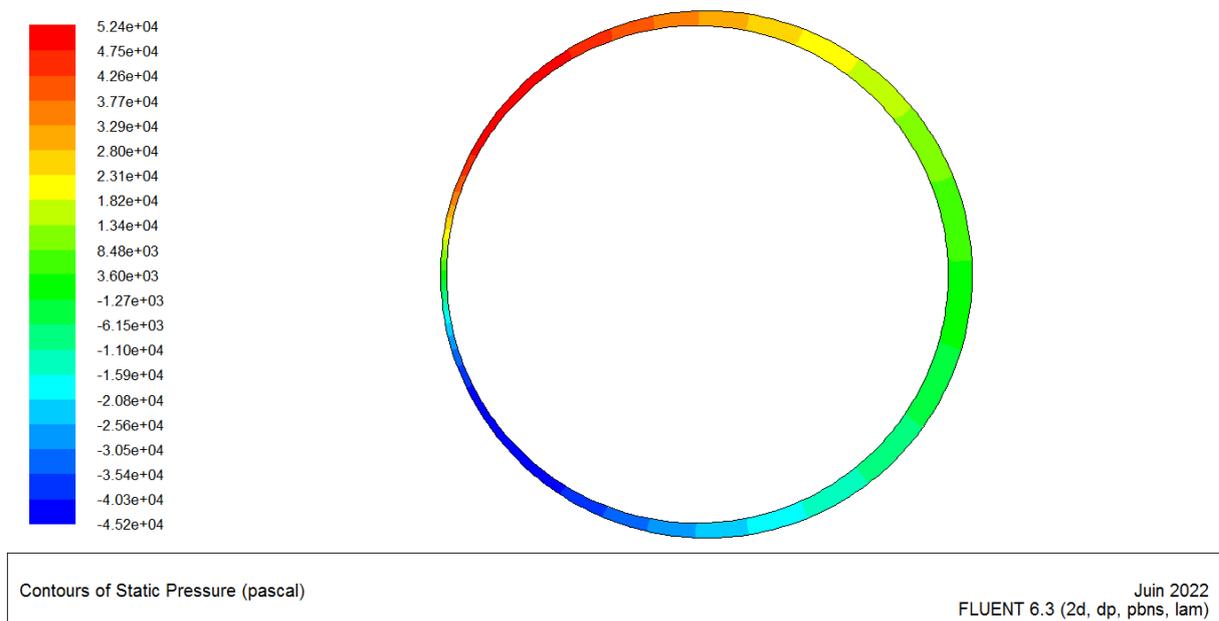


Figure III.8 Vecteur vitesse dans la partie divergente

Figure III.9 Contour de pression  $\mu$  constante  $\omega = 1000$  [tr/min]Figure III.10 Contour de pression  $\mu$  variable  $\omega = 1000$  [tr/min]

On remarque que le profil de vitesse dans le palier convergente et parabolique par contre dans la partie divergente on remarque une zone de recirculation du fluide.

### III.7. Champs de pression le long de l'arbre :

Pour une vitesse de rotation de l'arbre  $\omega = 3000$  [tr/min] on trace le champ de pression le long de l'arbre pour le calcul numérique obtenu par fluent et le champ de pression analytique obtenu par la formule (I.26) présenter dans le premier chapitre (I).

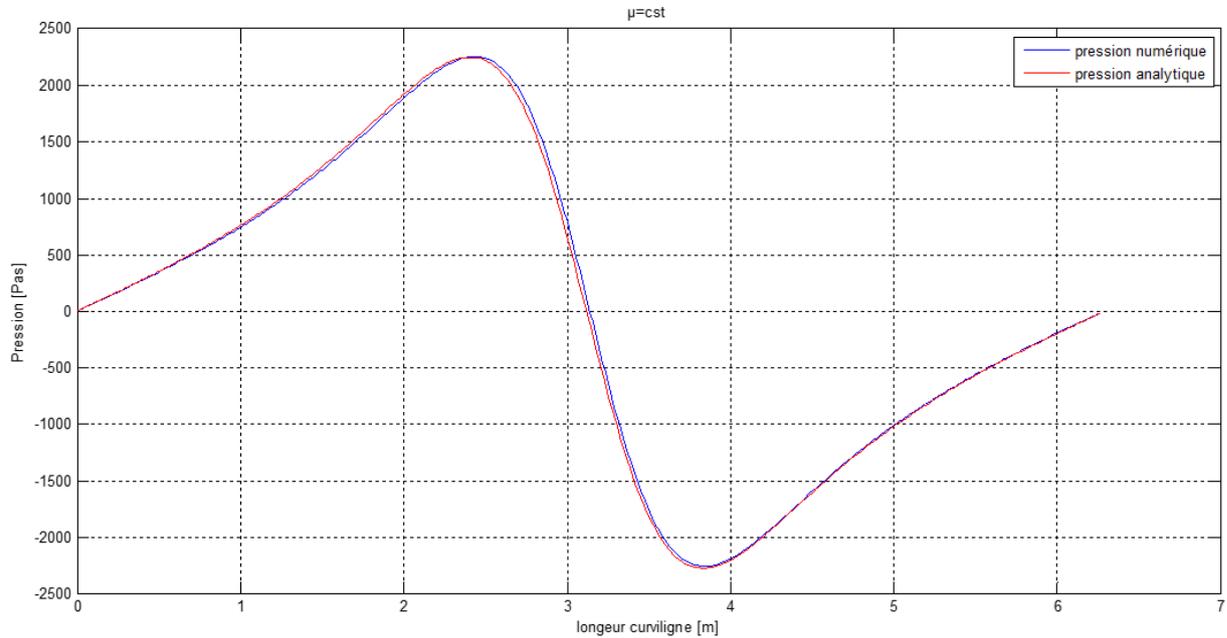


Figure III.11 Courbe de la différence entre la pression numérique et analytique  $\mu = \text{cst}$ ,  
 $\omega = 3000$  [tr/min]

On remarque une superposition de la distribution de la pression pour le calcul analytique et numérique qui semblent ainsi identiques. Ceci est une conséquence de la précision et du bon maillage utilisé dans le calcul numérique.

### III.8. Comparaison entre champs de pression pour le cas où $\mu$ constante et $\mu$ variable :

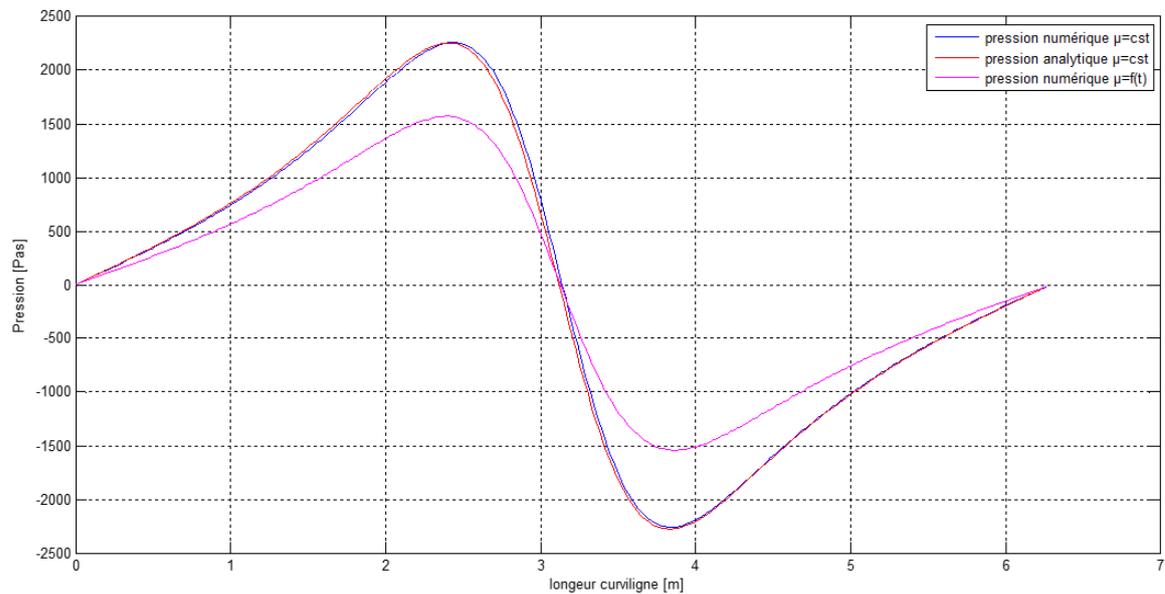


Figure III.12 Courbe de la différence entre la pression numérique et analytique avec  $\mu$  constante et variable

Fait apparaître la différence très nette entre le cas si la viscosité constante et le cas de la viscosité variable en fonction de la température.

### III.9. Effet de la vitesse de rotation de l'arbre sur le champ de pression :

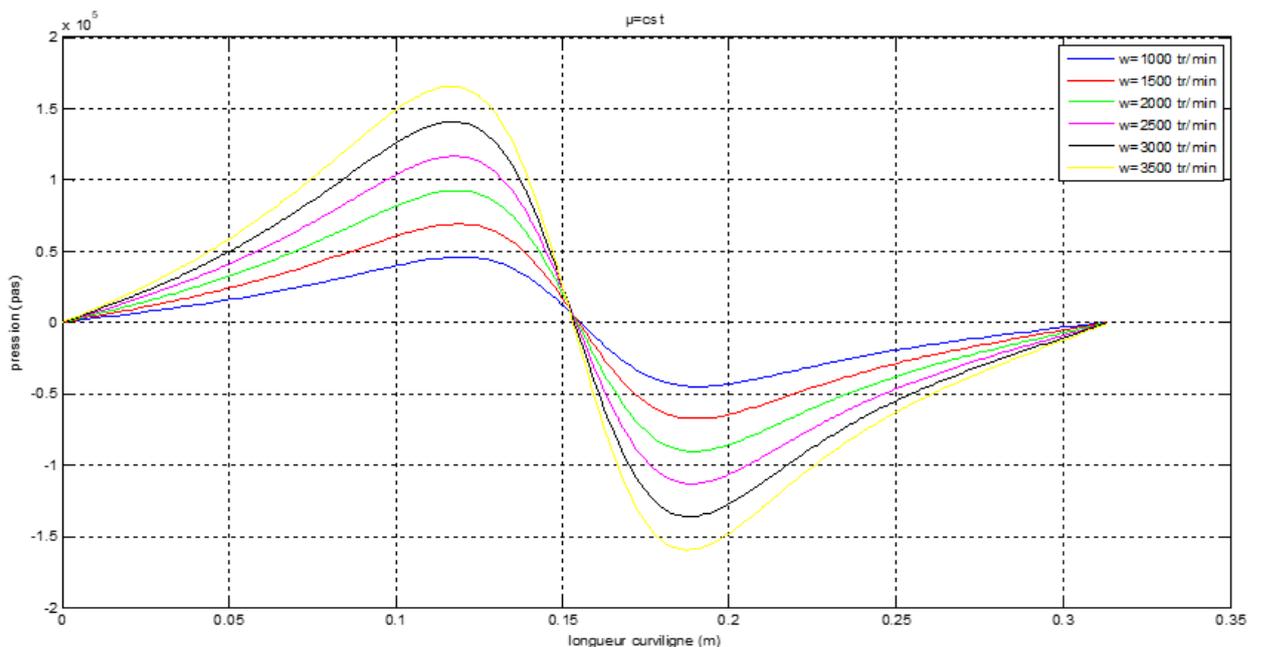
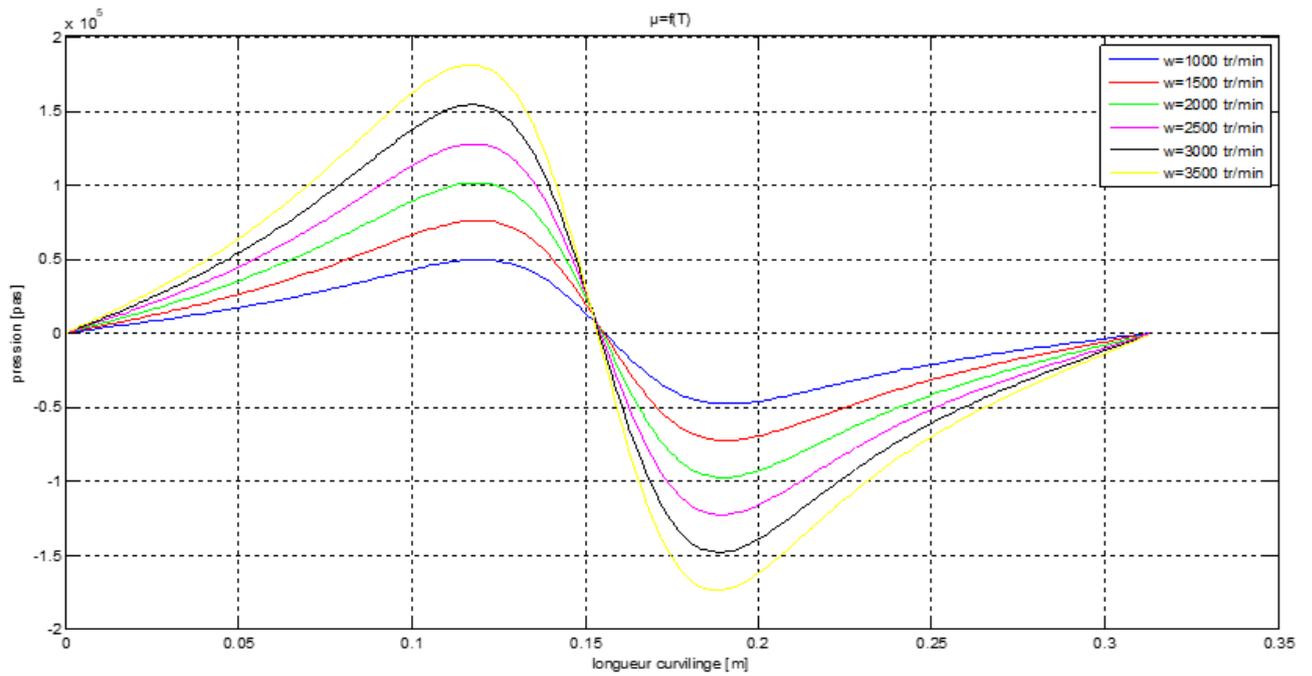
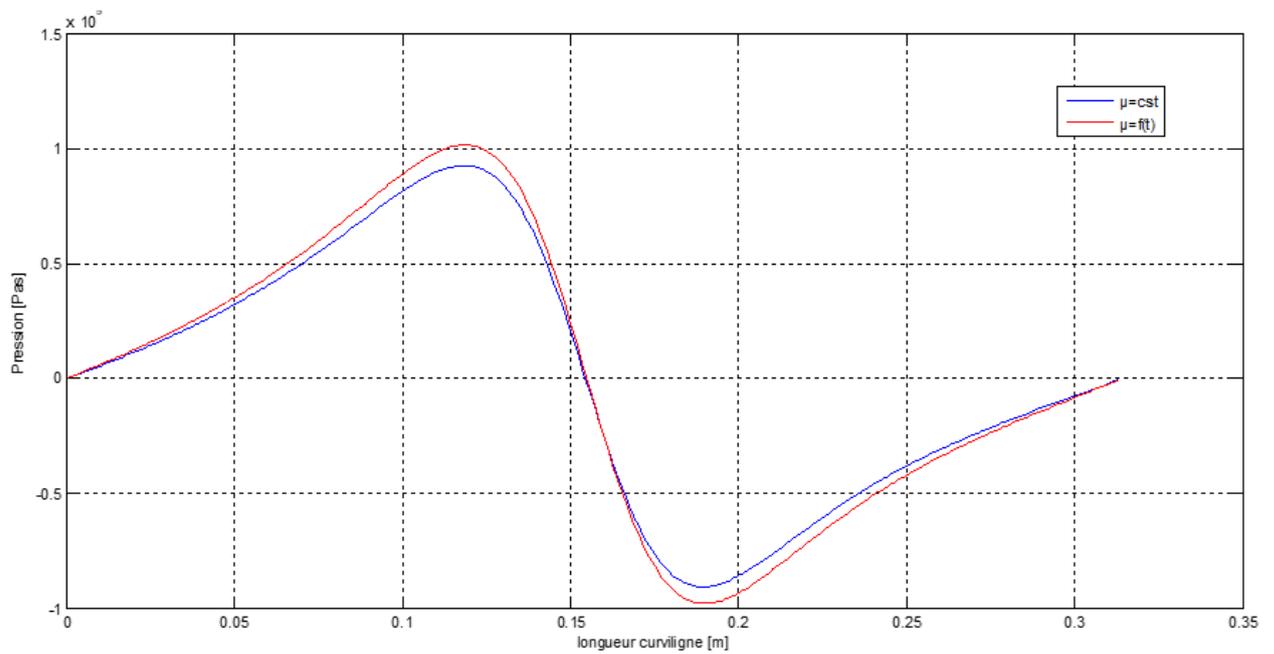


Figure III.13 Courbe de la pression numérique en fonction de la vitesse avec  $\mu=cst$

Figure III.14 Courbe de la pression numérique en fonction de la vitesse avec  $\mu$  variableFigure III.15 Courbe de la pression numérique en fonction de la longueur, avec  $\omega = 2000$  [tr/min]

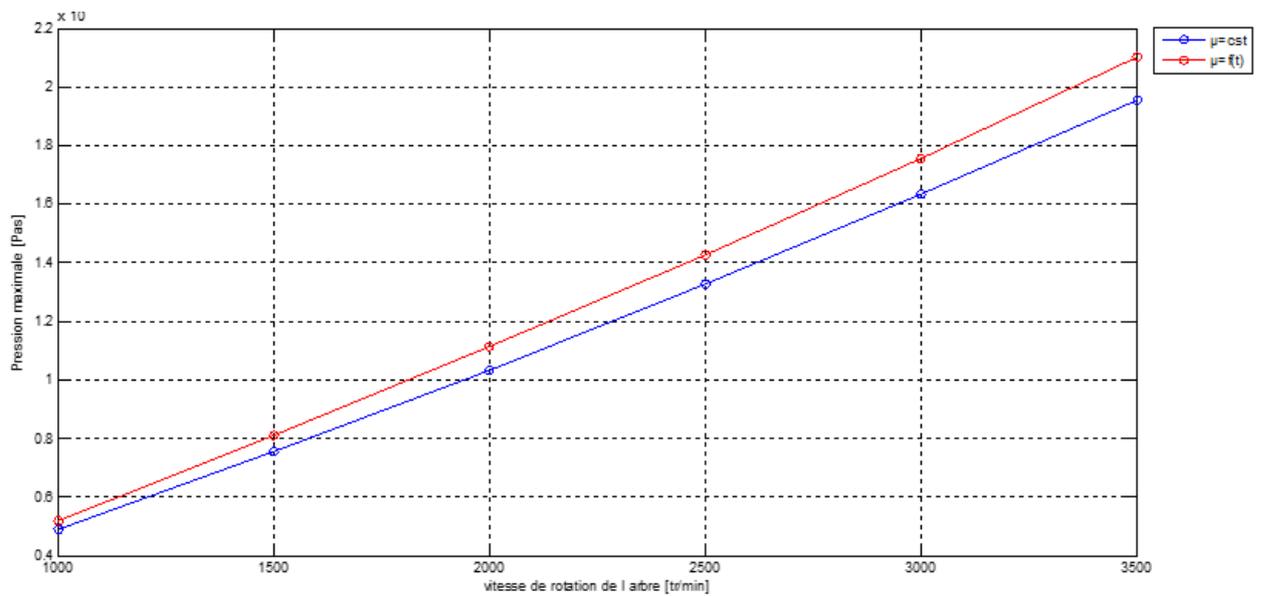


Figure III.16 Courbe de la pression en fonction de la vitesse avec  $\mu$  constante puis variable

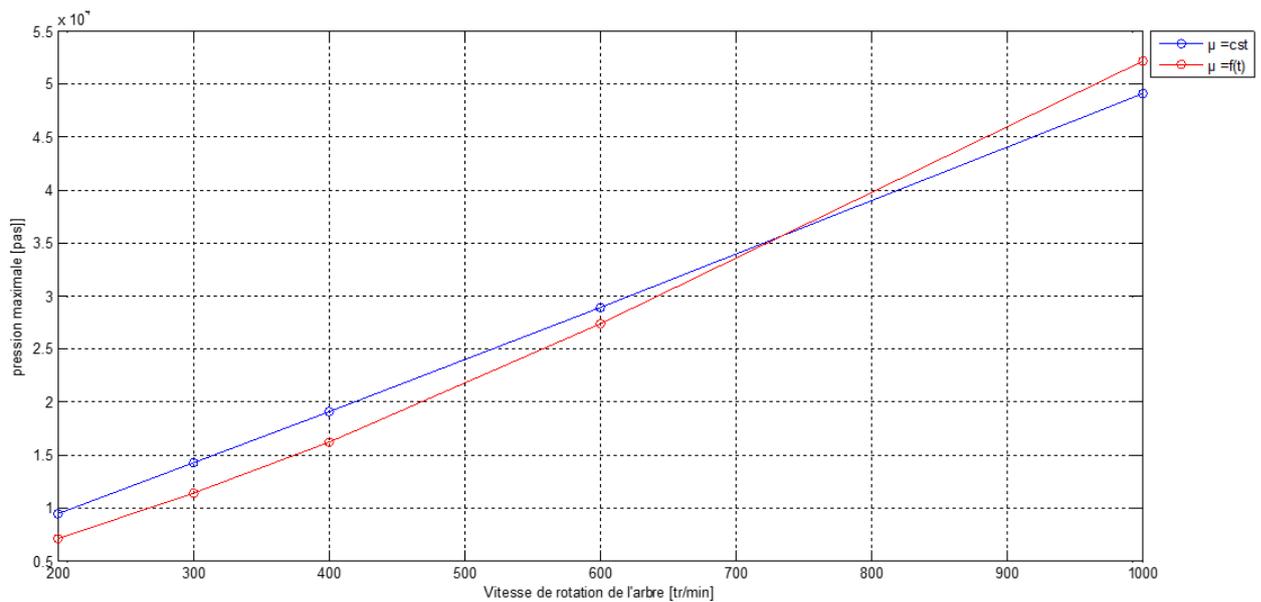


Figure III.17 Courbe de la pression numérique en fonction de la vitesse avec  $\mu$  constante puis variable

### III.10. Effet de la température et la vitesse de rotation de l'arbre sur la viscosité :

#### III.10.1 Cas de vitesses élevées $\omega = [1000...3500]$ tr/mn :

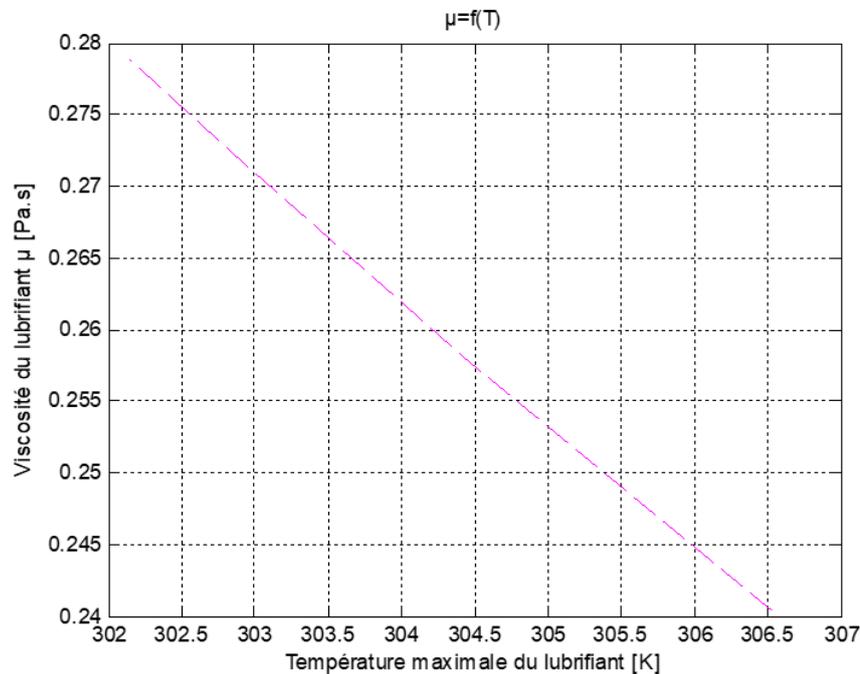


Figure III.18 Courbe de la viscosité en fonction de la température avec  $\mu$  variable.

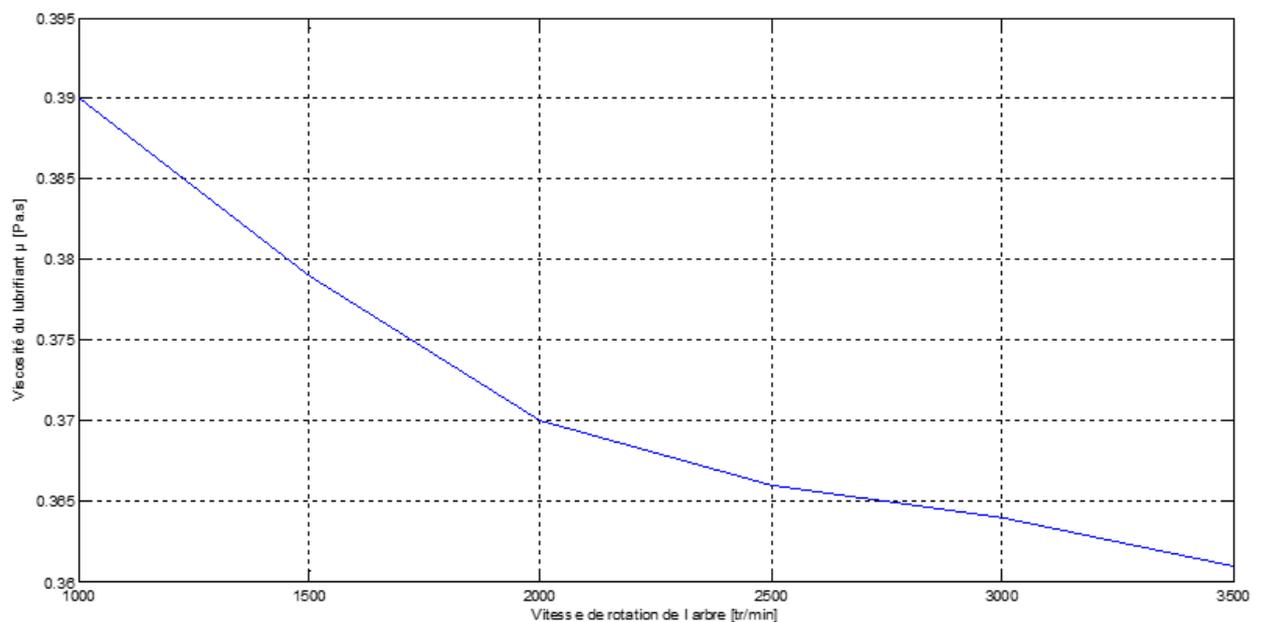


Figure III.19 Courbe de la viscosité numérique en fonction de la vitesse.

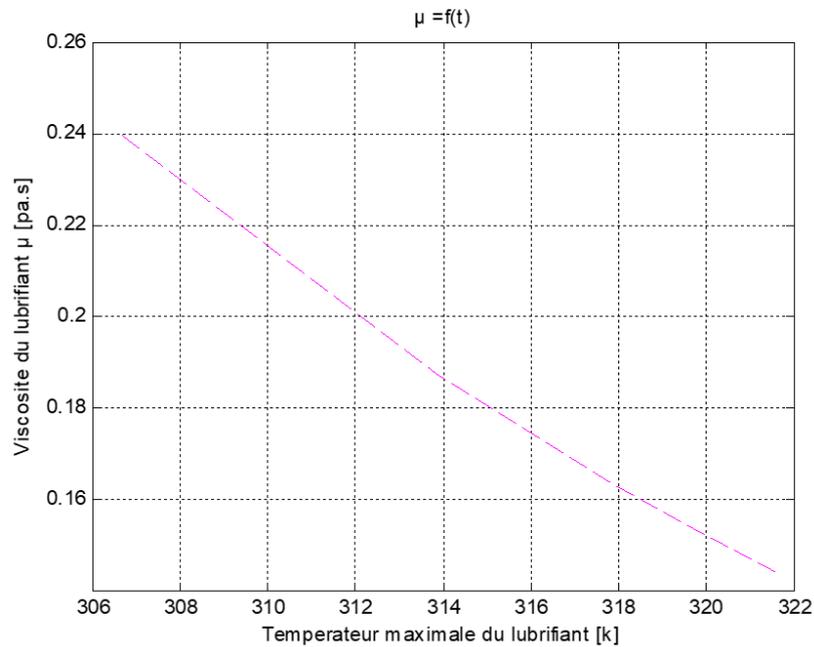
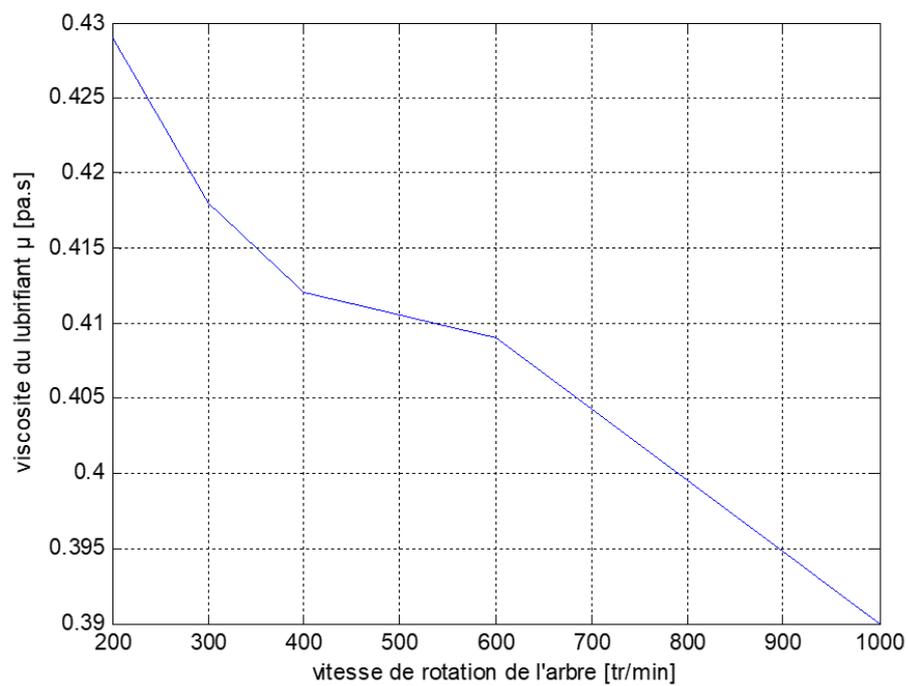
**III.10.2 Cas de vitesses faibles  $\omega = [100...1000]$  tr/mn :**Figure III.20 Courbe de la viscosité en fonction de la température avec  $\mu$  variable

Figure III.21 Courbe de la viscosité numérique en fonction de la vitesse.

### III.11. Calcul de la charge hydrodynamique dans le cas isotherme, non-isotherme ( $\mu = \text{cst}$ , $\mu = f(t)$ ) :

Le calcul de la charge hydrodynamique pour un fluide Newtonien s'effectue par l'intégration numérique du champ de pression sur la surface de l'arbre, donc on t'intègre directement la pression le long de l'arbre sous Fluent en utilisant la fenêtre (Report)

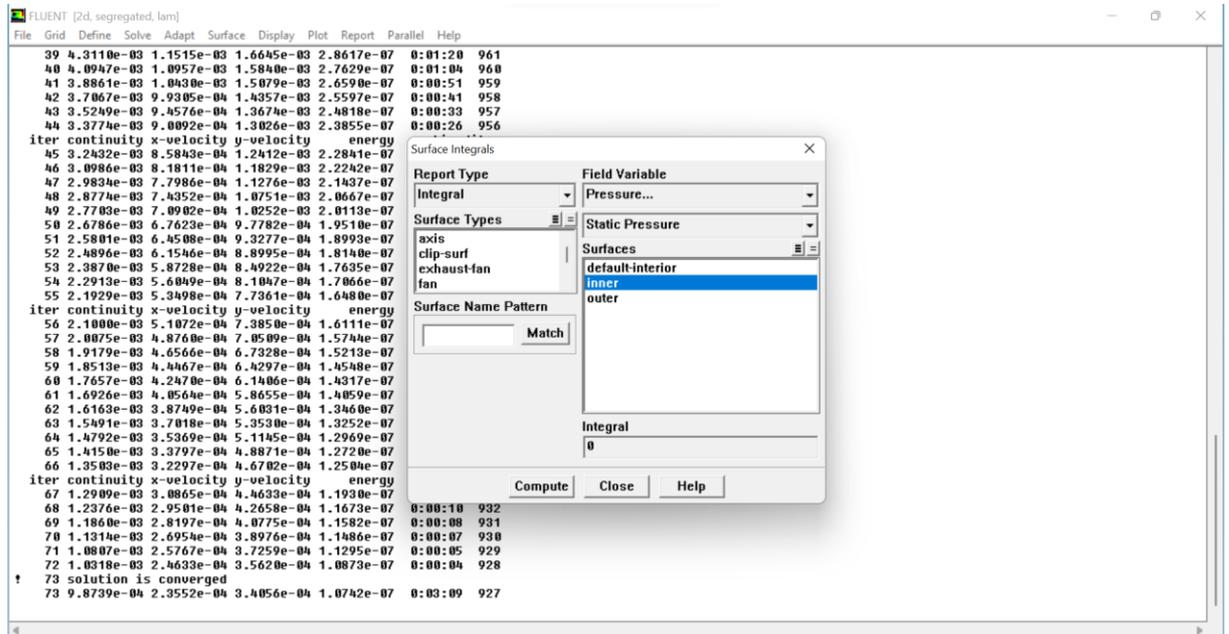


Figure III.22 Calcul charge hydrodynamique sous fluent

En fait varie la vitesse de rotation de l'arbre et on intègre la pression pour déterminer la charge hydrodynamique

#### III.11.1 : cas de vitesses élevés $\omega = [1000...3500]$ tr/mn :

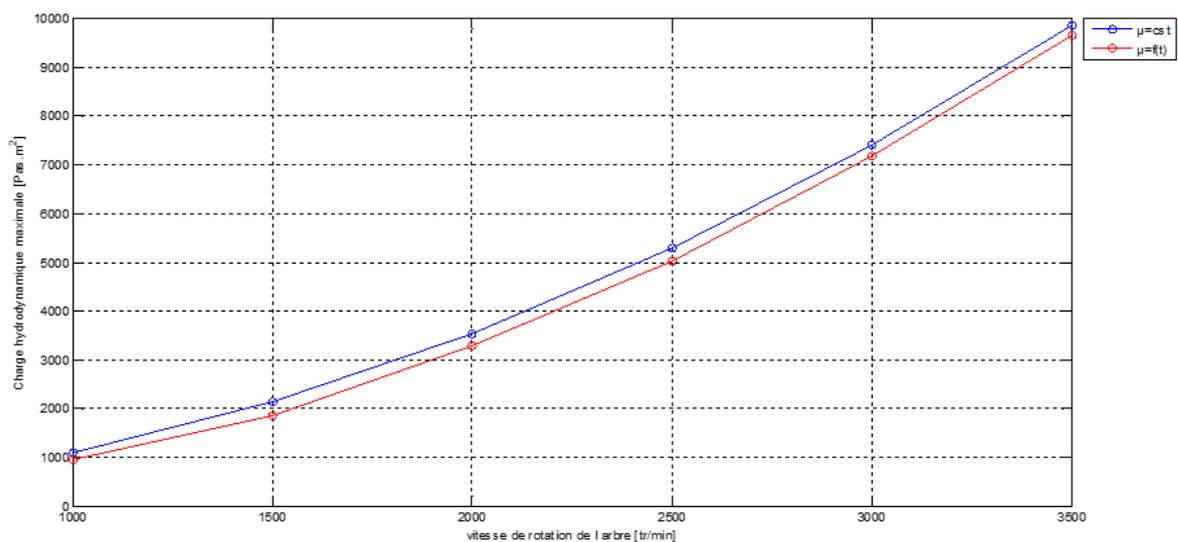


Figure III.23 Courbe de la charge en fonction de la vitesse avec  $\mu$  constante puis variable

### III.11.2 Cas de vitesses faibles $\omega = [100...1000]$ [tr/mn] :

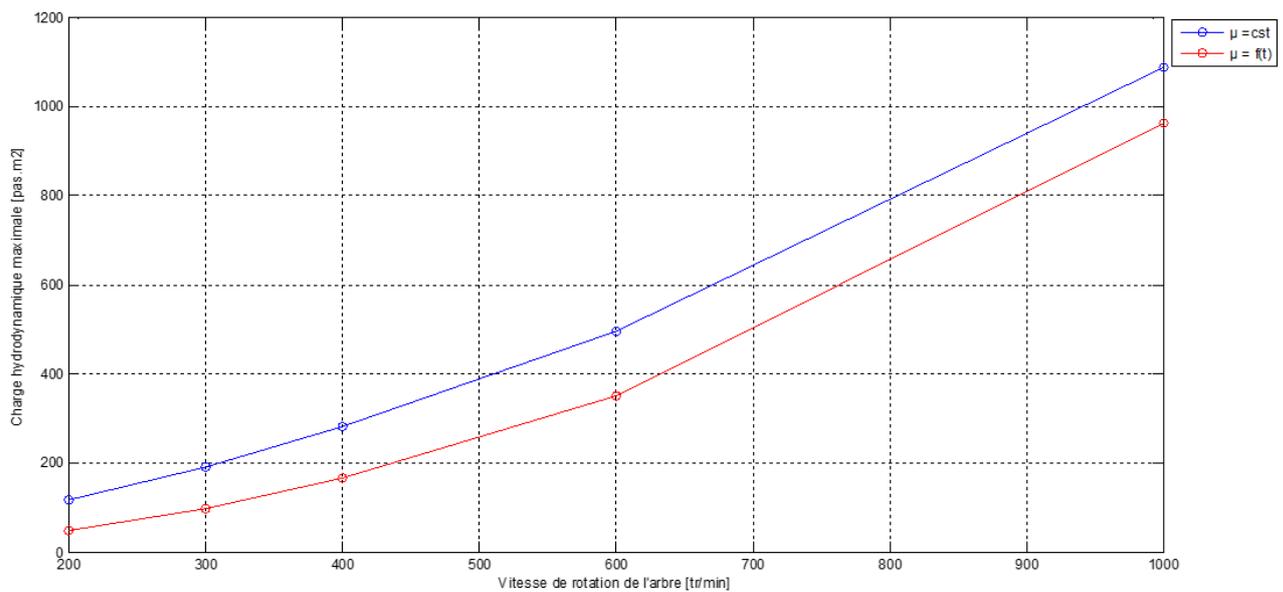


Figure III.24 Courbe de la charge en fonction de la vitesse avec  $\mu$  constante puis variable

## III.12. Résultats et discussions :

Dans ce chapitre, les résultats obtenus sont présentés par les différentes courbes de variation des paramètres pour des conditions bien définies.

Les figures III.11 et III.12 illustrent la différence entre la pression analytique et la pression numérique d'abord avec une viscosité constante ensuite variable, on remarque une superposition de cette distribution de pression pour ce fluide Newtonien.

Les figures suivantes III.13 et III.14 montrent la variation de la pression en fonction de la vitesse de rotation pour le cas d'une viscosité constante puis variable. Ici aussi les allures des courbes se superposent dans les deux cas et avec différentes vitesses de rotation.

Dans les quatre cas précédents, la pression augmente et atteint une valeur maximum puis chute rapidement vers un point minimum avant de reprendre sa valeur initiale.

Pour les figures III.18 et III.20 présentant la variation de la viscosité numérique en fonction de la température, pour des vitesses élevées et ensuite des vitesses faibles. L'allure en pente de ces courbes montre une diminution de la viscosité avec l'augmentation de la température, chose logique.

Quand les vitesses de rotation sont élevées. La variation de la viscosité numérique en fonction de la vitesse est une courbe linéaire décroissante, figure III.19.

Enfin Quand les vitesses de rotations sont faibles la variation de la viscosité numérique en fonction de la vitesse, l'allure reste aussi semblable aux cas précédents, soit une allure décroissante, figure III.21.

La variation de la charge hydrodynamique dans le cas isotherme, et non-isotherme ( $\mu = \text{cst}$ ,  $\mu = f(t)$ ) pour les vitesses élevées, montre une forme croissante ou les cas de la viscosité constante et variable sont très rapprochée, figure III.23. Pour les vitesses de rotation faibles, les allures sont croissantes dans les deux, viscosité constante et variable, figure III.24.

# **Conclusion générale**

Nous avons d'abord rappelé les lois fondamentales et la forme la plus générale des équations des milieux continus écrites pour un fluide newtonien du fonctionnement d'un palier lisse hydrodynamique. Puis déduit des formes simplifiées spécifiques aux problèmes en lubrification.

On a développé l'aspect théorique avec ses équations associées simplifiées menant à l'analyse thermodynamique du palier lisse lubrifié. On a aussi présenté les équations nécessaires à la modélisation théorique du fonctionnement d'un palier lisse à partir de l'analyse phénoménologique et des simplifications appropriées apportées aux équations de la dynamique des fluides visqueux.

Nous avons analysé l'écoulement du fluide lubrifiant entre les solides constitués par le Palier et le transfert thermique dans l'arbre en rotation, qui nous ont permis d'écrire un modèle thermo hydrodynamique de problème de lubrification des paliers lisses.

Les résultats obtenus sont présentés par les différentes courbes de variation des paramètres pour des conditions bien définies. Nous avons considéré et tracé les courbes de variation de tous les paramètres qui entrent dans la théorie du palier lisse.

Les figures montrent les variations des paramètres suivants :

- Variation de la viscosité analytique puis numérique en fonction de la température, pour le cas des vitesses élevées ensuite pour les vitesses faibles. Les courbes ont une allure en pente décroissante dans tous les cas étudiés.
- Variation de la viscosité analytique en fonction des vitesses de rotation, pour le cas des vitesses élevées ensuite pour les vitesses faibles. Allure décroissante des courbes.
- Variation de la température maximale puis en fonction de la vitesse de rotation, pour le cas des vitesses élevées ensuite pour les vitesses faibles. Ici aussi, les courbes décroissent.
- Variation de la pression analytique puis numérique en fonction de la vitesse de rotation, pour le cas des vitesses élevées ensuite pour les vitesses faibles. Les courbes se présentent comme des droites croissantes.
- Variation de la charge hydrodynamique numérique en fonction de la vitesse de rotation, pour le cas des vitesses élevées ensuite pour les vitesses faibles. Toutes les allures des courbes sont croissantes.

Nous avons donc montré clairement les variations des paramètres : viscosité, température, pression et charge hydrodynamique en fonction des paramètres température et vitesses afin de comprendre ce phénomène de lubrification dans un palier lisse.

Dans tous les mécanismes de contact lubrifié, l'énergie dissipée par cisaillement du fluide conduit à un échauffement, donc on a une diminution de la viscosité du lubrifiant et de la portance du mécanisme. Ainsi, les effets thermiques jouent un rôle prépondérant dans le fonctionnement des paliers.

Après notre étude on note que les résultats obtenus sont identiques à celle de AMIT CHOUHAN [12].

**RÉFÉRENCES  
BIBLIOGRAPHIQUES**

## 1. Articles:

- [1]: Kapil Hiranman Bagul, Pundlik N. Patil, Raghunath Y. Patil, “Thermal Analysis of Journal Bearing Using CFD Software for Performance Enhancement”, International Research Journal of Engineering and Technology (IRJET) Volume: 03 Issue: 01 | Jan-2016
- [2]: The Malaysian International Tribology Conference 2013, MITC 2013 “CFD Analysis of Thin Film Lubricated Journal Bearing”
- [3]: Dowson and J.D. Hudson, A thermohydrodynamic analysis of the infinite slider-bearing : Part i, the plane inclined slider-bearing, Proc IMechE, Lubrication and Wear Convention :34–44, (1964).
- [4]: S. Cupillard, M. J. Cervantes, and S. Glavatskih, “A CFD study of a finite textured journal bearing,” in Proc. Of 24th Symposium on Hydraulic Machines and Systems (IAHR), Foz do Iguassu, 2008.
- [5]: J. Y. Jang, M.M. Khonsari, On the thermohydrodynamic analysis of bingham fluid in slider bearings. J Acta Mechanica. 148 (2001) 165-185.
- [6]: Nuruzzaman, D.M., M.K. Khalil, M.A. Chowdhury and M.L. Rahaman, 2010. Study on pressure distribution and load capacity of a journal bearing using finite element method and analytical method. Int. J. Mech. Mech. Eng., 10(5): 1-8.
- [7]: Ouadoud A, Mouchtachi A, Boutammachte N. Numerical simulation CFD, FSI of a hydrodynamic journal bearing. Journal of Advanced Research in Mechanical Engineering 2011; 2(1):33-38.
- [8]: M. Sahu, A. K. Giri, and A. Das, “Thermohydrodynamic Analysis of a Journal Bearing Using CFD as a Tool,” Int.J. Sci. Res. Publ., vol. 2, no. 9, pp. 1–5, 2012
- [9]: Hanoca P and H V Ramakrishna, “CFD Analysis of a non-Newtonian fluid in a hydrodynamic Journal Bearing”, International Journal of Engineering Sciences & Management ISSN 2277 – 5528 Impact Factor- 4.015 [ICAMS: March 2017]
- [10]: Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology 13(10): 765-770, 2016. ISSN: 2040-7459; e-ISSN: 2040-7467
- [11]: F.M. Meng, T. Yang. Preliminary study on mechanism of cavitation in lubricant of textured sliding bearing, P. I. Mech. Eng. E-J Pro. 227(7) (2013) 695-708.
- [12]: Amit Chauhan, Amit Singla, Narender Panwar and Prashant Jindal, “CFD Based Thermo-Hydrodynamic Analysis of Circular Journal Bearing”, International Journal of Advanced Mechanical Engineering. ISSN 2250-3234 Volume 4, Number 5 (2014), pp. 475-482
- [13]: Bagul, Pundlik N, “Thermal Analysis of Journal Bearing Using CFD Software for Performance Enhancement”, (IRJET) Volume: 03 Issue: 01 | Jan-2016

[14]: Arjun Panthi, Prof. Jai Balwanshi, Prof. Ajay Chandravanshi, Prof. Gourav Gupta, “ Design And Analysis Of Hydrodynamic Journal Bearing Using Raimondi And Boyd Chart” , International Journal Of Core Engineering & Management (IJCEM) Volume 2, ISSN: 2348 9510 Issue 3, June 2015.

[15]: C.Y. Chen, C.S. Liu, C.K. Tee, Y.C. Li. Application of stabilized term in free boundary problems for optimizing bi-directional-rotation herringbone-grooved journal bearings, Appl. Math. Model. 47 (2017) 826-838.

[16]: Faculty of Science and Technology, Free University of Bolzano/Bozen, 39100 Bolzano, Italy; November 2020

[17]: Scott Bair, Jacek Jarzynski, Ward O. Winer, The temperature, pressure and time dependence of lubricant viscosity. J. Tribology. 34 (2001) 461-468.

[18]: A. Ouibrahim et R. Nebbali, Analytical Description of Heat Transfer in Journal Bearings for Newtonian fluid, to be further published in Int. J. of Heat Transf.(2009).

[19]: A. Ouibrahim et R. Nebbali, Analytical Description of Heat Transfer in Journal Bearings for Newtonian fluid, to be further published in Int. J. of Heat Transf.(2009).

M. Guemmadi et A. Ouibrahim, La Lubrification Hydrodynamique en fluide viscoélastique. - Simulation Numérique, 10ème Congrès de Mécanique, Oujda – Maroc (2011)

[20]: A.Boucetta, «Modélisation 2D d’une pile à combustible type PEMFC pour une application embarquée». Thèse de l’Université Mohamed Khider – Biskra, Spécialité "Génie Electrique", 2019.

[21]: S.V. Patankar, « Numerical heat transfer and fluid flow », Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences, Hemisphere Washington, 1980.

## 2.Livres :

[22] : Jean Frêne, Daniel Nicolas, Brnard Degueurce, Daniel Berthe, Maurice Godet, **Lubrification hydrodynamique – Paliers et Butées**. Edition RYROLLRS, PP49\_90 (1990).

[23] : Ligier, J.-L. **Lubrification des paliers de moteurs**. ISBN 2-7108-0713-0: Editions Technip, 1997.

## 3. Thèse :

M. Guemmadi , `Convection Forcée de Fluides Viscoélastiques en Milieu Confiné – Cas de la **Lubrification Hydrodynamique`**, thèse de doctorat 2019 UNIVERSITÉ M’HAMED BOUGARA-BOUMERDES , **Faculté des Science de l’Ingénieur**