

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique
Département de Génie Mécanique



Thèse de Doctorat

Spécialité : Génie Mécanique
Option : Energétique

Thème

Analyse de la Lubrification Thermo-hydrodynamique des Paliers Fluides Poreux

Présenté par :
Sid Ali BOUBENDIR
Magister en Génie Mécanique

Devant le Jury Composé de :

Président :	Mr. RECHAK Saïd	Professeur, ENP
Directeur :	Mr. LARBI Salah	Professeur, ENP
Co- Directeur :	Mr. BENNACER Rachid	Professeur, ENS Cachan, France
Examineurs :	Mr. DIZENE Rabah	Professeur, USTHB
	Mme KAHALERRAS Henda	Professeur, USTHB
	Mr. KESSAL Mohand	Professeur, UMB Boumerdès
	Mr. BENKOUSSAS Bouzid	Maître de Conférences/A, ENP

JUIN 2011

ملخص:

الهدف من هذه الدراسة هو تحليل مدى تأثير العوامل الحرارية على سلوك حامل: أسطوانة نفاذ أوتوماتيكي التزيت. وبالأبعاد المنتهية. استعملت معادلات رينولتس لدراسة حركة السائل في الوسط المسامك كما استعملت نظرية دارسي لتحديد حركة وكمية السائل الموجود داخل الوسط المسامي، حيث درست ونقشت تأثيرات معامل نفاذ الوسط المسامي على خصوصيات حامل ترموهيدروستاتيكي. النتائج المتحصل عليها تدل على أن تأثير الحرارة على مردود خصوصيات الحامل غير مهملة، كما تدل على أن النقص التدريجي للضغط والحصول وزاوية التوازن ناتج عن ارتفاع معامل نفاذ الوسط المسامي. النتائج قرنت بالنتائج المتحصل عليها عن طريق التجربة وأعطت توفيقاً ملحوظاً.

الكلمات المفتاحية : التمثيل العددي، تزيت ترموهيدروستاتيكي، حامل أوتوماتيكي التزيت.

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse est relatif à une étude par voie de simulation numérique d'un problème de lubrification thermo-hydrodynamique d'un palier fluide autolubrifiant de longueur finie. Elle consiste en l'analyse de l'influence des effets thermiques sur le comportement des paliers poreux autolubrifiants. L'équation de Reynolds des films minces visqueux est utilisée en considérant également le mouvement d'huile dans la matrice poreuse. Le débit de fluide dans la structure poreuse est considéré gouverné par la loi de Darcy. Les effets de la perméabilité du milieu poreux et de l'excentricité sur les performances de ces paliers autolubrifiants sont présentés et discutés. Les résultats obtenus dans le cas hydrodynamique sont en bon accord avec ceux issus de la littérature. Les résultats obtenus dans le cas thermo-hydrodynamique ont montré que l'influence de la température sur le rendement des paliers fluides est non négligeable dans divers cas d'exploitation. Par ailleurs, l'augmentation de la perméabilité du milieu induit la réduction progressive de la répartition de pressions, de la capacité de charge et de l'angle de calage.

Mots clés: Simulation numérique; Lubrification thermo-hydrodynamique; Palier autolubrifiant.

Abstract

In this work, a numerical simulation is presented for the thermo-hydrodynamic self lubrication aspect analysis of porous circular journal bearing of finite length with sealed ends. It consists in analyzing the thermal effects on the behavior of circular porous journal bearings. The Reynolds equation of thin viscous films is used including the porous media. The fluid flow within the porous media is considered as governed by Darcy's law. The effects of dimensionless permeability parameter and eccentricity ratio on performance parameters are presented and discussed. The obtained results in hydrodynamic case are in good agreement with those cited in the literature. The results obtained in thermo-hydrodynamic case showed that the temperature influence on the journal bearings performance is important in several operating cases. The dimensionless permeability increase induces a progressive reduction in the pressure distribution, in the load capacity and attitude angle.

Keywords: Numerical simulation; Thermo-hydrodynamic lubrication; Selflubricating journal bearing.



Remerciements

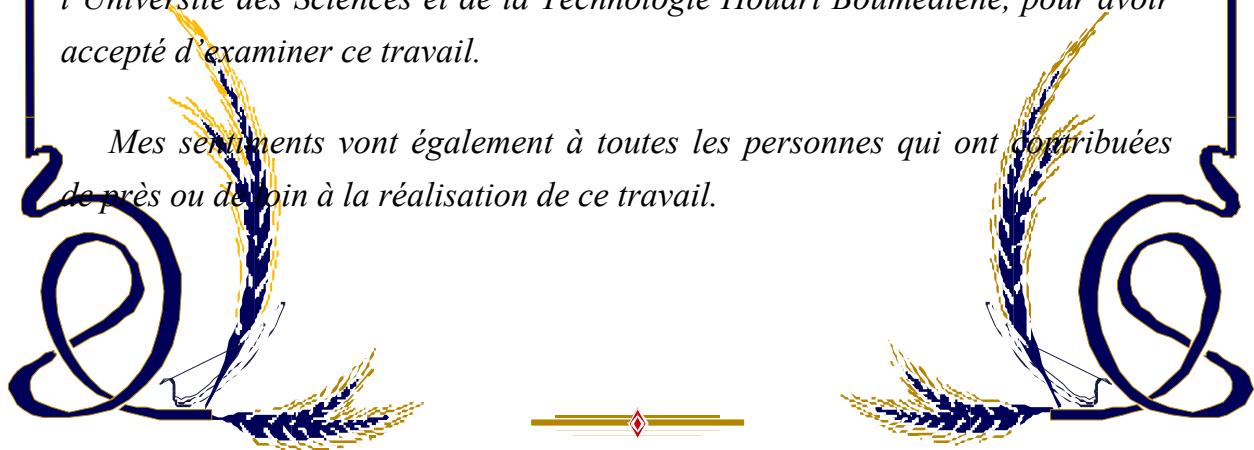
*Ce travail de Thèse a été réalisé, sous la direction de Messieurs **Salah LARBI** et **Rachid BENNACER**, respectivement Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique d'ALGER et Professeur à l'Ecole Normale Supérieure de CACHAN (France), qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance, pour leur compétence, leurs encouragements et leurs précieux conseils durant le déroulement de ce travail.*

*Pour le professeur **Rachid BENNACER**, je lui exprime de plus, mes sincères remerciements pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, à Cergy Pontoise (France), ainsi que pour toutes ses qualités scientifiques et humaines, qui m'ont fait oublier tout sentiment de nostalgie, durant tout mon séjour en France.*

*Mes remerciements vont à monsieur **Saïd RECHAK**, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, pour nous avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.*

*Un hommage particulier est rendu respectivement à messieurs, **Mohand KESSAL**, Professeur à l'université Mohamed Bouguera, Boumerdès, **Bouzid BENKOUSSAS**, Maître de conférence classe A, à l'Ecole Nationale Polytechnique, **Henda KAHALERRAS** et **Rabah DIZENE**, Professeurs à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumédiène, pour avoir accepté d'examiner ce travail.*

Mes sentiments vont également à toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.



NOMENCLATURE

Nomenclature

A_s :	Aire spécifique	
C :	Jeu radial	[m]
C_a :	couple de frottement sur l'arbre	[Nm]
C_c :	couple de frottement sur le coussinet	[Nm]
C_f :	Coefficient du frottement	
C_p :	Chaleur spécifique a pression constante	[J/ kg.°K]
D :	Diamètre du palier	[m]
e :	Excentricité absolue de l'arbre	[m]
F_v :	Force de volume	[N]
g :	Pesanteur	[m/s ²]
h :	Epaisseur du film lubrifiant	[m]
H :	Epaisseur du film lubrifiant sans dimension	
h_c :	Coefficient de transfert de chaleur du coussinet	[W/m ² .K]
h_a :	Coefficient de transfert de chaleur de l'arbre	[W/m ² .K]
k :	Perméabilité du milieu poreux	[m ²]
K :	Perméabilité adimensionnelle	
L :	Longueur du palier	[m]
N :	Vitesse de rotation	[tr/mn]
Q :	Portance hydrodynamique	[N]
Q_v :	Le débit volumique du fluide à travers le milieu poreux	[m ³ /s]
q :	Débit volumique	[m ³ /s]
R :	Rayon de l'arbre	[m]
R_e :	Rayon externe du coussinet	[m]
R_c :	Rayon interne du coussinet	[m]
O_a :	Centre de l'arbre	
O_c :	Centre du coussinet	
P :	Pression dans le film lubrifiant	[Pa]
P^* :	Pression dans le coussinet poreux	[Pa]
P_a :	Pression d'alimentation	[Pa]
P_{atm} :	Pression atmosphérique	[Pa]
P_c :	Pression de cavitation	[Pa]
t :	Temps	[s]
u,v,w :	Composantes de la vitesse	[m/s]
X,Y,Z :	Coordonnées	

Symboles Grecques

α :	position de la rainure d'alimentation	[rad]
β :	Coefficient thermo-visqueux	[°C ⁻¹]
Ω :	Coefficient piézo-visqueux	[°Pa ⁻¹]
μ :	Viscosité dynamique	[kg/m.s]
μ_e :	Viscosité dynamique effective	[kg/m.s]
θ :	Coordonnée angulaire	[rad]
ϕ :	Angle de calage	[rad]
ω :	Vitesse angulaire de l'arbre	[rad/s]
ρ :	Masse volumique	[kg/m ³]
λ :	Conductivité thermique	[W/m.K]
λ_a :	Conductivité thermique de l'arbre	[W/m.K]
λ_c :	Conductivité thermique du coussinet	[W/m.K]
λ_s :	Conductivité thermique du solide	[W/m.K]
λ_f :	Conductivité thermique du fluide	[W/m.K]
λ_e :	Conductivité thermique effective	[W/m.K]
λ_{f-c} :	Rapport de conductivité thermique (λ_f/λ_c)	
λ_{f-a} :	Rapport de conductivité thermique (λ_f/λ_a)	
δ_{ij} :	Tenseur Kronecker	
σ :	Contrainte de cisaillement	[N/m ²]
Φ :	Dissipations visqueuses	[W/m ³]
ε :	Excentricité relative	
ψ :	Porosité	
η :	Rapports dimensionnels	
τ :	Tortuosité	

Indices et Exposants

*	Milieu poreux
0	Constantes de référence
1	Surface circonférentielle intérieure du coussinet
2	Surface circonférentielle extérieure de l'arbre
e	Variables effectives
F	Fluide
c	Coussinet
a	Arbre

Les nombres caractéristiques

P_e :	Nombre de Peclet
Bi :	Nombre de Biot
N_d :	Nombre de dissipation
S :	Nombre de Sommerfeld

LISTE DES FIGURES

Figure I.1	Géométrie d'un palier lisse
Figure I.2	Coupe médiane d'un palier lisse
Figure I.3	Schéma simplifié d'un palier poreux.
Figure I.4	Coupe médiane d'un palier poreux.
Figure I.5	Représentation d'un milieu poreux et d'un volume élémentaire représentatif.
Figure I.6	Définition schématique de la tortuosité.
Figure III.1	Système d'axes et notations.
Figure III.2	Système d'axes lié à l'une des parois
Figure IV.1	Coupe médiane d'un palier poreux
Figure IV.2	Coupe verticale d'un palier poreux
Figure IV.3	Schéma simplifié d'un palier développé.
Figure IV.4	Différentes surfaces du palier.
Figure IV.5	Couronne d'intégration sur l'arbre.
Figure V.1	Schéma de maillage dans le domaine fluide.
Figure V.2	Schéma discrétisé d'un quart d'un coussinet poreux.
Figure V.3	Schéma de discrétisation de l'équation de l'énergie dans le film.
Figure V.4	Distributions de pression. Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux [129].
Figure V.5	Evolution de la charge en fonction de l'excentricité relative. Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux [110].
Figure V.6	Evolution de la des pressions circonférentielles. Comparaison entre un palier poreux alimenté et un palier autolubrifiant

- Figure VI.1** Répartition du champ de pression dans le film.
Cas d'un palier à pores débouchant ($\varepsilon = 0.8$, $K=0.125$, $\eta=1$).
- Figure VI.2** Répartition du champ de pression dans le film.
Cas d'un palier étanche ($\varepsilon = 0.8$, $K=0.125$, $\eta=1$).
- Figure VI.3** Evolution de la pression circonférentielle en fonction de l'excentricité relative (palier ouvert)
- Figure VI.4** Evolution de la pression circonférentielle en fonction de l'excentricité relative (palier étanche)
- Figure VI.5** Evolution de la pression axiale en fonction de l'excentricité relative (cas de palier ouvert)
- Figure VI.6** Evolution de la pression axiale en fonction de l'excentricité relative (palier étanche)
- Figure VI.7** Variation de la vitesse de filtration en fonction de l'excentricité.
(Palier ouvert)
- Figure VI.8** Variation de la vitesse de filtration en fonction de l'excentricité.
(Palier étanche)
- Figure VI.9** Cartes des isobares dans le cas d'un palier ouvert. ($k = 0.125$, $\eta=1$, $\eta_1=2$)
- Figure VI.10** Lignes de courant dans le plan médian du coussinet poreux du palier
Pression imposée (palier ouvert) $\varepsilon = 0.95$
- Figure VI.11** Cartes des isobares dans le cas d'un palier étanche ($k = 0.125$, $\eta=1$, $\eta_1=2$)
- Figure VI.12** Lignes de courant dans le plan médian du coussinet poreux du palier. Palier étanche (palier fermé)
- Figure VI.13** Variation de la pression maximale en fonction de l'excentricité.
- Figure VI.14** Variation de la portance en fonction de l'excentricité.
- Figure VI.15** Variation de l'angle de calage en fonction de l'excentricité.
- Figure VI.16** Variation du débit en fonction de l'excentricité.
- Figure VI.17** Variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité.
- Figure VI.18** Evolution de la pression circonférentielle en fonction de la perméabilité
- Figure VI.19** Variation de la vitesse de filtration en fonction de la perméabilité.

- Figure VI.20** Variation de la pression maximale en fonction de l'excentricité pour différentes Perméabilités.
- Figure VI.21** Variation de la portance en fonction de l'excentricité pour différentes perméabilités.
- Figure VI.22** Variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité pour différentes perméabilités
- Figure VI.23** Variation de l'angle de calage en fonction de l'excentricité pour différentes perméabilités
- Figure VI.24** Variation de débit en fonction de l'excentricité pour différentes perméabilités
-
- Figure VII.1** Carte d'isothermes dans le plan médian du coussinet du palier
Température externe du coussinet fixée à 45°C, C=0.00145
- Figure VII.2** Flux de chaleur dans le plan médian du coussinet du palier.
Température externe du coussinet fixée à : 45°C
- Figure VII.3** Carte d'isothermes dans le plan médian du coussinet du palier.
Condition de type flux convectif imposé avec $h_c = 50 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$.
- Figure VII.4** Flux de chaleur dans le plan médian du coussinet du palier .
Condition de type flux convectif imposé avec $h_c = 50 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$.
- Figure VII.5** Evolution de la température suivant l'épaisseur du film pour différentes positions angulaires θ
- Figure VII-6** Variations de la température de la surface interne du coussinet dans le plan médian en fonction de la coordonnée circonférentielle
(a) $T=45^\circ\text{C}$, (b) $h_c=50 \text{ W/m}^2\text{ } ^\circ\text{C}$
- Figure VII.7** Variations de la température de la surface interne du coussinet dans le plan médian en fonction de la coordonnée circonférentielle ($T_b=45^\circ\text{C}$)
- Figure VII.8** Variations de la température de la surface interne du coussinet dans le plan édián en fonction de la coordonnée circonférentielle ($T_b=45^\circ\text{C}$)
- Figure VII.9** Variations de la pression en fonction de la coordonnée circonférentielle
Comparaison entre l'approche **HD** et **THD**
- Figure VII.10** Variations de la pression maximale en fonction de l'excentricité relative. Comparaison entre l'approche **HD** et **THD**
- Figure VII.11** Variations de la charge en fonction de l'excentricité relative
Comparaison entre l'approche **HD** et **THD**

- Figure VII.12** Variation de l'angle de calage en fonction de l'excentricité relative
Comparaison entre l'approche **HD** et **THD**
- Figure VII.13** Carte d'isothermes dans le plan médian du palier pour $k = 2,5$
- Figure VII.14** Carte d'isothermes dans le plan médian du palier pour $k = 2,5 \times 10^{-3}$
- Figure VII.15** Distribution de la pression adimensionnelle suivant la coordonnée circconférentielle
- Figure VII.16** Evolution de la charge en fonction de l'excentricité relative.
- Figure VII.17** Evolution de l'angle de calage en fonction de l'excentricité relative.
- Figure VII.18** Variation du coefficient du frottement en fonction de la charge adimensionnelle.
- Figure VII.19** Distributions de pression en fonction de la coordonnée circconférentielle,
- Figure VII.20** Carte d'isothermes dans le plan médian du palier ($k=6 \times 10^{-4}$).
- Figure VII.21** Carte d'isothermes dans le plan médian du palier ($k=6$).
- Figure VII.22** Effet de la perméabilité sur la température maximale pour différentes valeurs de l'excentricité relative.
- Figure VII.23** Distributions de pression le long de la coordonnée circconférentielle pour différentes excentricités relatives.
- Figure VII.24** Distributions de pression le long de la coordonnée circconférentielle pour différentes valeurs de perméabilités
- Figure VII.25** Variations de Température de la surface du coussinet en fonction de la coordonnée circconférentielle pour différentes valeurs de perméabilité
- Figure VII.26** Evolution de la charge en fonction de la perméabilité pour différentes excentricités.
- Figure VII.27** Variations de l'angle de calage en fonction de la perméabilité pour différentes excentricités (cas **HD** et **THD**).

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1	Propriétés de quelques matériaux poreux (Nield et Bejan [25])
Tableau III.1	Les modèles de variation de la viscosité avec la pression et la température
Tableau V.1	Comparaison entre nos résultats et les résultats de Frêne [119]
Tableau V.2	Données de paliers utilisés par Mokhtar et al. [110] et Boncompain et al. [129].
Tableau VII.1	Caractéristiques du palier d'essai N°1.
Tableau VII.2	Caractéristiques du palier d'essai N°2

SOMMAIRE

<i>Introduction Générale</i>	1
------------------------------------	---

Chapitre I : Généralités sur les paliers fluides et les milieux poreux

I-1- Introduction	7
I-2- Principe de fonctionnement	8
I-2-1- Paliers classiques.	8
I-2-2- Paliers poreux.	9
I-3- Les milieux poreux	11
I-3-1- Définitions	11
I-3-2- Classification des milieux poreux	13
I-3-3- Caractérisation des milieux poreux	13
I-3-4- Concept de volume élémentaire représentatif (VER)	14
I-3-5- Propriétés structurales et thermo-physique d'un milieu poreux	14
I-3-5-1- Porosité	15
I-3-5-2- Perméabilité	15
I-3-5-3- Tortuosité	16
I-3-5-4- Surface spécifique	17
I-3-5-5- Conductivité thermique effective	17
I-4- Modèles d'écoulement dans les milieux poreux	18
I-4-1- Modèle de Darcy	19
I-4-2- Modèle de Darcy-Forchheimer	20
I-4-3- Modèle de Darcy-Brinkman	20
I-4-4- Modèle général : Modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer	21
I-5- Conclusion	22

Chapitre II : Contexte bibliographique

II-1- Introduction	24
II-2- Effets thermiques dans le cas Paliers classiques	25
II-3- Les paliers poreux	30
II-4- Synthèse bibliographique.	33

Chapitre III : Equations générales de la lubrification thermo-hydrodynamique utilisant des fluides Newtoniens

III-1- Introduction	36
III-2- Equation généralisée de la mécanique des films minces visqueux	37
III-3- Equation de l'énergie en mécanique des films minces visqueux	45
III-4- Equation de Reynolds généralisée	46
III-5- Equation de Reynolds	48
III-6- Propriétés des lubrifiants.	48
III-6-1- Masse volumique	48
III-6-2- Viscosité	48
III-6-2-1- Variation de la viscosité avec la température	49
III-6-2-2- Variation de la viscosité avec la pression	50
III-7- Conclusion	50

Chapitre IV : Modélisation mathématique de la lubrification thermo-hydrodynamique des paliers poreux

IV-1- Introduction	52
IV-2- Géométrie et cinématiques des surfaces	52
IV-3- Modèle mathématique	55
IV-3-1- Equation de Reynolds généralisée	55
IV-3-2- Equation de l'énergie	57
IV-3-3- Formes générales en écriture adimensionnelle	57
IV-4- Conditions aux limites	58
IV-4-1- Conditions aux limites sur la pression	59
IV-4-1-1- Dans le film	59
IV-4-1-2- Dans le coussinet poreux	60
IV-4-1-3- Interface film-coussinet poreux	61
IV-4-2- Conditions aux limites sur la température	61
IV-4-2-1- Conditions aux limites sur la surface externe du coussinet	61
IV-4-2-2- Conditions aux limites à l'interface film-coussinet.	63
IV-4-2-3- Conditions aux limites à l'interface film-arbre.	64
IV-4-2-4- Conditions aux limites aux extrémités de l'arbre.	65
IV-5- Caractéristiques d'un palier	65
IV-5-1- Calcul de la charge et de l'angle de calage	65
IV-5-2- Calcul de débit	65
IV-5-3- Calcul de couple de frottement	66
IV-6- Conclusion	66

Chapitre V : Résolution numérique

V-1- Introduction	68
V-2- Discrétisation des équations gouvernantes	68
V-2-1- Résolution de L'équation de Reynolds	70
V-2-2- Résolution de l'équation de la chaleur dans les solides	72
V-2-3- Résolution de l'équation de l'énergie dans le film	72
V-3- Procédure numérique	77
V-4- Validation	78
V-4-1- Cas de la lubrification Hydrodynamique	78
V-4-2- Cas de la lubrification thermo-hydrodynamique d'un palier classique ..	81
V-4-3- Cas d'utilisation d'un coussinet poreux	82
V-5- Conclusion	84

Chapitre VI: Analyse de la Lubrification Hydrodynamique des Paliers Poreux Autolubrifiants

VI-1- Introduction	86
VI-2- Effet de l'excentricité	86
VI-3- Effet de la perméabilité	97
VI-4- Conclusion	102

Chapitre VII: Analyse de la Lubrification Thermo-hydrodynamique

VII-1- Introduction	104
VII-2 - Analyse des effets thermiques dans les des paliers classiques	104
VII-2-1- Introduction	104
VII-2-2- Présentation des cartes d'isothermes	104
VII-2-3- Répartition des pressions et charges.	112
VII-3- Analyse de la lubrification thermo-hydrodynamique des paliers fluides poreux poreux	114
VII-3-1 Introduction	114
VII-3-2- Palier N°1	114
VII-3-3- Palier N°2	118
VII-4- Conclusion	125

<i>Conclusion Générale</i>	127
---	-----

Références bibliographiques

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les paliers fluides occupent une place importante dans l'éventail des réalisations technologiques, en particulier, dans la conception des machines tournantes dont l'utilisation est très variée (stations de production d'énergie, stations de pompages, machines à outils, automobiles,...). Leurs diamètres varient de l'ordre du dixième de millimètre (domaine médical) jusqu'au mètre (centrales électriques). Ils sont fréquemment utilisés pour le guidage ou le support des lignes d'arbres et sont caractérisés par l'existence d'une portance, qui est une conséquence de la vitesse et de la forme des surfaces en regard. Il existe actuellement une forte demande industrielle pour fiabiliser, optimiser et augmenter la durée de vie de ces éléments mécaniques.

Il est à noter que, l'évolution technologique des machines impose des vitesses de rotation de plus en plus élevées. Dans certaines conditions sévères de fonctionnement, l'énergie dissipée par cisaillement dans le fluide lubrifiant est importante, induisant ainsi une élévation de température. La viscosité du lubrifiant est décroissante avec la température, ainsi l'échauffement entraîne une diminution de la portance du mécanisme. De plus, les caractéristiques mécaniques des matériaux constituant le revêtement interne des coussinets se détériorent avec l'accroissement des températures, ce qui amplifie le risque d'avaries. Ces éléments montrent qu'il est très important de tenir compte du paramètre « température » lors de la conception des machines modernes.

La théorie de la lubrification remonte aux travaux de Reynolds qui, dès 1886 [1], proposa un modèle mathématique capable de prédire les caractéristiques d'un contact lubrifié fonctionnant en régime isotherme, laminaire et un fluide Newtonien. 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. La première approche théorique de ce problème a été, à notre connaissance, effectuée par Albert Kingsbury en 1933 [2], mais, c'est Duncan Dowson en 1962 [3] qui, le premier, a présenté les équations générales de la lubrification thermo- hydrodynamique. A partir des années soixante, de nombreuses études théoriques ont été menées, ces études ont été facilitées

par l'avènement de puissants calculateurs. En effet, la modélisation de situations réelles avec limitation du nombre d'hypothèses simplificatrices, permet d'aboutir à des équations assez complexes qui n'admettent pas de solution analytique ; seules les méthodes numériques permettent d'accéder à des résultats intéressants.

Les paliers classiques sont généralement alimentés en lubrifiant issu d'un réservoir externe, au moyen d'orifices ou de rainures. Néanmoins, le mode d'alimentation des paliers poreux est particulier où le coussinet sert de réservoir d'huile. C'est la raison pour laquelle, ce type de palier est appelé palier autolubrifiant. L'utilisation des paliers poreux dans l'industrie remonte au début du 20^{ième} siècle et depuis, l'éventail de leur emploi n'a cessé de s'élargir. Leur faible coût de revient, l'absence d'alimentation extérieure en huile et leur espace réduit, les rend compétitifs comparativement aux paliers classiques.

Il est à rappeler que l'utilisation des paliers poreux dans l'industrie remonte à 1925 et leur utilisation n'a cessé de croître depuis. Ils sont utilisés dans les applications où la contamination est intolérable (à cause des fuites d'huiles) tel que l'industrie agroalimentaire et l'industrie du textile. Ils sont également utilisés dans les machines outils, les pompes à eau, les machines à laver, les aspirateurs, les tondeuses à gazon, les appareils médicaux, etc.... Ils peuvent être utilisés là où les paliers classiques sont inutilisables tels que les situations d'encombrement (manque d'espace) ou d'inaccessibilité pour la lubrification. Ils fonctionnent silencieusement et sans entretien, leur coût est considérablement moins cher que les paliers similaires et extérieurement lubrifiés. Leur courte durée de vie et les faibles charges supportées sont leurs principaux inconvénients.

Le coussinet d'un palier poreux est réalisé par frittage, en bronze ou en alliages ferreux, qui a la particularité d'être poreux. Il est imprégné à saturation (porosité de 15 à 30% du volume du coussinet) avec une huile à haut pouvoir lubrifiant. En mouvement, l'huile est aspirée lors de la rotation de l'arbre pour lubrifier le contact arbre- alésage, elle est réabsorbée par le coussinet à l'arrêt. Au moment même du démarrage, le contact arbre- coussinet n'est jamais sec contrairement à un palier classique, évitant ainsi l'usure du palier. Pendant le fonctionnement, les différences de pression à la surface du palier, créées par la rotation de l'arbre, assureront la circulation et l'alimentation en l'huile.

Bien que les milieux poreux aient fait l'objet de nombreuses études, tant sur le plan théorique qu'expérimental, depuis plus d'un siècle, des efforts considérables restent encore à déployer concernant le développement de nouveaux procédés pour l'expérimentation et la simulation. En effet, malgré le développement assez important de l'outil informatique et des algorithmes de calcul, des lacunes subsistent encore sur le plan des connaissances fondamentales, principalement dans la compréhension assez fine des phénomènes de transferts dans ces milieux.

De nombreux travaux ont fait l'objet d'études relatives aux phénomènes de transferts dans les paliers poreux [4-8], dans le but de déterminer les caractéristiques des performances de ces organes. Les résultats de ces études ont montré qu'il existe un lien, entre la diminution de la charge, l'augmentation du coefficient de frottement, l'angle de calage et la perméabilité des milieux poreux constituant ces paliers. Néanmoins, dans ces études, l'aspect thermique a été négligé. Elsharkawy et Guedouar [9], Meurisse et Giudicelli [10] ont noté un écart entre les résultats expérimentaux et leurs résultats dans le cas des paliers à grande excentricité. Les auteurs ont interprété l'écart observé, par la non prise en compte des effets thermiques dans leur approche. Dans les mécanismes classiques (paliers lisses, patins, butées...), l'aspect thermique a été analysé par plusieurs chercheurs, ces derniers ont montré que les effets thermiques ont une influence significative sur les caractéristiques de ces mécanismes [11-16].

Dans le présent travail, nous avons analysé le comportement des paliers fluides poreux en tenant compte des effets thermiques. L'objectif principal réside dans l'élaboration d'un modèle mathématique et numérique permettant de déterminer, non seulement les caractéristiques statiques classiques du palier (excentricité de fonctionnement, angle de calage, ...) mais également l'analyse des écoulements avec transfert de chaleur dans les différents éléments du mécanisme.

Les notions fondamentales liées aux milieux poreux, en particulier, aux conditions d'application des différents modèles d'écoulement et de transfert de chaleur sont traitées au chapitre I. Des généralités sur les milieux poreux, les propriétés géométriques et thermophysiques y seront définies. Une introduction à la lubrification des paliers autolubrifiants poreux est présentée. Les caractéristiques techniques de ces paliers ont été également présentées afin de montrer l'aspect pratique dans le domaine d'engineering.

Le chapitre II est relatif à une analyse bibliographique des travaux de recherche dans le domaine des paliers poreux autolubrifiants.

La modélisation mathématique de la lubrification thermo- hydrodynamique des paliers poreux fait l'objet du chapitre III. Les équations de base de la mécanique des films minces visqueux seront démontrées. Nous insistons plus particulièrement sur la mise en forme de l'équation de Reynolds généralisée qui prend en compte la variation de la viscosité à travers l'épaisseur du film et sur la définition d'une équation de l'énergie adaptée à la géométrie des films minces. Notons que l'influence de la température sur les paramètres physiques caractérisant les huiles lubrifiantes est prise en compte.

Une application particulière aux paliers poreux fera l'objet du chapitre IV, où sont décrites les équations gouvernantes régissant l'aspect thermo- hydrodynamique dans les paliers auto- lubrifiants. Le modèle mathématique est basé sur les équations de Navier-Stokes, appliquées dans la région fluide, et sur la loi de Darcy, appliquée dans la région poreuse. La géométrie du palier ainsi que les conditions aux limites possibles sont exposées également dans cette partie.

La modélisation numérique est abordée au chapitre V. La méthode des différences finies est utilisée pour discrétiser les équations gouvernantes en variables primitives : vitesse, pression et température. Les systèmes d'équations algébriques sont résolus en utilisant une combinaison de l'algorithme Richtmyer et de la méthode itérative de Gauss-Seidel. A la fin de ce chapitre, la validation du programme de calcul par rapport aux résultats de quelques travaux de la littérature a été présentée.

La partie relative aux résultats, a été répartie dans les chapitres VI et VII, correspondants respectivement à l'analyse de l'aspect hydrodynamique et thermo- hydrodynamique. Une étude paramétrique de difficulté progressive a été élaborée, où différentes conditions aux limites ont été utilisées.

La synthèse des résultats obtenus ainsi que les perspectives à projeter pour la continuité du présent travail sont donnés dans la conclusion générale.

Chapitre - I –

GENERALITES SUR LES PALIERS FLUIDES ET LES MILIEUX POREUX

I-1- INTRODUCTION

Les paliers sont des organes de machines utilisés pour guider les arbres en rotation. Deux grandes familles de paliers sont rencontrées en pratique : les paliers lisses et les paliers à roulements. Dans les premiers, l'arbre prend appui sur un coussinet et est séparée de celui-ci par un film lubrifiant ; dans les seconds, des corps roulants (billes ou rouleaux) séparent la bague en rotation de l'alésage extérieur.

Selon la direction de la charge par rapport à l'arbre en rotation, on distingue les paliers porteurs pour lesquels la charge est radiale, généralement appelés paliers, paliers de butée ou butées pour lesquels la charge est axiale. Nous ne parlerons que des paliers fluides et plus particulièrement des paliers hydrodynamiques dans lesquels un film mince de fluide sépare les surfaces en mouvement relatif.

Le comportement, la durée de vie et la tenue des paliers hydrodynamiques dépendent de nombreux paramètres, parmi lesquels les paramètres géométriques (dimensions et forme du palier), cinématiques et dynamiques (vitesse de rotation et charge appliquée), les caractéristiques du lubrifiant (essentiellement sa viscosité et dans certains cas sa masse volumique) et la nature des matériaux formant le palier.

La détermination des caractéristiques des paliers hydrodynamiques ne dépend pas seulement de la théorie de la lubrification mais aussi d'un ensemble de conditions liées à l'environnement des mécanismes. L'épaisseur minimale du film lubrifiant doit toujours être nettement supérieure à la somme des hauteurs des rugosités des surfaces, sinon l'usure rapide du coussinet sera due soit à l'abrasion, soit plus rapidement encore au grippage des surfaces. Cette épaisseur minimale dépend de l'aspect dynamique du système, en particulier des vibrations de l'arbre en rotation.

La puissance dissipée par cisaillement dans le fluide lubrifiant du palier entraîne une élévation de la température du mécanisme. Cette augmentation de température peut être responsable de la fusion ou du fluage du régule, matériau mou à bas point de fusion, qui

recouvre généralement la surface du coussinet. Comme la plus grande partie de la chaleur est évacuée par le fluide, la connaissance du débit de lubrifiant nécessaire au bon fonctionnement du palier est importante.

I-2- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

I-2-1- Paliers classiques

Les paliers lisses classiques sont largement utilisés dans l'industrie, ils sont utilisés dans les moteurs thermiques, les compresseurs, les turbomachines, les réducteurs, ...etc. Le palier classique est constitué d'un arbre cylindrique en acier en rotation dans un coussinet en bronze de rayon intérieur légèrement supérieur. Les surfaces de l'arbre et du coussinet sont séparées par un film lubrifiant. L'alimentation est assurée par l'intermédiaire d'une rainure d'alimentation qui peut avoir des formes et des dimensions variables suivant le domaine d'utilisation et les conditions de fonctionnement (Figure I.1).

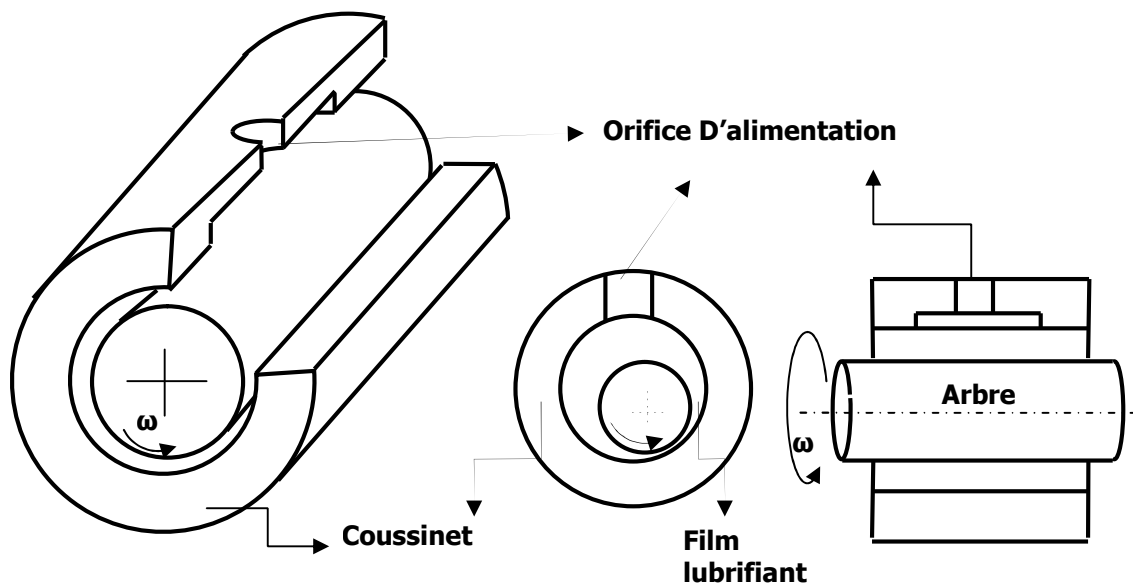


Figure I.1. Géométrie d'un palier lisse.

En raison de la charge appliquée sur le palier, l'arbre est excentré dans le coussinet et le film lubrifiant a une géométrie convergente- divergente (Figure I.2). La rotation de l'arbre entraîne l'huile dans le convergent provoquant ainsi par l'effet « de coin d'huile » une augmentation de la pression dans le film complet, c'est la zone active du film, elle est

entièrement remplie de lubrifiant. Dans le divergent la pression chute progressivement, lorsqu'elle devient trop faible, le film lubrifiant se sépare en un mélange d'huile et de gaz, cette zone est appelée : zone de cavitation.

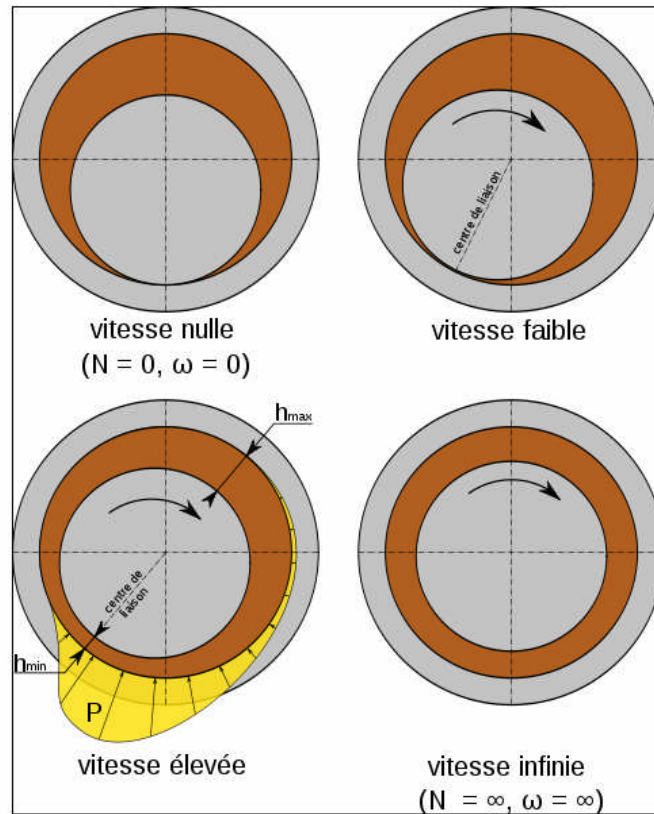


Figure I.2. Coupe médiane d'un palier lisse.

La cavitation est un phénomène physique complexe, la pression dans cette zone varie peu (Reynolds [1]). Suite à de nombreuses observations expérimentales, ce phénomène est décrit par une terminologie assez variée : bulles, doigt d'huile, séparation, ... liée à la diversité des conditions expérimentales dans laquelle il apparaît.

I-2-2- Paliers poreux

Dans les paliers auto-lubrifiés, la porosité du coussinet agit comme un réservoir de lubrifiant, afin d'éviter tout d'approvisionnement externe en huile. De tels paliers pourraient offrir un service qui est pratiquement sans entretien (Kasahara [15]). Ils sont souvent employés dans les endroits où il n'y a aucune accessibilité pour la lubrification périodique. Le coût des paliers poreux est également bas, vu que leur fabrication ne nécessite pas beaucoup de précision et qu'ils n'ont pas besoin d'alimentation externe, d'où leur conception est

pratiquement simple et pratique. Ils sont largement répandus dans différents domaines d'utilisation : ordinateurs, équipements de bureau, équipements domestiques, moteurs électriques, automobiles, domaine agricole, imprimantes, machines de conditionnement et récemment dans les chaînes de distributions.

Le coussinet d'un palier poreux est réalisé par frittage, en bronze ou en alliages ferreux qui a la particularité d'être poreux (Figure I.3). On rappelle que le frittage consiste à obtenir une pièce finie par compactage de poudres (métalliques ou autres) dans une sorte de moule, sous très haute pression et à haute température. Il est imprégné à saturation (porosité de 15 à 30% du volume du coussinet) avec une huile à haut pouvoir lubrifiant.

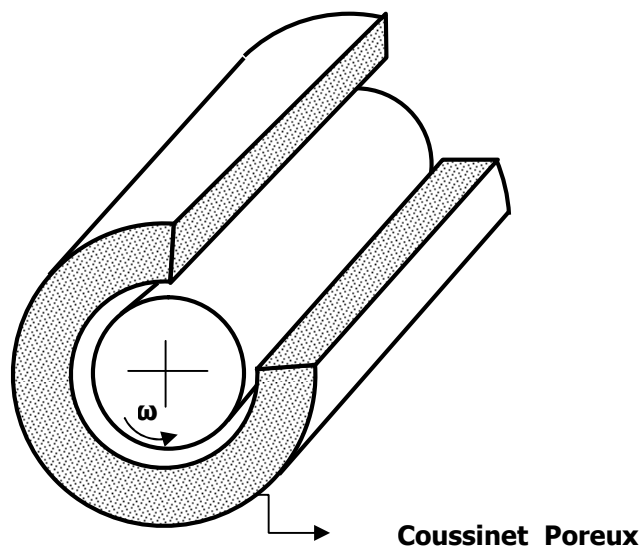


Figure I.3. Schéma simplifié d'un palier poreux.

En mouvement, l'huile est aspirée lors de la rotation de l'arbre pour lubrifier le contact arbre- alésage, et elle est réabsorbée par le coussinet à l'arrêt (Figure I.4). Au moment même du démarrage, le contact arbre- coussinet n'est jamais sec contrairement à un palier classique, on évite ainsi d'user le palier. Pendant son fonctionnement, les différences de pression à la surface du palier, créées par la rotation de l'arbre, assureront la circulation et l'alimentation en l'huile. La lubrification est efficace avec peu d'huile comparativement aux paliers classiques (Kaneko, [16]).

Pour les premières utilisations, les pores sont pleins d'huile (milieu poreux saturé), et les paliers fonctionnent en régime de lubrification hydrodynamique. Néanmoins, le régime de

fonctionnement peu être mixe, au démarrage, et quand l'huile disponible dans les pores diminue suite aux fuites et à l'évaporation après une longue période d'utilisation.

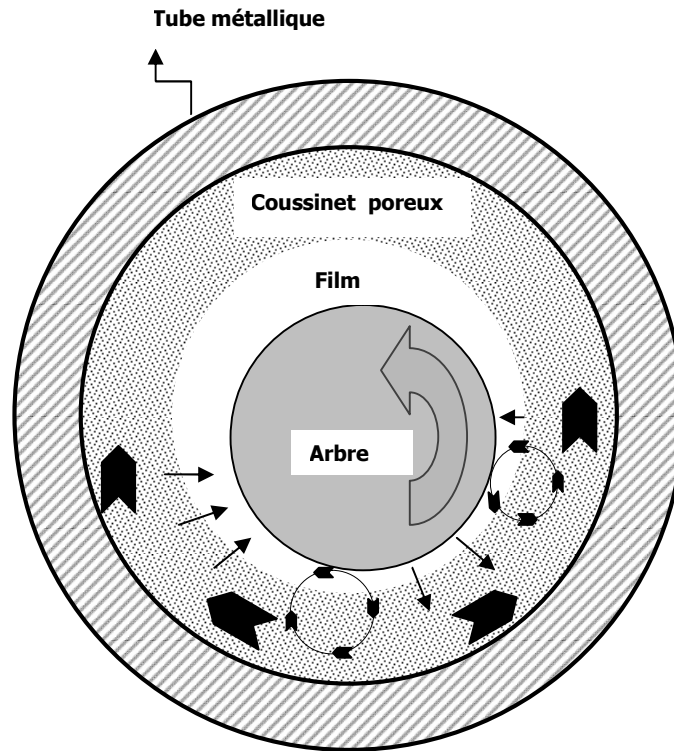


Figure I.4. Coupe médiane d'un palier poreux.

Dans certaines configurations, et, afin de compenser les pertes éventuelles et augmenter la durée de vie des paliers, les coussinets sont munis de réservoirs annexes généralement rechargeables ou de feutres imbibés d'huile sur la périphérie externe du coussinet. Morgan [17] a fait un travail de synthèse sur les qualités et les propriétés des coussinets poreux, leurs limites d'utilisation, les différents types de montage existants ainsi que leurs conditions d'application.

Compte tenu de la complexité des textures poreuses et des processus de transfert ayant lieu dans ces milieux, nous donnerons dans ce qui suit quelques notions sur ces milieux.

I-3- LES MILIEUX POREUX

I- 3- 1- Définitions

On désigne communément par milieu poreux un solide de forme compliquée délimitant et englobant des vides appelés pores. Ces vides peuvent communiquer entre eux et contenir une ou plusieurs phases fluides pouvant s'écouler et, éventuellement, échanger entre elles et/ou avec le solide de la matière et/ou de l'énergie. La partie solide, encore appelée matrice, peut être déformable mais doit avoir une certaine cohésion.

Les milieux poreux sont rencontrés dans différentes situations naturelles et industrielles tels : l'industrie du textile et du papier, les matériaux de construction, les isolants, le sol, les filtres, le revêtement d'échangeurs etc. Le diamètre moyen de ces vides peut être de la taille d'un macropore avec $d > 300 \text{ mm}$, d'un micropore avec $0.05 < d < 300 \text{ mm}$ ou d'un nanopore avec $d < 0.005 \text{ mm}$ (Bories et Prat, [18]).

Les matériaux poreux sont d'une grande variété liée aussi bien à la forme et à la taille des particules solides qu'aux propriétés physico-chimiques des matériaux constitutifs. Les échelles spatiales peuvent passer de plusieurs dizaines de kilomètres cubes pour les gisements d'hydrocarbures à quelques millimètres cubes pour certains types de membranes filtrantes. Un rôle important est attribué aux milieux poreux dans de nombreux secteurs industriels et phénomènes naturels tels : le génie pétrolier, le génie chimique, l'hydrogéologie, le génie thermique et le génie civil, la lubrification, pour ne citer que ces exemples.

Les phénomènes de transfert ayant lieu dans les milieux poreux dépendent, en général, d'un certain nombre de propriétés liées au stockage des fluides au niveau des pores, de la quantité de mouvement et de l'énergie et enfin du comportement mécanique de la matrice poreuse. Ces propriétés sont évidemment fonction de la morphologie de la matrice et des phénomènes qui se développent et interagissent dans les différentes phases du système hétérogène, ce qui rend le champ d'étude des écoulements et des transferts thermiques et hydriques dans ces milieux particulièrement vastes.

Des notions générales sur les propriétés du milieu poreux saturé sont présentées, en particulier, les caractéristiques géométriques telles que : la porosité, la perméabilité, et les propriétés thermo- physiques effectives, liées à la présence des deux phases solide et fluide, comme la viscosité et le coefficient de conductivité thermique.

Dans ce qui suit, après définition de la notion du volume élémentaire représentatif et des grandeurs physiques moyennes, des descriptions des modèles macroscopiques d'écoulement et de transfert de chaleur dans les milieux poreux seront présentées.

I-3-2- CLASSIFICATION DES MILIEUX POREUX

Les milieux poreux sont regroupés en deux grandes catégories :

- **Matériaux poreux consolidés** : Dans ces milieux, les grains ou les fibres sont soudés entre eux par des liants de matière identique ou différente. La matrice solide ne peut se diviser sans endommager la structure (roches calcaires, grès, argiles, bois, céramiques, poudres frittées, tissus végétaux et animaux, etc).

- **Matériaux poreux non consolidés** : Pour ce type de matériau, les particules solides ne sont pas liées entre elles et peuvent se déplacer sans modifier la structure (graviers, sable, billes de verre et d'acier, laine de verre, etc).

D'un point de vue morphologique, les milieux poreux peuvent également être classés en trois autres catégories:

- **Milieux fibreux**, Exemples : verres, oxydes métalliques, matières plastiques, cellulose.

- **Milieux cellulaires**, Exemples : verre expansé, matières plastiques alvéolaires, matériaux micro et macroporeux.

- **Milieux pulvérulents ou granulaires**, Exemples : silicate de calcium, perlite, vermiculite.

Les milieux poreux peuvent également être rangés suivant l'origine du constituant de la matrice poreuse (végétale, minérale ou synthétique) ou encore selon le type de cellules (ouverte ou fermée).

I-3-3- CARACTERISATION DES MILIEUX POREUX

Les phénomènes qui se déroulent dans les milieux poreux dépendent de la géométrie de la matrice, celle-ci est donc caractérisée par un certain nombre de grandeurs moyennes, géométriques ou statistiques (porosité, surface spécifique, tortuosité, perméabilité, etc.). Lorsque ces propriétés moyennes de structure doivent être généralisées localement, la considération d'une échelle de mesure macroscopique devient indispensable, celle ci associe

les grandeurs physiques à l'échelle d'un ensemble de pores ou particules solides dans un volume fini local.

I-3-4- Concept de Volume élémentaire représentatif (V.E.R)

Le volume élémentaire représentatif, noté V.E.R, définit un volume différentiel local dans un milieu poreux (Figure I.5). Il est suffisamment grand pour caractériser toutes les propriétés moyennes du milieu et suffisamment petit pour que la grandeur ainsi définie garde un caractère local (Marle [19]). Ainsi, les propriétés moyennes, définies au centre du V.E.R, peuvent être généralisées en chaque point du milieu poreux. L'échelle r_0 du volume élémentaire représentatif doit être d'une part très petite devant la longueur caractéristique L du système poreux et d'autre part assez grande devant la taille des pores (Whitaker [20]).

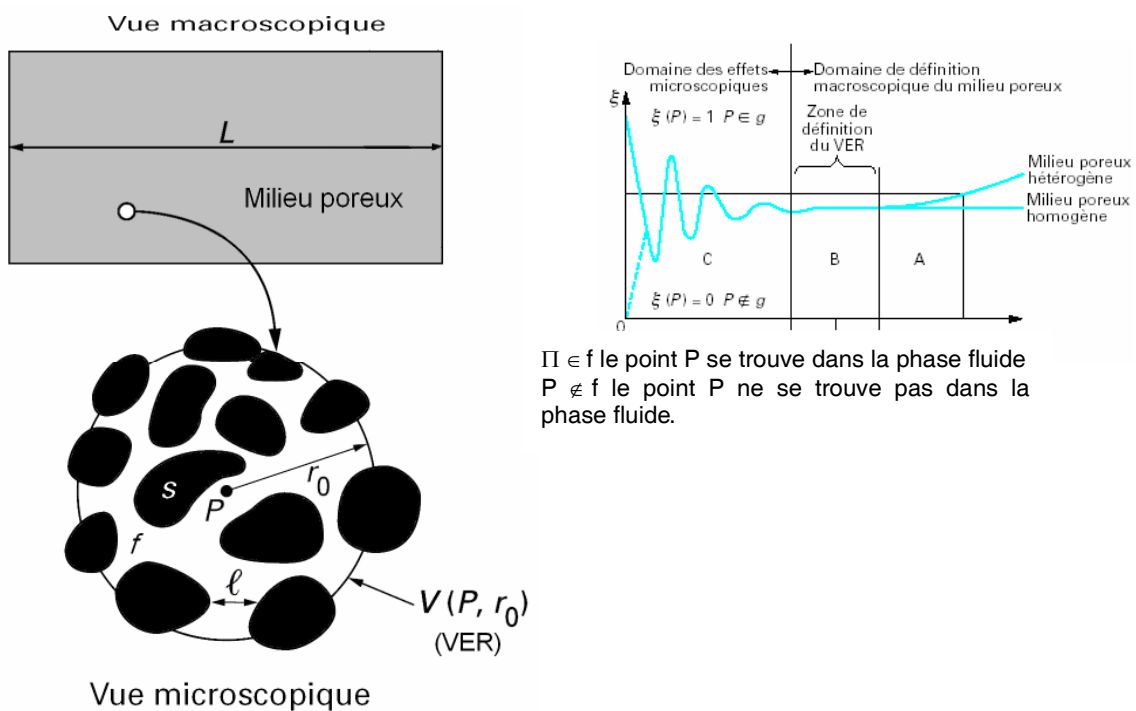


Figure I. 5. Représentation d'un milieu poreux et d'un volume élémentaire représentatif.

La notion du VER a été étudiée d'une façon formelle par plusieurs auteurs (Dullien, [21], Kaviany [22], Quintard et Whitaker [23]).

Le milieu poreux peut être caractérisé par plusieurs grandeurs géométriques telles: la porosité, la surface volumique, la tortuosité et la perméabilité.

I-3-5- Propriétés structurales et thermo- physiques d'un milieu poreux

Différentes grandeurs géométriques et thermo- physiques sont utilisées pour caractériser l'écoulement et le transfert de chaleur se produisant dans un milieu poreux, nous pouvons citer :

I-3-5-1- La porosité

Elle est définie comme étant la fraction du volume V du système qui n'est pas occupée par la phase solide. Soit :

$$\Psi = \frac{\text{Volume des pores (m}^3\text{)}}{\text{Volume total de la matrice poreuse (m}^3\text{)}} \quad (1.1)$$

Cette grandeur ne donne aucune information sur la distribution des pores. En effet, deux matériaux de même porosité peuvent avoir des propriétés physiques différentes. Un pore peut être connecté à d'autres (pores interconnectés), comme il peut être isolé. On définit alors:

- La porosité totale :

Elle tient compte des cavités occluses au sein du solide (pores fermés)

$$\Psi_t = \frac{\text{Volume de tous les pores (m}^3\text{)}}{\text{Volume total de la matrice poreuse (m}^3\text{)}} \quad (1.2)$$

- La porosité effective :

On l'appelle également l'espace poreux connecté à travers lequel s'effectue l'écoulement des masses fluides

$$\Psi_e = \frac{\text{Volume des pores accessibles (m}^3\text{)}}{\text{Volume total de la matrice poreuse (m}^3\text{)}} \quad (1.3)$$

I-3-5-2- La perméabilité

La perméabilité caractérise l'aptitude du milieu poreux à laisser un fluide s'écouler à travers les pores interconnectés sous l'effet d'un gradient de pression. Cette grandeur est

définie par la loi empirique de Darcy [24] pour le cas d'un écoulement laminaire de fluide Newtonien :

$$K = \mu \left(\frac{Q_v}{A} \right) / \left(\frac{dp}{dx} \right) \quad (1.4)$$

Avec : Q_v , le débit volumique du fluide à travers le milieu poreux ; Q_v/A , la vitesse moyenne ou vitesse de Darcy à travers la section droite de surface A ; μ , la viscosité dynamique du fluide et dp/dx le gradient de pression. L'unité de la perméabilité, K , est le Darcy tel que : 1 Darcy = 10^{-12} m². Dans un milieu poreux isotrope, K est un scalaire, mais dans le cas général d'un milieu anisotrope, K est un tenseur de deuxième ordre. La perméabilité est une caractéristique du milieu poreux qui est dépendante de la porosité, de la surface volumique et de la structure des pores ou des particules solides (taille, forme et arrangement). Dans le tableau II.1 sont données les valeurs de K , ψ et S_v de quelques matériaux poreux courants.

Tableau I.1. Propriétés de quelques matériaux poreux (Niield et Bejan [25])

Matériau	Porosité	Perméabilité (cm ²)
Grès	0.038 - 0.38	5×10^{-12} - 3×10^{-8}
Brique	0.12 - 0.34	48×10^{-11} - 2.2×10^{-9}
Calcaire	0.04 - 0.10	2×10^{-11} - 4.5×10^{-10}
Cuir	0.56 - 0.59	9.5×10^{-10} - 1.2×10^{-9}
Poudre d'ardoise noire	0.57 - 0.66	4.9×10^{-10} - 1.2×10^{-9}
Poudre de silicate	0.37 - 0.49	1.3×10^{-10} - 5.1×10^{-10}
Terre	0.43 - 0.54	2.9×10^{-9} - 1.4×10^{-7}
Sable	0.37 - 0.50	2×10^{-7} - 1.8×10^{-6}
Poudre de cuivre compactée	0.09 - 0.34	3.3×10^{-6} - 1.5×10^{-5}

I-3-5-3- La tortuosité

Dans un milieu poreux formé d'un empilement de grains solides, la vitesse réelle locale du fluide n'est pas tout à fait parallèle à la direction moyenne de l'écoulement compte tenu de la présence d'obstacles constitués par la matrice solide. Le fluide contourne les différentes particules s'opposant à son passage. Le trajet suivi par un filet fluide est $L_m > L$ (L étant la longueur du milieu poreux) (Figure (I.6)).

On appelle tortuosité le rapport entre la longueur moyenne du chemin parcouru par une particule fluide et la longueur de l'échantillon.

$$\tau = \frac{L_m}{L} \quad (\text{I.5})$$

Dans le cas des milieux poreux constitués d'empilement de particules sphériques, la tortuosité varie peu et reste sensiblement égale à $\pi/2$.

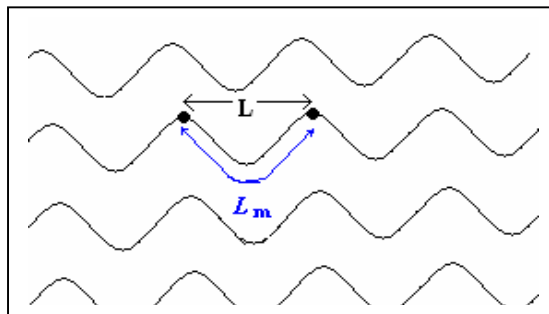


Figure I.6. Définition schématique de la tortuosité.

I-3-5-4- La surface spécifique

La surface spécifique est définie comme l'aire totale des vides rapportée à l'unité de volume, soit:

$$A_s = \frac{\text{Aire totale des vides}}{\text{volume total du milieu}} \quad (\text{I.6})$$

Ce paramètre sert d'élément comparatif pour différents milieux poreux de volume total.

I-3-5-5- Conductivité thermique effective

Vu la complexité de la structure des milieux poreux ainsi que la présence des différentes phases (solide et fluide), la modélisation du transfert de chaleur à travers les milieux poreux nécessite l'introduction de la notion de conductivité thermique effective, λ_E .

En effet, les phases solides et fluides présentes dans le milieu poreux contribuent généralement avec des proportions différentes au mode de conduction (le plus souvent λ_s

(solide) $> \lambda_F$ (fluide). Cette conductivité effective dépend de la porosité et des conductivités thermiques des phases solide et fluide.

De manière générale, il n'existe pas de modèles exacts de conductivité thermique effective qui peuvent être appliqués aux cas pratiques d'écoulement dans les milieux poreux. Les modèles existants sont plutôt des modèles approchés construits pour des géométries simples en utilisant des hypothèses simplificatrices et en se basant sur des données expérimentales. Les modèles proposés sont en général des combinaisons pondérées des modèles série et parallèles basés sur l'analogie électrique.

- Dans le modèle série, le flux de chaleur traverse successivement les phases solide et fluide. La résistance thermique du milieu est alors égale à la somme des résistances thermiques dans chacune des phases.

$$\frac{1}{\lambda_E} = \frac{\psi}{\lambda_F} + \frac{(1-\psi)}{\lambda_S} \quad (1.7)$$

- Dans le modèle parallèle, le flux de chaleur traverse, en même temps, les deux phases parallèles. La conductivité effective est égale à la somme des conductivités thermiques dans chacune des phases.

$$\lambda_E = (1-\psi)\lambda_S + \psi\lambda_F \quad (1.8)$$

La conductivité thermique effective est toujours comprise entre celle du fluide et celle du solide.

I-4- MODELES D'ECOULEMENT DANS LES MILIEUX POREUX

Les phénomènes de transport dans les milieux poreux sont généralement étudiés à l'échelle macroscopique en raison de l'impossibilité de prendre des mesures au niveau du pore et de la complexité de la prise en compte de la structure du milieu poreux au niveau local. Par conséquent, l'approche de la mécanique classique des milieux continus pour établir les modèles mathématiques de quantité de mouvement ou d'énergie ne peut être mise en

application qu'après passage à une échelle macroscopique qui permet d'établir une équivalence entre le milieu poreux réel dispersé et un milieu continu fictif.

I-4-1-Modèle de Darcy (1856)

La loi fondamentale de l'écoulement dans un milieu poreux a été établie expérimentalement par Darcy en 1856 [24]. Elle a été proposée, lors d'une étude relative aux fontaines publiques de la ville de Dijon. Darcy a mesuré le débit d'eau entraîné par gravité dans des filtres verticaux constitués de sable homogène. Le débit mesuré à travers une section est proportionnel à son aire, ainsi qu'au gradient de pression hydrostatique.

Pour un milieu isotrope, la loi de Darcy généralisée est donnée par une relation linéaire entre le débit et le gradient de pression associé aux forces de gravité :

$$\vec{q} = -\frac{K}{\mu} s (\vec{\nabla} P - \rho \vec{g} z) \quad (1.9)$$

La vitesse moyenne de filtration est ainsi définie par :

$$\vec{V} = -\frac{K}{\mu} (\vec{\nabla} P - \rho \vec{g}) \quad (1.10)$$

La loi de Darcy exprime le bilan des forces de pression et des forces de viscosité microscopiques dues au frottement sur les parois des pores. La perméabilité K , apparaissant dans cette équation, est une caractéristique géométrique du milieu. La vitesse moyenne V est liée à la vitesse interstitielle du fluide.

La justification théorique de cette loi a été réalisée par Marle [19] sur la base de la thermodynamique des processus irréversibles. Elle est aussi vérifiée par la procédure de prises de moyenne volumiques des équations de Stokes gouvernant l'écoulement microscopique au sein des pores.

Il est important de noter que le modèle de Darcy devient inadéquat dans certaines situations d'écoulement et de transfert de chaleur. En effet, quand la vitesse de filtration augmente, on note une déviation des résultats par rapport à la loi de Darcy. Cette déviation est due aux effets combinés de l'inertie et de la viscosité. Ces deux effets opposent une résistance

à l'écoulement du fluide. Pour tenir compte de tous ces effets, d'autres modèles ont été proposés et utilisés [26-27].

Un milieu poreux peut être considéré comme constitué de capillaires communiquant. Par analogie à un écoulement dans un cylindre, un nombre de Reynolds est défini pour un écoulement en poreux :

$$\mathcal{R}_e = V \delta / \nu \quad (1.11)$$

Avec : V , la vitesse moyenne du fluide défini ;

δ , la dimension représentative de la taille des pores ;

ν , la viscosité cinématique du fluide.

Sur la base de constatations expérimentales [28], on considère que la loi de Darcy est valable en dessous d'un nombre de Reynolds limite dont les valeurs proposées sont dans la fourchette 1-10.

I-4-2- Modèle de Darcy-Forchheimer

Dans le cas de l'écoulement de Darcy, l'écoulement est supposé suffisamment lent pour négliger les effets d'inertie. Pour un écoulement à grandes vitesses de filtration, Forchheimer [26] a montré expérimentalement la nécessité de corriger l'équation de Darcy par un terme quadratique prenant en compte l'influence de l'inertie microscopique à l'échelle du pore. Ce modèle non linéaire est traduit mathématiquement par l'équation vectorielle suivante :

$$-\bar{\nabla} P + \rho \bar{g} = \frac{\mu}{K} \bar{v} + b \rho |\bar{v}| \bar{v} \quad (1.12)$$

Avec : $|\bar{v}|$, le module du vecteur vitesse de filtration.

Le terme quadratique, $b \rho |\bar{v}| \bar{v}$, représente quantitativement, les effets inertiels de Forchheimer.

I-4-3- Modèle de Darcy-Brinkman

La loi de Darcy montre que le champ de vitesse ne dépend que de la pression. Les conditions aux limites appliquées au milieu poreux sont donc des conditions portant sur la pression ou sur sa dérivée normale (Dirichlet ou Neumann).

Si le milieu poreux est limité par un milieu fluide en mouvement, ce dernier entraîne un écoulement dans le milieu poreux. C'est le résultat de la contrainte de cisaillement à l'interface des deux milieux. De même, lorsque le milieu poreux est partiellement limité par un milieu solide étanche, la condition adéquate est la condition d'adhérence du fluide à la paroi solide. Or, avec la loi de Darcy, il n'est pas possible d'appliquer des conditions sur la vitesse tangentielle ou sur sa dérivée.

L'élaboration de ce modèle est basée sur la considération des effets visqueux dus au frottement au niveau des parois de confinement lorsque le milieu est d'une grande porosité. L'équation de Darcy est ainsi modifiée par l'introduction du terme de Brinkman qui caractérise l'effet de dissipation visqueuse, qui s'écrit:

$$\vec{\nabla} P = \rho \vec{g} + \mu_e \nabla^2 \vec{V} - \frac{\mu}{K} \vec{V} \quad (I.13)$$

Où : μ_e , est la viscosité dynamique effective qui est égale à la viscosité dynamique du fluide μ , d'après Brinkman [27].

I-4-4- Modèle général: Modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer

Les effets inertiels ou visqueux à l'échelle du pore ou du milieu poreux sont pris en considération dans ce modèle qui regroupe de ce fait tous les termes de type Darcien ou non Darcien. Vafai et Tien [29] ont proposé une équation générale de conservation de la quantité de mouvement, donnée par l'expression :

$$\frac{\rho}{\psi} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{\rho}{\psi} (\vec{V} \vec{\nabla}) \vec{V} = - \vec{\nabla} P - \frac{\mu}{K} \vec{V} + \mu_e \nabla^2 \vec{V} - \rho \frac{\psi F}{\sqrt{K}} |\vec{V}| \vec{V} + \rho \vec{F}_v \quad (I.14)$$

Le terme $\rho(\vec{V} \vec{\nabla}) \vec{V} / \psi$ est généralement négligé sauf dans les régions d'entrée d'écoulement.

Chacun des termes de l'équation (I.14), à partir de a gauche, est désigné comme suit :

- Le deuxième terme: est relatif terme aux forces macroscopiques d'inertie ;
- Le troisième terme: désigne le gradient de pression ;

- Le quatrième terme: concerne la contrainte de viscosité microscopique, terme de Darcy.
- Le cinquième terme: est relatif au terme de Brinkman ou contraintes visqueuses macroscopiques (effet de paroi).
- Le sixième terme: désigne les forces d'inertie microscopiques ou terme d'inertie d'Eurgun.
- Le septième terme: correspond aux forces de volume.

II-5- Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la description des paliers fluides et à la présentation des notions relatives aux milieux poreux (définitions, propriétés thermo- physiques, modèles d'écoulement, etc...). La géométrie du modèle physique ainsi que son utilisation a été également décrite. Nous nous sommes limités à des notions générales, et qui nous permettent de présenter aisément notre étude. Pour des détails supplémentaires sur les milieux poreux voir les références [30-33].

Un nombre considérable de travaux théoriques ont été faits afin d'étudier le comportement des paliers poreux. Deux modèles ont été utilisés pour simuler l'écoulement dans le milieu poreux. Le premier, basé sur la loi de Darcy [73-74], est utilisé dans la majorité des travaux antérieurs en justifiant le choix par le fait que les paliers poreux sont des paliers de faibles porosités. Le second modèle est basé sur la loi de Brinkman [79-81].

Le chapitre suivant sera consacré à l'analyse des travaux relatifs aux paliers hydrodynamiques disponibles dans la littérature, et cela afin de positionner notre étude.

Chapitre –II–

CONTEXTE BIBLIOGRAPHIQUE

II-1- INTRODUCTION

Depuis la nuit des temps, l'homme a toujours été passionné par la création de machines et a dès lors compris que la lubrification des surfaces en mouvement relatif était l'une des clés de sa démarche inventive. Le savoir faire en cette matière a lentement progressé et ce n'est qu'en 1854 que Hirn [34] présenta une étude préliminaire à caractère expérimental sur un palier. Le palier, objet de son étude, était simplement un alésage à l'intérieur duquel tournait un rotor. Hirn, considéré comme étant le pionnier dans le domaine de la lubrification, montra qu'en présence de fluide lubrifiant, le couple est proportionnel à la vitesse de rotation et dépend directement de la viscosité.

En 1883, les études expérimentales de Beauchamp Tower [35], ont mis en évidence pour la première fois, le phénomène de la portance hydrodynamique dû au film lubrifiant, ce qui a permis le développement de la théorie de la lubrification. En rajoutant que, de tous les paramètres physiques d'une huile, seule la viscosité joue un rôle prépondérant sur le frottement des paliers.

Dans le but d'interpréter les résultats expérimentaux de Tower, Osborne Reynolds [1], en 1886, établit les bases de la lubrification hydrodynamique actuelle. Il a montré que les équations de Navier- Stokes pouvaient se réduire à une seule équation aux dérivées partielles du second ordre de type elliptique permettant la modélisation mathématique de l'écoulement du lubrifiant dans le contact, qui s'écrit sous la forme :

$$\frac{d}{dx} \left(h^3 \frac{dp}{dx} \right) + \frac{d}{dz} \left(h^3 \frac{dp}{dz} \right) = 6 \mu \left\{ (U_0 + U_1) \frac{dh}{dx} + 2 V_1 \right\} \quad (\text{II.1})$$

L'équation (II.1), connue depuis, sous le nom d'équation de Reynolds, est l'équation de base de la lubrification hydrodynamique. Elle a été obtenue en considérant un certain nombre d'hypothèses, consistant en particulier à considérer que la viscosité est constante.

Les études théoriques menées entre les années 1900 et 1940 portèrent d'une part sur les méthodes de résolution, et d'autre part sur les conditions aux limites associées à l'équation dite de Reynolds. C'est ainsi que Sommerfeld en 1904 [36], Gumbel [37] en 1921, Swift [38]

en 1931 et Stieber [39] en 1933 proposèrent différentes conditions aux limites sur le champ de pression, décrivant au mieux la réalité physique. Les conditions de Swift et Stieber dites « de Reynolds » sont celles qui sont le plus souvent utilisées, car elles prennent en considération la continuité du débit dans la zone de rupture du film.

A notre connaissance, les travaux de recherches analysant les effets thermiques dans les paliers poreux ne sont pas nombreux. A cet effet, notre analyse bibliographique sera structurée autour de deux axes principaux : le premier est réservé à l'analyse des travaux traitant les paliers classiques dans le but de montrer l'importance des effets thermique dans le domaine de la lubrification ; le second est consacré par contre aux travaux liés aux paliers poreux. Une synthèse bibliographique de l'analyse de l'ensemble sera ainsi déduite.

II-2- EFFETS THERMIQUES DANS LE CAS DES PALIERS CLASSIQUES

L'hypothèse de l'écoulement isotherme, considérée par Reynolds, fut réellement remise en question par Kingsbury [2] en 1933, dans un article intitulé "Heat effets in lubrification films". Cet article décrit les concepts de base du problème thermique dans le film. Il en déduit que l'échauffement du film provoque une réduction de la charge calculée par la théorie isotherme pour des conditions de fonctionnement semblables.

D'autres approches du phénomène thermique ont été effectuées pour expliquer les phénomènes de la portance mise en évidence expérimentalement par Fogg [40], dans le cas d'un blochet à faces parallèles. Dans ces travaux publiés en 1946, Fogg attribua ces phénomènes de portance entre les faces parallèles à la dilatation du fluide sous l'effet de l'échauffement.

Christopherson [41] Cameron et Wood [42], Share [43] contribuèrent à l'évaluation de l'importance des effets thermiques, dans le film lubrifiant. Néanmoins, ces études furent restrictives, car elles ne tiennent pas compte de la variation de la température suivant l'épaisseur du film lubrifiant.

Vogelpohl en 1949 [44,45] observa expérimentalement l'existence d'un important gradient de température à travers l'épaisseur du film. En tenant compte de cette observation, Zienkiewicz [46] et Cameron [47] ont développé des modèles pour le blochet infiniment large, en négligeant le transfert de chaleur dans les solides. Cope [48] a utilisé

l'équation de conservation d'énergie sous une forme simplifiée, pour déterminer la température du film. Saibel et Guilinger [49], étaient les premiers à présenter une méthode de résolution simultanée de l'équation de Reynolds et de celle de conservation d'équation dans le film lubrifiant.

Hughes et Osterle en 1958 [50] proposèrent une solution pour le palier infiniment long, ils ignorèrent la variation de la température selon l'épaisseur du film.

En 1962, Dowson [3] modifia l'équation de Reynolds classique afin de prendre en compte les variations de la viscosité et de la masse volumique suivant l'épaisseur du film. Il a obtenu une équation, dite de Reynolds généralisée, permettant avec l'équation de conservation d'énergie, l'étude des aspects thermiques de la lubrification hydrodynamique.

L'analyse thermo- hydrodynamique d'un contact lubrifié exige la connaissance des conditions aux limites associées à l'équation de conservation d'énergie. En effet, les premières hypothèses consistaient, soit à imposer la température à l'interface film - solide [51,52], soit à admettre la condition d'adiabacité des surfaces [53, 54].

En 1963, Dowson et al. [55,56], dans leur analyse, ont pris en considération la conduction de chaleur à travers les solides, en considérant des conditions de continuité de flux de chaleur aux frontières. Les auteurs ont montré que les effets dues à la variation de la densité du lubrifiant sont négligeables comparés à ceux dues à la viscosité.

Hakanson [57], en 1965, a étudié le comportement Thermo- hydrodynamique d'un palier de dimension finie, en prenant un modèle adiabatique. Une méthode de prédiction de la température du lubrifiant à l'entrée du contact en tenant compte du recyclage du fluide a été présentée par l'auteur. Une analyse similaire est faite par Mc Callion et al. [58], ces derniers ont comparé leurs résultats à ceux obtenus expérimentalement par Woolacott [59].

A partir des années soixante dix, l'évolution technologique et le développement de l'outil informatique ont orienté les chercheurs vers l'analyse du problème numériquement, par la recherche de solutions numériques aux équations gouvernantes. Les résultats issus de cette résolution numérique, seront validés en les comparants aux résultats expérimentaux.

En 1973, Seireg et Ezzat [60] présentèrent une étude expérimentale pour un palier lisse, ouvrant ainsi la voie à une approche semi-empirique du problème thermo-hydrodynamique. Seireg et Dandage [61] développèrent cette approche pour obtenir un modèle de calcul utilisant un nombre de Sommerfeld modifié, permettant d'utiliser les lois du modèle isotherme. Les résultats sont obtenus ont été présentés sous formes d'abaques. Dans leur analyse, les conditions aux limites sur la température n'ont pas été prises en compte dans le calcul.

Ferron, Frene [62,63] et Ferron [64] ont conçu une machine d'essai permettant de mesurer la pression dans le film, la température de la surface de l'arbre et du coussinet, la charge, la vitesse de rotation, le débit du fluide et le positionnement relatif de l'arbre par rapport au coussinet.

Boncompain et Frêne [65] ont considéré la variation de la viscosité à travers le film d'huile et ont résolu numériquement, l'équation de conservation d'énergie à trois dimensions d'espace dans le domaine liquide, et l'équation de conduction de la chaleur à deux dimensions dans le coussinet. La méthode des différences finies a été utilisée pour cette résolution. Les auteurs ont analysé les caractéristiques dynamiques d'un palier de longueur fini pour le cas d'un écoulement laminaire.

Ferron et al. [66] ont suivi une procédure similaire : ils ont résolu les équations d'énergie et de la chaleur à 3-D. Boncompain et al. [67] ont employé les mêmes modèles, mais ils ont utilisé une condition au limite de convection libre aux extrémités axiales du palier pour établir la température de l'arbre.

En 1985, Bous-said [68] a présenté une étude similaire en utilisant la méthode des éléments finis pour la résolution de ses équations. Cette technique de résolution a été appliquée aux différentes configurations géométriques, en particulier pour le cas des paliers hybrides.

Mitsui et al. [69], en 1986, ont étudié expérimentalement la distribution de la température dans un palier circulaire en analysant en particulier la position de la température maximale dans les solides. Les auteurs ont étudié les effets de la vitesse de rotation, de la viscosité de lubrifiant et du jeu relatif sur la température maximale.

Dans le cas du palier cylindrique avec rainure d'alimentation axiale, la température du fluide à l'entrée du contact résulte du mélange qui s'effectue dans cette rainure entre le fluide frais d'alimentation du palier et le fluide recyclé provenant de la zone de rupture du film. Ce problème se pose également dans le cas des butées à plusieurs éléments et des paliers multilobes. Smalley et al. [70], Vohr [71], Ettles [72] ont proposé un modèle permettant de calculer la température du fluide à l'entrée du contact lubrifié.

Afin d'étudier l'effet du refroidissement d'huile recyclée, Mitsui et al. [73-74] ont mené une expérience dans laquelle : la distribution de température sur la surface intérieure du coussinet et de la surface de l'arbre, l'excentricité, la température d'huile à l'admission et à la sortie ainsi que le débit d'huile, ont été mesurées pour le cas d'un palier lisse circulaire à une rainure axiale. Un palier en plastique transparent a été également utilisé pour observer le processus de mélange (d'huile recyclée et l'huile d'alimentation).

Mitsui [75] a étudié le problème de la lubrification thermo- hydrodynamique dans un palier circulaire analytiquement. Les résultats obtenus par l'auteur ont été validés expérimentalement. Dans sa modélisation, l'auteur a pris en compte la zone de cavitation dans le film et la température de re- circulation.

En 1996, Fillon et al. [76] ont présenté une approche globale des effets thermiques de la lubrification, en prenant en compte différents aspects du problème, tels la déformation thermique des solides, la cavitation et la généralisation des conditions aux limites. Dans la même année, une étude expérimentale sur les effets thermiques dans les paliers circulaires et elliptiques a fait l'objet des études effectuées par Ma et al. [77].

Sun [78] a présenté en 1997, une méthode analytique utilisant le développement en série. Dans la même année, Bayada [79] a présenté quelques modèles numériques pour la résolution des problèmes de la mécanique des films minces. Peu après, Ramesh et al. [80] ont étudié un problème de thermo-hydrodynamique en prenant en compte la rugosité des surfaces.

Gethin [81] a proposé un modèle de mélange pour le calcul de la température au niveau de la rainure d'alimentation. Il s'est intéressé particulièrement au comportement du palier multi-lobes (plusieurs alimentations); les effets de la position des rainures d'alimentations a fait également l'objet d'une analyse particulière dans cette étude.

Dans une étude expérimentale, Fillon et Dadouche [82] ont analysé les caractéristiques d'un patin oscillant à géométrie fixe.

En 2001, Wang et al. [83] ont analysé numériquement le comportement d'un palier lisse lubrifié par un fluide non Newtonien. Les auteurs ont observé une amélioration des performances du palier en utilisant un tel fluide. Peu après, Wang and al. [84] ont complété leur étude sur le comportement des paliers lubrifiés par des fluides non Newtoniens en tenant compte des effets de la cavitation.

Costa et al. [85, 86] ont étudié numériquement et expérimentalement l'influence de la pression et de la position de la rainure d'alimentation sur les caractéristiques statiques d'un coussinet axialement rainuré. Ils ont conclu qu'une rainure axiale située à un angle positif de la ligne de charge dans le sens de la rotation peut mener aux réductions de la température maximale, du pic de la pression hydrodynamique et de la zone où le film est continu. Cette étude a été complétée par Brito et al. [87], qui ont étudié expérimentalement l'influence des conditions d'alimentation (température et pression) sur les performances d'un palier hydrodynamique à deux rainures d'alimentation axiales. Les auteurs ont constaté que l'augmentation de la température de l'huile d'alimentation engendre l'augmentation du débit de fuite d'huile, l'excentricité et la température maximale. Tandis que l'augmentation de la pression d'alimentation engendre une augmentation assez légèrement de l'épaisseur du film.

Le phénomène de la cavitation reste le plus délicat dans l'analyse des écoulements dans les paliers, Tor Syverud [88] a essayé d'analyser expérimentalement la variation de la température dans la zone de cavitation.

Récemment Mischra et al. [89] ont contribué à l'analyse thermique des paliers de forme elliptique. Dans leur étude, l'évolution de la température suivant l'épaisseur du film a été négligée.

En 2008, Durany et al. [90] ont utilisé une combinaison de trois méthodes numériques : la méthode des éléments finis, celle des volumes finis et la méthode des éléments aux frontières pour étudier le problème de la lubrification thermo- hydrodynamique d'un palier.

Singh et al. [91] et Roy [92, 93] ont réalisé une étude thermo- hydrodynamique d'un palier avec une rainure axiale. Les auteurs ont souligné que l'influence du gradient de température à travers et au long du film est importante, et que le rôle de la géométrie de la rainure d'alimentation sur le comportement du palier ne peut être ignorée.

II-3- LES PALIERS POREUX

Depuis plus de cinquante ans, la lubrification des paliers a fait l'objet d'études expérimentales, théoriques et numériques. Elle reste toujours un sujet de préoccupation majeure dans l'industrie, dans le souci de fiabiliser (grippages), d'optimiser (bruits, vibrations), d'améliorer les caractéristiques et finalement d'augmenter la durée de vie des coussinets poreux.

Les premières études sur les paliers poreux étaient des travaux expérimentaux [94-96]. Ces études ont été consacrées généralement aux calculs du coefficient de frottement, de la température de fonctionnement du système pour différentes configurations géométriques et pour différents fluides lubrifiants. Les analyses de Morgan et al. [97] ont montré l'existence de différents régimes de lubrification (hydrodynamique et mixte), en soulignant l'existence d'une charge critique au delà de laquelle le régime n'est plus hydrodynamique ; d'autres chercheurs ont obtenus des résultats similaires.

Les auteurs ont noté également que la température dans un palier poreux est pratiquement constante, et qu'elle est plus élevée comparativement à celle d'un palier classique, car le lubrifiant n'est pas renouvelé.

Iyam et al. [98] ont analysé l'effet des dimensions du coussinet en matière poreuse sur le coefficient de frottement et de la température. Ils ont conclu que la température et le coefficient de frottement diminuent avec la réduction de l'épaisseur radiale ou de l'accroissement de la longueur du coussinet.

D'Agostino et al. [99] ont étudié expérimentalement des paliers imprégnés d'huile. Ils ont conclu que la sélection de l'huile lubrifiante de bonne qualité améliore les caractéristiques et augmente la durée de vie des paliers.

Kaneko et Obara [100] ont analysé expérimentalement l'écoulement d'huile dans la matrice poreuse. Ils ont observé l'existence de circulation d'huile à travers la matrice poreuse et que l'écoulement contribue à la lubrification dans le palier poreux.

Le premier modèle mathématique utilisé pour l'étude de la lubrification hydrodynamique des paliers poreux a été présenté par Morgan et Cameron [101]. Suite à leurs travaux, d'autres chercheurs ont apporté leurs contributions dans le domaine des paliers autolubrifiants [102-105].

Au cours des dernières années, un nombre important d'études théoriques et expérimentales ont été réalisées afin de déterminer les caractéristiques des performances d'un palier poreux. Les résultats de ces études montrèrent la diminution de la charge, l'augmentation de coefficient de frottement et l'angle de calage avec l'augmentation de la perméabilité de la matrice poreuse. Deux modèles ont été utilisés pour simuler l'écoulement dans un milieu poreux : le premier est basé sur la loi de Darcy [106-110] et le second est basé sur la loi de Brinkman [111-113].

Kaneko et al. [108] ont présenté une étude, théorique et expérimentale, dans le but de déterminer la distribution de pression dans le film d'huile d'un palier poreux fonctionnant en régime hydrodynamique. Dans leur étude, le modèle de Darcy avec une condition d'adhérence à la paroi à l'interface fluide-structure ont été utilisés. Kaneko et al. [109] a étudié théoriquement les caractéristiques statiques d'un palier poreux avec des extrémités scellées et lubrifiées, avec de l'huile résidant initialement au sein des pores de la matrice poreuse.

Les modèles mathématiques des paliers poreux, décrits dans la littérature [109-110], sont fondés sur une hypothèse implicite consistant en la présence d'une rainure d'alimentation. Néanmoins, ces modèles ne sont pas représentatifs de la propriété autolubrifiante. Parmi les rares travaux qui ont considéré l'absence d'alimentation externe, nous citons à titre d'exemple, ceux de Meurisse et Giudicelli [9] qui ont analysé numériquement l'aspect hydrodynamique des paliers auto lubrifiés, en tenant compte de la pression de cavitation. Le modèle de Darcy avec la condition de non glissement à l'interface film fluide-milieu poreux a été considéré. Les auteurs ont décrit le mouvement du lubrifiant à travers la matrice poreuse, l'algorithme d'Elrod [114] a été utilisé dans cette étude.

Lin et al. [111] ont appliqué le modèle de Brinkman pour étudier l'influence du comportement des fluides non Newtoniens sur les performances d'un palier poreux, flexible et de longueur infinie. Un modèle classique simple a été utilisé pour estimer les déformations élastiques du palier poreux. Les résultats ont montré une nette amélioration des caractéristiques du palier avec l'augmentation du coefficient de cisaillement visqueux. Elsharkawy et Gadour [112] ont élargi l'analyse de Lin et al. [111] pour le cas des paliers de longueur finie.

Li [113] a présenté et modifié l'équation de Reynolds en utilisant la loi de Darcy-Brinkman. La condition à la limite de type saut de contrainte à l'interface, suggérée par Ochoa-Tapia [115] a été utilisée. Elsharkawy et Guedouar [116] ont appliqué l'équation de Reynolds modifiée par Li [113] pour le cas d'un palier flexible de dimension finie.

Chen et al. [117] a étudié le comportement des paliers poreux en considérant également la condition de saut de contrainte à l'interface fluide- milieu poreux. Elsharkawy [10] a étudié les effets d'ajout d'additifs dans les lubrifiants sur les performances d'un palier poreux. Cette étude est une suite des travaux déjà présentés par l'auteur ; elle constitue une synthèse de l'ensemble des phénomènes étudiés. Naduvanamani et al. [118] ont analysé numériquement le comportement des paliers amortisseurs poreux.

II-4- SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

Sur la base de la revue bibliographique présentée, on peut déduire que dans les mécanismes classiques (paliers lisses, patins, butées,..), l'aspect thermique a été analysé avec beaucoup d'attention. Les résultats ont montré que les effets thermiques ont une influence significative sur les performances de ces mécanismes. Il est alors nécessaire de prendre en considération ces effets lors de la conception des paliers, afin d'éviter tous risque (anomalie) pendant la mise en marche des machines dotées de ces éléments.

Si sur le plan industriel, on arrive actuellement à maîtriser certains aspects des paliers classiques, ce n'est malheureusement pas le cas pour les paliers poreux, où plusieurs efforts restent à déployer afin de mieux prédire le dimensionnement des paliers fluides poreux.

Plusieurs études, tant théoriques qu'expérimentales ont été menées afin de mieux comprendre les mécanismes de la lubrification dans les milieux poreux. Elles ont tenté d'expliquer l'écart constaté entre les résultats théoriques et expérimentaux. A titre d'exemple, dans le cas des paliers à grande excentricité, Meurisse et Giudicelli [9], Elsharkawy et Guedouar [10] ont noté un écart important entre les résultats expérimentaux et leurs résultats. Les auteurs ont interprété cet écart par le fait d'avoir négligé les effets thermiques dans leur approche.

En fait, l'analyse isotherme ne permet d'obtenir des résultats acceptables que lorsque l'énergie dissipée par cisaillement dans le lubrifiant est faible, conduisant à un échauffement et une diminution de viscosité peu importante, ce qui est en particulier le cas des paliers à l'eau ou les paliers tournant à vitesse modérée.

Rares sont les travaux ayant fait l'objet de la prise en compte des effets thermiques dans l'analyse de la lubrification des paliers poreux, exception faite de quelques travaux expérimentaux où la température du film a été trouvée plus importante dans le cas des paliers poreux. Cette augmentation de température a été négligée dans l'ensemble des travaux théoriques cités ci-dessus. Le fait que la température dans un palier poreux est plus importante que celle d'un palier classique, il est alors indispensable de tenir compte de cette grandeur dans la conception des paliers poreux.

Il est à souligner que les approches théoriques des travaux antérieurs sont basées essentiellement sur l'hypothèse d'existence d'une rainure d'alimentation. Ce qui ne reflète pas la réalité physique où la fonction principale d'un palier auto-lubrifiant a été mise en cause.

Notre contribution dans le cadre de cette étude réside dans l'étude de l'influence des effets thermiques sur les performances des paliers poreux en tenant compte de l'auto-alimentation du palier.

Chapitre - III –

EQUATIONS GENERALES

DE LA LUBRIFICATION THERMO-HYDRODYNAMIQUE

UTILISANT DES FLUIDES NEWTONIENS

III-1- INTRODUCTION

L'analyse thermo-hydrodynamique d'un contact lubrifié s'effectue à partir des équations des milieux continus. Ces relations, très générales, traduisent les lois de conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Dans ce chapitre, nous les appliquons au cas particulier de la lubrification hydrodynamique, avec certaines hypothèses de base, permettant de définir les équations de la mécanique des films minces visqueux.

La lubrification hydrodynamique est un chapitre de la tribologie qui traite les contacts pour lesquels un fluide visqueux est intercalé entre les surfaces en présence. Ce fluide peut être un fluide incompressible, tel que l'huile, l'eau ou même un métal fondu : c'est le cas des paliers et des butées hydrodynamiques. Ce fluide peut aussi être compressible, le plus souvent de l'air : c'est le cas des paliers et des butées à gaz.

Un mécanisme lubrifié est défini par le contact de deux corps solides en mouvement, soumis à une charge et séparés par un film fluide. Les surfaces des deux corps sont caractérisées dans le voisinage du contact par leurs géométries et leurs cinématiques. En lubrification hydrodynamique, le film fluide sépare totalement les surfaces en présence, ce qui suppose que les aspérités et les défauts de forme des surfaces ont des dimensions inférieures à l'épaisseur du film. Dans le cas contraire, il y aura contact en différents points des deux surfaces ; on parlera alors soit de lubrification mixte, soit de lubrification limite.

La formation et le maintien d'un film de fluide imposent l'existence d'une pression dans ce film afin d'équilibrer la charge appliquée entre les deux surfaces du mécanisme. Cette pression qui, en lubrification hydrostatique, est engendrée par un système extérieur au contact (pompe ou compresseur) et, dans le cas hydrodynamique, créée par le déplacement relatif des surfaces. Le calcul de cette pression permet de déterminer les caractéristiques du mécanisme à savoir, la charge que peut supporter le contact, le couple ou la force de frottement et le débit de fluide dans le mécanisme.

III-2- EQUATION GENERALISEE DE LA MECANIQUE DES FILMS MINCES VISQUEUX

Les équations générales de la mécanique des films minces visqueux permettent, compte tenu des conditions géométriques et cinématiques, de déterminer les caractéristiques d'un écoulement en film mince et en particulier sa portance. Elles sont déduites des équations de la mécanique des milieux continus appliquées à un fluide Newtonien. Elles sont données par :

* La loi de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (\text{III. 1})$$

* La loi de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \rho f_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{III. 2})$$

* La loi de comportement rhéologique qui, pour un fluide Newtonien s'écrit :

$$\sigma_{ij} = (-p + \gamma \theta) \delta_{ij} + 2 \mu \varepsilon_{ij} \quad (\text{III. 3})$$

* La loi de conservation de l'énergie pour un fluide newtonien :

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = \alpha T \frac{dp}{dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \gamma \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)^2 + \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III. 4})$$

Dans ces expressions :

- x_i et t , sont les variables d'espaces et de temps ;
- u_i , les composantes de la vitesse ;
- ρ , la masse volumique du fluide ;
- f_i , les forces massiques extérieures ;
- σ_{ij} , le tenseur des contraintes ;

- ε_{ij} , le tenseur des taux de déformations
- λ , le coefficient de conductibilité thermique du fluide ;
- T , la température ;
- p , la pression ;
- δ_{ij} , le tenseur Kronecker ;
- γ et μ , les coefficients de Navier qui sont des fonctions de l'espace et du temps ;
- C_p , la chaleur massique à pression constante ;
- $\alpha = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right)_p$, le coefficient de dilatation calorimétrique à pression constante.

En reportant l'équation de comportement rhéologique (III.3) dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (III.2) et en négligeant les forces massiques, on obtient les équations de Navier :

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial p}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} \right) + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} + \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \mu}{\partial x_j} \quad (\text{III. 5})$$

En mécanique des films minces visqueux, la dimension suivant l'épaisseur du film ($O\vec{X}_2$) est très faible par rapport aux deux autres (Figure III.1).

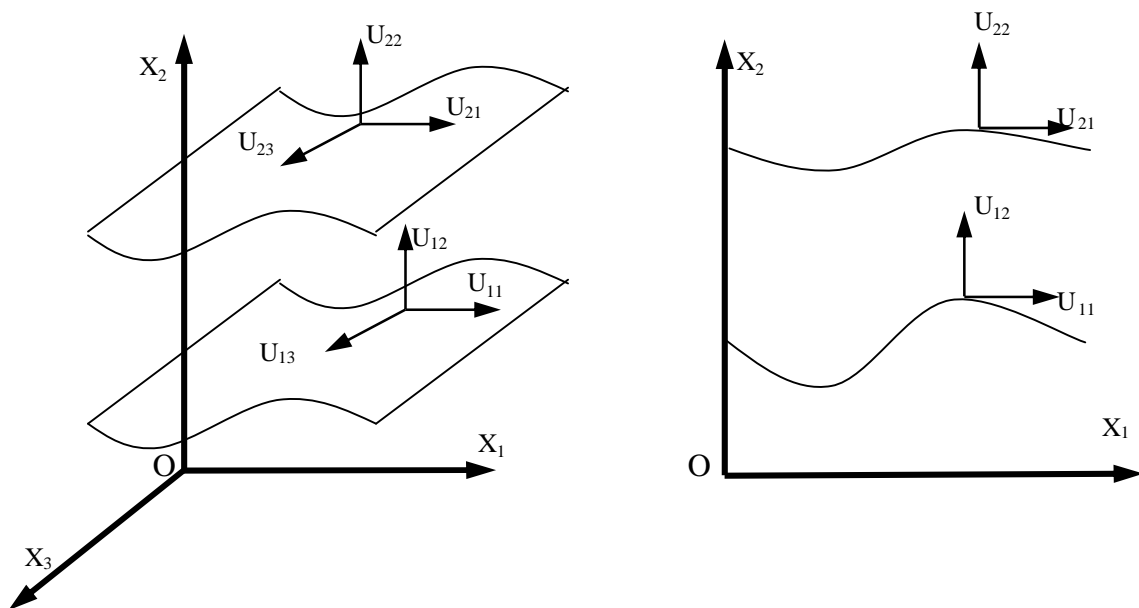


Figure III.1. Système d'axes et notations.

L'écriture adimensionnelle de certains paramètres, permet de déterminer l'ordre de grandeur des différents termes de l'équation (III.5), ainsi :

$$\begin{aligned}\bar{x}_1 &= \frac{x_1}{L}, \quad \bar{x}_2 = \frac{x_2}{H}, \quad \bar{x}_3 = \frac{x_3}{L}, \quad \bar{t} = \frac{t V}{L} \\ \bar{u}_1 &= \frac{u_1}{V}, \quad \bar{u}_2 = \frac{u_2 L}{V H}, \quad \bar{u}_3 = \frac{u_3}{V} \\ \bar{\mu} &= \frac{\mu}{\mu_0}, \quad \bar{\gamma} = \frac{\gamma}{\gamma_0}\end{aligned}\tag{III.6}$$

Dans ces expressions :

- L et V, désignent respectivement la dimension et la vitesse caractéristiques selon les axes $(O\vec{X}_1)$ et $(O\vec{X}_3)$, H et VH/L celles suivant $(O\vec{X}_2)$;
- L/V, μ_0 et γ_0 , définissent l'ordre de grandeur du temps et des coefficients de Navier. Nous supposons que ces deux coefficients sont de même ordre de grandeur.

Ce changement de variable conduit à poser :

$$\bar{p} = p \frac{H^2}{\mu_0 V L}$$

Notons que la vitesse caractéristique V peut être définie de plusieurs façons. En hydrodynamique, V sera la vitesse d'une des parois du contact. Si les parois du contact sont fixes, le contact est dit hydrostatique, on définit alors la pression sans dimension par :

$$\bar{p} = \frac{p}{p_s}$$

Compte tenu de ces changements de variable, l'équation (III-5) sera alors développée en :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_1} &= \varepsilon \left[-\mathcal{R}_e \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_j} \right) + \varepsilon \left(\bar{\mu} + \bar{\gamma} \frac{\mu_0}{\gamma_0} \right) \frac{\partial}{\partial \bar{x}_1} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_1} \right) + \varepsilon \bar{\mu} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_1^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_3^2} \right) \right] \\ &+ \bar{\mu} \frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_2^2} + \varepsilon^2 \left[\frac{\gamma_0}{\mu_0} \frac{\partial \bar{\gamma}}{\partial \bar{x}_1} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \bar{x}_j} + 2 \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_1} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_1} + \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_3} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_3} + \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_1} \right) \right] \\ &+ \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_2} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_2} + \varepsilon^2 \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_1} \right)\end{aligned}\tag{III.7}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_2} = \varepsilon^2 \left\{ \varepsilon \left[-\mathcal{R}_e \left(\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_j} \right) + \varepsilon \bar{\mu} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_1^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_3^2} \right) \right] + \bar{\mu} \frac{\partial^2 \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_2^2} \right. \\ \left. + \left(\bar{\mu} + \bar{\gamma} \frac{\mu_0}{\gamma_0} \right) \frac{\partial}{\partial \bar{x}_2} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_j} \right) + \frac{\gamma_0}{\mu_0} \frac{\partial \bar{\gamma}}{\partial \bar{x}_2} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \bar{x}_j} + 2 \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_2} \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_2} \right. \\ \left. + \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_1} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_2} + \varepsilon^2 \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_1} \right) + \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_3} \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_2} + \varepsilon^2 \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_3} \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{III. 8})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_3} = \varepsilon \left[-\mathcal{R}_e \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_j} \right) + \varepsilon \left(\bar{\mu} + \bar{\gamma} \frac{\mu_0}{\gamma_0} \right) \frac{\partial}{\partial \bar{x}_3} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_j} \right) + \varepsilon \bar{\mu} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_1^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_2^2} \right) \right] \\ + \bar{\mu} \frac{\partial^2 \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_3^2} + \varepsilon^2 \left[\frac{\gamma_0}{\mu_0} \frac{\partial \bar{\gamma}}{\partial \bar{x}_3} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \bar{x}_j} + 2 \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_3} \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_3} + \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_1} \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_1} + \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_3} \right) \right] \\ + \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_2} \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_2} + \varepsilon^2 \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_3} \right) \end{aligned} \quad (\text{III. 9})$$

Où : \mathcal{R}_e est le nombre de Reynolds relatif à l'épaisseur de l'écoulement ; ε , un paramètre d'échelle, qui est en mécanique des films minces visqueux de l'ordre de 10^{-3} .

$$\mathcal{R}_e = \rho_0 \frac{V H}{\mu_0}, \quad \varepsilon = \frac{H}{L}$$

En négligeant les termes contenant ε^2 , il reste :

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_i} = -\varepsilon \mathcal{R}_e \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_j} \right) + \bar{\mu} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_i^2} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_2} \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_2} \quad (i = 1 \text{ et } 3) \quad (\text{III. 10})$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_2} = 0 \quad (\text{III. 11})$$

Les termes en $\varepsilon \mathcal{R}_e$, ou termes d'inertie, de l'équation (III.10) seront négligeables devant les termes de viscosité quand $\varepsilon \mathcal{R}_e \ll 1$; ce qui est vérifié dans la plupart des écoulements en lubrification.

Si par hypothèse, on néglige les forces d'inertie, on aura :

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_i} = \bar{\mu} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_i^2} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_2} \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \bar{x}_2} \quad (i = 1 \text{ et } 3) \quad (\text{III. 12})$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_2} = 0 \quad (\text{III. 13})$$

En variables dimensionnels, on aura :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\mu \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) \\ \frac{\partial p}{\partial x_2} = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\mu \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \end{cases} \quad (\text{III.14})$$

Ces équations auxquelles s'ajoutent l'équation de la conservation de la masse (III.1) et l'équation de conservation de l'énergie (III.4) permettent de déterminer, les champs de vitesse et de pression ainsi que les contraintes de cisaillement dans le film, moyennant la connaissance des conditions aux limites et après intégration.

L'intégration des équations données par la relation (III.14), nécessite la connaissance des conditions aux limites sur les vitesses. Si on suppose qu'il n'y a pas de glissement entre le fluide et les parois du contact, ces conditions peuvent s'écrire :

- Pour la paroi 1 : $x_2 = H_1$, $u_1 = U_{11}$, $u_2 = U_{12}$, $u_3 = U_{13}$
- Pour la paroi 2 : $x_2 = H_2$, $u_1 = U_{21}$, $u_2 = U_{22}$, $u_3 = U_{23}$

En posant :

$$\begin{cases} I = \int_{H_1}^{H_2} \frac{\xi}{\mu(x_2, \xi, x_3, t)} d\xi \\ J = \int_{H_1}^{H_2} \frac{d\xi}{\mu(x_2, \xi, x_3, t)} \end{cases}$$

Où : ξ, ξ est une variable d'intégration.

on aura :

- Pour $x_2=H_1$,

$$I = J = 0$$

- Pour $x_2=H_2$

$$\begin{cases} I_2 = \int_{H_1}^{H_2} \frac{x_2}{\mu(x_1, t)} dx_2 \\ J_2 = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dx_2}{\mu(x_1, t)} \end{cases}$$

L'intégration de l'équation (III.14) permet d'obtenir :

$$\begin{cases} u_1 = \frac{\partial p}{\partial x_1} \left(1 - J \frac{I_2}{J_2}\right) + \frac{U_{21} - U_{11}}{J_2} J + U_{11} \\ u_3 = \frac{\partial p}{\partial x_3} \left(1 - J \frac{I_2}{J_2}\right) + \frac{U_{23} - U_{13}}{J_2} J + U_{13} \end{cases} \quad (III.15)$$

L'équation de conservation de la masse (III.1), s'écrit après intégration, à travers l'épaisseur du film sous la forme:

$$\int_{H_1}^{H_2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) dx_2 + \int_{H_1}^{H_2} \frac{\partial \rho}{\partial t} dx_2 = 0 \quad (III.16)$$

Par ailleurs :

$$\int_{H_1}^{H_2} \frac{\partial}{\partial x_2} (\rho u_2) dx_2 = \rho_2 U_{22} - \rho_1 U_{12} \quad (III.17)$$

Où : ρ_2 et ρ_1 , sont respectivement les valeurs de la masse volumique du fluide sur les parois 1 et 2.

On faisant intervenir les propriétés d'intégration des dérivées partielles :

$$\begin{aligned} \int_{H_1}^{H_2} \frac{\partial F(x_1, x_2, x_3, t)}{\partial x_i} dx_2 &= \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{H_1}^{H_2} F(x_1, x_2, x_3, t) dx_2 - F(x_1, H_2, x_3, t) \frac{\partial H_2}{\partial x_i} \\ &\quad + F(x_1, H_1, x_3, t) \frac{\partial H_1}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (III.18)$$

Les équations (III.15) et (III.16) seront alors:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_1} \int_{H_1}^{H_2} \rho u_1 dx_2 + \frac{\partial}{\partial x_3} \int_{H_1}^{H_2} \rho u_3 dx_2 - \rho_2 U_{21} \frac{\partial H_2}{\partial x_1} - \rho_2 U_{23} \frac{\partial H_2}{\partial x_3} + \rho_1 U_{11} \frac{\partial H_1}{\partial x_1} \\ + \rho_1 U_{13} \frac{\partial H_1}{\partial x_3} + \rho_2 U_{22} - \rho_1 U_{12} + \frac{\partial}{\partial t} \int_{H_1}^{H_2} \rho dx_2 - \rho_2 \frac{\partial H_2}{\partial t} + \rho_1 \frac{\partial H_1}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (III.19)$$

Les deux premiers termes de l'équation ci-dessus peuvent être explicités, par la relation (III.8), en utilisant une intégration par parties, et en posant :

$$R = \int_{H_1}^{H_2} \rho(x_1, \xi, x_3, t) d\xi$$

$$F = \frac{1}{J_2} \int_{H_1}^{H_2} \frac{R}{\mu} dx_2$$

$$G = \int_{H_1}^{H_2} \frac{R}{\mu} \left(x_2 - \frac{I_2}{J_2} \right) dx_2 = \int_{H_1}^{H_2} \frac{R x_2}{\mu} dx_2 - I_2 F$$

On aura alors :

$$\int_{H_1}^{H_2} \rho u_1 dx_2 = R_2 U_{21} - \frac{\partial p}{\partial x_1} G - (U_{21} - U_{11}) F$$

$$\int_{H_1}^{H_2} \rho u_3 dx_2 = R_2 U_{23} - \frac{\partial p}{\partial x_3} G - (U_{23} - U_{13}) F$$

Où : R_2 , est la valeur prise par la fonction R à la paroi 2.

En regroupant les différents termes, on obtient l'équation de la mécanique des films minces visqueux généralisée qui s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(G \frac{\partial p}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(G \frac{\partial p}{\partial x_3} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_1} [U_{21} (R_2 - F) + U_{11} F] - \rho_2 U_{21} \frac{\partial H_2}{\partial x_1} \\ + \rho_1 U_{11} \frac{\partial H_1}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_3} [U_{23} (R_2 - F) + U_{13} F] &- \rho_2 U_{23} \frac{\partial H_2}{\partial x_3} + \rho_1 U_{13} \frac{\partial H_1}{\partial x_3} \\ + \frac{\partial R_2}{\partial t} - \rho_2 \frac{\partial H_2}{\partial t} + \rho_1 \frac{\partial H_1}{\partial t} + \rho_2 U_{22} - \rho_1 U_{12} & \quad \text{(III. 20)} \end{aligned}$$

Les contraintes de cisaillement se réduisent à :

$$\sigma_{12} = \mu \frac{\partial u_1}{\partial x_2} = \left(x_2 - \frac{I_2}{J_2} \right) \frac{\partial p}{\partial x_1} + \frac{U_{21} - U_{11}}{J_2} \quad \text{(III. 21)}$$

$$\sigma_{32} = \mu \frac{\partial u_3}{\partial x_2} = \left(x_2 - \frac{I_2}{J_2} \right) \frac{\partial p}{\partial x_3} + \frac{U_{23} - U_{13}}{J_2} \quad \text{(III. 22)}$$

L'équation ci-dessus a été établie sous cette forme par Dawson [3] en 1962. Elle représente la forme générale de "l'équation de Reynolds" établie par Reynolds en 1886 en négligeant les variations de la masse volumique et de la viscosité suivant l'épaisseur du film. Sa résolution nécessite la connaissance de la distribution de la masse volumique et de la viscosité à l'intérieur du film. Ces grandeurs sont obtenues en utilisant l'équation de conservation de l'énergie ainsi que la loi comportement rhéologique du fluide.

* Interprétation physique des différents termes de l'équation :

Dans la relation [III.20], le terme :

$$\frac{\partial}{\partial x_1} [U_{21} (R_2 - F) + U_{11} F] - \frac{\partial}{\partial x_1} \left(G \frac{\partial p}{\partial x_1} \right)$$

représente la variation du débit massique dans la direction X_1 pour une section de grandeur $(H_2 - H_1)$, suivant X_2 et de grandeur égale à l'unité suivant X_3 .

Le terme :

$$\frac{\partial}{\partial x_3} [U_{23} (R_2 - F) + U_{13} F] - \frac{\partial}{\partial x_3} \left(G \frac{\partial p}{\partial x_3} \right)$$

représente la variation du débit massique dans la direction X_3 pour une section de grandeur $(H_2 - H_1)$ suivant X_2 et de grandeur égale à l'unité suivant X_1 .

NB : Dans les deux expressions ci-dessus, le premier terme correspond au débit dû au déplacement des parois (écoulement de couette). Le second terme correspond au débit dû au gradient de pression (écoulement de poiseuille).

Le terme :

$$\rho_1 \left(U_{11} \frac{\partial H_1}{\partial x_1} + U_{13} \frac{\partial H_1}{\partial x_3} - U_{12} \right) - \rho_2 \left(U_{21} \frac{\partial H_2}{\partial x_1} + U_{23} \frac{\partial H_2}{\partial x_3} - U_{22} \right)$$

représente la variation du débit massique dans la direction X_2 pour une section égale à l'unité. Les trois premiers termes de cette expression caractérisent respectivement l'effet de l'inclinaison dans la direction X_1 , de l'inclinaison dans la direction X_3 et de la vitesse dans la direction X_2 de la surface S_1 . Les trois autres représentent l'effet de la surface S_2 .

Le terme :

$$\frac{\partial R_2}{\partial t} - \rho_2 \frac{\partial H_2}{\partial t} + \rho_1 \frac{\partial H_1}{\partial t}$$

caractérise l'effet transitoire dû à la compressibilité du fluide.

III-3- EQUATION DE L'ENERGIE EN MECANIQUE DES FILMS MINCES VISQUEUX

Dans le cadre de la mécanique des films minces visqueux, l'équation de l'énergie peut se simplifier très sensiblement car l'épaisseur du film est très faible devant sa longueur et sa largeur. Pour mettre en évidence les termes prépondérants, il est commode d'écrire cette équation sous une forme adimensionnelle. Les variables sans dimensions seront celles utilisées au paragraphe III.1 auxquelles on ajoutera les variables suivantes:

$$\bar{T} = \frac{T}{T_0}, \bar{p} = \frac{p}{p_0}, \bar{C}_p = \frac{C_p}{C_{p0}}, \bar{\alpha} = \frac{\alpha}{\alpha_0}, \bar{\lambda} = \frac{\lambda}{\lambda_0}$$

Où : T_0 , p_0 , C_{p0} , α_0 et λ_0 , désignent des grandeurs de références, respectivement relatives à la température, à la masse volumique, à la chaleur massique, au coefficient de dilatation calorimétrique et à la conductibilité thermique du fluide. En tenant compte de ces variables, l'équation de l'énergie (III.4) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} P_e \bar{p} \bar{C}_p \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}_1} \right) &= \alpha_0 T_0 N_d \bar{\alpha} \bar{T} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_1} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{x}_2} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}_2} \right) \\ &+ \varepsilon^2 \left[\frac{\partial}{\partial \bar{x}_1} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}_1} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{x}_3} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}_3} \right) \right] + \frac{\lambda_0}{\mu_0} N_d \varepsilon^2 \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_1} \right) + N_d \bar{\mu} \varepsilon^4 \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_3} \right)^2 \right] \\ &+ N_d \bar{\mu} \left\{ \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_2} \right)^2 + 2 \varepsilon^2 \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_3} \right)^2 \right] \right\} \\ &+ N_d \bar{\mu} \varepsilon^2 \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_3} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_1} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_3} \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_1} + \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_2} \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_1} + \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}_3} \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_2} \right) \right] \end{aligned} \quad (III.23)$$

Dans cette relation, le nombre de Peclet, P_e , et le nombre de dissipation, N_d , s'écrivent respectivement sous la forme:

$$P_e = \frac{\rho_0 C_{p0} V H^2}{\lambda_0 L}, \quad N_d = \frac{\mu_0 V^2}{\lambda_0 T_0}$$

En négligeant dans l'équation (III.23) tous les termes contenant ε^2 et ε^4 , l'équation de l'énergie s'écrit :

$$\begin{aligned} P_e \bar{p} \bar{C}_p \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}_1} \right) &= \alpha_0 T_0 N_d \bar{\alpha} \bar{T} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_1} + \bar{u}_3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_3} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{x}_2} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}_2} \right) \\ &+ N_d \bar{\mu} \left\{ \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \bar{x}_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial \bar{x}_2} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (III.24)$$

En utilisant les variables dimensionnelles, l'équation (III.24) s'écrit:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \alpha T \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_1 \frac{\partial p}{\partial x_1} + u_3 \frac{\partial p}{\partial x_3} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_2} \right) + \mu \left\{ \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right)^2 \right\} \quad (\text{III. 25})$$

L'équation (III.25) est la forme particulière de l'équation de l'énergie appliquée aux films minces visqueux. Le terme de gauche de cette équation représente le flux de chaleur évacué par convection, le premier terme de droite correspond à la dilatation du fluide, le second terme correspond au flux de chaleur évacué par conduction et le dernier terme représente les dissipations visqueuses.

III-4- EQUATION DE REYNOLDS GENERALISEE

Lorsque la vitesse d'une paroi du contact est tangente en tous points de cette paroi (cas fréquent en lubrification), l'équation de la mécanique des films minces visqueux généralisée se simplifie car en plaçant l'origine du système d'axes sur cette paroi, on peut poser $H_1=0$ et $H_2=h$. Si par ailleurs on utilise les coordonnées cartésiennes (O, x, y, z), les conditions aux limites sur la vitesse s'écrivent (figure III-2) :

- Pour la paroi 1 : $y = 0, \quad u = U_1, \quad v = 0, \quad w = W_1$
- Pour la paroi 2 : $y = h, \quad u = U_2, \quad v = V_2, \quad w = W_2$

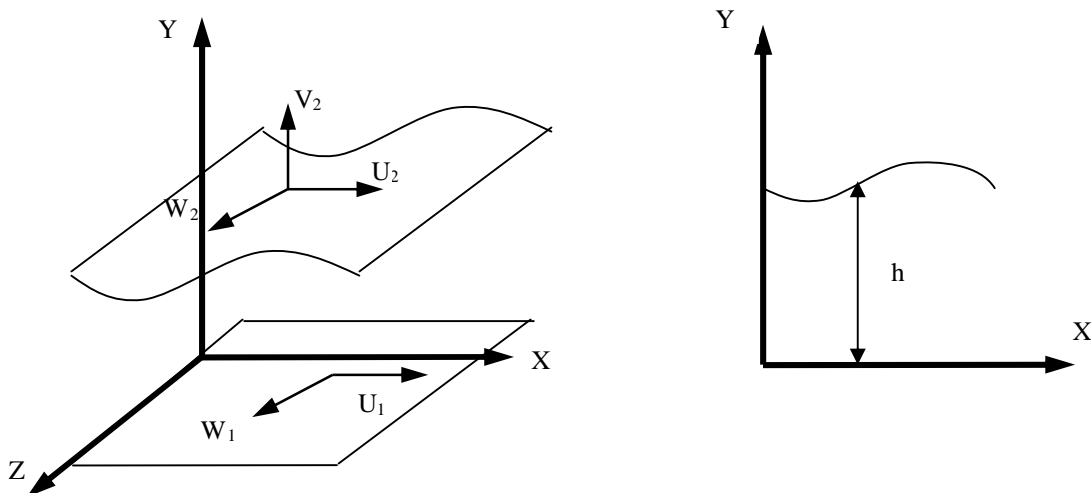


Figure III.2. Système d'axes lié à l'une des parois

Notons que le choix du système d'axes impose à la vitesse, V_1 , de la paroi 1 dans la direction, y , d'être identiquement nulle. Les vitesses, u , v , w , du fluide s'écrivent :

$$\begin{cases} u = \frac{\partial p}{\partial x} \left(I - J \frac{I_2}{I_2} \right) + \frac{U_2 - U_1}{I_2} J + U_1 \\ w = \frac{\partial p}{\partial z} \left(I - J \frac{I_2}{I_2} \right) + \frac{W_2 - W_1}{I_2} J + W_1 \end{cases} \quad (\text{III.26})$$

Dans ces relations :

$$\begin{cases} I = \int_0^y \frac{\xi}{\mu} d\xi & I_2 = \int_0^h \frac{\xi}{\mu} d\xi \\ J = \int_0^y \frac{d\xi}{\mu} & J_2 = \int_0^h \frac{d\xi}{\mu} \end{cases}$$

L'équation (III-20) s'appelle alors équation de Reynolds généralisée et s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(G \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(G \frac{\partial p}{\partial z} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} [U_2 (R_2 - F) + U_1 F] - \rho_2 U_2 \frac{\partial h}{\partial x} \\ + \frac{\partial}{\partial x} [W_2 (R_2 - F) + W_1 F] - \rho_2 W_2 \frac{\partial h}{\partial z} &+ \frac{\partial R_2}{\partial t} - \rho_2 \frac{\partial h}{\partial t} + \rho_2 V_2 \end{aligned} \quad (\text{III.27})$$

Les fonctions R, F, G et R_2 sont définies par :

$$\begin{cases} R = \int_0^y \rho(x, \xi, z, t) d\xi \\ F = \frac{1}{I_2} \int_0^y \frac{R}{\mu} dy \\ G = \int_0^h \frac{R y}{\mu} dy - I_2 F \\ R_2 = \int_0^h \rho(x, y, z, t) dy \end{cases}$$

Ces relations sont utilisées pour l'analyse des contacts lubrifiés avec prise en compte des effets thermiques, auxquelles il faut rajouter :

- L'équation de continuité pour calculer la vitesse, v , dans le fluide. ;
- L'équation de l'énergie pour calculer la température dans le fluide ;
- Les lois qui donnent les variations de la masse volumique et de la viscosité avec la température.

III-5- EQUATION DE REYNOLDS

Très souvent, on admet que la masse volumique et la viscosité ne varient pas selon l'épaisseur du film. L'équation de Reynolds généralisée prend alors une forme plus simple, elle est ainsi dénommée : équation de Reynolds, qui, en coordonnées cartésiennes s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 \rho (U_1 - U_2) \frac{\partial h}{\partial x} + 6 \rho (W_1 - W_2) \frac{\partial h}{\partial z} + 6 h \frac{\partial}{\partial x} [\rho (U_2 + U_1)] + 6 h \frac{\partial}{\partial z} [\rho (W_2 + W_1)] + 12 \rho V_2 + 12 h \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{III. 28})$$

Les composantes de la vitesse du fluide, u, et, w, dans les directions, x, et, z, s'écrivent :

$$\begin{cases} u = \frac{1}{2 \mu} \frac{\partial p}{\partial x} y (y - h) + \frac{h - y}{h} U_1 + \frac{y}{h} U_2 \\ w = \frac{1}{2 \mu} \frac{\partial p}{\partial z} y (y - h) + \frac{h - y}{h} W_1 + \frac{y}{h} W_2 \end{cases} \quad (\text{III. 29})$$

III-6- PROPRIETES THERMIQUES DES LUBRIFIANTS :

La formulation des équations régissant le comportement du lubrifiant à l'intérieur du contact doit inclure la dépendance de la masse volumique et de la viscosité en fonction de la température et la pression.

III-6-1- Masse volumique :

Le fluide étant supposé incompressible, de masse volumique ne dépendant que de la température. Selon DAWSON et al. [55,56], la variation de la densité du lubrifiant avec la température est négligeable comparée à celle de la viscosité. Nous supposons pour notre étude que la masse volumique est constante.

III-6-2- Viscosité :

De toutes les propriétés physiques et chimiques à considérer en lubrification, la viscosité est l'une des plus importantes. Dans les paliers, les engrenages et les systèmes hydrauliques où le régime de fonctionnement est hydrodynamique, c'est la viscosité qui détermine les pertes par frottement, la capacité de charge et l'épaisseur du film. Elle est définie comme étant la résistance opposée par le fluide à tout glissement interne de ses molécules les unes sur les autres.

Dans les contacts faiblement chargés, tels que les paliers et les butées, les variations de la viscosité avec la pression (effet piézo-visqueux) sont négligeables devant les effets de la température. En général, la viscosité des fluides dépend largement de la température, et cette variation est décroissante, la viscosité chute très rapidement aux basses températures.

Différentes relations sont proposées dans la littérature pour décrire les variations de la viscosité avec la température. Ces relations sont en général des fonctions inverses de l'exponentiel, ou de polynôme, nous citerons à titre indicatif les modèles de BARR et CLAIRBOIS (Frêne et al [119])

III- 6-2- 1- Variation de la viscosité avec la température :

En général, les fluides ont une viscosité qui dépend très largement de la température. Cette variation, au voisinage de 20°C est de 2,5% par degré. La viscosité est une fonction décroissante de la température, elle chute très rapidement aux basses températures puis plus lentement aux températures élevées. Le tableau III-1 présente quelques modèles de la variation de la viscosité en fonction de la température.

Tableau III-1 : Les modèles de variation de la viscosité avec la pression et la température

Groff	$\mu = \mu_0 e^{-\left(\frac{a+bT+cT^2}{T}\right)}$
Vogel	$\mu = \mu_0 e^{a/(T-b)}$
Relation de Mac Coull et Walther [119]	$\text{Log}_{10} \text{Log}_{10} (\nu + a) = -m \text{Log}_{10} T + n$
La relation de Barr [119]	$[\text{Log}_{10} (\nu + 0,8)]^{0,3} = A + \frac{B}{T}$
La relation de Clairbois [119]	$\text{Log}_{10} (\mu + a) (T + b) = c$
Boncopain [129]	$\mu = D/(AT^3 + BT^2 + CT + 1)$
la relation de Barus [120]	$\mu = \mu_0 e^{\alpha P}$
La loi de Barus généralisée [120]	$\mu = \mu_0 e^{\alpha P + \beta (T-T_0)}$

III- 6- 2- 2- Variation de la viscosité avec la pression :

La plupart des huiles lubrifiantes ont une viscosité qui croît avec la pression. Ce phénomène présente une importance pratique, car, dans certains mécanismes, le lubrifiant subit des pressions qui peuvent atteindre 10^9 Pa, c'est le cas particulier des roulements et des engrenages. Notons encore que les fluides de faible viscosité sont moins affectés par une augmentation de pression que les fluides de grande viscosité. Pour caractériser cet effet, dit « effet piézo-visqueux », la relation de Barus [120]. (Tableau III-1) Où Ω est le coefficient de piézo-viscosité dépendant de la nature d'huile. Il est généralement compris entre : $5 \cdot 10^{-9} < \Omega < 40 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$.

III- 7- CONCLUSION

Dans ce chapitre, les équations gouvernantes régissant le phénomène la lubrification thermo- hydrodynamique, utilisant les fluides Newtoniens ont été développées. Les effets thermiques ont été pris en considération dans l'ensemble des équations présentées. Afin de traiter un problème complet de lubrification, l'équation de Reynolds, les équations relatives à la vitesse, l'équation de l'énergie seront résolues simultanément conjointement aux conditions aux limites associées.

Dans le chapitre suivant, une application aux paliers fluides poreux de forme cylindrique et excentrique sera traitée.

Chapitre - IV –

MODELISATION MATHEMATIQUE

DE LA LUBRIFICATION THERMO- HYDRODYNAMIQUE

DES PALIERS POREUX

IV-1- INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la modélisation mathématique du problème physique considéré. Cette modélisation consiste en l'utilisation des équations de Reynolds, des champs de vitesse dans le film fluide, des équations de conservation de la masse, de la loi de Darcy dans la matrice poreuse et de l'équation de conservation de l'énergie gouvernant les transferts de chaleur dans le domaine fluide, poreux et solide. Les équations présentées au chapitre III, seront appliquées au cas particulier d'un palier fluide poreux de forme cylindrique, fonctionnant en régime hydrodynamique.

Dans ce qui suit, les équations gouvernantes seront présentées sous leur forme générale. On définira les différentes grandeurs caractéristiques pour le traitement du présent problème, la forme adimensionnelle des équations ainsi que les conditions aux limites qui lui sont associées seront ainsi déduites. Nous définirons les principaux paramètres de contrôle ainsi que les transferts d'énergie qui en résultent,

A cet effet, un ensemble d'hypothèses est considéré dans le cadre de cette étude, afin de simplifier la modélisation du problème. Ces hypothèses sont issues des propriétés physiques de l'écoulement intrinsèque du fluide dans l'espace annulaire arbre- coussinet et dans le coussinet poreux. Les principales hypothèses considérées sont les suivantes :

1. Le régime est hydrodynamique établi ;
2. Le fluide est Newtonien et incompressible ;
3. Les propriétés physiques du fluide, autres que la viscosité, ne varient pas de façon significative avec la température. Elles sont prises constantes et évaluées à une température de référence ;
4. Les forces d'inerties sont négligeables devant les forces de viscosité et de pression ;
5. Le milieu poreux est considéré indéformable, homogène, isotrope ;
6. L'épaisseur du film lubrifiant est trop faible par rapport aux autres dimensions du palier.

IV-2- GEOMETRIE CINEMATIQUE DES SURFACES

Le palier considéré est constitué d'un coussinet poreux de centre O_c , de rayon interne R_c , de rayon externe R_e , et d'un arbre de centre O_a et de rayon R_a . Sous l'action de la charge, les centres O_c et O_a ne coïncident pas. La distance (O_cO_a) est appelée: excentricité absolue. Les

figures IV.1 et IV.2 représentent des coupes médiane et verticale d'un palier poreux de forme cylindrique.

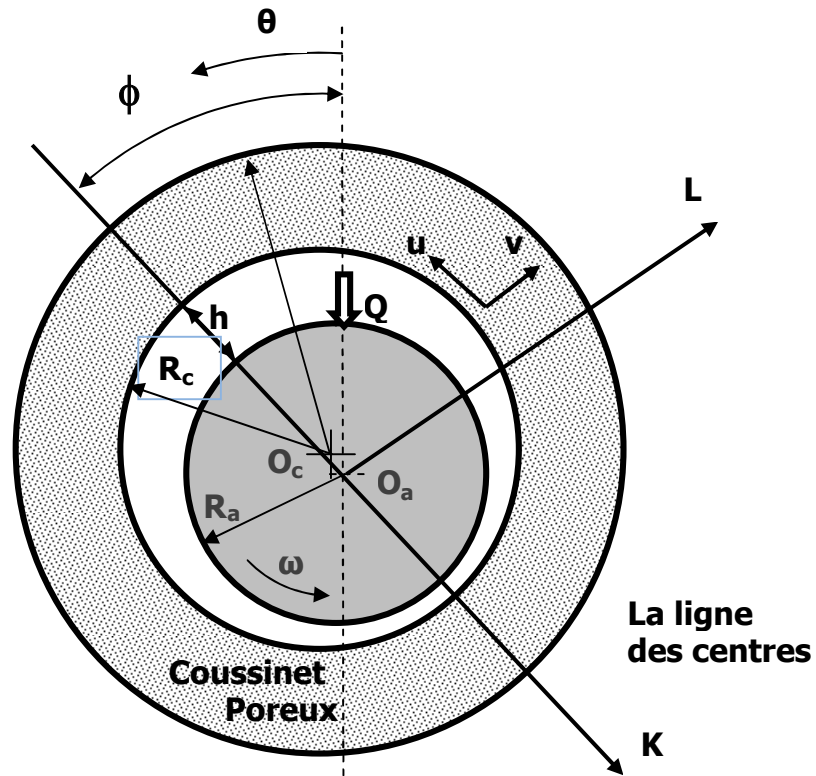


Figure IV.1. Coupe médiane d'un palier poreux.

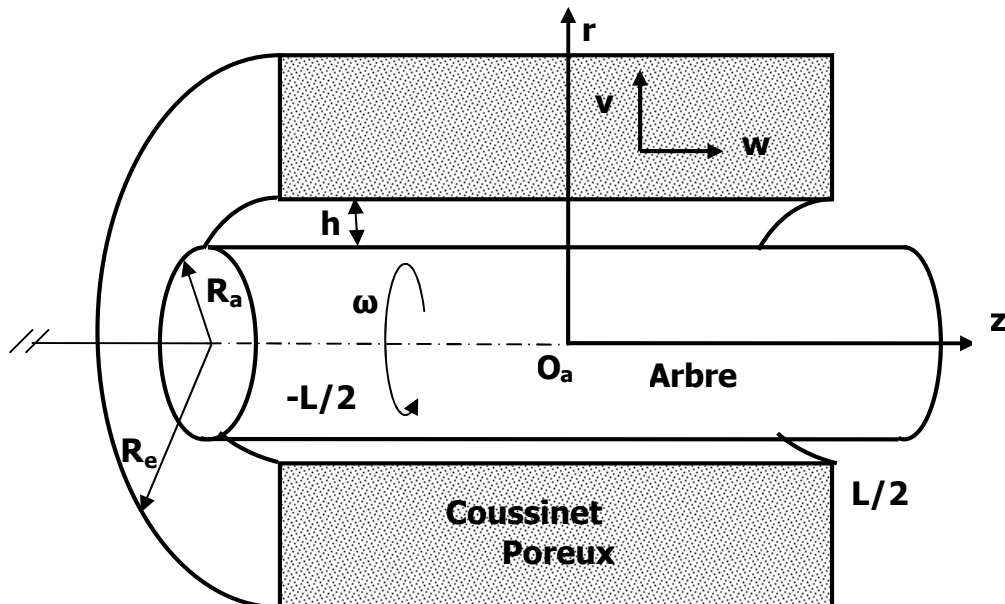


Figure IV.2. Coupe verticale d'un palier poreux.

L'angle que fait la ligne des centres $O_a O_c$ avec la direction de la charge est l'angle de calage, ϕ . Si les axes du coussinet et de l'arbre sont parallèles (palier aligné) et si l'on néglige les déformations élastiques des surfaces sous l'effet de la température et de la pression, ces deux paramètres sont suffisants pour repérer le positionnement de l'arbre à l'intérieur du coussinet. Les rayons R_c et R_a étant très voisins ($(R_c - R_a)/R_c \approx 0,001$), on peut négliger la courbure du film, développer le coussinet et l'assimiler à un plan (Figure IV.3).

Compte tenu de ces hypothèses, l'épaisseur du film aura pour expression :

$$h = C(1 + \varepsilon \cos(\theta - \phi)) \quad (IV.1)$$

- Où :
- $C = R_c - R_a$: Le jeu radial imposé par l'usinage
 - $\varepsilon = e / C$: Excentricité relative
 - $\theta = x / R_a$: Coordonnée angulaire

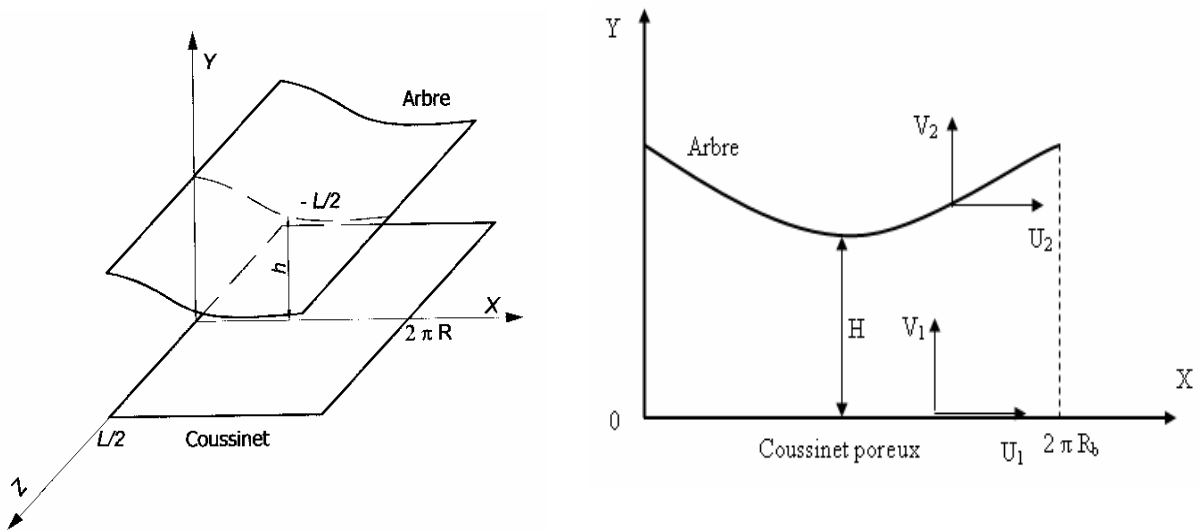


Figure IV.3. Schéma simplifié d'un palier développé.

IV-3- MODELE MATHEMATIQUE

Afin d'éviter les fortes et nombreuses discontinuités de la matrice poreuse qui rendraient l'analyse très ardue, on considère un milieu continu fictif où la formulation des phénomènes est effectuée sur une échelle macroscopique (taille du volume élémentaire représentatif, VER) très grande par rapport à celle des pores et des grains.

Dans un palier poreux, le fluide s'écoule dans deux domaines : le coussinet poreux et le film lubrifiant. Pour modéliser son fonctionnement, il est nécessaire de connaître l'écoulement dans la matrice poreuse et dans le film lubrifiant ainsi que les conditions de raccord à l'interface des deux domaines.

Dans le repère associé à la figure IV.3, le plan « XOZ » est confondu avec la surface développée du coussinet. En considérant la loi de Darcy pour caractériser l'écoulement dans le domaine poreux, les conditions aux limites sur les vitesses sont :

* Sur le coussinet :

$$U_1 = - \left. \frac{K}{\mu} \frac{\partial P^*}{\partial x} \right|_{r=R_c} \quad (IV.2a)$$

$$V_1 = - \left. \frac{K}{\mu} \frac{\partial P^*}{\partial R} \right|_{R=R_c} \quad (IV.2b)$$

$$W_1 = - \left. \frac{K}{\mu} \frac{\partial P^*}{\partial z} \right|_{R=R_c} \quad (IV.2c)$$

* Pour l'interface fluide- arbre, les composantes de la vitesse sont :

$$U_2 = U(\theta, H, z) = \omega R_a \quad (IV.3a)$$

$$V_2 = V(\theta, H, z) = \omega \frac{dH}{d\theta} \quad (IV.3b)$$

$$W_2 = W(\theta, H, z) = 0 \quad (IV.3c)$$

IV-3-1- Equation de Reynolds Généralisée :

Les équations caractérisant l'écoulement de fluide dans le film lubrifiant en considérant l'écoulement dans la matrice poreuse sont déduites des équations des films minces visqueux, qui sont données par l'équation de Reynolds généralisée [3]. Cette équation tient compte des effets thermiques et des différentes conditions aux limites. Ainsi, les

équations régissant le phénomène sont établies, en adoptant certaines hypothèses simplificatrices (Cf. IV-1), et, en tenant compte des conditions géométriques et cinématiques (Equations IV-1, IV-3), définies précédemment. L'équation de Reynolds généralisée s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\left(G + \frac{KF}{\mu} \right) \frac{\partial P}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(G + \frac{KF}{\mu} \right) \frac{\partial P}{\partial z} \right] = \omega R_a \frac{\partial}{\partial x} (\rho h \cdot F) - \rho \frac{K}{\mu} \frac{\partial P^*}{\partial R} \Big|_{R=R_b} \quad (IV.4)$$

Où :

$$G = \int_0^H \frac{R y}{\mu} dy - I_2 F$$

$$F = \frac{1}{J_2} \int_0^H \frac{\rho y}{\mu} dy$$

$$I_2 = \int_0^H \frac{y}{\mu} dy, \quad J_2 = \int_0^H \frac{dy}{\mu}$$

Le champ de vitesse est donné par :

$$\begin{cases} u = \frac{\partial P}{\partial x} (I - J F) + \frac{u_2 - u_1}{J_2} J + u_1 \\ w = \frac{\partial P}{\partial z} (I - J F) + \frac{w_2 - w_1}{J_2} J + w_1 \\ v = - \int_0^y \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) d\xi \end{cases} \quad (IV.5)$$

Où :

$$I = \int_0^y \frac{\xi}{\mu} d\xi, \quad J = \int_0^y \frac{d\xi}{\mu}$$

L'écoulement dans le domaine poreux est régi par la loi de Darcy (Guedecelli [121]).

Combinée avec l'équation de continuité, on aura :

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{R \partial P^*}{\mu \partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1 \partial P^*}{\mu \partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1 \partial P^*}{\mu \partial z} \right) = 0 \quad (IV.6)$$

Les équations (IV-4) et (IV-6) sont des équations qui caractérisent les effets dynamiques dans le film et la partie poreuse ; ce sont des équations aux dérivées partielles du second ordre de type elliptique dans l'inconnue principale est la pression.

IV-3-2- Equation de Conservation d'Energie :

En considérant le cas de la lubrification en régime stationnaire, et, en tenant compte des hypothèses de la mécanique des films minces visqueux [Cf. Chapitre III], l'équation de l'énergie se mettra sous la forme:

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_f \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (IV.7)$$

En négligeant le terme relatif aux dissipations visqueuses au sein de la matrice poreuse, l'équation de l'énergie s'écrira :

$$(\rho C_p)_f \left(u \frac{\partial T}{\partial R} + v \frac{\partial T}{R \partial \theta} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda_E \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (IV.8)$$

Au sein de l'arbre, les transferts thermiques sont régis par l'équation de conduction en régime permanent. En accord avec les résultats expérimentaux de DOWSON [55], on peut admettre que la température de l'arbre en rotation rapide est indépendante de la coordonnée angulaire θ . Dans ces conditions, l'équation de la chaleur sera :

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (IV.9)$$

Le transfert de chaleur dans l'arbre a été négligé par plusieurs beaucoup auteurs dans la littérature [83,86] ; ils considèrent que la température de l'arbre est constante et qu'elle est définie à partir du calcul de la température à l'interface arbre- fluide par la condition suivante :

$$\left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=H} = 0 \quad (IV.10)$$

IV-3-3- Formes Générales en Ecriture Adimensionnelle :

L'analyse générale du problème est établie en termes de grandeurs adimensionnelles, traduisant d'une manière générale les effets. Ainsi, la mise sous forme adimensionnelle des équations régissant l'écoulement et les processus de transferts est effectuée sur la base des grandeurs de références suivantes:

$$P = \bar{P} \mu_0 \omega (R_a R_c / C^2), \bar{R} = R / R_c, \bar{H} = H / C, \bar{K} = K R_c / C^3, \bar{C} = C / R_c, x = R_c \theta, \\ y = \bar{y} H, z = L \bar{z}, \eta = R_c / L, \eta_1 = R_c / R_c, \eta_2 = R_a / R_c, (u, v, w) = \omega R_a (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}), \\ \bar{\mu} = \mu / \mu_0$$

Ainsi, les équations (IV-5 - IV- 9) deviennent :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\left(\bar{H}^3 \bar{G} + \frac{\bar{K} \bar{C} \bar{H} \bar{F}}{\bar{\mu}} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \right] + \eta^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\left(\bar{H}^3 \bar{G} + \frac{\bar{K} \bar{C} \bar{H} \bar{F}}{\bar{\mu}} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right] \\ = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\bar{H} (1 - \bar{F}) - \frac{\bar{K}}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{R}} \right) \Big|_{\bar{R}=1} \quad (IV - 11)$$

$$\frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial}{\partial \bar{R}} \left(\frac{\bar{R}}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{R}} \right) + \frac{1}{\bar{R}^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \theta} \right) + \eta^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{z}} \right) = 0 \quad (IV - 12)$$

$$P_e \left(\bar{u} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} - \frac{\bar{y}}{\bar{H}} \frac{d\bar{H}}{d\theta} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right) + \frac{\bar{v}}{\bar{C} \bar{H}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} + \eta \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right) \\ = \frac{1}{\bar{H}^2} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} + \frac{\bar{\mu}}{\bar{H}^2} N_d \left(\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{y}} \right)^2 \right) \quad (IV - 13)$$

$$P_e \left[\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{R}} + \frac{\bar{v}}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} + \eta \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right] = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{R}^2} + \frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{R}} + \frac{1}{\bar{R}^2} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \theta^2} + \eta^2 \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} \quad (IV - 14)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{R}^2} + \frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{R}} + \eta^2 \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} = 0 \quad (IV - 15)$$

Le champ de vitesse s'écrit également sous la forme :

$$\begin{cases} \bar{u} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \left[\bar{H}^2 (1 - \bar{J} \bar{F}) + \frac{\bar{K} \bar{C}}{\bar{\mu}_b} \left(\frac{\bar{J}}{\bar{J}_2} - 1 \right) \right] + \frac{\bar{J}}{\bar{J}_2} \\ \bar{w} = \eta \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \left[\bar{H}^2 (1 - \bar{J} \bar{F}) + \frac{\bar{K} \bar{C}}{\bar{\mu}_b} \left(\frac{\bar{J}}{\bar{J}_2} - 1 \right) \right] \\ \bar{v} = - \bar{H} \bar{C} \int_0^{\bar{y}} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} - \frac{\bar{y}}{\bar{H}} \frac{d\bar{H}}{d\theta} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} + \eta \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} \right) d\xi \end{cases} \quad (IV - 16)$$

IV-4- CONDITIONS AUX LIMITES

Les équations de Reynolds, d'énergie et de transfert de chaleur, sont des équations aux dérivées partielles du second ordre, dont les inconnues sont la pression, les vitesses et la température. La résolution de ces équations, nécessite la définition des conditions aux limites approchant aux mieux la réalité physique sur l'ensemble des paramètres.

IV-4-1- Conditions aux limites sur la pression :

IV- 4- 1- 1- Dans le film fluide :

Dans le cas d'un fluide incompressible, les conditions aux limites portent sur la pression d'alimentation (si elle existe) et sur les extrémités du palier. Elles s'expriment comme suit:

- a) Si le palier dispose d'une rainure d'alimentation axiale et si l'on suppose qu'elle est parallèle à l'axe du palier, qui est située généralement à l'intérieur d'un domaine

angulaire défini par : $\theta_a \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right]$, on aura :

$$\bar{P}(\bar{\theta}_a, z) = \bar{P}_a \quad (\text{IV.17})$$

On notera : P_a , la pression d'alimentation.

Si le palier n'est pas alimenté, on utilise la loi de Périodicité (forme cylindrique) :

$$\bar{P}(0, Z) = \bar{P}(2\pi, Z) \quad (\text{IV.18})$$

- b) Sur les bords du palier

$$\bar{P}\left(\theta, -\frac{1}{2}\right) = \bar{P}\left(\theta, \frac{1}{2}\right) = 0 \quad (\text{IV.19})$$

- c) Par ailleurs, il y a lieu de tenir compte des conditions d'écoulement du lubrifiant. Trois hypothèses sont généralement admises :

- **Condition de Sommerfeld** (film complet) : elle suppose qu'il n'y a pas de rupture du film, c'est à dire que la pression reste toujours supérieure à la pression de vapeur saturante. Cette hypothèse est vérifiée pour les paliers immergés dans un film pressurisé. Le champ de pression obtenu après résolution est conservé sans modification.
- **Conditions de Gümbel** : Cela suppose qu'il y a rupture du film, c'est à dire que la pression peut s'annuler. La résolution numérique du champ de pression est effectuée comme pour la condition de Sommerfeld, puis la partie du champ de pression qui est inférieure à zéro (pression de vapeur saturante prise comme référence) est tout simplement négligée.

Conditions de Swift- Stieber

Aussi connues sous le nom de conditions de Reynolds. Elles sont plus proches de la réalité et énoncent qu'à la frontière de rupture du film lubrifiant, la pression ainsi que sa dérivée s'annulent. Elles s'écrivent:

$$\bar{P}(\theta_c, z) = 0, \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta}(\theta_c, z) = 0 \quad (\text{IV.20})$$

Dans ce qui suit, nous appliquerons les conditions de Swift- Stieber systématiquement sauf dans le cas du film complet où nous emploierons la condition de Sommerfeld.

IV- 4- 1- 2- Dans le Coussinet poreux :

Il existe différents scénarii possibles pour un coussinet poreux :

- Les pores sur le rayon externe peuvent être débouchant, c'est le cas des paliers d'une couche poreuse épaisse et de très faible porosité.
- Le coussinet poreux peut être emmanché dans un tube qui renforce la tenue mécanique et assure une étanchéité du coussinet sur son rayon externe. C'est le montage le plus fréquent, en particulier pour les coussinets de faible épaisseur (rapport du diamètre extérieur sur le diamètre intérieur est inférieur à 1,5 (Giudicelli [121]))

Sur la surface externe du coussinet poreux, ces deux types de situations se traduisent respectivement par les conditions aux limites suivantes :

- Condition de Dirichlet (pores débouchant):

$$\bar{P}^*(\theta, \eta_1, z) = 0 \quad (\text{IV.21})$$

- Condition de Neumann (ou d'étanchéité) :

$$\frac{\partial \bar{P}^*}{\partial R}(\theta, \eta_1, z) = 0 \quad (\text{IV.22})$$

Pour les bords latéraux du coussinet (palier étanche) : les deux figures peuvent se présenter, pour le cas de l'étanchéité, en utilisant souvent des joint isolants afin d'éviter les fuites d'huile sur les bords. Ainsi :

$$\overline{P}^* \left(\theta, R, \overline{z} = \frac{1}{2} \right) = 0 \quad (\text{IV.23})$$

$$\frac{\partial \overline{P}^*}{\partial z} \left(\theta, R, \overline{z} = \frac{1}{2} \right) = 0 \quad (\text{IV.24})$$

IV- 4- 1- 1-3. Interface Film- Coussinet Poreux.

Les conditions limite pour La continuité de la pression et des vitesses à l'interface film- coussinet poreux ont été considérées dans cette étude. C'est le cas considère pour un milieu poreux dont l'écoulement est régi par la loi de Darcy,

IV-4- 2- Conditions aux limites sur la température :

IV- 4- 2- 1- Conditions aux limites sur la surface externe du coussinet :

Sur les surfaces externes du coussinet S_r et S_{lc} (voir Figure IV.4), trois types de conditions aux limites peuvent être employées :

1- La température, T_{Re} , de la surface est maintenu constante :

- Sur la Surface « S_r » et « S_{lc} »:

$$\overline{T}|_{\overline{R}=\eta_1} = \frac{T_{Re}}{T_0} \quad , \quad \overline{T}|_{\overline{z}=\overline{z}_{1/2}} = \frac{T_{Le}}{T_0} \quad (\text{IV.25})$$

C'est un cas idéal qui suppose que cette surface est maintenue à cette température, T_F , par un écoulement externe au palier.

2-Il y a convection et rayonnement sur S_r et S_{lc} :

On regroupe alors ces deux phénomènes dans le coefficient global d'échange, h_c , et l'on peut écrire sur, S_r , par exemple :

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial \overline{R}} \Big|_{\overline{R}=\eta_1} = - Bi_c (\overline{T}(\theta, \eta_1, Z) - \overline{T}_\infty) \quad (\text{IV.26})$$

$$Bi_c = \frac{h_c R_C}{\lambda_e} \quad \text{est le nombre de biot}$$

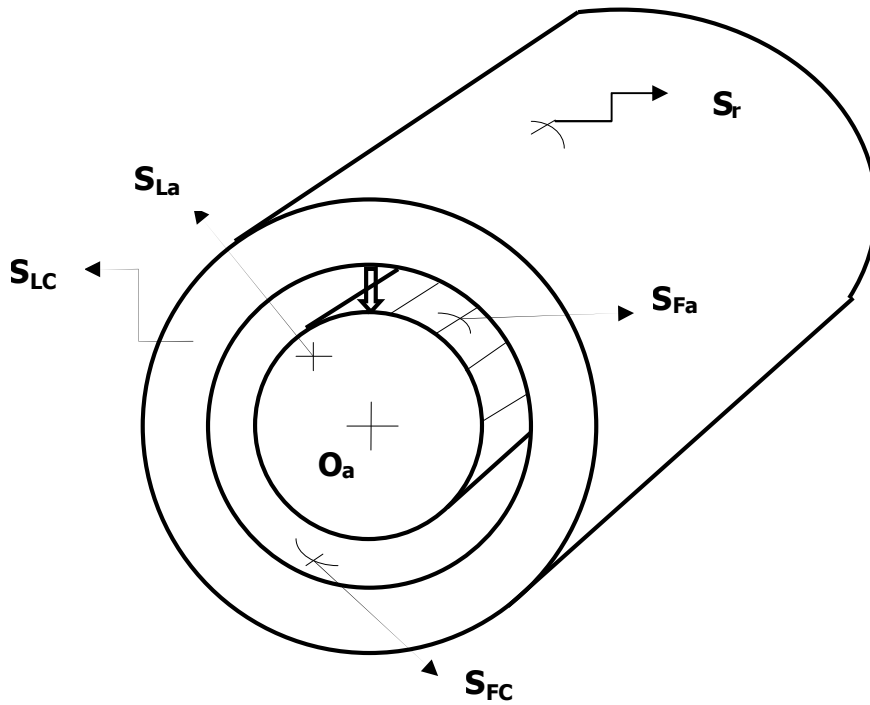


Figure IV.4. Différentes surfaces du palier.

Le même raisonnement peut être étendu à la surface S_{lc} , on peut alors écrire :

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right|_{\bar{z}=\bar{z}_1} = -\frac{Bi_c}{\eta} \left(\bar{T}(\theta, \bar{R}, \bar{z} \frac{1}{2}) - \bar{T}_\infty \right) \quad (IV.27)$$

3- Les surfaces S_r et S_{lc} peuvent être isolées.

C'est le cas limite du deuxième cas pour lequel h_c tend vers zéro. On aura une condition de type adiabatique:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial n} = 0. \quad (IV.28)$$

Où : n , représente la coordonnée normale à la paroi.

Naturellement, ces trois conditions peuvent être combinées pour une paroi donnée afin d'approcher au mieux la situation réelle.

IV-4-2-2- Conditions aux limites à l'interface entre le film et le coussinet :

L'interface S_{fc} entre le film et le coussinet est baignée par le film lubrifiant, totalement dans la zone active du film et en partie seulement dans la zone inactive où règne un mélange de lubrifiant de vapeur saturante et d'air. Sur cette interface, différents types de conditions aux limites ont été établies, nous les classerons par groupes :

IV- 4- 2- 2- 1- Premier groupe de conditions aux limites :

Les conditions aux limites relatives à ce groupe sont :

1 – Sur la surface S_{fc} la température est maintenue à une valeur, T_{FC} , constante:

$$\bar{T}|_{\bar{R}=1} = \frac{T_{FC}}{T_0} \quad (IV.29)$$

Cette condition est la plus simple à mettre en œuvre. C'est pourquoi, elle a été employée par les premiers chercheurs qui ont étudié le problème thermo- hydrodynamique de la lubrification. Une telle condition peut difficilement se justifier d'un point de vue physique.

2 – Sur la surface S_{fc} , le gradient de température est nul : C'est la condition dite « adiabatique », elle s'écrit :

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right|_{\bar{y}=0} = 0. \quad (IV.30)$$

Le gradient de température normal à la paroi est calculé dans le film. Certains auteurs se sont servis largement de cette condition. Ils supposent qu'en chaque point de l'interface, aucun flux de chaleur ne pénètre dans le coussinet, considéré comme isolant parfait.

IV- 4- 2- 2- 2- Deuxième groupe de conditions aux limites :

Pour ce type de conditions, on introduit la continuité du flux de chaleur. Comme l'épaisseur du film est très faible, l'écoulement est situé, tout entier, à l'intérieur de la couche limite thermique ; on peut admettre que seule la transmission de chaleur par conduction intervient. Dans ces conditions :

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{R}} \right|_{\bar{R}=1} = \lambda_{F-C} \frac{1}{\bar{C} \bar{H}} \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right|_{\bar{y}=0} \quad (IV.31)$$

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right|_{\bar{z}=\bar{z}_1} = - \frac{Bi_c}{\eta} \left(\bar{T}(\theta, \bar{R}, \bar{z} \frac{1}{2}) - \bar{T}_\infty \right) \quad (IV.32)$$

Où : $\lambda_{F-C} = \lambda_F / \lambda_e$

IV-4-2-3- Les conditions aux limites à l'interface entre le film et l'arbre :

Pour cette interface, les conditions présentées précédemment de types, température imposée et d'isolation de surface (adiabatique), ont été utilisées. La condition de continuité du flux de chaleur transmis par conduction est plus réaliste.

L'arbre étant en rotation rapide, ce flux est indépendant de la coordonnée angulaire θ , on doit donc intégrer le flux de chaleur sortant du film sur une couronne de rayon égal au rayon de l'arbre et la largeur dz (Figure IV.5).

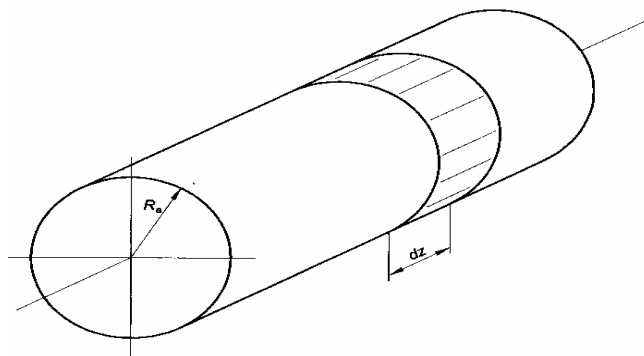


Figure IV.5. Couronne d'intégration sur l'arbre.

Dans ce cas on aura :

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{R}} \right|_{\bar{R}=\eta_2} = - \frac{\lambda_{F-A}}{2\pi} \frac{1}{C} \int_0^{2\pi} \frac{1}{H} \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right|_{\bar{y}=1} d\theta \quad (IV.33)$$

Où $\lambda_{F-A} = \lambda_F / \lambda_A$

IV-4-2-4- Conditions aux limites aux deux extrémités de l'arbre :

La condition de température constante a l'inconvénient d'être trop rigide. La température des extrémités de l'arbre est figée, quelles que soient les conditions de

fonctionnement. Il vaut mieux se servir d'une condition de type convection, même si le choix de la valeur du coefficient de convection "ha" pose quelques problèmes. On écrira alors :

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right|_{\bar{z}=\pm 1/2} = - \frac{h_a L}{\lambda_a} [\bar{T}|_{\bar{z}=\pm 1/2} - \bar{T}_\infty] = - Bi_a [\bar{T}|_{\bar{z}=\pm 1/2} - \bar{T}_\infty] \quad (IV.34)$$

$$Bi_a = \frac{h_a R_a}{\lambda_a} \text{ est le nombre de biot}$$

IV-5- LES CARACTERISTIQUES D'UN PALIER

IV-5-1- Charge et angle de calage :

La charge et l'angle de calage sont obtenus par intégration du champ de pression sur la surface du palier. A l'équilibre, dans le système repère (Figure IV-1), on a :

$$\bar{Q} = \frac{Q}{\mu_0 \omega R_b^3 L/C^2} = \sqrt{\bar{Q}_L^2 + \bar{Q}_K^2} \quad (IV.35)$$

$$\tan \varnothing = - \bar{Q}_L / \bar{Q}_K \quad (IV.36)$$

Où :

$$\bar{Q}_L = \int_{-1/2}^{1/2} \int_0^{2\pi} \bar{P} \sin \theta \, d\theta \, d\bar{z} \quad (IV.37)$$

$$\bar{Q}_K = \int_{-1/2}^{1/2} \int_0^{2\pi} \bar{P} \cos \theta \, d\theta \, d\bar{z} \quad (IV.38)$$

IV-5-2- Débit :

Le débit est obtenu en intégrant la vitesse normale à la frontière le long de la section de sortie. En considérant la symétrie du mécanisme, les débits volumiques, q_1 , et, q_2 , sortant des deux surfaces du palier sont égaux. Ainsi, on ne détermine que le débit, q_2 , sortant de la face correspondant à l'abscisse, $x = L$. En intégrant la composante, W , de la vitesse du fluide suivant la surface, $x = L$, on obtient :

$$\bar{q} = \frac{q}{\omega R_a^2 C} = 2 \times \int_0^{2\pi} \int_0^1 \bar{W}(\theta, \bar{y}, \pm 1/2) \, d\theta \, d\bar{y} \quad (IV.39)$$

IV-5-3- Calcul du couple de frottement

L'expression de la contrainte est donnée par :

$$\tau_{xy} = \left[y - \frac{I_2}{J_2} \right] \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{U}{J_2} \quad (\text{IV.40})$$

Le couple de frottement sera alors :

$$C_a = \int_{\mathcal{S}} R \tau_{xy} (y = h) ds \quad (\text{IV.41})$$

Sous la forme adimensionnelle :

$$\overline{C_A} = \frac{\pi C_a}{\mu V L R} \left(\frac{C}{R} \right) = \frac{C_a}{\mu D N L R} \left(\frac{C}{R} \right) \quad (\text{IV.42})$$

IV- 6- CONCLUSION

Dans ce chapitre, les équations de la lubrification des films minces visqueux ont été appliquées au cas des paliers fluides poreux. L'écoulement dans la matrice poreuse a été pris en considération ainsi que l'aspect autolubrifiant du palier. Le système obtenu est un système d'équations aux dérivées partielles complexe qui n'admet pas de solutions analytiques. Seules les méthodes numériques permettent de résoudre un tel système. La modélisation numérique et la procédure de résolution seront présentées au chapitre cinq.

Chapitre - V -

RESOLUTION NUMERIQUE

V – 1 - INTRODUCTION

La résolution des problèmes d'écoulement et de transfert de chaleur peut être obtenue au moyen d'approches basées sur les méthodes analytiques, numériques ou expérimentales. Les méthodes numériques sont utilisées particulièrement pour répondre aux problèmes non-linéaires difficiles à résoudre analytiquement. Parmi ces méthodes, on cite celles des différences finies, des volumes finis, des éléments finis ou encore les méthodes spectrales.

Le modèle physique, objet de notre étude ainsi que les équations gouvernantes régissant l'écoulement de fluide et les transferts de chaleur, avec les conditions aux limites associées, ont fait l'objet du chapitre IV. Dans ce qui suit, nous présenterons la méthode de discrétisation permettant de transformer les équations aux dérivées partielles en un système d'équations algébriques. Les équations de mouvement relatives à celle de Reynolds dans le film fluide et de Darcy dans le milieu poreux, de l'énergie dans les différents milieux, fluide, solide et poreux, sont des équations aux dérivées partielles. Elles sont fonction de la température de façon explicite ou implicite par la loi de variation de la viscosité qui en fonction de la température. Le système d'équations régissant le phénomène est assez complexes, et n'admet pas par conséquent de solution analytique, seules les méthodes numériques peuvent le résoudre. A cet effet, nous avons opté pour la méthode de différences finies pour la résolution de ce système. La modélisation numérique de l'équation de Reynolds et plus particulièrement l'équation de l'énergie a été détaillée dans ce chapitre.

Dans le domaine de la lubrification, la quasi-totalité des travaux numériques [102-118] ont été basés sur la méthode de différence finies, vu que les équations obtenues sont des équations aux dérivées partielles type elliptiques de second ordre qui s'adaptent parfaitement à la méthode des différences finies. Néanmoins il existe d'autres travaux qui ont utilisé d'autres techniques numériques, à savoir la méthode des éléments finis [68],[122-124], la méthode des volumes finis [125-126]. Pour le cas iso- visqueux des paliers longs (cas 2D) certains auteurs ont utilisé des méthodes semi-empiriques [121], ou encore des approches analytiques [128].

V-2 - DISCRETISATION DES EQUATIONS GOUVERNANTES

Le comportement thermo-hydrodynamique d'un palier fluide en régime laminaire est complètement déterminé par les connaissances des équations suivantes:

- Equation de Reynolds généralisée dans le film;
- Equation de conservation de la masse combinée avec la loi de Darcy dans le coussinet poreux ;
- Equation de conservation d'énergie dans le film lubrifiant;
- Equation d'énergie dans la matrice poreuse ;
- Loi de Fourier dans l'axe solide du palier.

Avec les hypothèses considérées précédemment et pour le cas particulier d'un palier poreux de forme cylindrique, ces équations peuvent s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\left(\bar{H}^3 \bar{G} + \frac{\bar{K} \bar{C} \bar{H} \bar{F}}{\bar{\mu}} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \right] + \eta^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\left(\bar{H}^3 \bar{G} + \frac{\bar{K} \bar{C} \bar{H} \bar{F}}{\bar{\mu}} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right] \\ = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\bar{H} (1 - \bar{F}) - \frac{\bar{K}}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{R}} \right) \Big|_{\bar{R}=1} \end{aligned} \quad (V.1)$$

$$\frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial}{\partial \bar{R}} \left(\frac{\bar{R}}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{R}} \right) + \frac{1}{\bar{R}^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \theta} \right) + \eta^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{z}} \right) = 0 \quad (V.2)$$

$$\begin{cases} \bar{U} = \bar{H}^2 \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \left[\bar{I} - \frac{\bar{I}_2}{\bar{J}_2} \bar{J} \right] + \frac{\bar{J}}{\bar{I}_2} \\ \bar{V} = -\bar{H} \int_0^{\bar{r}} \left[\frac{\partial \bar{U}}{\partial \theta} - \frac{\xi}{\bar{H}} \frac{d\bar{H}}{d\theta} \frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} + \eta \frac{\partial \bar{W}}{\partial \bar{z}} \right] d\xi \\ \bar{W} = \eta \bar{H}^2 \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \left[\bar{I} - \frac{\bar{I}_2}{\bar{J}_2} \bar{J} \right] \end{cases} \quad (V.3)$$

$$\begin{aligned} P_e \left(\bar{u} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} - \frac{\bar{y}}{\bar{H}} \frac{d\bar{H}}{d\theta} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right) + \frac{\bar{v}}{\bar{C} \bar{H}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} + \eta \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right) = \frac{1}{\bar{H}^2} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} \\ + \frac{\bar{\mu}}{\bar{H}^2} N_d \left(\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{y}} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (V.4)$$

$$P_{\text{eff}} \left[\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{R}} + \frac{\bar{v}}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} + \eta \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right] = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{R}^2} + \frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{R}} + \frac{1}{\bar{R}^2} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \theta^2} + \eta^2 \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} \quad (V.5)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{R}^2} + \frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{R}} + \eta^2 \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} = 0 \quad (V.6)$$

$$\bar{G} = \int_0^1 \frac{\bar{Y}}{\bar{\mu}} \left[\bar{Y} - \frac{\bar{I}_2}{\bar{I}_2} \right] d\bar{Y}$$

$$\bar{I}_2 = \int_0^1 \frac{\bar{Y}}{\bar{\mu}} d\bar{Y}$$

$$J_2 = \int_0^1 \frac{d\bar{Y}}{\bar{\mu}}$$

Les six équations aux dérivées partielles ci-dessus sont toutes liées à la température. Ainsi, la solution du problème thermo-hydrodynamique nécessite la résolution simultanée de toutes ces équations compte tenu des conditions aux limites choisies. Le problème ainsi posé, n'admet pas de solutions analytiques, donc il est nécessaire de faire appel aux méthodes numériques.

V-2-1- Résolution de l'équation de Reynolds :

L'équation de Reynolds est une équation aux dérivées partielles elliptiques, elle est discrétisée à l'aide d'un schéma aux différences finies centrées et résolue numériquement par utilisation de la méthode de Gauss-Seidel avec coefficient de sur-relaxation. La zone active du film est déterminée par l'algorithme de Christopherson [41], ce dernier permet de vérifier la condition de Reynolds à la rupture du film. Il consiste à annuler les pressions négatives une fois que le programme numérique est mis en œuvre.

Le domaine d'étude fluide a été divisé en premier lieu en une grille d'espaces équidistants, où un nombre de nœuds suivant les deux directions, circonférentielle et axiale, est imposé (Cf. Figure V.1). Dans ce cas, les termes de l'équation (Eq.V.1) deviennent :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(A \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{\Delta \theta} \times \left[A_{i+1,k} \frac{\bar{P}_{i+1,k} - \bar{P}_{i,k}}{\Delta \theta} - A_{i-1,k} \frac{\bar{P}_{i,k} - \bar{P}_{i-1,k}}{\Delta \theta} \right] \quad (V.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(A \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right) = \frac{1}{\Delta \bar{z}} \times \left[A_{i,k+1} \frac{\bar{P}_{i,k+1} - \bar{P}_{i,k}}{\Delta \bar{z}} - A_{i,k-1} \frac{\bar{P}_{i,k} - \bar{P}_{i,k-1}}{\Delta \bar{z}} \right] \quad (V.8)$$

Avec :

$$A = \bar{H}^3 \bar{G} + \frac{K \bar{C} \bar{H} \bar{F}}{\bar{\mu}} \quad (V.9)$$

Après simplifications on trouve :

$$A_0 \bar{P}_{i,k} + A_1 \bar{P}_{i+1,k} + A_2 \bar{P}_{i-1,k} + A_3 \bar{P}_{i,k+1} + A_4 \bar{P}_{i,k-1} = B_{i,k} \quad (V.10)$$

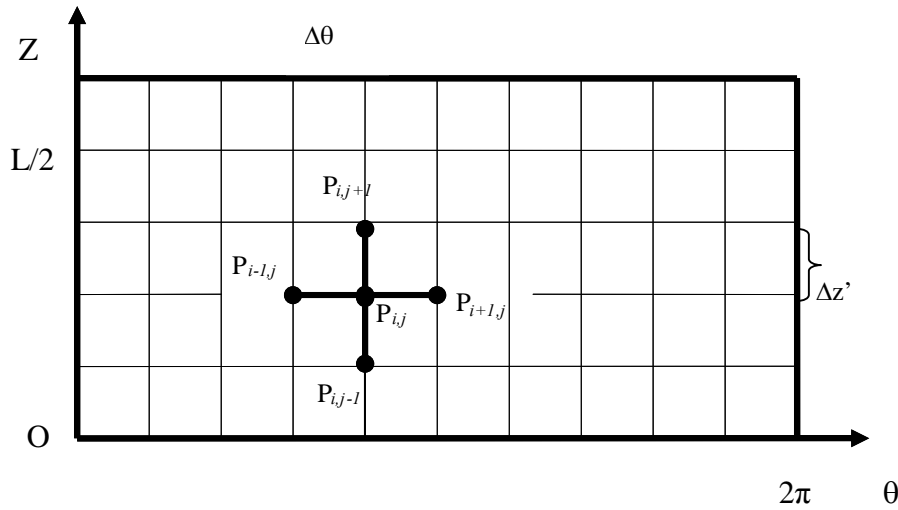


Figure V.1. Schéma de maillage dans le domaine fluide.

Dans la matrice poreuse, l'équation (Eq.V.2) est une équation 3D, dans ce cas le maillage prend en considération l'épaisseur de la couche poreuse. Le schéma utilisé est représenté sur la figure (V.2), où les termes de l'équation deviennent :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(a^* \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{\Delta \theta} \times \left[a^*_{i+1,k} \frac{\bar{P}_{i+1,k} - \bar{P}_{i,j,k}}{\Delta \theta} - a^*_{i-1,k} \frac{\bar{P}_{i,j,k} - \bar{P}_{i-1,k}}{\Delta \theta} \right] \quad (V.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left(b^* \frac{\partial \bar{P}}{\partial R} \right) = \frac{1}{\Delta R} \times \left[b^*_{ij+1,k} \frac{\bar{P}_{ij+1,k} - \bar{P}_{i,j,k}}{\Delta R} - b^*_{ij-1,k} \frac{\bar{P}_{i,j,k} - \bar{P}_{ij-1,k}}{\Delta R} \right] \quad (V.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(b^* \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right) = \frac{1}{\Delta \bar{z}} \times \left[b^*_{i,j,k+1} \frac{\bar{P}_{i,j,k+1} - \bar{P}_{i,j,k}}{\Delta \bar{z}} - b^*_{i,j,k-1} \frac{\bar{P}_{i,j,k} - \bar{P}_{i,j,k-1}}{\Delta \bar{z}} \right] \quad (V.13)$$

Avec : $a^* = R/\mu$ et $b^* = 1/\mu$

Après substitution et arrangement, l'équation (V.2) devient :

$$A_0^* \bar{P}_{i,j} + A_1^* \bar{P}_{i+1,j} + A_2^* \bar{P}_{i-1,j} + A_3^* \bar{P}_{i,j+1} + A_4^* \bar{P}_{i,j-1} = B_{i,j,k}^* \quad (V.14)$$

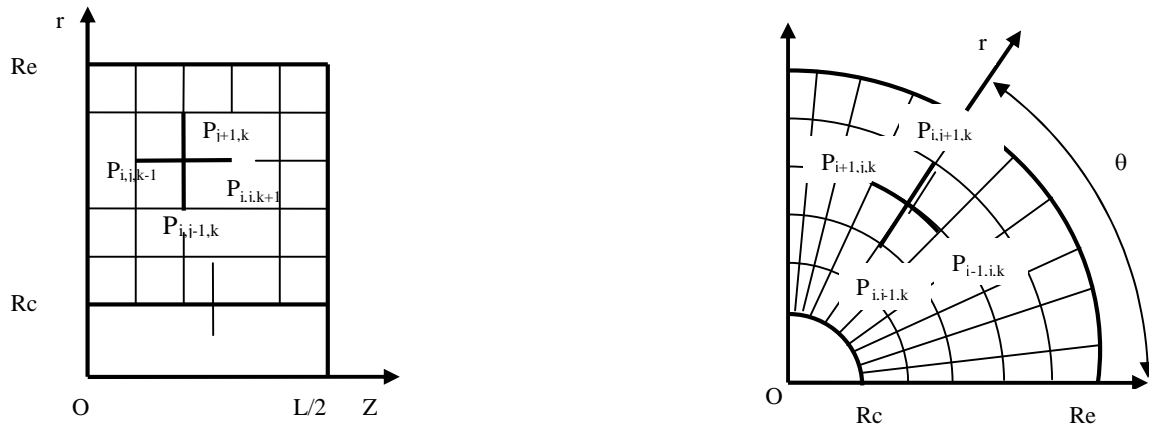


Figure V.2. Schéma discrétisé d'un quart d'un coussinet poreux.

V-2-2- Résolution de l'équation de chaleur dans les solides :

Les équations de transferts de chaleur conductifs, dans l'arbre et le coussinet poreux, sont des équations aux dérivées partielles elliptiques. Dans l'arbre, l'équation est bidimensionnelle et les symétries (axiale et radiale) permettent de limiter la résolution à un quart de domaine d'étude (Cf. Figure V.2).

Dans le coussinet, l'équation de la chaleur est tridimensionnelle (3D). Pour ces équations, on emploie un schéma aux différences finies centrées (Figure V.2) et la résolution se fait par la méthode de Gauss-Seidel avec coefficient de sur-relaxation.

V-2-3- Modélisation de l'équation de l'énergie dans le film.

L'équation (V.4) apparaît comme une équation parabolique à une seule valeur initiale, la coordonnée θ joue le même rôle que le temps dans les problèmes non stationnaires.

La résolution de cette équation impose la connaissance préalable du champ de vitesse dans le film. Les composantes (\bar{u} , \bar{v} et \bar{w}) de la vitesse sont données par les relations (V.3). Les calculs numériques de \bar{u} et \bar{w} ne posent pas de problème particulier. Par contre,

le calcul de la vitesse \bar{v} du fluide dans la direction de l'épaisseur du film à l'aide de la relation (V.3b) est plus délicat.

Pour la discrétisation de l'équation de l'énergie, il est utile de donner les détails de la méthode Ritchmyer [128] modifiée et utilisée par Boncompain [129].

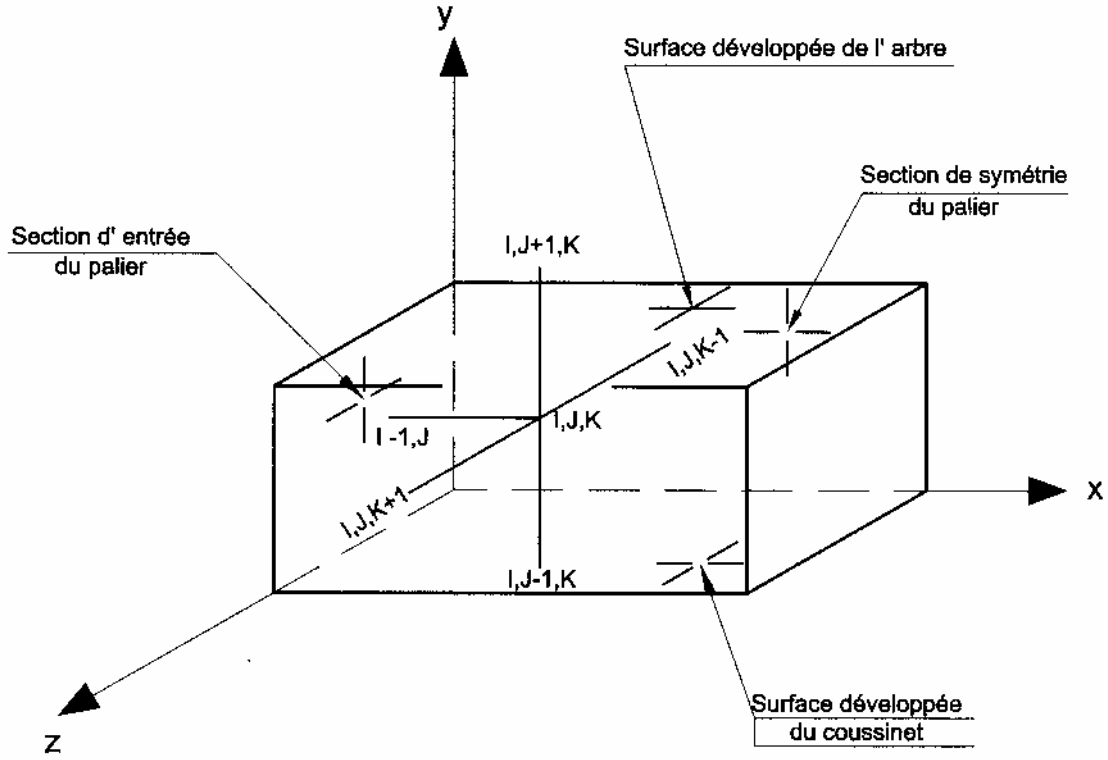


Figure V.3. Schéma de discrétisation de l'équation de l'énergie dans le film.

Soit le parallélépipède donné par la figure (V.3) et soit les dérivées partielles:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} = \frac{1}{\Delta \theta} [\bar{T}(I, J, K) - \bar{T}(I-1, J, K)] \quad (V.15)$$

où: $\Delta \theta = \frac{2\pi}{M}$, représente le pas suivant θ ;

M , le nombre de points suivant la direction de l'écoulement.

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{Z}} = \frac{1}{\Delta \bar{Z}} [\bar{T}(I, J, K) - \bar{T}(I, J, K-1)] \quad (V.16)$$

où: $\Delta \bar{Z} = \frac{0.5}{KK-1}$, représente le pas en z;

kk, le nombre de points suivant la demi- largeur du palier.

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} = \frac{1}{2\Delta \bar{y}} [\bar{T}(I, J+1, K) - \bar{T}(I, J-1, K)] \quad (\text{V.17})$$

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} = \frac{1}{(\Delta \bar{y})^2} [\bar{T}(I, J+1, K) - 2\bar{T}(I, J, K) + \bar{T}(I, J-1, K)] \quad (\text{V.18})$$

où: $\Delta \bar{y} = \frac{1}{N-1}$, représente le pas suivant y ;

N , le nombre de points suivant l'épaisseur du film.

En remplaçant ces expressions dans la relation (V.4) et en posant :

$$UM = P_e \bar{u} / (\Delta \theta)$$

$$VH = P_e (\bar{v} + \varepsilon \sin \theta \bar{u} \bar{y}) / (2 \bar{h} \Delta \bar{y})$$

$$HN = 1 / (\bar{h} \Delta \bar{y})^2$$

$$WN = 0.5 P_e \nu \bar{w} / \Delta \bar{z}$$

$$A = - (UM - 2 HM + WM)$$

$$B = VH - HN$$

$$C = - VH + HN$$

$$D = - UM$$

$$E = - WM$$

$$AI = - N_d \frac{\bar{\mu}}{\bar{h}^2} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{y}} \right)^2 \right]$$

Les coefficients A,B, C, D et AI sont fonctions de (I,J,K).

L'équation (V.4) discrétisée s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
& -A \bar{T}(I, J, K) + B \bar{T}(I, J+1, K) + C \bar{T}(I, J-1, K) + D \bar{T}(I-1, J, K) \\
& \qquad \qquad \qquad + E \bar{T}(I, J, K-1) + AI = 0
\end{aligned} \tag{V.19}$$

Faisons le changement de variables :

$$TT(I, J, K) = \bar{T}(I, J, K) - T(I, 1, K) \tag{V.20}$$

où: $T(I, 1, K)$, représente la température de surface du coussinet et $TT(I, 1, K) = 0$

L'équation (V.20) devient :

$$\begin{aligned}
& -A TT(I, J, K) + B TT(I, J+1, K) + C TT(I, J-1, K) \\
& \qquad \qquad \qquad + D T(I-1, J, K) = -F(I, J, K)
\end{aligned} \tag{V.21}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
F(I, J, K) = \bar{T}(I, 1, K) [-A + B + C] + D \bar{T}(I-1, J, K) \\
\qquad \qquad \qquad + E \bar{T}(I, J, K-1) + AI
\end{aligned} \tag{V.22}$$

On définit alors deux nouvelles variables G et GG , fonctions de (I, J, K) , telle que l'équation (V.21) s'écrit sous la forme:

$$TT(I, J, K) = G(I, J, K) TT(I, J+1, K) + GG(I, J, K) \tag{V.23}$$

Explicitons le sens de ce changement de variables: Fixons les indices I et K , seul J peut varier et le point générique décrit l'épaisseur du film allant, à J croissant, de la surface du coussinet à celle de l'arbre. La relation (V.21) montre que, connaissant la température au point $(J+1)$, on peut calculer celle au point J . Ainsi le problème de recherche de la température suivant l'épaisseur du film qui, à l'origine était un problème aux limites, a été transformé en un problème à valeur initiale. Les coefficients G et GG contiennent la seconde condition aux limites. Afin de les calculer, écrivons la relation (V.23) pour $J=J-1$:

$$TT(I, J-1, K) = G(I, J-1, K) TT(I, J, K) + GG(I, J-1, K) \tag{V.24}$$

En reportant (V.24) dans (V.22), cela permet d'éliminer $TT(I,J-1,K)$ de cette équation, on obtient alors :

$$TT(I,J,K) = \frac{B}{A - C G(I,J-1,K)} TT(I,J+1,K) + \frac{C GG(I,J-1,K) + F}{A - C G(I,J-1,K)} \quad (V.25)$$

En identifiant alors (IV.25) à (IV.23), on obtient deux relations de récurrence qui définissent $G(I,J,K)$ et $GG(I,J,K)$:

$$G(I,J,K) = \frac{B}{A - C.G(I,J-1,K)} \quad (V.26a)$$

$$GG(I,J,K) = \frac{C GG(I,J-1,K) + F}{A - C G(I,J-1,K)} \quad (V.26b)$$

De plus, pour $J=1$, la relation (V.23) s'écrit, en tenant compte du changement de variable (V.12) sous la forme :

$$G(I,1,K) TT(I,2,K) + GG(I,1,K) = 0$$

Une solution de ce système d'équations est :

$$G(I,1,K) = 0 \quad (V.27a)$$

$$GG(I,1,K) = 0 \quad (V.27b)$$

Les relations (V.27) et (V.25) définissent complètement les $G(I,J,K)$ et $GG(I,J,K)$ connaissant les coefficients A , B , C et F qui sont calculés à partir des vitesses, de la géométrie du film et de la température $T(I,1,K)$ du coussinet. Le calcul des coefficients G et GG se fait pour, J croissant, de $J=2$ à $J=N-1$.

L'équation (V.25) permet de calculer la température, TT , dans le film. Le calcul se fait pour J décroissant en commençant de $J=N-1$. Pour cette valeur de J , L'équation (V.16) s'écrit :

$$TT(I,N-1,K) = G(I,N-1,K) TT(I,N,K) + GG(I,N-1,K)$$

La température réduite $TT(I, N, K)$ figurant dans la relation ci- dessus est celle de la surface de l'arbre.

On note par ailleurs, que dans le coefficient F défini par la relation (V.21), figure la température $T(I-1, J, K)$. Pour calculer $T(I, J, K)$, il faut alors connaître $T(I-1, J, K)$. Le calcul s'effectuera alors pour I croissant, en commençant de $I=M$. De même le calcul s'effectuera pour K croissant de $K =1$ à $K=KK$.

V- 3- PROCEDURE NUMERIQUE

Nous présentons dans cette partie, le schéma global de résolution du système d'équations dans le cas du régime thermo-hydrodynamique ainsi que le calcul des différents paramètres du palier.

Les équations données par les relations (V.1) à (V.6), représentent les équations de bilans de quantité de mouvement et d'énergie dans les différents éléments du palier. Ces équations, couplées avec la viscosité (fonction de la température), sont discrétisées par utilisation de la méthode des différences finies centrées. La méthode de Gauss-Seidel avec relaxation a été utilisée pour la résolution numérique, conjointement avec les conditions aux limites données par les équations (IV.16 – IV.27). La zone de cavitation est déterminée par la méthode de Christopherson [41]. Le domaine d'étude est divisé en 51 nœuds suivant la direction circonférentielle, 51 nœuds suivant la direction radiale et 21 nœuds suivant la direction axiale.

En premier lieu, les valeurs de la viscosité sont initialisées. La distribution de la pression et l'angle de calage sont calculés itérativement dans deux boucles, la boucle extérieure pour le calcul de l'angle de calage et la boucle intérieure pour déterminer la distribution de la pression. L'équation de Reynolds modifiée dans le film (Eq.V.1) et l'équation de Laplace dans le coussinet (Eq. V.2) sont résolues simultanément. La condition de continuité en vitesse et en pression à l'interface film-coussinet sera prise en considération au cours du processus itératif.

Le processus itératif est arrêté lorsque la différence entre deux itérations successives est inférieure à 0.01% pour le champ de pression et inférieure à 0.1% pour l'angle de calage.

Une fois le champ de pression converge, le champ de la vitesse (Eq. V.3) et ses dérivés seront calculés.

L'équation de conservation d'énergie et l'équation de transfert thermique conductif sont résolues simultanément avec un coefficient de relaxation de 0.8. Les conditions aux limites sont intégrées dans le système itératif. Le critère de convergence utilisé est :

$$|(T^{new} - T^{old})/T^{old}| \leq 10^{-4}$$

Quand le champ de température converge, une nouvelle valeur de la viscosité est calculée. Le test de convergence utilisé est:

$$|(\mu^{new} - \mu^{old})/\mu^{old}| \leq 10^{-3}$$

V-4- VALIDATION

Cette partie est consacrée à la validation du code de calcul numérique proposé à partir de la discrétisation décrite au paragraphe précédent. La performance du code numérique est testée pour les configurations du coussinet, solide ou poreux. Cette validation permettra de mettre en évidence le degré de précision atteint par la simulation numérique en rapport avec les phénomènes physiques réels (aspect expérimental).

Dans un premier temps, nous comparerons les solutions numériques élaborées par notre code à ceux disponibles dans la littérature dans le cas d'un coussinet solide de longueur finie fonctionnant en régime hydrodynamique. Ce choix astucieux a été fait afin de s'assurer de la qualité des résultats, ou un nombre important d'hypothèses simplificatrices a été utilisé. Dans un second lieu, nous comparons nos résultats avec les résultats expérimentaux dans deux situations différentes, à savoir le cas d'un palier solide exploité par Boncompain [129] et le cas d'un palier poreux utilisé par Mokhtar et al. [110].

V-4-1- CAS DE LA LUBRIFICATION HYDRODYNAMIQUE

Le premier test est relatif au palier hydrodynamique non poreux (coussinet solide) sans prise en compte des effets thermiques. Ce problème a été largement utilisé par les auteurs pour tester différentes nouvelles méthodes numériques ou pour faire valoir de nouvelles

approches physiques. La théorie purement hydrodynamique présente l'avantage de découpler les équations de la dynamique des fluides avec l'équation de conservation d'énergie. Le problème a été simplifié à une équation (équation de Reynolds) ou l'inconnue est la pression et avec les conditions aux limites correspondantes.

Afin de se placer dans les mêmes conditions que celle de la littérature, le palier est supposé alimenté par l'intermédiaire d'une rainure d'alimentation, située au niveau d'épaisseur maximale, permettant ainsi la simplification et la réduction du nombre de paramètres. Cette situation a été prise en compte durant l'élaboration de notre code de calcul, il suffit de remplir correctement le fichier de données. Le problème ainsi posé nécessite deux paramètres essentiels pour résoudre l'équation de Reynolds qui sont l'excentricité relative (ε) et le rapport du rayon du palier sur sa longueur ($\eta=R/L$).

Nous avons ainsi comparé nos résultats à ceux obtenus par frêne et al. [119]. Cette comparaison est relative à la charge et à l'angle de calage pour les différentes excentricités et du rapport $\eta=R/L$. les résultats ainsi que les écarts entre les deux cas sont présentés dans le Tableau VI.1.

Dans le domaine de la lubrification, un nombre caractéristique appelé nombre de Sommerfeld, défini par l'inverse de la charge adimensionnelle ($S = 1/W$) est souvent utilisé. La différence entre le nombre calculé par frêne [119] et celui calculé par notre code est donnée par l'expression :

$$Err1 = \frac{|S_1 - S_2|}{S_2} \times 100$$

La différence des résultats pour l'angle de calage est définie par :

$$Err2 = \frac{|\phi_1 - \phi_2|}{\phi_2} \times 100$$

Un bon accord est observé pour l'ensemble des valeurs, L'erreur relative est inférieure à 1%, exception faite pour le cas du palier long qui atteint une erreur d'ordre de 5%. Cette erreur peut être due aux erreurs de troncatures des schémas numériques choisis, au maillage, ainsi qu'au choix de la longueur du palier étudié par les auteurs. Le palier étant considéré par les auteurs comme étant long à partir de $\eta=1/8$.

Tableau V.1. Comparaison entre nos résultats et les résultats de Frêne [119]

cas	Paramètres dimensionnels			Nos résultats			Résultats [119]		Différence en %	
	ε	η	K	W	$S_1 = 1/W$	ϕ_1	$S_2 = 1/W$	ϕ_2	Err1	Err2
1	0,1	0	0	4,002	0,2499	69,03	0,247	69	1,174 %	0,043 %
2	0,2	0	0	7,819	0,1279	66,90	0,123	67	3,984 %	0,149 %
3	0,3	0	0	11,507	0,0869	64,47	0,0823	64	5,589 %	0,734 %
4	0,4	0	0	15,385	0,0650	61,63	0,0628	62	3,503 %	0,597 %
5	0,5	0	0	19,646	0,0509	58,27	0,0483	58	5,383 %	0,466 %
6	0,6	0	0	24,876	0,0402	54,21	0,0389	54	3,342 %	0,389 %
7	0,7	0	0	32,362	0,0309	49,06	0,0297	49	4,040 %	0,122 %
8	0,8	0	0	46,083	0,0217	42,08	0,0211	42	2,844 %	0,190 %
9	0,9	0	0	84,746	0,0118	31,51	0,0114	32	3,509 %	1,531 %
10	0,1	0,5	0	0,752	1,33	79,407	1,33	79,5	0,00 %	0,12 %
11	0,2	0,5	0	1,583	0,6319	73,851	0,631	74	0,14 %	0,20 %
12	0,3	0,5	0	2,571	0,3889	68,26	0,388	68	0,23 %	0,38 %
13	0,4	0,5	0	3,840	0,2604	62,56	0,26	62,5	0,15 %	0,10 %
14	0,5	0,5	0	5,599	0,1786	56,7	0,178	56,5	0,34 %	0,35 %
15	0,6	0,5	0	8,271	0,1209	50,51	0,12	50,4	0,75 %	0,22 %
16	0,7	0,5	0	12,870	0,0777	43,82	0,0776	44	0,13 %	0,41 %
17	0,8	0,5	0	22,523	0,0444	36,18	0,0443	36	0,23 %	0,50 %
18	0,9	0,5	0	53,476	0,0187	26,34	0,0185	26	1,08 %	1,31 %
19	0,1	1	0	0,231	4,326	81,759	4,32	82	0,139 %	0,294 %
20	0,2	1	0	0,492	2,031	75,137	2,03	75	0,049 %	0,183 %
21	0,3	1	0	0,820	1,219	68,479	1,21	68,5	0,744 %	0,031 %
22	0,4	1	0	1,274	0,785	61,769	0,784	61,53	0,128 %	0,388 %
23	0,5	1	0	1,965	0,509	54,976	0,508	55	0,197 %	0,044 %
24	0,6	1	0	3,135	0,319	48,030	0,318	48	0,314 %	0,063 %
25	0,7	1	0	5,435	0,184	40,795	0,184	41	0,000 %	0,500 %
26	0,8	1	0	10,929	0,0915	32,894	0,0912	33	0,329 %	0,321 %
27	0,9	1	0	32,154	0,0311	23,530	0,0309	23,5	0,647 %	0,128 %
28	0,1	2	0	0,062	16,224	82,47	16,2	82,5	0,15 %	0,04 %
29	0,2	2	0	0,132	7,5783	75,38	7,57	75,5	0,11 %	0,16 %
30	0,3	2	0	0,222	4,4968	68,3	4,49	68,5	0,15 %	0,29 %
31	0,4	2	0	0,352	2,841	61,2	2,83	61,5	0,39 %	0,49 %
32	0,5	2	0	0,558	1,791	54,06	1,78	54	0,62 %	0,11 %
33	0,6	2	0	0,928	1,0775	46,82	1,07	47	0,70 %	0,38 %
34	0,7	2	0	1,706	0,586	39,293	0,58	39,5	1,03 %	0,52 %
35	0,8	2	0	3,806	0,2627	31,202	0,263	31,5	0,10 %	0,95 %
36	0,9	2	0	136,98	0,0073	21,71	0,00728	21,5	0,27 %	0,98 %

V-4-2- CAS DE LA LUBRIFICATION THERMOHYDRODYNAMIQUE D'UN PALIER CLASSIQUE

Les résultats ainsi trouvés dans le cas de la lubrification thermo-hydrodynamique d'un palier classique ont été comparés aux résultats théoriques et expérimentaux obtenus par Boncompain [129]. Le palier d'essai utilisé est un palier lisse non poreux, dont les caractéristiques sont présentées dans tableau VI.2 ci- dessous. La viscosité du fluide a été calculée suivant une loi présentée dans le tableau I.1. Le lubrifiant utilisé est de l'huile Total PRESLIA 32, pour laquelle les coefficients sont définis par :

$$A = -1.13 \times 10^{-5}$$

$$B = 1.826 \times 10^{-3}$$

$$C = - 6.94 \times 10^{-2}$$

$$D = 3.485 \times 10^{-3}$$

Tableau V.2. Données de paliers utilisés par Mokhtar et al. [110] et Boncompain et al. [129].

Désignation	Mokhtar et al. [110]	Boncompain et al. [129]
Longueur du palier [mm]	33	80
Rayon du palier [mm]	9,5	50
Rayon extérieur du coussinet [mm]	15,5	100
Position de la rainure d'alimentation (rd)	0	18
Jeux radiaux [mm]	82,5	145
Vitesse de rotation [tr/mn]	720	2000
Perméabilité [m ²]	1,5.10 ⁻¹³	0
Pression d'alimentation [Pa]	0	70 10 ³
Température d'alimentation [°C]	25	40
Masse volumique du lubrifiant [Kg /m ³]	860	860
Chaleur spécifique du lubrifiant [J/Kg.K]	2000	2000
Conductivité thermique de l'arbre [J/Kg.K]	45	45
Conductivité thermique du coussinet [J/Kg.K]	38	45
Conductivité thermique de l'huile [J/Kg.K]	0,13	0 ,13
La viscosité de l'huile a 40°C	0.032	0.032

Une légère différence entre nos résultats et ceux obtenus expérimentalement a été constatée (Figure V.4). Cette différence est due aux hypothèses simplificatrices considérées dans cette étude, qui consistent, en particulier, à négliger les termes qui traduisent les déformations des solides sous différentes contraintes. Selon Boncompain, il existe d'autres motifs liés au banc d'essai (modèle physique) et à la précision des mesures. Par ailleurs, les résultats obtenus, en tenant compte des effets thermiques, sont identiques avec ceux obtenus par Boncompain [129] et donnent une meilleure approche que celle obtenue par la théorie isotherme.

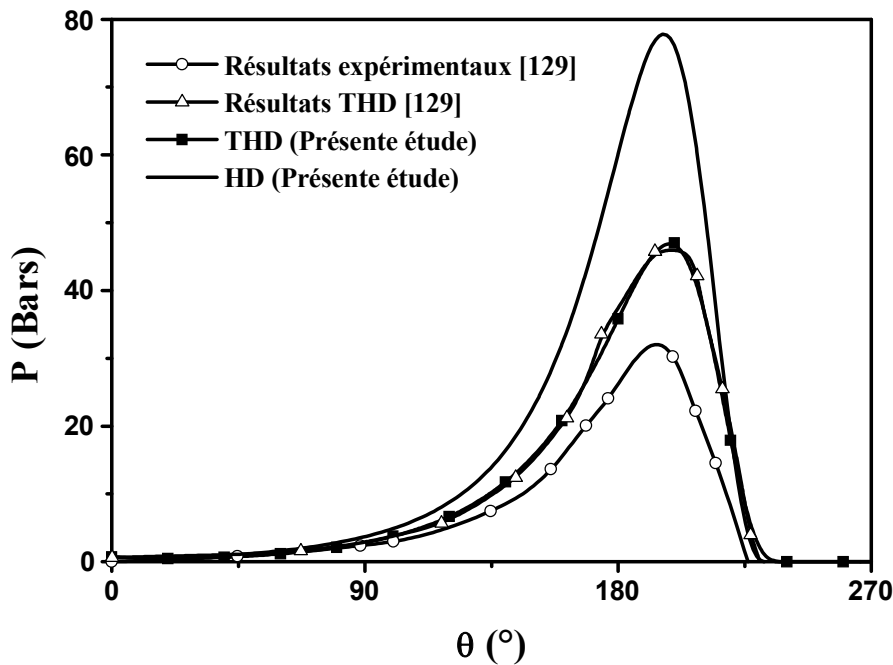


Figure V.4. Distributions de pression. Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux [129].

V-4-3- CAS D'UTILISATION D'UN COUSSINET POREUX

Dans le cas d'un palier doté d'un coussinet poreux, les résultats de la simulation numérique ont été comparés aux résultats expérimentaux issus de la littérature (Mokhtar et al. [110]). Le test a été fait sur un palier poreux alimenté. Le tableau V.2 donne les dimensions du palier d'essai, les propriétés du fluide lubrifiant, ainsi que les conditions opératoires utilisées par les auteurs.

La figure V-5 montre la comparaison entre les résultats expérimentaux de Mokhtar et al. [110] et ceux obtenus par notre code de calcul. L'évolution de la charge adimensionnelle en fonction de l'excentricité pour les modèles hydrodynamique et thermo-hydrodynamique a été présentée. On note la bonne concordance des résultats dans le cas thermo-hydrodynamique. Pour le modèle hydrodynamique, un écart est observé pour les grandes valeurs d'excentricité. Cette remarque a été mentionnée également par Meurrisse et Giudicelli [9] et Elcharkawy et Guedouar [10] dans leurs approches, où les auteurs ont supposé que l'écoulement est iso-visqueux. On conclut que le modèle thermo-hydrodynamique donne une meilleure approche.

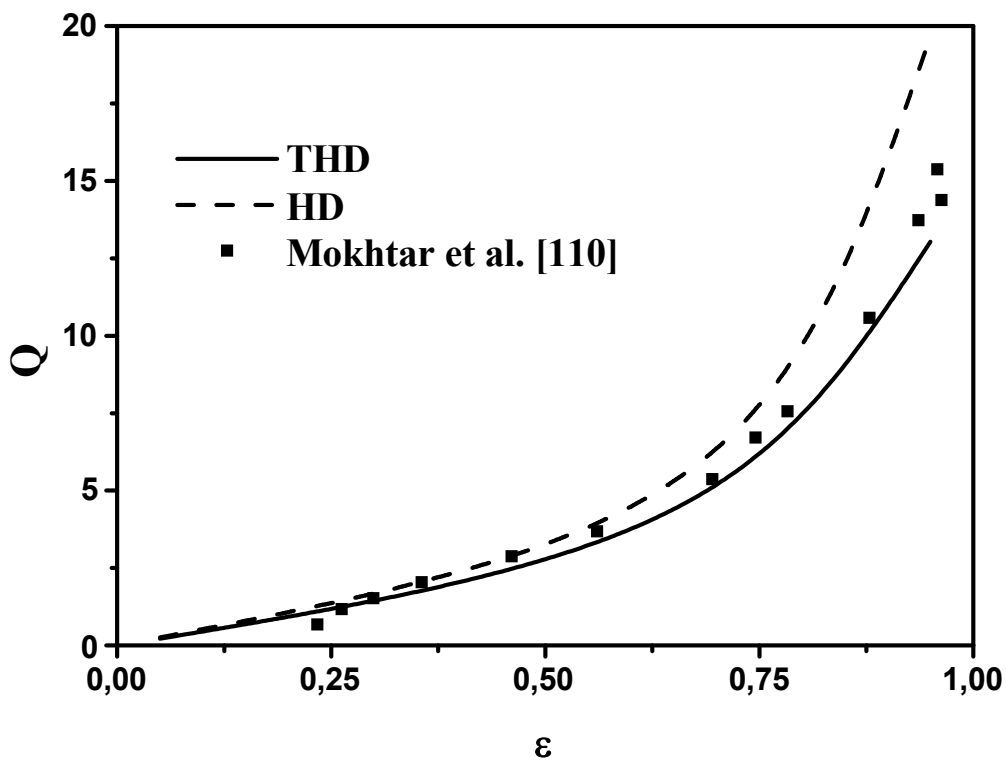


Figure V.5. Evolution de la charge en fonction de l'excentricité relative. Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux [110].

Les paliers lisses classiques sont généralement alimentés en lubrifiant, issu d'un réservoir externe, au moyen d'orifices ou de rainures. Le mode d'alimentation des paliers poreux est particulier où le coussinet sert de réservoir d'huile. L'hypothèse de présence d'une rainure d'alimentation dans le cas d'un palier poreux n'est pas réaliste. A cet effet, une comparaison entre un palier autolubrifiant et un autre alimenté par rainure a été faite (voir Figure V.6). On note que le champ de pression est plus considérable dans le cas du palier

alimenté. Afin de mieux modéliser les paliers poreux hydrodynamiques, il est indispensable de tenir compte de l'absence de la rainure d'alimentation dans les modèles réels.

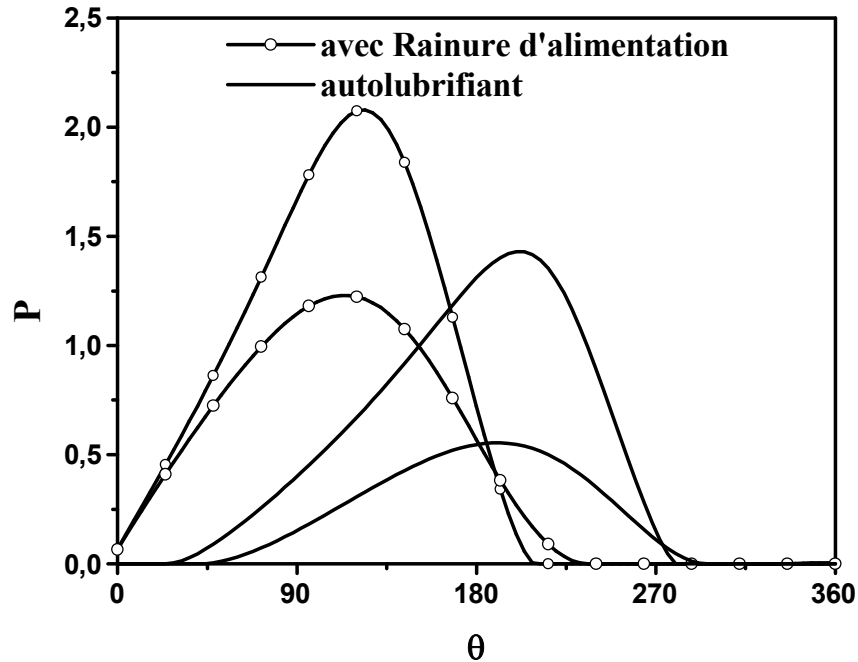


Figure V.6. Evolution de la des pressions circonférentielles
Comparaison entre un palier poreux alimenté et un palier autolubrifiant

V- 5- CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté la méthode numérique utilisée pour la résolution du système d'équations présenté au chapitre IV. Un code de calcul utilisant le langage de programmation Fortran a été élaboré dans le cadre de cette étude, par prise en compte de différents paramètres dans le souci de généralisation de l'étude.

La modélisation mathématique et numérique du problème a été développée par la prise en considération des effets thermiques, mais elle traite également le cas hydrodynamique seul en cas de nécessité. Plusieurs cas de conditions aux limites ont été prévus dans le code ainsi développé, il suffit simplement de se placer dans la configuration géométrique, pour analyser le cas à étudier.

Chapitre - VI –

ANALYSE

*DE LA LUBRIFICATION HYDRODYNAMIQUE
DES PALIERS POREUX AUTOLUBRIFIANTS*

VI-1- INTRODUCTION

Ce chapitre est relatif aux résultats issus de l'étude du comportement d'un palier poreux autolubrifiant en régime de lubrification purement hydrodynamique (effets thermiques négligés). L'évolution de la pression dans les deux domaines, fluide et poreux, ainsi que la vitesse d'infiltration du fluide ont été présentées et discutées. L'influence de l'excentricité et de la matrice poreuse sur les performances du mécanisme ont été également examinées.

Généralement le coussinet poreux est emmanché dans un tube afin de renforcer sa tenue mécanique tout en assurant l'étanchéité sur son rayon externe. C'est le montage le plus fréquemment rencontré en pratique, en particulier pour les coussinets de faible épaisseur. La condition de Dirichlet utilisée dans la littérature ne peut être valable que dans le cas d'un coussinet de grande épaisseur, sinon sa durée de vie ne pourra pas excéder quelques minutes de fonctionnement. L'utilisation de la condition de Dirichlet permet une stabilité rapide du schéma numérique, c'est la raison pour laquelle on l'a trouvée sur la quasi-totalité des travaux numériques [9,10,101,111,112].

Dans ce qui suit, l'évolution de la pression et de la vitesse ainsi que les caractéristiques d'un palier poreux ont été présentées. Deux types de paliers ont été analysés : le premier est un palier à pores débouchant (ouverts sur l'atmosphère) et le second est un palier étanche (pores fermés); pour chaque paramètre analysé, une étude comparative des deux paliers a été élaborée. L'effet de la perméabilité sur le comportement des paliers poreux a été également examiné.

VI-2- Effet de l'excentricité

Les figures VI.1 (le palier ouvert) et VI.2 (le palier fermé) représentent la répartition tridimensionnelle du champ de pression dans le film en fonction des coordonnées, circonférentielle et axiale, d'un palier d'excentricité relative égale à 0.8. La perméabilité adimensionnelle est égale à 0.125 et le rapport géométrique adimensionnel, $\eta = 1$. Les figures montrent l'existence d'une concentration de pression au milieu du palier à la position angulaire de 180° . Il est à souligner que la pression dans le palier fermé est plus importante et la forme de la courbure n'est plus parabolique comme c'est le cas du palier à pores débouchant.

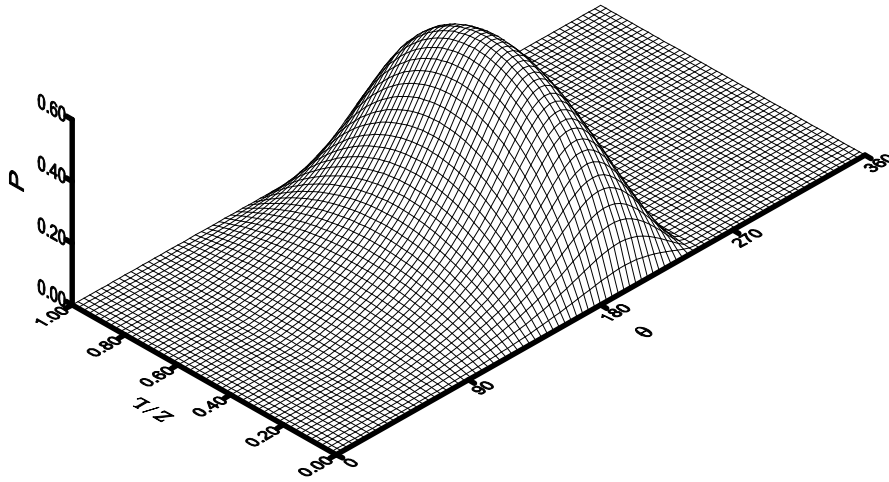


Figure VI.1. Répartition du champ de pression dans le film.
Cas d'un palier à pores débouchant ($\varepsilon = 0.8$, $K=0.125$, $\eta=1$).

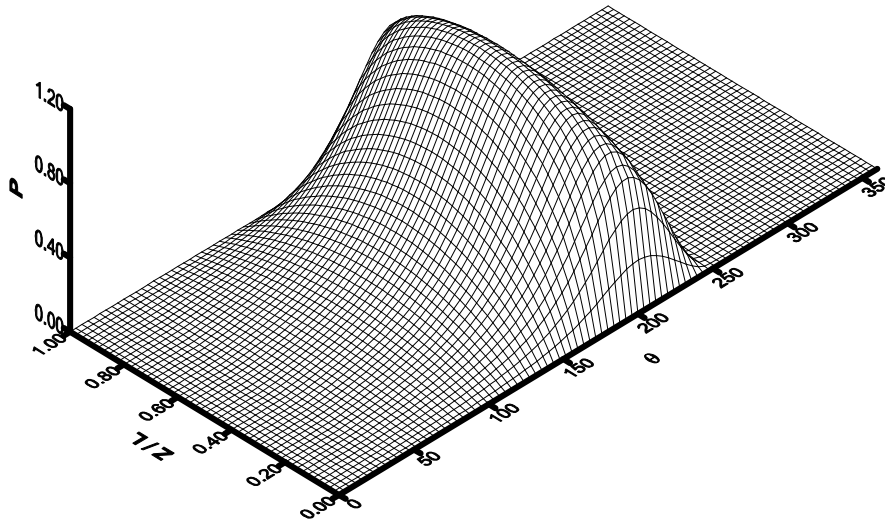


Figure VI.2. Répartition du champ de pression dans le film.
Cas d'un palier étanche ($\varepsilon = 0.8$, $K=0.125$, $\eta=1$).

Les figures (VI.3) et (VI.4) représentent les champs de pression circonférentiels du film lubrifiant dans le plan médian pour les deux types de palier et pour différentes excentricités relatives. Les figures (VI.5) et (VI.6) montrent les champs de pression axiale à la position, $\theta=180^\circ$. L'ensemble des figures a été étudié pour le cas d'un palier poreux ayant les

caractéristiques géométriques suivantes : $C = 0.002$, $R_e = 2$, $K = 0.125$. Soulignant que le palier testé n'a aucune alimentation externe (pas de rainure d'alimentation).

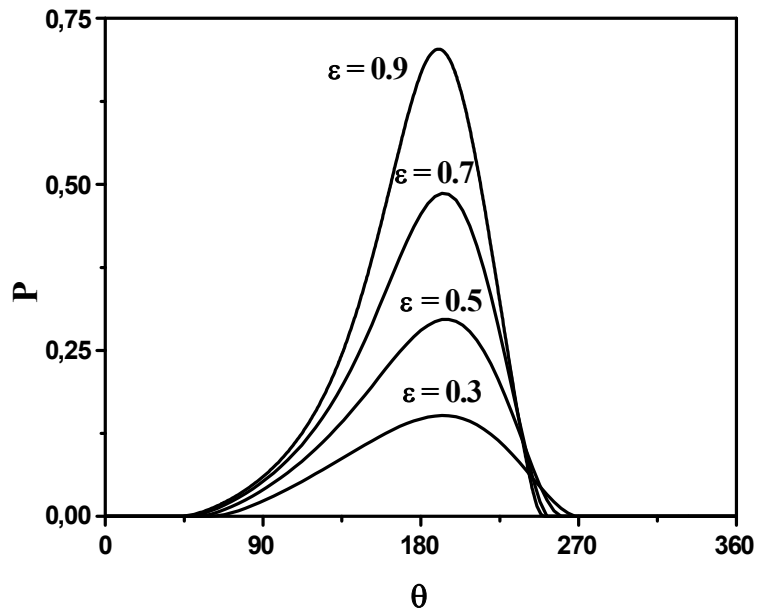


Figure VI.3. Evolution de la pression circonférentielle en fonction de l'excentricité relative. Cas d'un palier à pores débouchant

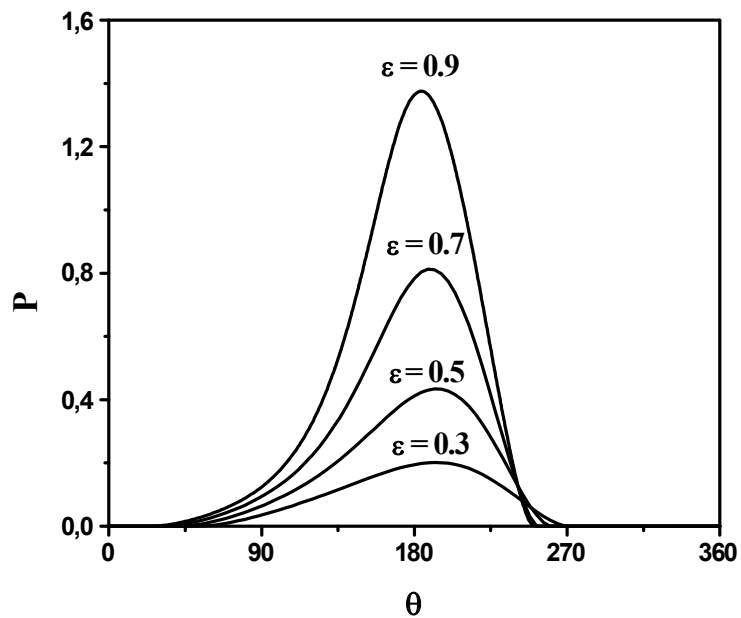


Figure VI.4. Evolution de la pression circonférentielle en fonction de l'excentricité relative. Cas d'un palier étanche.

Il est à noter que plus l'excentricité du palier est importante plus la pression générée est considérable (Effet de coin d'huile). Le pic de pression est localisé en $\theta = 180^\circ$ et au milieu du palier pour l'ensemble des cas. La distribution de pression tend à devenir symétrique pour le cas des paliers de faible excentricité, c'est-à-dire le cas des paliers verticaux non chargés (paliers coaxiaux).

La pression générée dans le cas d'un palier ouvert est très faible devant celle d'un palier fermé. Pour les grandes excentricités, la différence est significative et dépasse les 100% d'augmentation. Notons que la distribution de la pression axiale change complètement de forme pour les grandes excentricités, ou elle n'est plus parabolique.

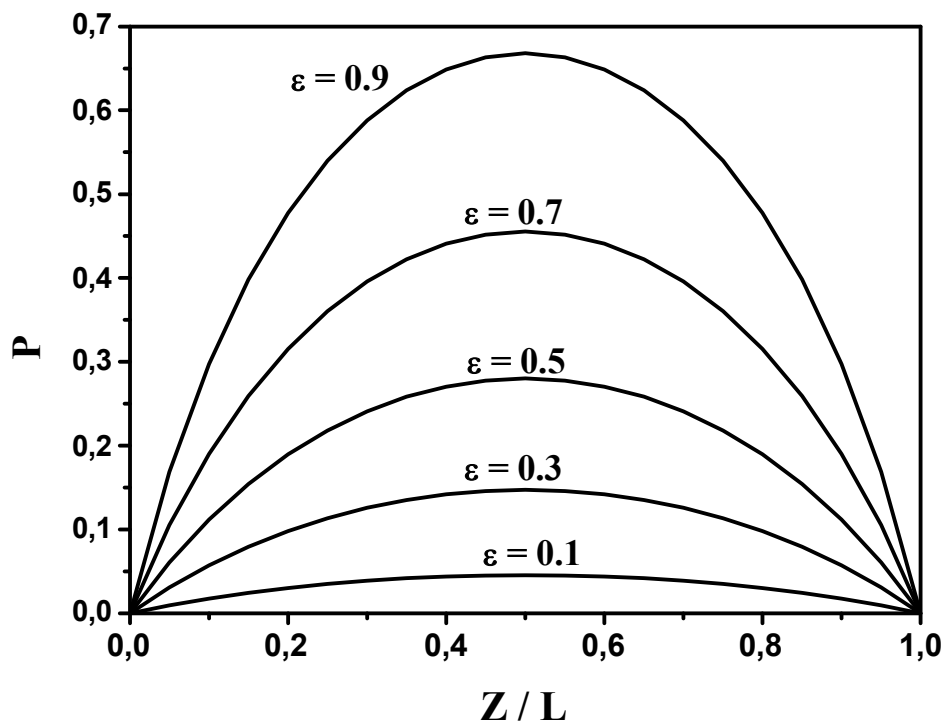


Figure VI.5. Evolution de la pression axiale en fonction de l'excentricité relative (cas de palier ouvert).

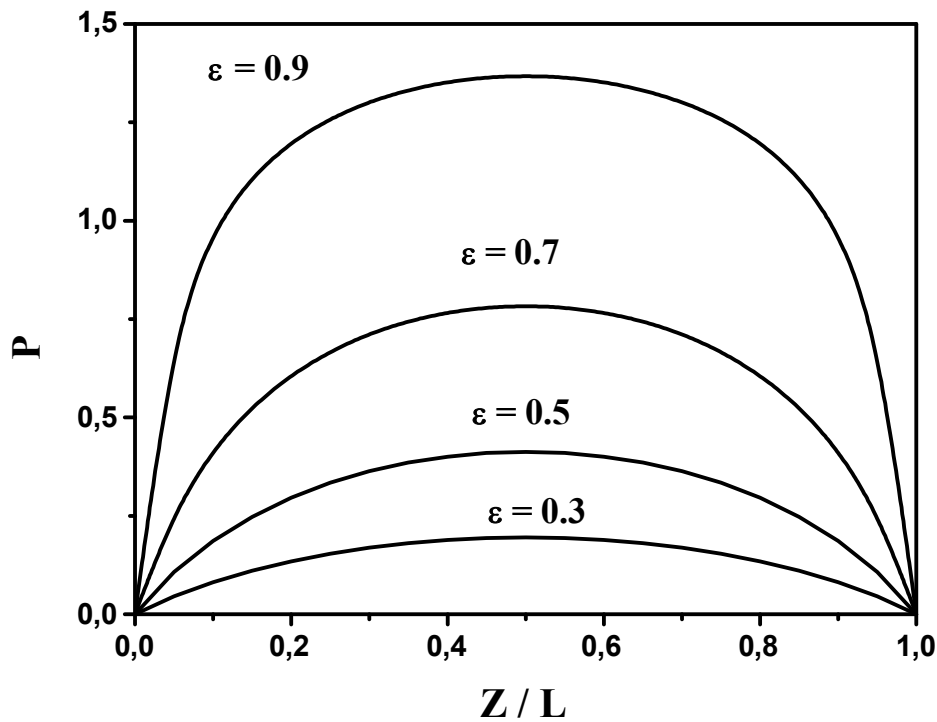


Figure VI.5. Evolution de la pression axiale en fonction de l'excentricité relative (cas de palier étanche).

L'évolution de la vitesse de filtration circumférentielle dans le plan médian du palier en fonction de l'excentricité relative est représentée par les figures VI.7 et VI.8 pour les deux types de palier. Cette vitesse de filtration croît avec l'excentricité relative. Plus l'excentricité est importante, plus la vitesse est considérable, ce qui se traduit par le fait que la fuite de fluide vers le coussinet poreux est significative dans le cas du palier fortement chargé. Deux zones de vitesses négatives apparaissent à la formation et à la rupture du film. Ce qui explique l'écoulement inverse venant de la structure poreuse vers le film au début et à la fin de la zone de cavitation. L'huile recyclée va étendre la zone de film et participe à la lubrification.

Notons que la zone de vitesse de film négative à la formation du film est très faible (presque nulle) dans le cas d'un palier ouvert, ce qui est évident pour ce type de palier : les pores sur la surface externe du coussinet sont débouchants (conditions aux limites type Dirichlet), l'huile peut être évacuée vers l'atmosphère. Pour la position de début de cavitation, le fort gradient de pression impose le retour de film. Dans le cas d'un palier étanche, cette zone est plus accentuée, compte tenu qu'il n'y a pas de fuite à l'extérieur et que l'écoulement de fluide est dans le coussinet seulement.

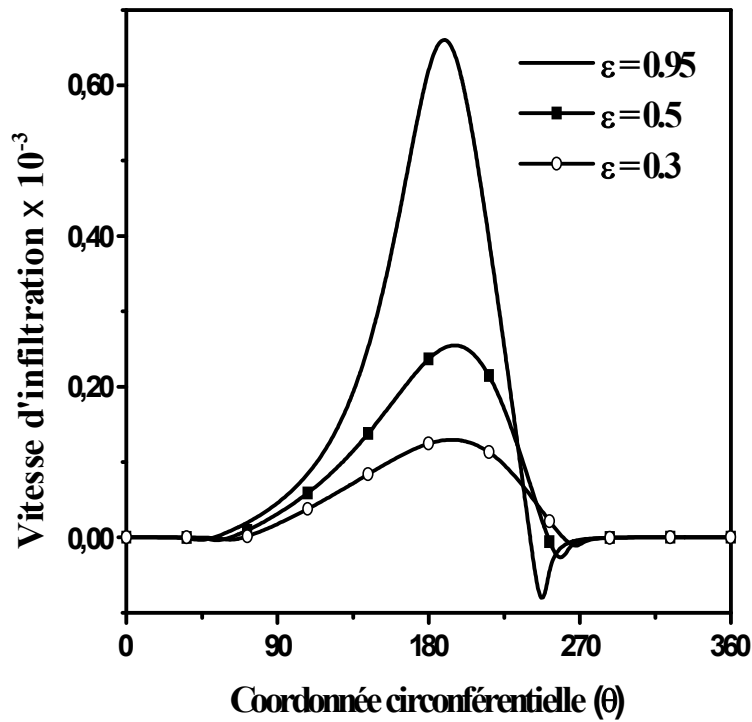


Figure VI.7. Variation de la vitesse de filtration en fonction de l'excentricité.
Cas d'un palier à pores débouchant

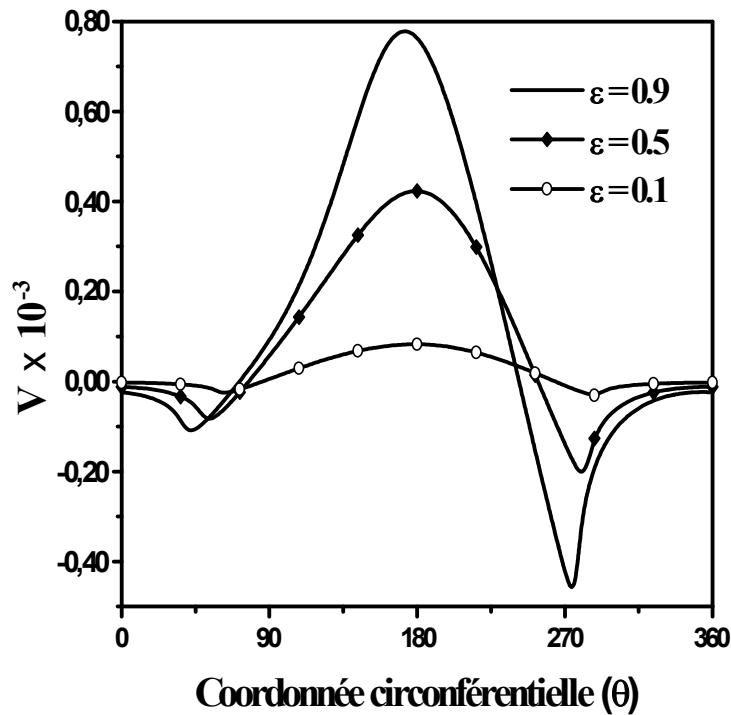


Figure VI.8. Variation de la vitesse de filtration en fonction de l'excentricité.
Cas d'un palier étanche

au plan médian du palier pour deux valeurs de l'excentricité respectivement 0,1 et 0,95 et cela pour le cas d'un palier ouvert. On remarque une concentration de la pression à 180°, c'est la zone la plus sollicitée où on trouve la quantité de fuite la plus importante enregistrée. Cette

quantité d'huile s'écoule dans la matrice poreuse, elle peut s'évacuer vers l'extérieur comme le montre la figure VI.10 qui représente les lignes de courant. Nous constatons que l'écoulement de fluide vers l'extérieur, sur une bonne partie du palier, ou peu de fluide est recyclé, n'est pas une situation favorable pour l'autolubrification de ce type de palier.

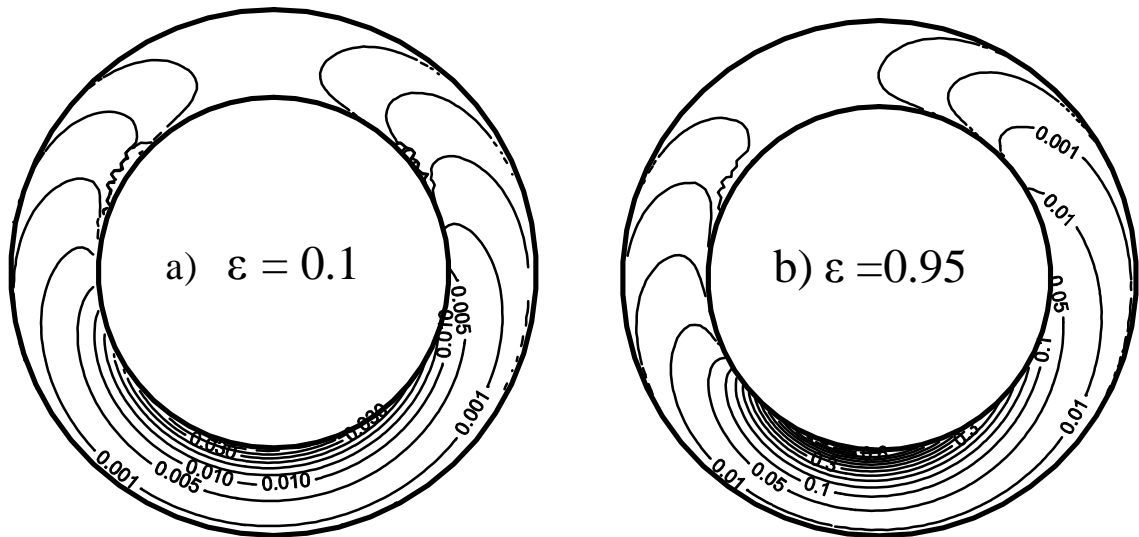


Figure VI.9. Cartes d'isobares dans le cas d'un palier ouvert ($K = 0.125$, $\eta=1$, $Re=2$).

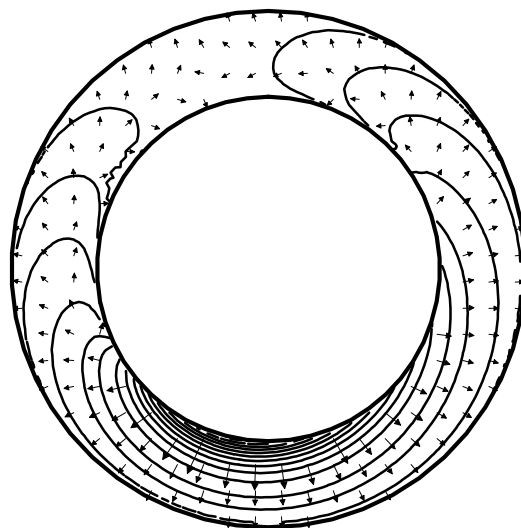


Figure VI.10. Lignes de courant dans le plan médian du coussinet poreux du palier. Pression imposée (palier ouvert), $\epsilon = 0.95$.

Les figures (VI.11-a et VI.11- b) montrent les cartes d'isobares pour le cas du palier étanche. La zone la plus sollicitée correspond toujours à la position $\theta=180^\circ$. On constate que la pression est plus importante dans ce cas que dans le cas d'un palier ouvert. La figure VI.12 montre la distribution des lignes de courant, contrairement aux cas précédents, on remarque

aussi la présence d'écoulement circonférentiel de fluide dans la matrice poreuse et également un retour de fluide de la structure poreuse vers le film.

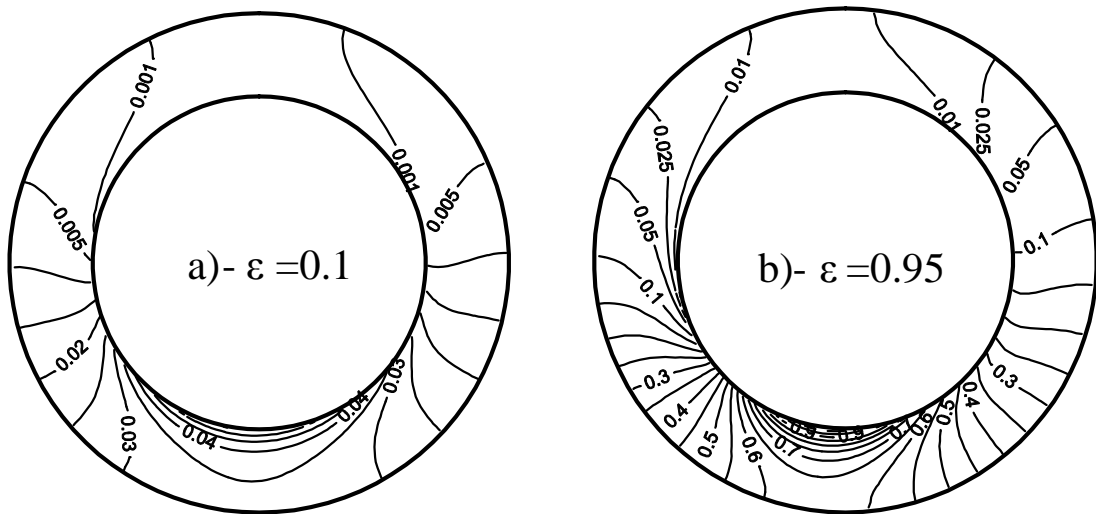


Figure VI.11. Cartes d'isobares dans le cas d'un palier étanche
($K = 0.125$, $\eta=1$, $Re=2$)

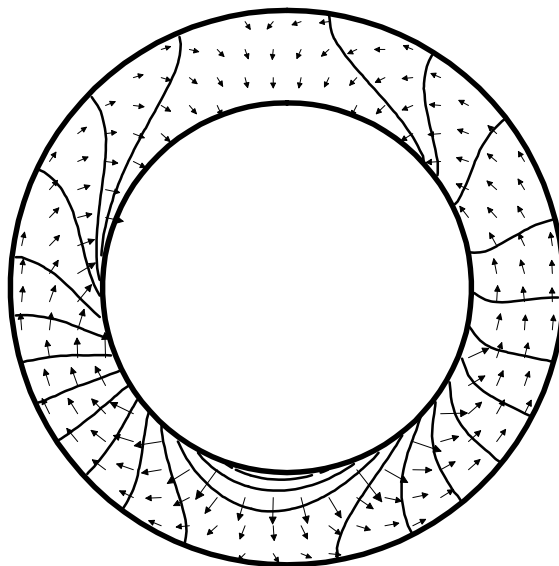


Figure VI.12. Lignes de courant dans le plan médian du coussinet poreux du palier.
Cas du palier étanche (palier fermé).

La pression maximale du film en fonction de l'excentricité relative est représentée par la figure VI.13. En se référant aux figures (VI.3), (VI.4), (VI.5) et (VI.6), il paraît clairement, que la pression maximale varie proportionnellement avec l'excentricité relative. L'écart entre les deux types de paliers est plus accentué dans le cas des grandes excentricités. Cet écart

engendre un changement de l'ensemble des caractéristiques des paliers, à savoir la portance, l'angle de calage, le coefficient du frottement et le débit.

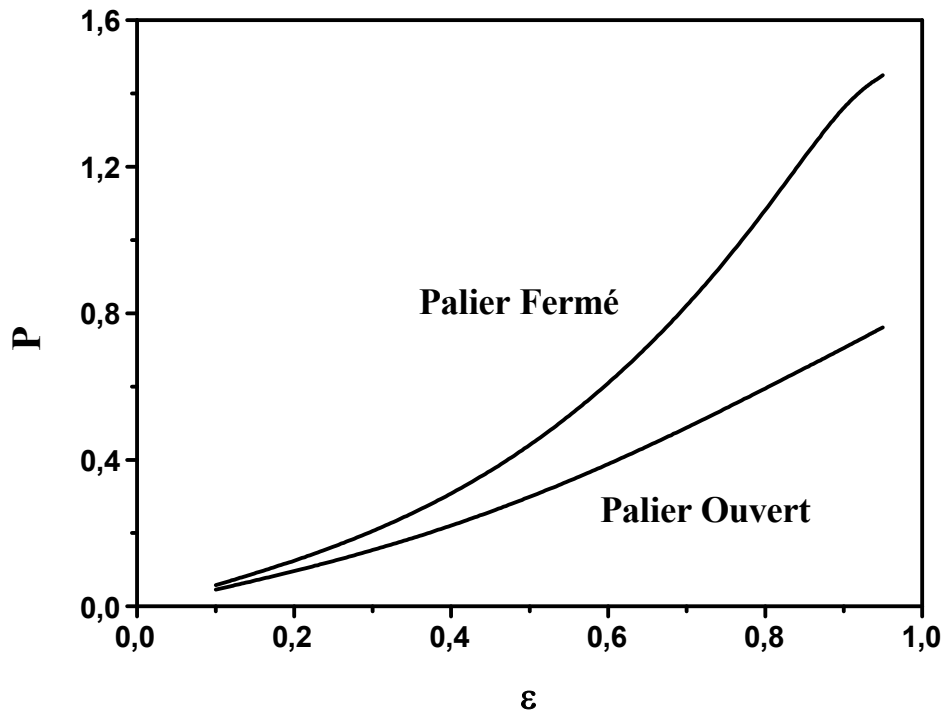


Figure VI.13. Variation de la pression maximale en fonction de l'excentricité

La figure VI.14 montre l'évolution de la portance hydrodynamique en fonction de l'excentricité où l'on note la charge croit globalement avec l'augmentation de l'excentricité. La comparaison entre le palier ouvert et le palier étanche montre une différence assez conséquente, particulièrement pour les grandes valeurs d'excentricité.

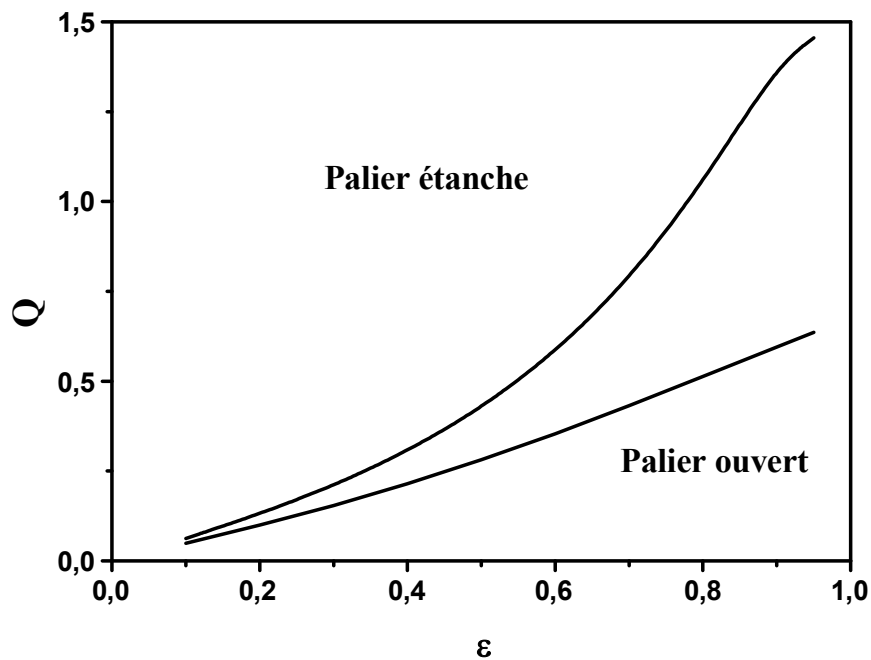


Figure VI.14. Variation de la portance en fonction de l'excentricité

La position d'équilibre du palier, caractérisée par l'angle de calage, est représentée en fonction de l'excentricité relative par la figure VI.15. L'angle de calage diminue avec l'augmentation de l'excentricité relative et par conséquent pour les charges considérables. L'arbre doit se déplacer dans le sens contraire de la vitesse de rotation afin d'assurer l'équilibre du palier. Contrairement aux autres paramètres, l'angle de calage a un rôle plus important dans le cas des paliers ouverts, compte tenu que le palier ouvert a plus tendance à se déplacer facilement, vu les fuites de fluide vers l'atmosphère.

Le débit d'huile évacuée par les extrémités du palier est représenté par la figure VI.16 en fonction de l'excentricité pour les deux types de paliers. A titre indicatif, la quantité d'huile traversant la matrice poreuse n'est pas incluse dans le calcul de débit. Le débit et l'excentricité relative varient proportionnellement. Cette quantité est remarquable dans le cas d'un palier fermé compte tenu que c'est la seule issue de fuite, tandis que dans le cas du palier débouchant l'huile a la possibilité de s'écouler vers l'extérieur.

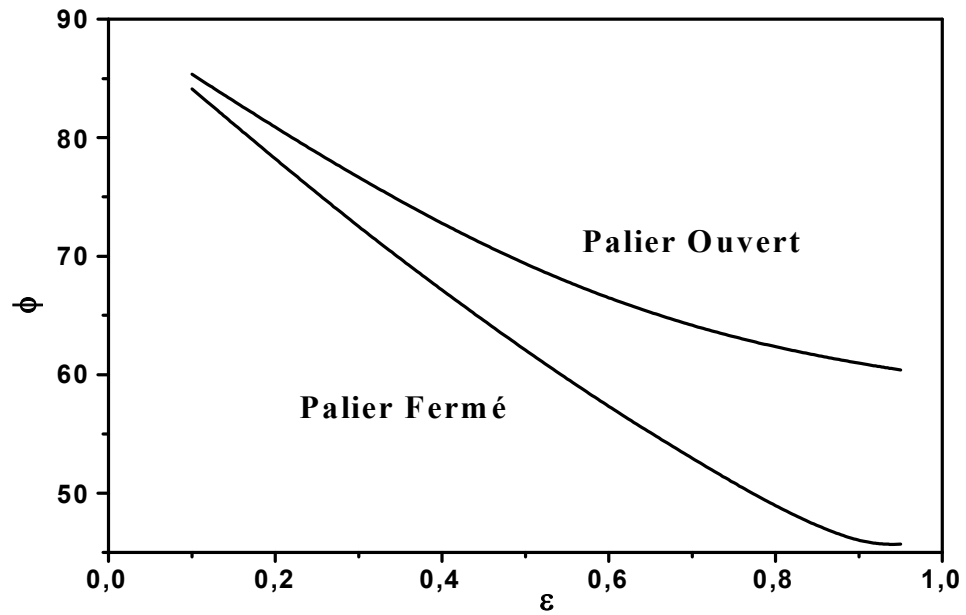


Figure VI.15. Variation de l'angle de calage en fonction de l'excentricité.

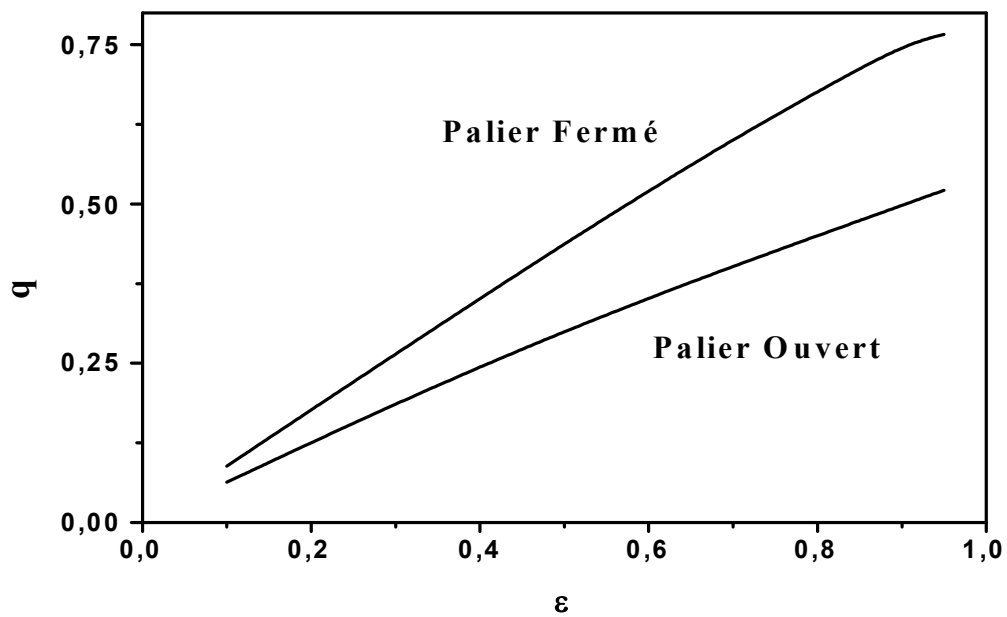


Figure VI.16. Variation du débit en fonction de l'excentricité.

La figure VI.17 montre l'évolution du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité relative pour deux types de paliers. Contrairement aux paliers classiques, ces types de paliers présentent un optimum. Le palier ouvert présente un coefficient plus

important cela est du à l'évolution de la charge qui est considérable dans le cas d'un palier étanche.

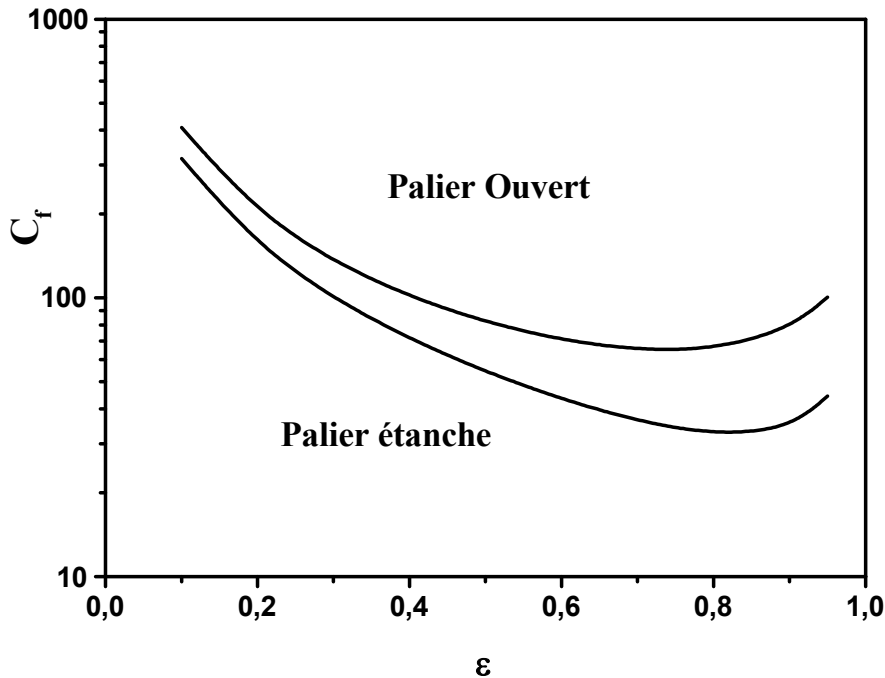


Figure VI.17. Variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité

VI-3- Effet de la perméabilité

Considérons le cas d'un palier étanche d'excentricité relative égale à 0,8. La figure VI.18 montre la variation de la pression circonférentielle pour trois valeurs de perméabilités adimensionnelles, respectivement égales à 0.0125, 0.125 et 1.25. Plus le coussinet est perméable, les pressions hydrodynamiques engendrées dans le contact sont moins importantes. Le pic de pression est décalé, le champ de pression tend à devenir symétrique par rapport à l'angle, $\theta = 180^\circ$. La perméabilité a ainsi tendance à lisser le champ de pression.

La figure VI.19 montre la variation de la vitesse de filtration de l'huile à l'interface film-coussinet pour différentes valeurs de perméabilités. Il est bien évident que la vitesse de filtration est plus significative dans le cas des fortes perméabilités. Par ailleurs la zone de vitesse nulle est presque éliminée pour le cas des paliers à fortes perméabilités d'où l'existence de lubrifiant sur la totalité de la surface de l'arbre. Ce qui représente un avantage considérable pour la lubrification du palier.

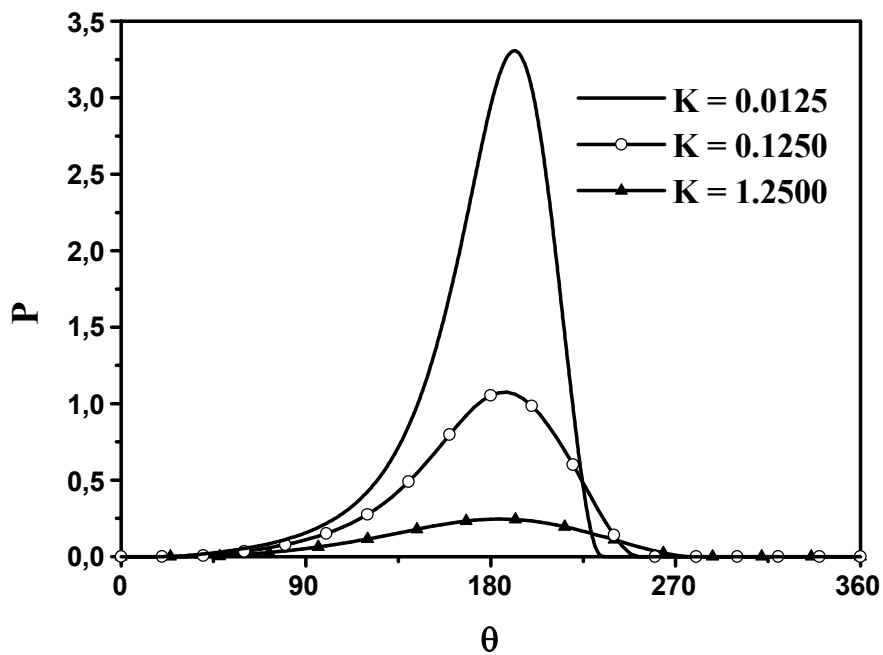


Figure VI. 18. Evolution de la pression circonférentielle en fonction de la perméabilité.

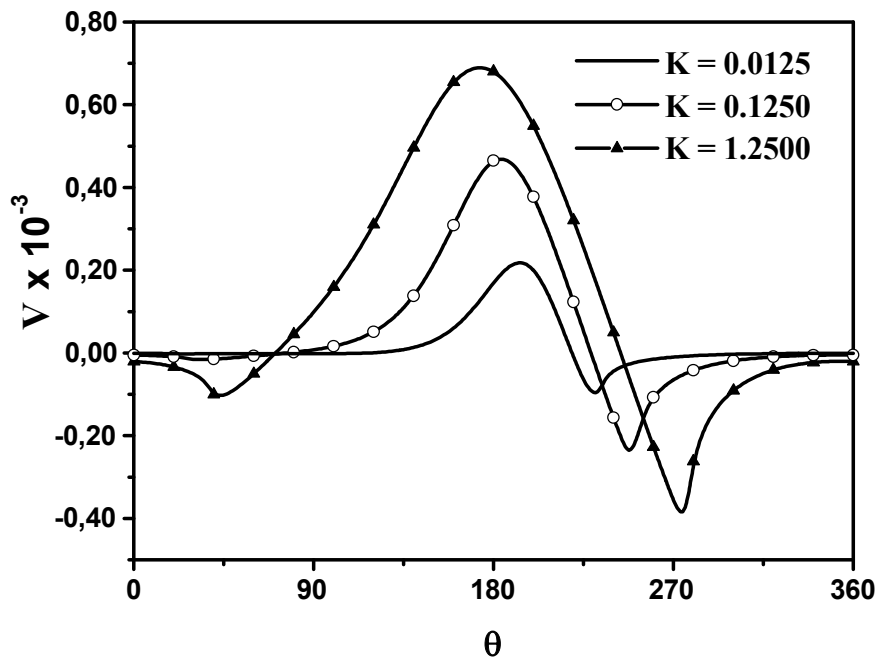


Figure VI. 19. Variation de la vitesse de filtration en fonction de la perméabilité.

La figure VI.20 montre l'évolution de la pression maximale en fonction de l'excentricité relative pour différentes valeurs de perméabilités. Elle décroît considérablement avec l'augmentation de la perméabilité, la pression maximale ne tend pas vers l'infini comme dans le cas d'un palier classique non poreux, lorsque l'excentricité relative tend vers l'unité. Le fluide ne pouvant pas circuler dans l'épaisseur de film qui s'annule, est évacué dans la matrice poreuse. Des remarques analogues concernent également la portance (figure (VI.21)).

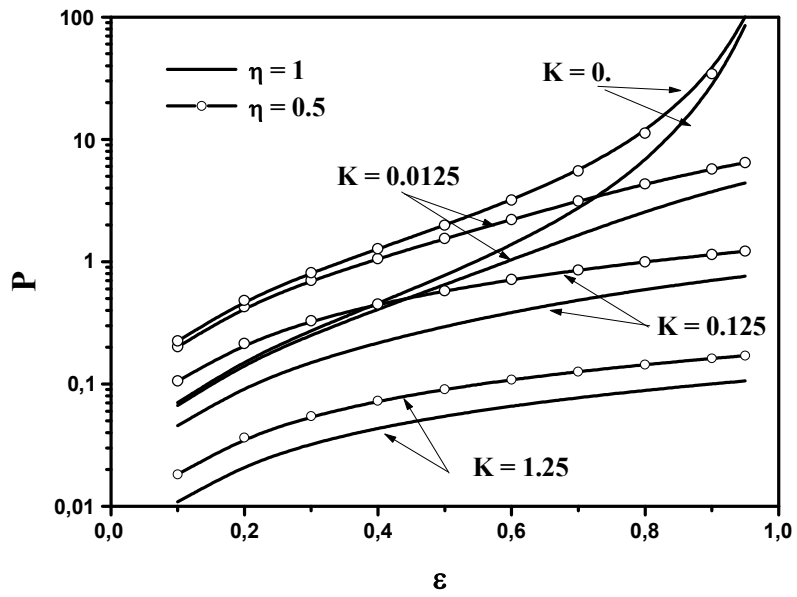


Figure VI. 20. Variation de la pression maximale en fonction de l'excentricité pour différentes perméabilités.

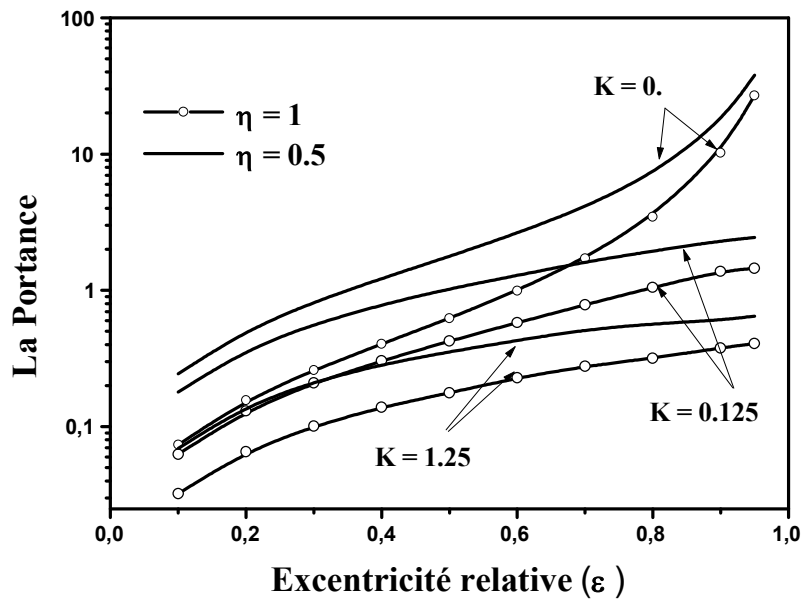


Figure VI. 21. Variation de la portance en fonction de l'excentricité pour différentes perméabilités.

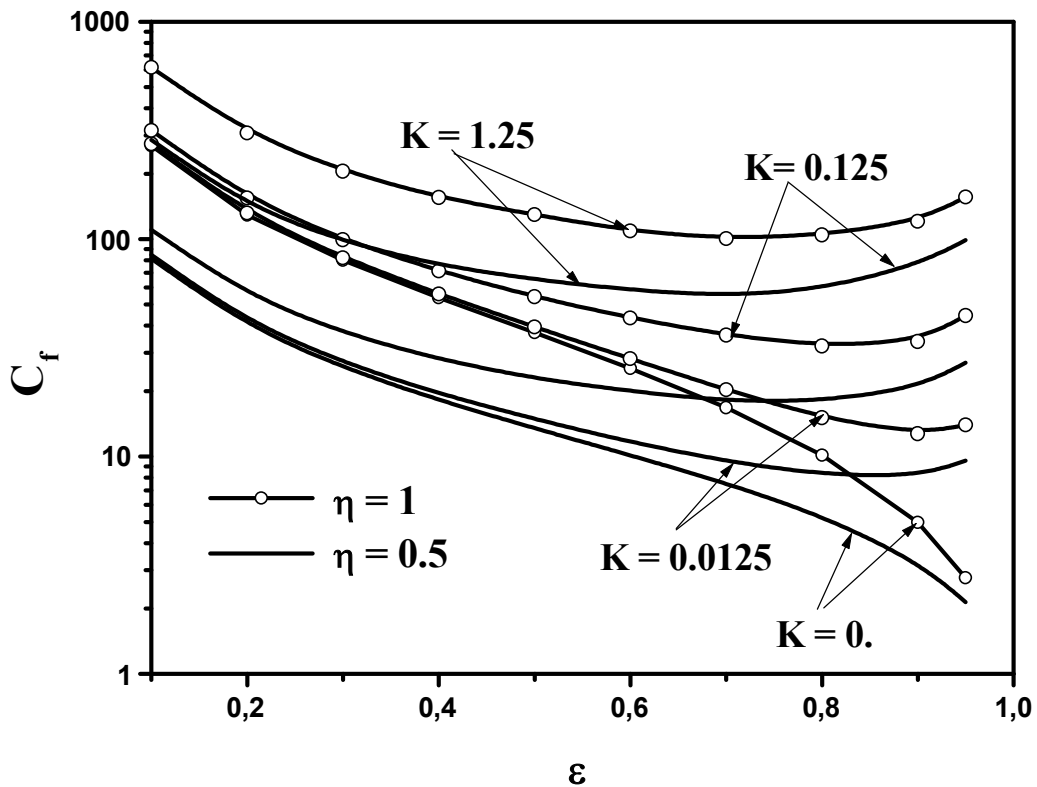


Figure VI. 22. Variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité pour différentes perméabilités.

Dans le cas du palier classique non poreux, le coefficient de frottement décroît constamment lorsque l'excentricité augmente. La figure VI.22 montre que pour le cas d'un palier poreux, il existe une excentricité relative critique pour laquelle le coefficient de frottement est minimal, sa position dépend de la valeur de la perméabilité. On note que pour les grandes valeurs de perméabilités, cet optimum se dirige vers les faibles valeurs de l'excentricité.

La figure VI.23 présente l'évolution de l'angle de calage en fonction de l'excentricité relative pour les différentes valeurs de perméabilité. Lorsque la perméabilité augmente, le pic de pression est décalé, il en résulte un accroissement de l'angle de calage. Contrairement au cas de perméabilité nulle, l'angle ne s'annule pas pour une excentricité unité.

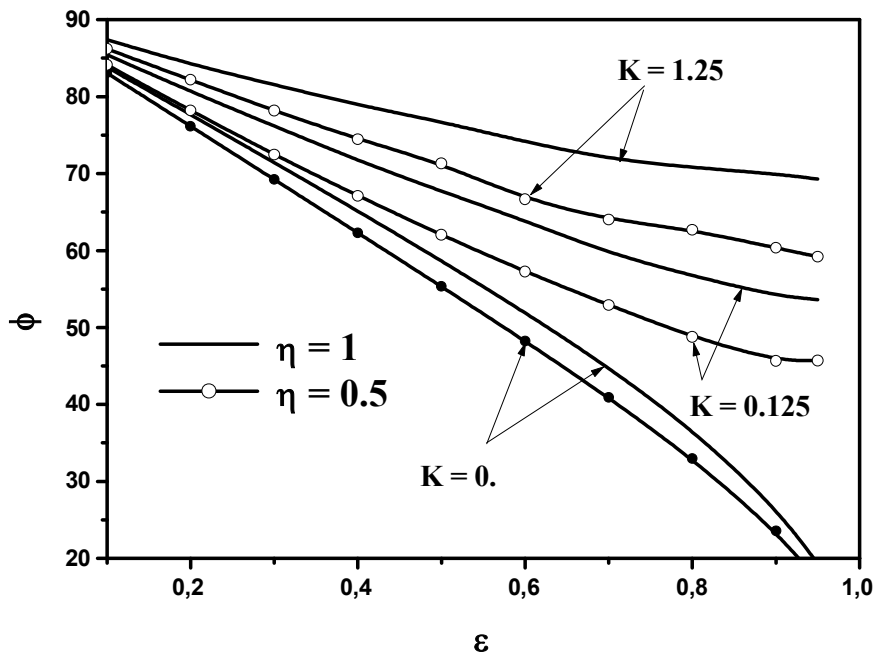


Figure VI. 23. Variation de l'angle de calage en fonction de l'excentricité pour différentes perméabilités.

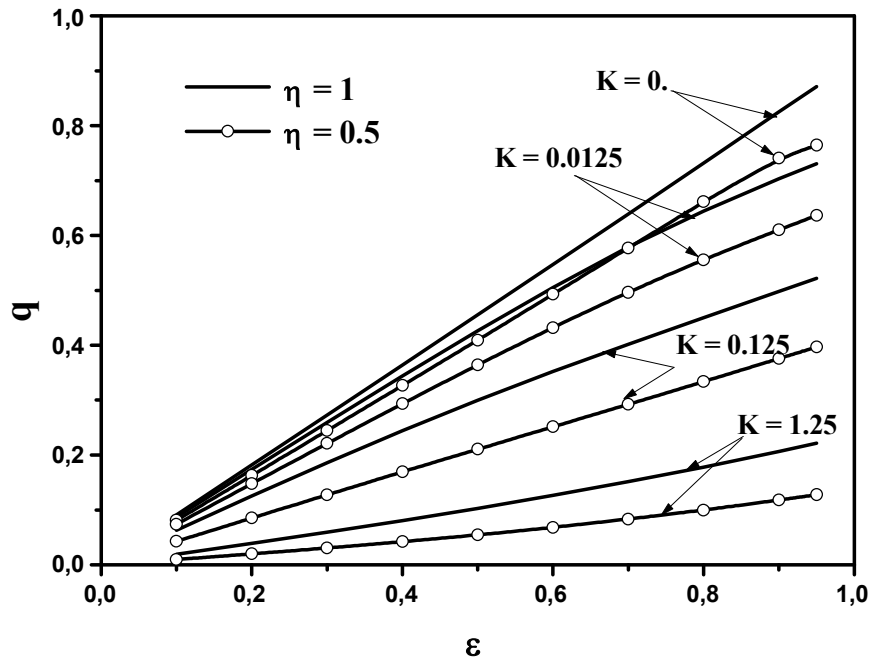


Figure VI. 24. Variation de débit en fonction de l'excentricité pour différentes perméabilités.

Le débit lui aussi est affecté par la variation de la perméabilité. La figure VI.24 présente l'évolution du débit axial en fonction de l'excentricité relative pour différentes valeurs de la perméabilité et pour deux valeurs de η . Lorsque la perméabilité augmente, le débit axial diminue, particulièrement pour les grandes valeurs de l'excentricité où on note une diminution de 80% pour le cas d'une excentricité de 0,95.

VI-4-Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé le comportement de deux types de paliers : les paliers débouchants et les paliers étanches. La structure de l'écoulement, l'effet de la structure poreuse, de l'excentricité et des conditions géométriques ont été examinés. Les résultats obtenus ont permis de conclure que :

- Un palier poreux supporte moins de charge qu'un palier classique, plus la perméabilité est importante et plus cet écart est accentué ;
- Le comportement du palier étanche diffère largement de celui d'un palier ouvert, particulièrement dans le cas des faibles épaisseurs ;
- L'insertion d'une matrice poreuse influe considérablement sur les caractéristiques d'un palier ;
- Il existe un lien entre la diminution de la charge, l'augmentation du coefficient de frottement, l'angle de calage et la perméabilité des milieux poreux constituant ces paliers.
- Les dimensions du palier influent considérablement sur ces caractéristiques.

Chapitre - VII –

*ANALYSE DE LA LUBRIFICATION
THERMO-HYDRODYNAMIQUE*

VII-1- INTRODUCTION :

Il est bien connu que dans un palier, la chaleur produite dans le film fluide est la conséquence des dissipations visqueuses. La question qui peut être posée est de savoir comment cette chaleur est évacuée du palier ?? Dans la première partie de ce chapitre, on suppose que le palier, objet de l'étude, est un palier lisse non poreux, alimenté en lubrifiant par l'intermédiaire d'une rainure. L'objectif primaire est d'analyser le comportement de ces paliers sous l'influence des effets thermiques, sans la présence d'une structure poreuse. Dans la seconde partie, les résultats relatifs aux paliers autolubrifiants poreux, par prise en compte des effets thermiques seront présentés et discutés. Une analyse paramétrique de difficulté progressive a été élaborée, traitant en premier lieu, le cas où les effets convectifs sont considérés négligeables, cette hypothèse est largement utilisée dans le cas des matrices faiblement poreuses ; l'analyse des effets convectifs sera examinée dans la seconde partie de ce travail.

VII-2- ANALYSE DES EFFETS THERMIQUES DANS LES PALIERS CLASSIQUES

VII-2-1- Introduction

L'influence de la variation de la température sur les performances des paliers classiques a été considérée. Le lubrifiant (huile) utilisé correspond à la norme, ISO VG-32, l'évolution de sa viscosité avec la température est définie dans la référence [129] (Tableau III.1). Dans ce qui suit, les échanges thermiques entre les différents éléments du palier, l'effet de l'excentricité relative et d'autres paramètres seront analysés.

VII -2- 2 - PRESENTATION DES CARTES D'ISOTHERMES

Les figures (VII.1) à (VII.4) présentent les cartes d'isothermes et les flux de chaleur dans le plan médian du palier pour différentes conditions aux limites. Sur ces cartes, l'épaisseur du film est représentée en variables adimensionnelles, c'est pourquoi cette épaisseur est constante quelque soit la partie du film envisagée. De plus, les échelles ne sont évidemment pas les mêmes pour le film, le coussinet et l'arbre.

La figure (VII.1) montre la carte d'isothermes dans le plan médian du palier, pour une excentricité relative de 0.8 et une vitesse de rotation de 2000 tr/mn ; la

température de la surface extérieure du coussinet est considérée constante et égale à 45°C. Il est à noter que le point de température maximale est de 56°C environ, et se situe au sein du film. Le point de température maximale du coussinet est situé à quelques degrés en amont du point précédent, et est légèrement plus faible.

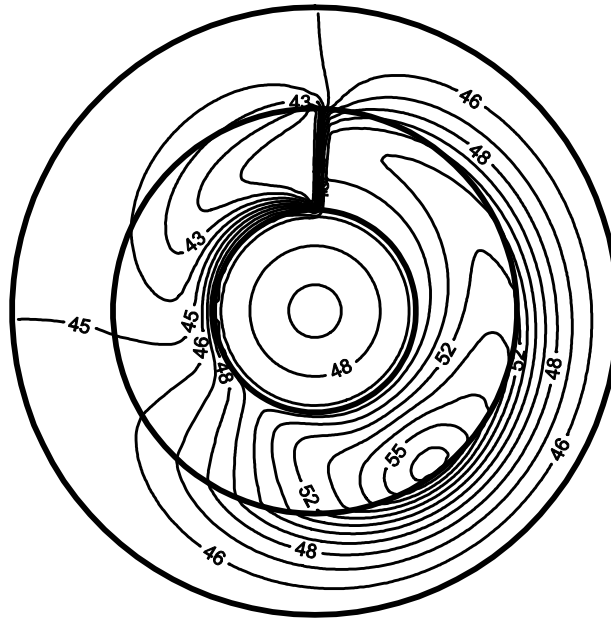


Figure VII. 1. Carte d'isothermes dans le plan médian du coussinet du palier.
Température externe du coussinet fixée à 45°C, $C=0.00145$

La figure VII.2 représente les lignes de flux de chaleur, elles correspondent aux lignes orthogonales aux isothermes données par la figure VII.1. La surface de l'arbre étant une surface isotherme, les lignes de flux la coupe orthogonalement. Le flux de chaleur est transmis vers l'arbre et le coussinet. Pour ce dernier, une partie est évacuée radialement par la surface externe du coussinet et l'autre tangentiellement en réchauffant les zones froides du film.

Deux zones bien distinctes peuvent être observées dans le film : la première correspond à la partie la plus froide du film se situe au niveau de la rainure d'alimentation, où le film reçoit de la chaleur de l'arbre et du coussinet ; la seconde correspond à la partie la plus chaude du film se trouvant au niveau de l'épaisseur minimale du film, où le fluide cède de la chaleur à l'arbre et au coussinet. On en conclure que la chaleur générée par cisaillement dans le film est transmise par les solides de la zone la plus chaude vers la zone la plus froide.

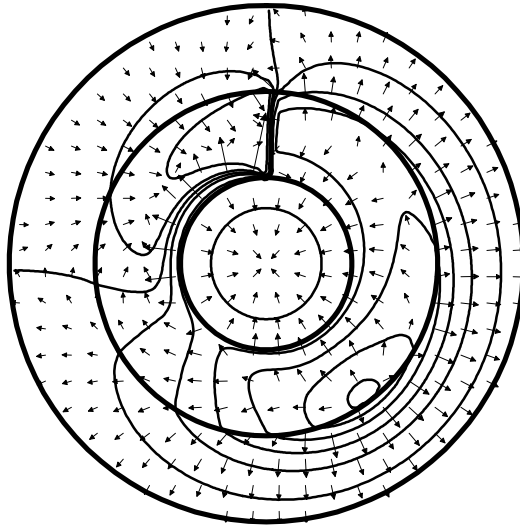


Figure VII. 2. Flux de chaleur dans le plan médian du coussinet du palier.
Température externe du coussinet fixée à 45°C.

La figure VII.3 a été tracée à partir des mêmes conditions de fonctionnement. Sur la surface externe du coussinet, une condition de flux de chaleur par convection est imposée, avec un coefficient de transfert thermique convectif, $h_c = 50 \text{ W/m}^2 \text{ K}$. La température maximale atteinte dans le fluide est supérieure d'environ 2°C à celle calculée dans le cas précédent. De plus, la température maximale de la surface interne du coussinet est plus élevée de 2°C environ. Ce fait traduit la difficulté d'évacuer la chaleur lorsque le coussinet est dans une situation de convection naturelle.

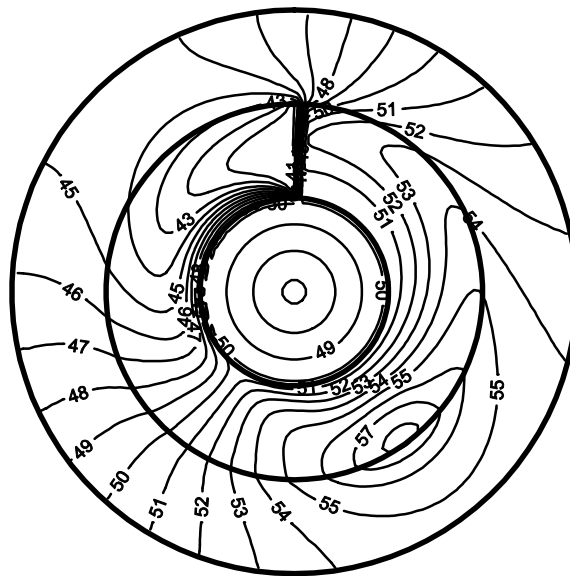


Figure VII. 3. Carte d'isothermes dans le plan médian du coussinet du palier.
Condition de type flux convectif imposé avec : $h_c = 50 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, $C=0.005$.

La figure VII.4 montre les lignes de flux de chaleur dans le palier pour la condition à la limite de type flux. Les mêmes remarques que celles de la condition à la limite sur la température imposée restent valables. Une différence entre les deux cas relative à la direction de flux de chaleur dans le coussinet a été constatée, où l'on note que la direction du flux est pratiquement tangentielle aux parois, justifiant ainsi la difficulté d'évacuation de la chaleur par convection naturelle.

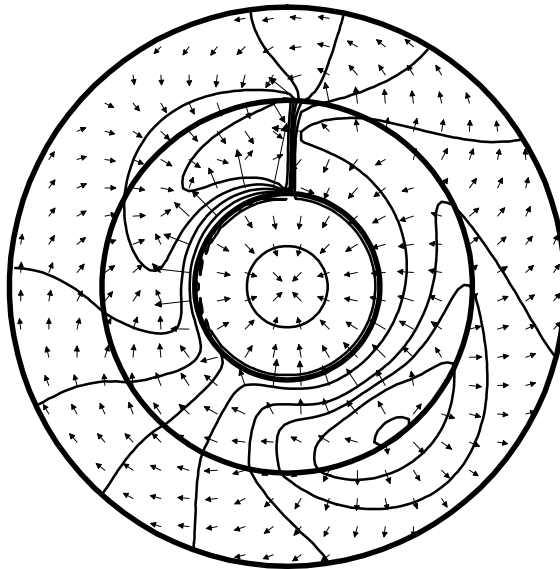


Figure VII. 4. Flux de chaleur dans le plan médian du coussinet du palier.
Condition de type flux convectif imposée avec : $hc = 50 \text{ W/m}^2$.

Il est à souligner que sur les deux figures VII. 2. et VII. 4, la zone de température minimale, en aval de la rainure d'alimentation, reçoit de la chaleur par le film, l'arbre et le coussinet. A partir de la rainure d'alimentation et jusqu'au $\theta=170^\circ\text{C}$ environ, le coussinet et l'arbre fournissent de la chaleur au film, alors que pour l'autre partie du palier, c'est le film qui fournit de la chaleur aux solides. La rainure d'alimentation d'une part et l'isotherme de la température d'autre part, séparent ces deux régions.

Ce phénomène est mis en évidence par la figure VII.5 montrant les variations de températures suivant l'épaisseur du film pour différentes valeurs de la coordonnée angulaire θ . Il faut tout d'abord noter le fort gradient thermique suivant l'épaisseur du film : la température passe dans la zone la plus chaude de 51°C (arbre) à 58°C dans le premier cas et de 49°C à 56 dans le second pour une épaisseur de 50 microns environ. Le gradient de température change de signe à la fois sur la surface de l'arbre et du coussinet. Ce phénomène met en évidence le rôle important posé par le film dans les transferts thermiques.

En effet, la zone de rupture prend naissance dans le film au voisinage de 240°C et à partir de cette abscisse peu d'énergie est dissipée dans le film. C'est donc la chaleur transférée par le fluide qui vient réchauffer la partie du contact située à droite de la zone de rupture du film.

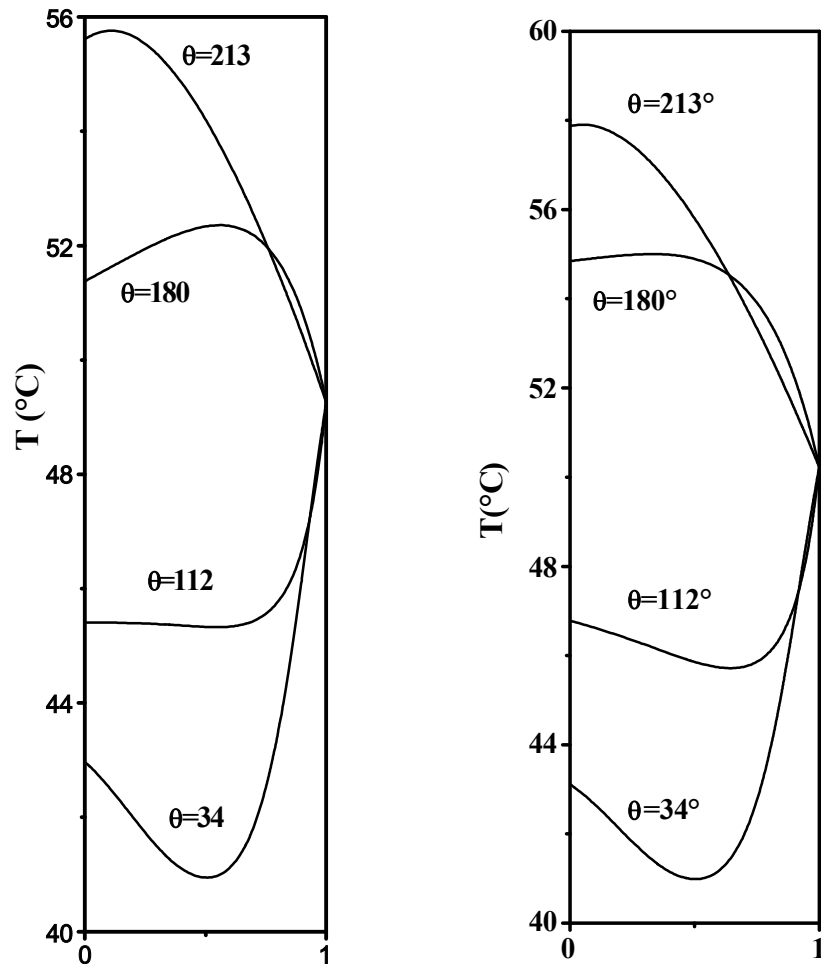


Figure VII. 5. Evolution de la température suivant l'épaisseur du film pour différentes positions angulaires, θ .

En raison des nombreux paramètres de contrôle, nous nous sommes intéressés particulièrement à la variation de la température circonférentielle de la surface interne du coussinet. Les calculs ont été effectués pour les différents paramètres pouvant influencer sur le comportement thermique des paliers.

Les figures (VII.6- (a) et VII.6- (b)) montrent les variations de la température de la surface interne du coussinet dans le plan de symétrie du palier pour différentes valeurs de jeu radial adimensionnel, et pour les deux types de conditions aux limites. On constate que plus le jeu est faible, plus la température est importante, et plus le palier est dans des conditions sévères de fonctionnement. Ces résultats montrent aussi que l'influence de la température est assez sensible avec la variation du jeu radial.

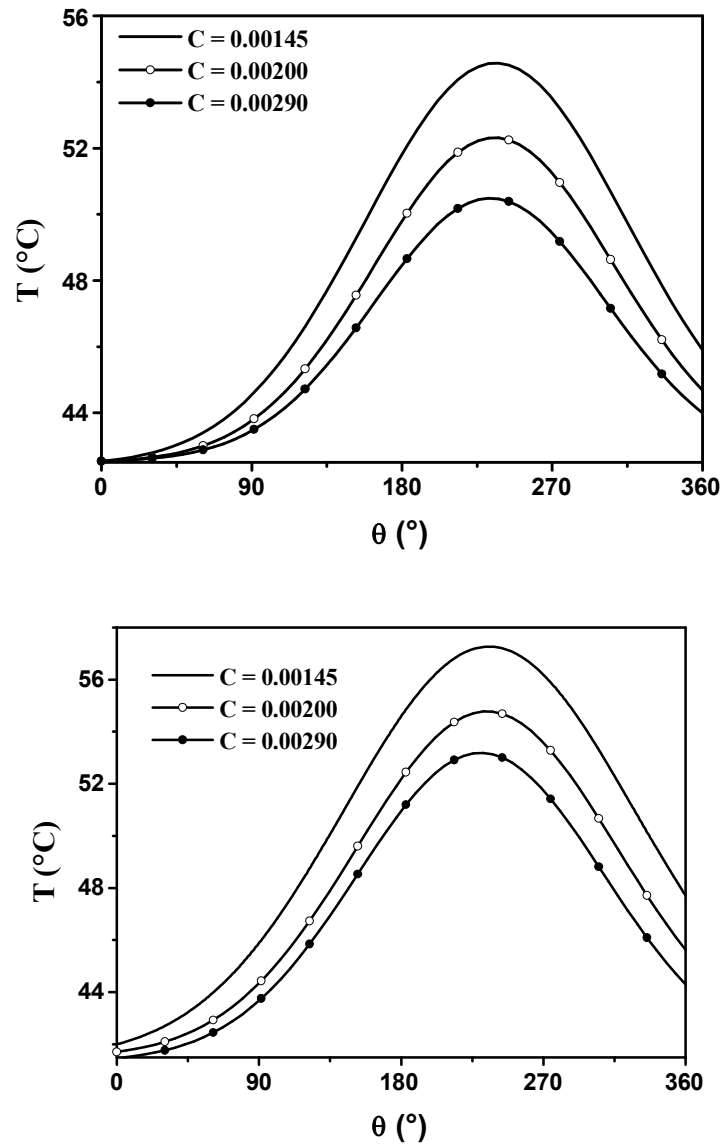


Figure VII. 6. Variations de la température de la surface interne du coussinet dans le plan médian en fonction de la coordonnée circonférentielle pour les cas : (a) $T=45^\circ\text{C}$, (b) $hc=50 \text{ W/m}^2\text{K}$.

L'influence de l'excentricité sur la température interne du coussinet est présentée sur la figure VII.7 où l'on note que cette température est fortement affectée par les excentricités. La température augmente avec l'augmentation de l'excentricité, pour les très faibles valeurs d'excentricité, cette température a tendance à se stabiliser à une valeur quasi- constante. Ce qui met en évidence le cas des paliers coaxiaux qui fonctionnent à faibles vitesses de rotation et supportent de faibles charges. Dans ce cas, les isothermes seront des cercles concentriques et on aura que de transfert radial.

L'évolution de la température de la surface interne du coussinet est présentée en figure VII.8 pour deux valeurs de vitesse de rotation. L'augmentation de cette dernière engendre une diminution de la viscosité du fluide, entraînant ainsi l'accroissement des frottements et par conséquent l'échauffement des surfaces : la température augmente considérablement avec l'augmentation de la vitesse.

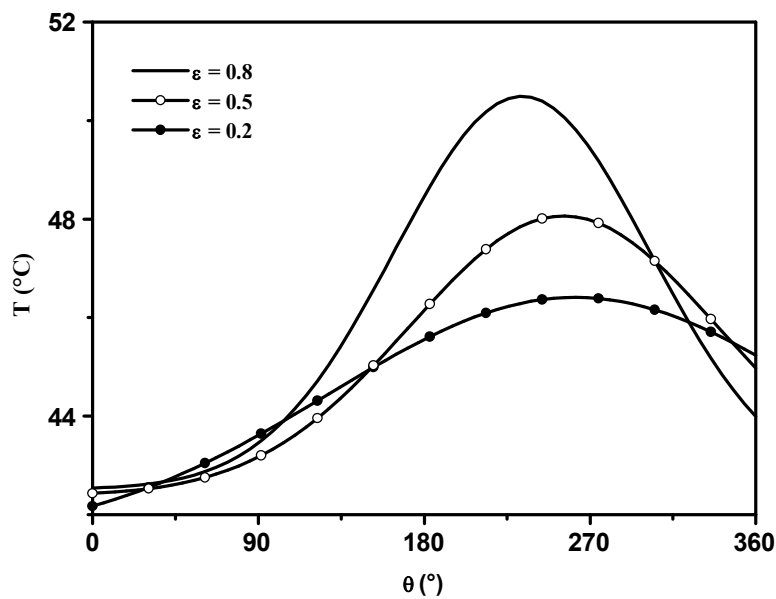


Figure VII. 7. Variations de la température de la surface interne du coussinet dans le plan médian en fonction de la coordonnée circonférentielle pour différentes excentricités, ($T_b=45^\circ\text{C}$).

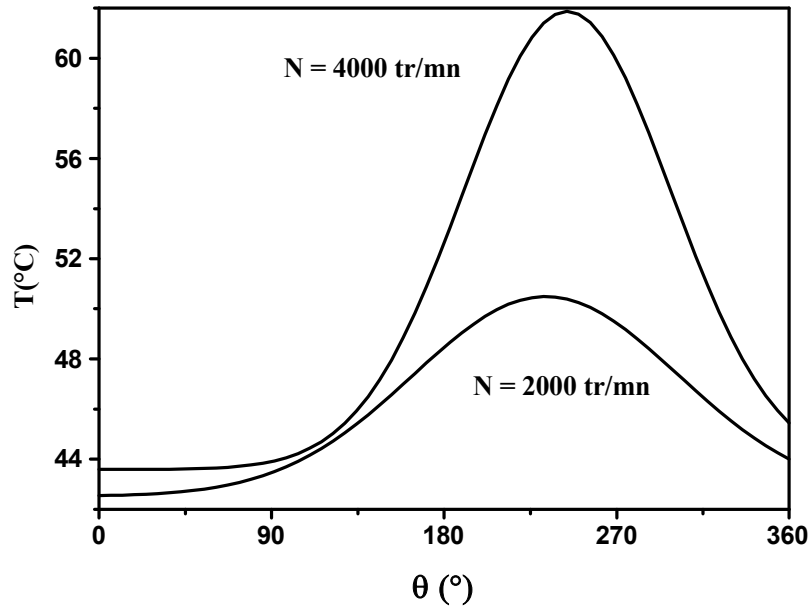


Figure VII. 8. Variations de la température de la surface interne du coussinet dans le plan médian en fonction de la coordonnée circonférentielle pour différentes vitesses de rotation, ($T_b=45^\circ\text{C}$).

VII-2-3- REPARTITION DES PRESSIONS ET CHARGES.

La Figure VII.9 montre la répartition de pression circonférentielle pour une excentricité relative égale à 0.8 et une vitesse de rotation de 2000 tr/mn dans le plan médian du palier. La comparaison des courbes de pression relatives aux deux approches, hydrodynamiques et thermo-hydrodynamique, montre qu'il existe une différence entre les deux cas : la pression est plus basse dans le cas de thermo-hydrodynamique, compte tenu que l'augmentation de la température influe sur l'évolution de la viscosité qui devient plus faible induisant ainsi une diminution de la génération de la pression.

L'évolution de la pression maximale dans le film en fonction de l'excentricité est présentée dans la figure VII.10. On remarque une différence très importante entre les deux approches, particulièrement dans le cas des grandes excentricités. La charge va évoluer de la même manière que la pression maximale, c'est ce qui est confirmé par la figure VII.11.

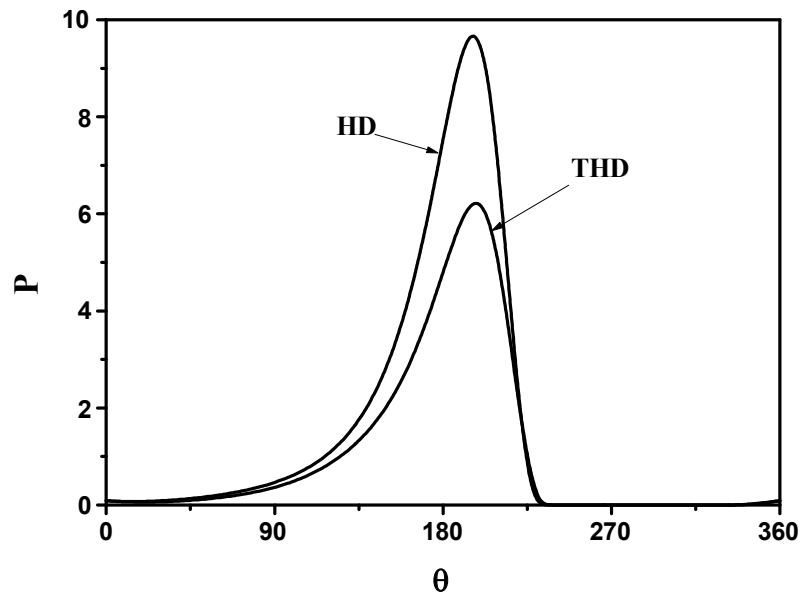


Figure VII. 9. Variations de la pression en fonction de la coordonnée circonférentielle. Comparaison entre les approches, **HD** et **THD**.

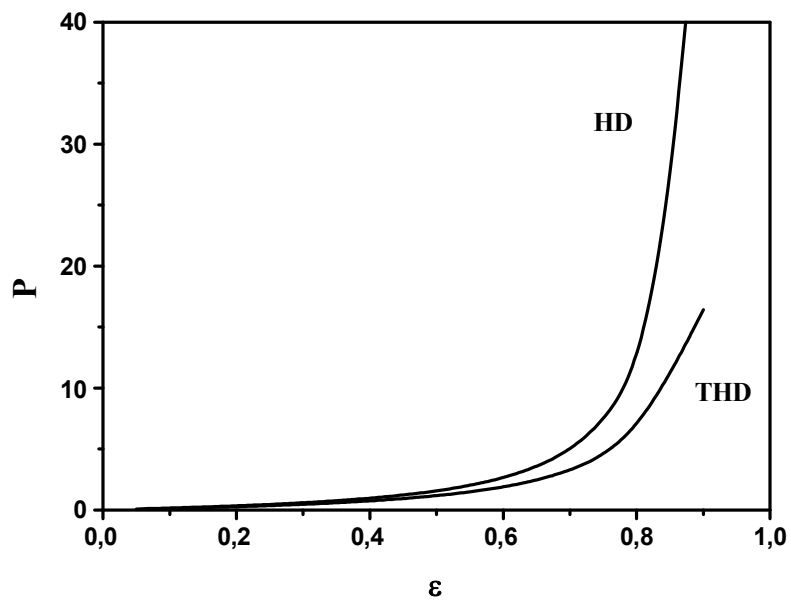


Figure VII. 10. Variations de la pression maximale en fonction de l'excentricité relative. Comparaison entre les approches, **HD** et **THD**.

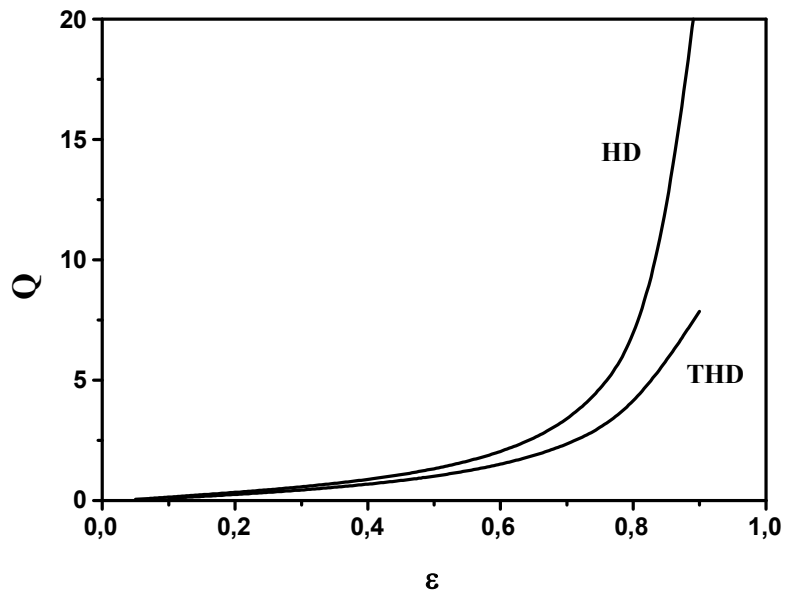


Figure VII. 11. Variations de la charge en fonction de l'excentricité relative. Comparaison entre les approches, **HD** et **THD**.

La figure VII.12 montre les variations de l'angle de calage ϕ en fonction de l'excentricité relative ε . L'influence des deux approches n'est pas perceptible pour l'angle de calage où la variation reste toujours très faible même en considérant le cas de la lubrification thermo-hydrodynamique.

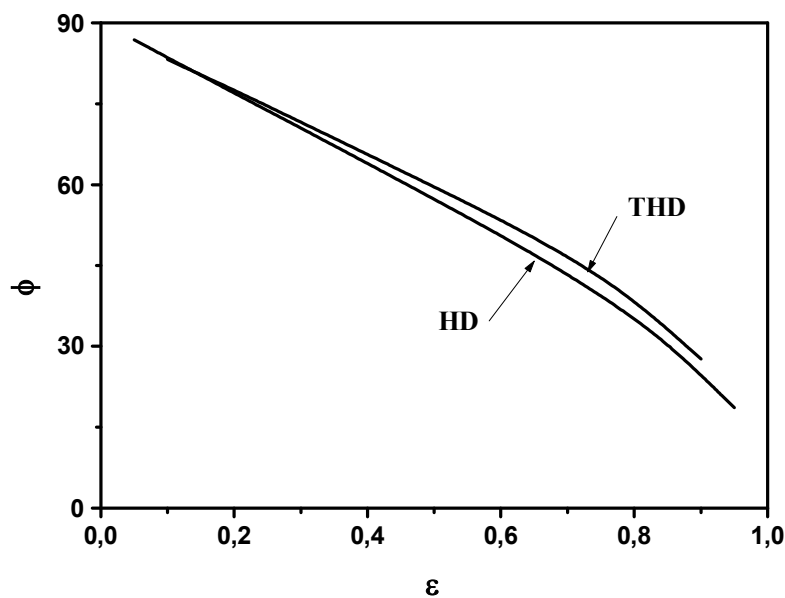


Figure VII. 12. Variations de l'angle de calage en fonction de l'excentricité relative. Comparaison entre les approches, **HD** et **THD**.

VII-3- ANALYSE THERMOHYDRODYNAMIQUE DES PALIERS FLUIDES POREUX

VII-3-1 Introduction

Des résultats obtenus précédemment, il a été montré que la matrice poreuse et l'échauffement fragilisent le palier, en diminuant ces performances. Dans cette partie, notre attention sera focalisée sur les deux phénomènes c'est-à-dire l'analyse du comportement des paliers autolubrifiant en tenant compte des effets thermiques : deux paliers tests ont fait l'objet de cette analyse.

La viscosité dynamique est considérée comme fonction de la température et est définie par la loi [101]:

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

Où : μ_0 est la viscosité du lubrifiant à une température T_0 prise comme température de référence.

VII-3-2- Palier N°1:

Dans ce palier test, les effets convectifs dans le milieu poreux seront considérés comme étant négligeables. Les caractéristiques du palier sont données par le tableau VII.1 présenté ci- dessous.

Tableau VII.1. *Caractéristiques du palier d'essai N°1.*

Paramètres	Valeurs	Paramètres	Valeurs
$\eta = R_a/L$	0.625	λ_F [W/m.K]	0.13
$\eta_1 = R_e/R_a$	2,	λ_E [W/m.K]	38
$C' = C/R_a$	0.003	λ_S [W/m.K]	45
T_b	45°C	β (°C ⁻¹)	0.034
T_0 [°C]	40	μ_0 [Pa. S]	0.032

Les figures VII.13 et VII.14 donnent les cartes d'isothermes dans le plan de symétrie du palier, pour une excentricité relative égale à 0,8 et pour différentes perméabilités. On remarque sur la figure VII.13 que le point de température maximale se situe au sein du film,

en aval de la zone d'épaisseur minimale du film et proche de la surface du coussinet, la température est d'environ 54°C. D'autre part, le point de température maximale du coussinet se situe à quelques degrés en amont du précédent, ce maximum est légèrement plus faible. La chaleur produite par frottement dans le film est transmise par l'écoulement. Contrairement aux cas de paliers alimentés, nous remarquons la création que d'une seule zone de température maximale.

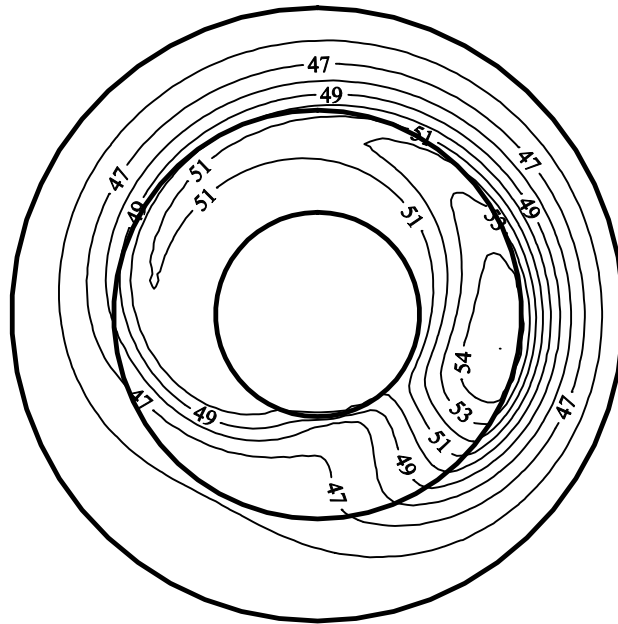


Figure VII. 13. Carte d'isothermes dans le plan médian du palier pour $K= 2,5$

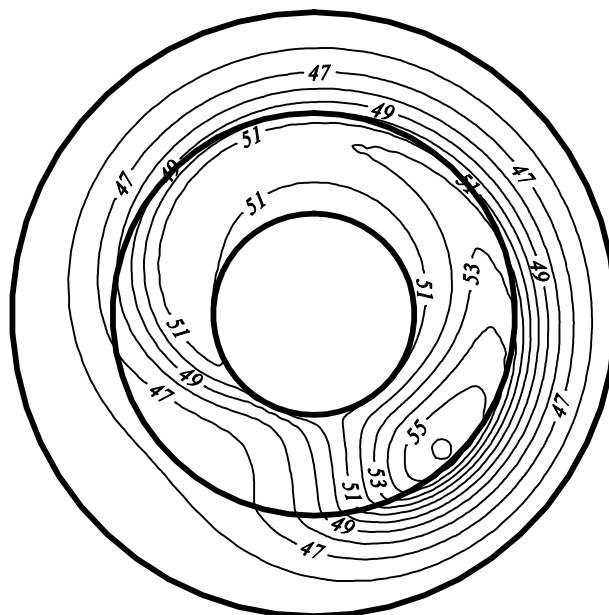


Figure VII. 14. Carte d'isothermes dans le plan médian du palier $K = 2,5 \cdot 10^{-3}$

La comparaison des cartes d'isothermes de paliers, faiblement et fortement poreux, est présentée respectivement dans les figures VII.13 et VII.14. Ces figures montrent une différence de température maximale de 2°C. Les positions d'égale température ne sont pas identiques pour les deux figures compte tenu que la pression générée est plus faible dans le cas des paliers fortement poreux, le fluide a une certaine liberté pour se déplacer, où on trouve des angles de calage trop importants. Juste derrière l'épaisseur minimum, une différence de température est également observée.

La variation de la pression adimensionnelle avec la coordonnée circonférentielle dans le plan de symétrie du palier est présentée sur la figure VII.15 pour deux valeurs de perméabilité, pour les régimes, hydrodynamique et thermo-hydrodynamique. On note que l'augmentation de la perméabilité réduit la pression du film; ce phénomène peut être expliqué par la fuite d'huile vers la matrice poreuse. Dans la comparaison entre l'aspect hydrodynamique et l'aspect thermo-hydrodynamique, nous avons noté la réduction significative de la pression du film dans le cas thermo-hydrodynamique, car les forces visqueuses diminuent lorsque la température augmente.

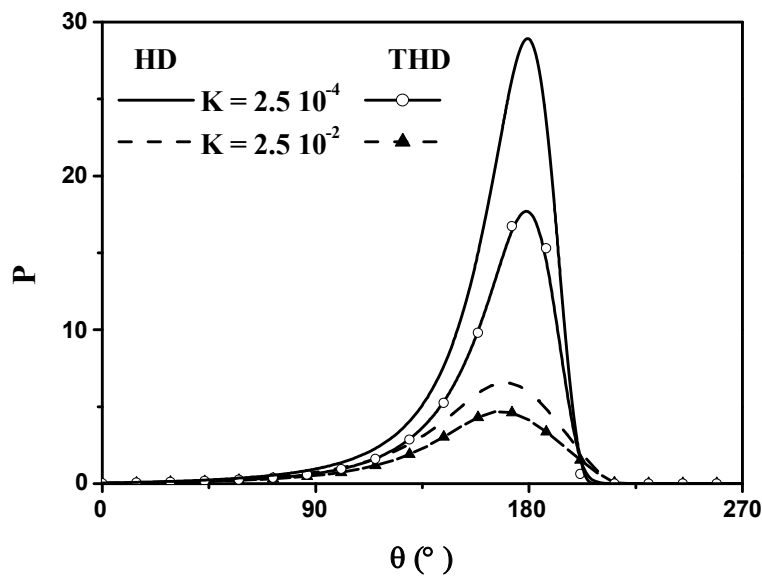


Figure VII. 15. Distribution de la pression adimensionnelle suivant la coordonnée circonférentielle.

La figure VII.16 montre l'évolution de la charge adimensionnelle en fonction de l'excentricité relative pour différentes valeurs de perméabilité, pour les deux aspects, hydrodynamique et thermo-hydrodynamique. On note que l'influence des effets thermique est négligeable dans le cas des paliers faiblement chargés. Ce phénomène a été déjà observé par Boncompain et al. [129] pour le cas des paliers non poreux. Il est bien justifié par le résultat connu de la chute de la pression dans le cas thermo-hydrodynamique.

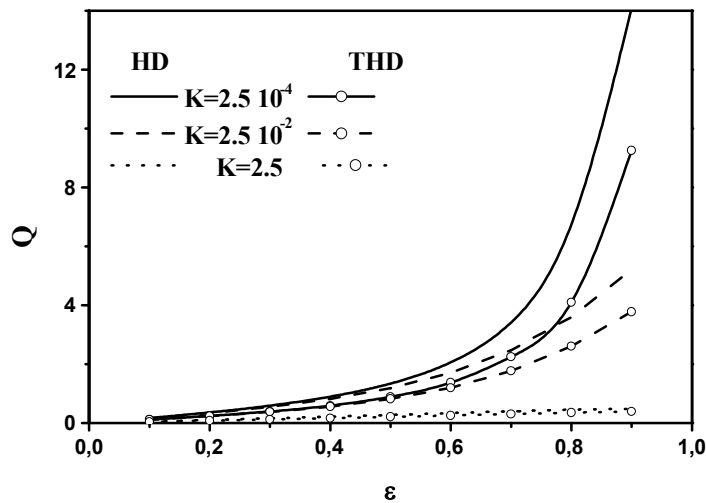


Figure VII. 16. Evolution de la charge en fonction de l'excentricité relative. Comparaison entre les approches, **HD** et **THD**.

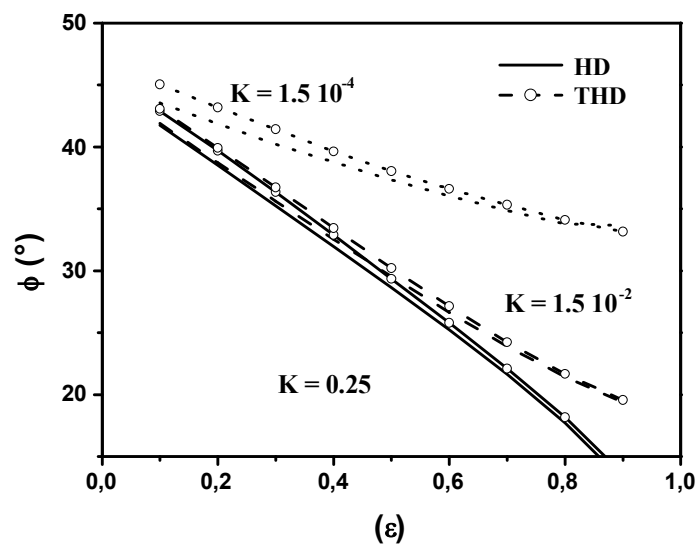


Figure VII. 17. Evolution de l'angle de calage en fonction de l'excentricité relative.

L'angle calage en fonction de l'excentricité relative pour les cas, hydrodynamique et thermo-hydrodynamique, et pour les différentes valeurs de la perméabilité est représenté par la figure VII.17. Cette figure montre que l'angle de calage est plus important dans le cas thermo-hydrodynamique.

Le coefficient de frottement en fonction de la charge adimensionnelle est représenté par la figure VII.18. Nous remarquons que le coefficient de frottement diminue quand l'effet thermique est pris en considération. Pour le cas d'un palier non poreux, le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation de la charge ; dans le cas des paliers poreux, par contre, le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation de la charge jusqu'à un point minimum. Des résultats semblables ont été obtenus pour le cas des paliers poreux hydrodynamiques.

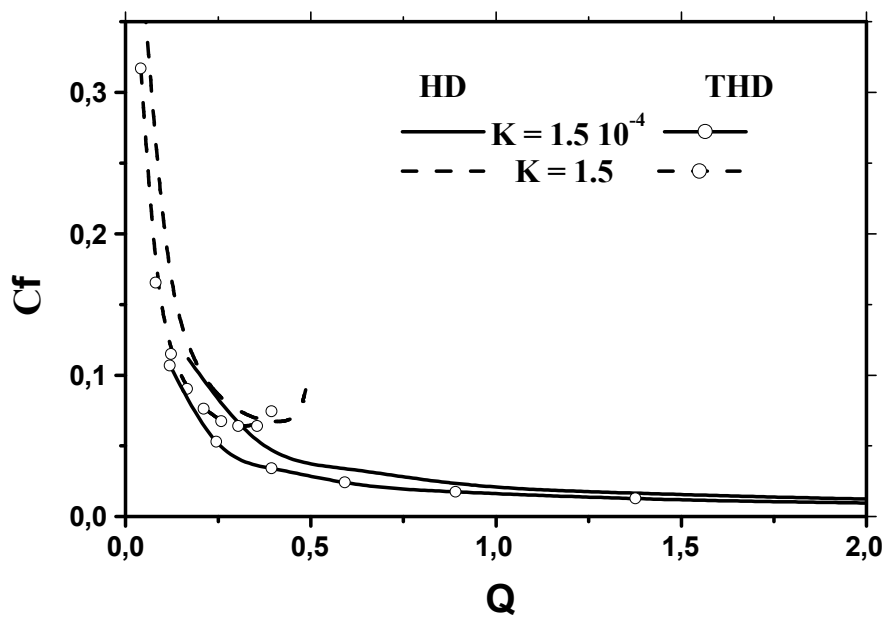


Figure VI. 18. Variation du coefficient du frottement en fonction de la charge adimensionnelle.

VII-4-3- Palier N°2 :

Le palier testé dans cette partie, est un palier poreux, où les deux processus de transfert de chaleur, convectif et conductif, sont pris en considération. Les caractéristiques du palier d'essai sont données dans le tableau VII. 2 ci-dessous.

Tableau VII.2. Caractéristiques du palier d'essai N°2

A	η_1	\bar{c}	P_e	N_d	δ_1	δ_2	β_i	β	T_0
0.5	1.2	0.001	1.5	0.17	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	0.28	0.034	40°C

La variation de la pression adimensionnelle, en fonction de la coordonnée circonférentielle dans le plan médian du palier, est représentée sur la figure VII.19, pour une excentricité égale à 0.8. La figure montre l'existence d'une différence assez sensible, entre la distribution de pression, donnée par l'approche hydrodynamique et celle de l'approche thermo-hydrodynamique. Cet écart a été également observé dans le cas des paliers classiques.

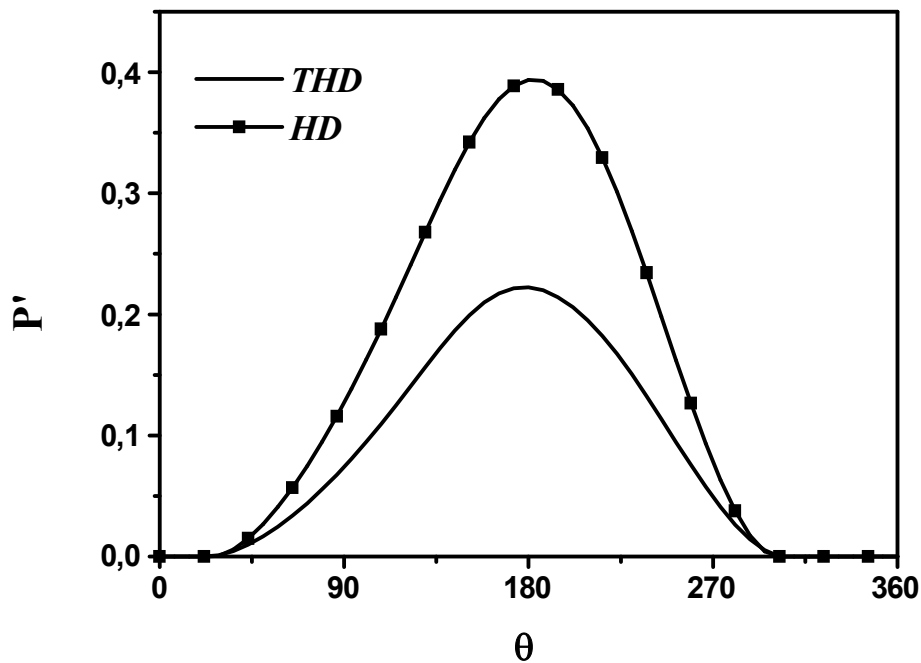


Figure VII. 19. Distributions de pression en fonction de la coordonnée circonférentielle, θ .

Les figures VII.20 et VII.21 donnent les cartes d'isothermes dans le plan de symétrie du palier, pour une excentricité relative égale à 0,8 et pour des perméabilités respectivement égales à $6 \cdot 10^{-4}$ et 6.

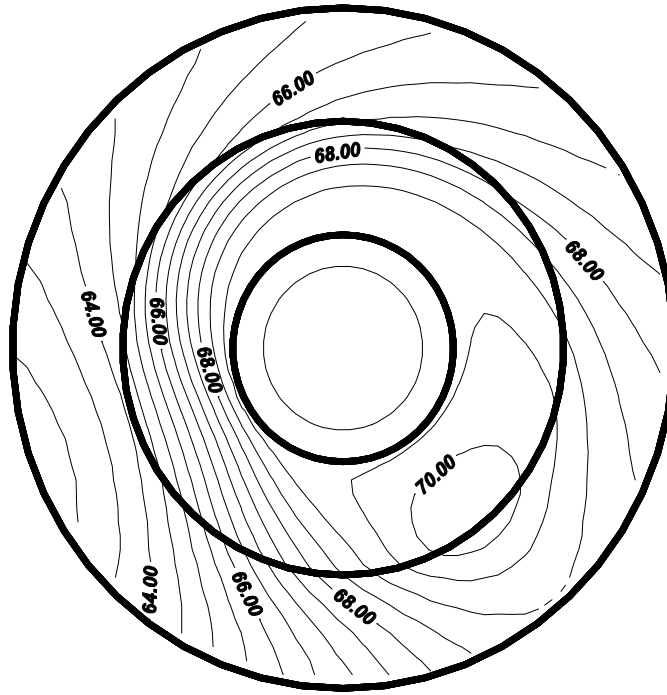


Figure VII. 20. Carte d'isothermes dans le plan médian du palier ($K=6 \times 10^4$).

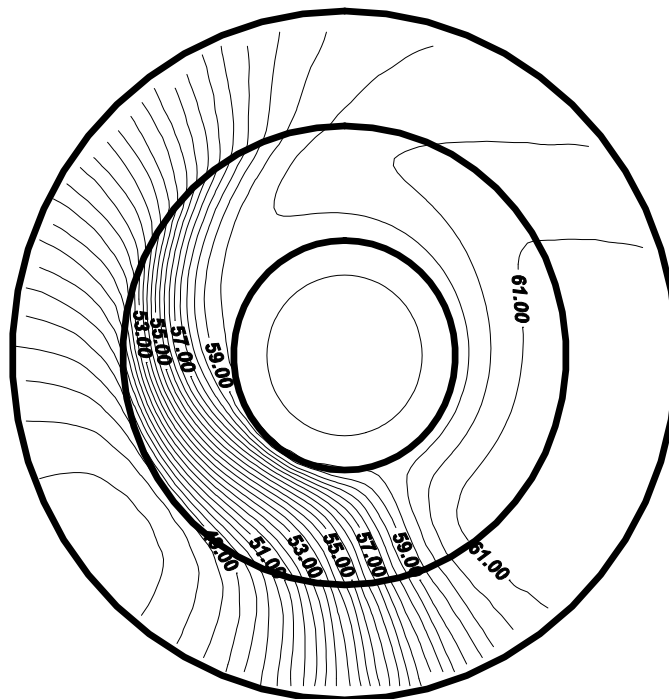


Figure VII. 21. Carte d'isothermes dans le plan médian du palier ($K=6$).

Il est à noter que pour le cas des faibles perméabilités (figure VII.20), le point de température maximale se situe au sein du film, en aval de la zone d'épaisseur minimale du film et proche de la surface du coussinet, cette température est d'environ 71°C. D'autre part,

le point de température maximale du coussinet se situe à quelques degrés en amont du précédent, ce maximum est légèrement plus faible.

La figure VII.21 représente les cartes d'isothermes, pour le cas des fortes perméabilités. La température maximale est de l'ordre de 61°C , elle occupe une zone très importante, c'est la conséquence de l'étendue de l'écoulement dans la matrice poreuse.

Des deux figures, on peut conclure que les effets thermiques sont beaucoup plus importants dans le cas des faibles perméabilités ; le fluide ne circule que dans la zone du film, ce qui augmente les forces de frottement et donc plus d'échauffement.

La figure VII.22 montre la variation de la température maximale en fonction de la perméabilité pour différentes valeurs d'excentricité relative. On note que la température maximale décroît avec l'augmentation de la perméabilité adimensionnelle. Ce résultat peut être expliqué par :

- La chaleur produite par cisaillement est diffusée aisément dans le cas des grandes perméabilités (par l'effet convectif) ;
- Le gradient de vitesse dans le film décroît avec l'augmentation des fuites vers la matrice poreuse, une diminution du transfert chaleur générée est ainsi observée.

Notons également que, la variation de la température est plus importante dans le cas des grandes excentricités, ce qui s'explique par l'augmentation du gradient de vitesse. Une baisse de température fait déplacer le palier vers le haut induisant ainsi une augmentation de l'excentricité relative. Il en résulte une chute de pression significative avec l'augmentation de la perméabilité.

La figure VII.23 donne la distribution de pression suivant la coordonnée circonférentielle, θ , pour différentes valeurs d'excentricité. Il est à souligner que la pression augmente avec l'augmentation de l'excentricité, induisant de meilleures capacités de charges. Le gradient de vitesse obtenu est plus important et l'écoulement de fluide vers le milieu poreux devient plus important.

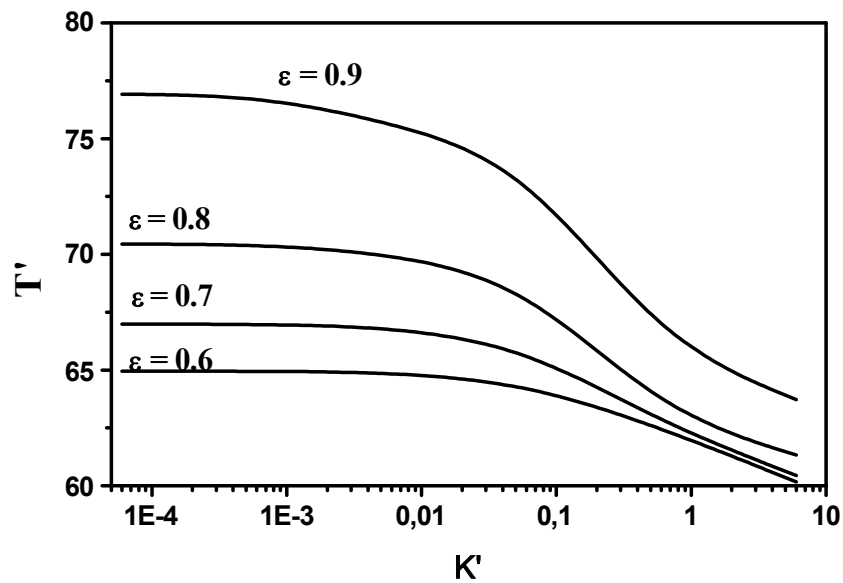


Figure VII. 22. Effet de la perméabilité sur la température maximale pour différentes valeurs de l'excentricité relative.

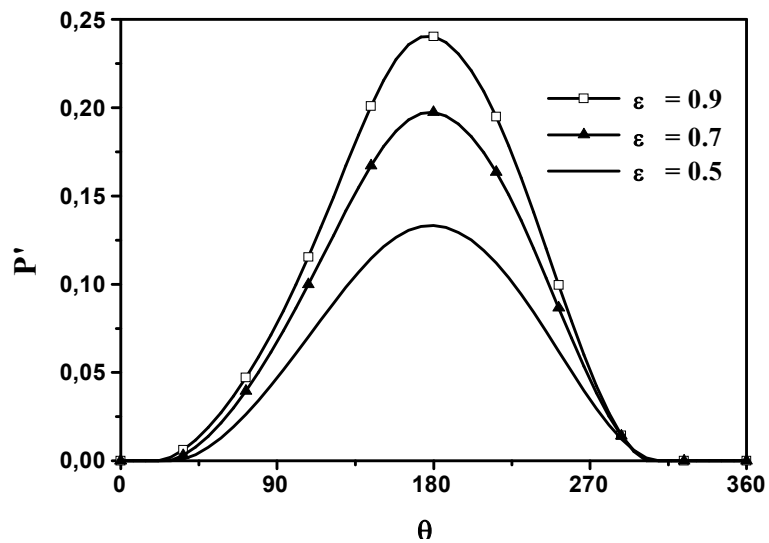


Figure VII. 23. Distributions de pression le long de la coordonnée circonférentielle pour différentes excentricités relatives.

La figure VII.24 illustre la comparaison de la pression du film fluide sans dimension, en fonction de la coordonnée circonférentielle, θ , dans le plan médian du palier, pour différentes valeurs de perméabilité et pour une excentricité relative égale à 0,8. Pour une excentricité donnée, l'écoulement dans la matrice poreuse est fonction de la valeur de la perméabilité. L'augmentation de la perméabilité modifiera la pression dans le film comme le montre la figure. L'augmentation de la température réduit la pression du film, qui peut être

interprétée par l'écoulement d'huile vers la matrice poreuse. Notons également que la zone de cavitation est plus importante dans le cas des paliers à grande perméabilité, ce qui montre bien l'écoulement d'huile entre les deux domaines.

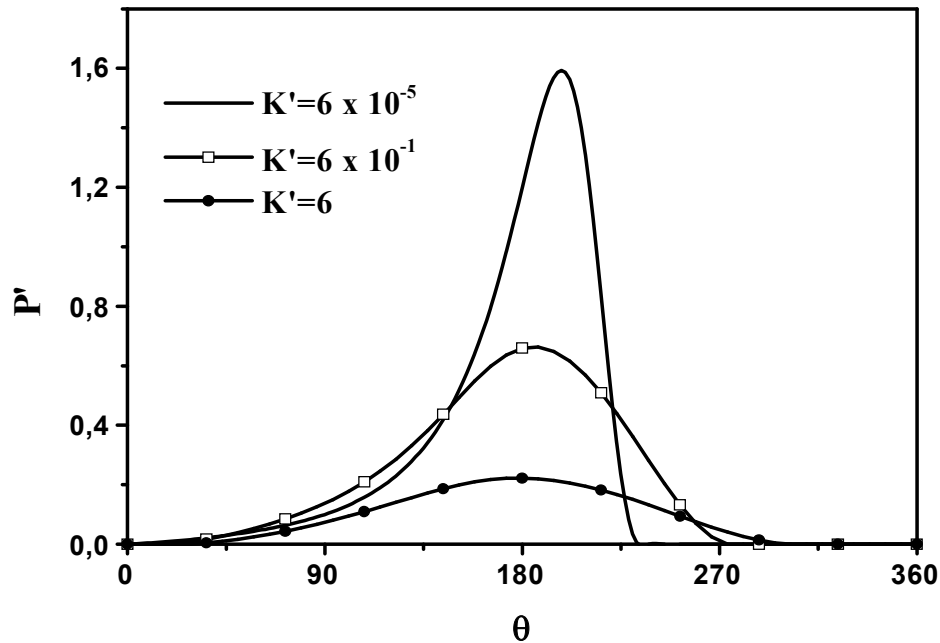


Figure VII. 24. Distributions de pression le long de la coordonnée Circumférentielle pour différentes valeurs de perméabilités.

La variation de la température du film en fonction de la coordonnée circumférentielle pour la position radiale $y=0.4$ est présentée dans la figure VII.25 pour deux valeurs de la perméabilité $K'=6.10^{-4}$ (équivalente à un cas non poreux) et une perméabilité $K'=6$.

On note que la température est plus importante dans le cas de palier de faible perméabilité. Généralement dans ce cas de figure, la négligence des effets convectifs donne une approche acceptable. Dans l'autre cas de perméabilité, la température est moins importante, vu que la quantité de chaleur générée est évacuée par le fluide par effet convectif (grande perméabilité).

Le champ de pression résultant de la perméabilité et de l'excentricité modifiera les capacités de charge du palier et l'influence de l'aspect thermique via le modèle thermo-hydrodynamique doit être souligné et évalué. La figure VII.26 montre l'évolution de la charge, en fonction de la perméabilité adimensionnelle, pour deux valeurs d'excentricité relative, pour les modèles hydrodynamique et thermo-hydrodynamique.

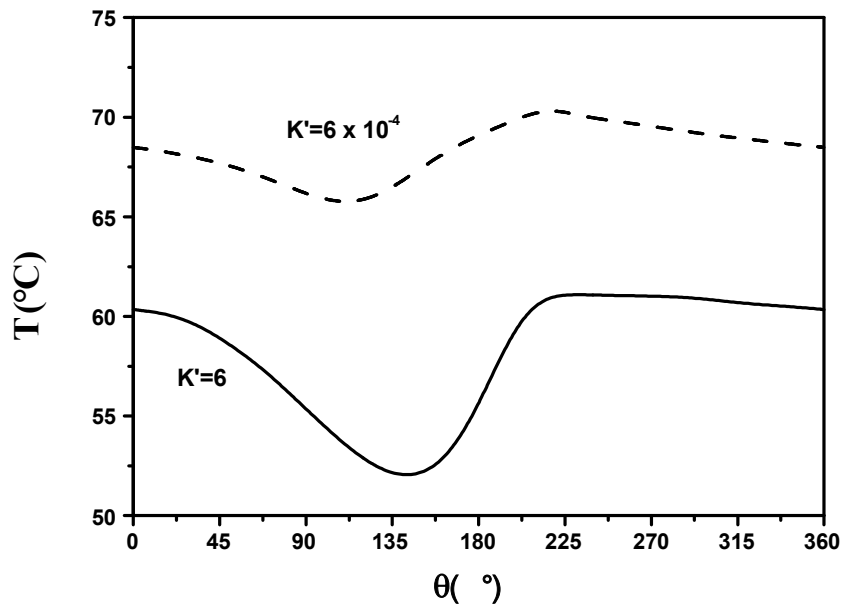


Figure VII. 25. Variations de Température de la surface du coussinet en fonction de la coordonnée circonférentielle pour différentes valeurs de perméabilité.

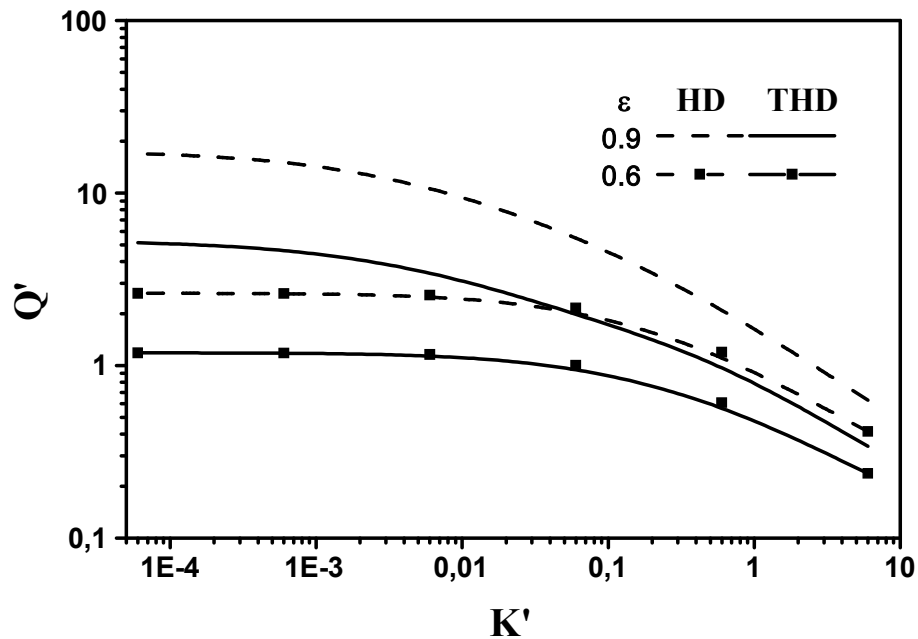


Figure VII. 26. Evolution de la charge en fonction de la perméabilité pour différentes excentricités.

Il est à noter que l'évolution des charges, hydrodynamique et thermo-hydrodynamique, ont la même allure. La charge est moins importante dans le cas où les effets thermiques sont pris en compte, compte tenu que la résistance à l'écoulement caractérisée par la viscosité du lubrifiant diminue avec l'augmentation de la température. L'écart est plus

accentué dans le cas des faibles perméabilités, car les forces de cisaillement sont plus importantes dans ce cas.

La position d'équilibre du palier est caractérisée par l'angle de calage. La figure VII.27 montre l'évolution de cet angle en fonction de la perméabilité adimensionnelle, pour différentes valeurs d'excentricité, et, pour les modèles, hydrodynamique et thermo-hydrodynamique. On remarque que les effets thermiques ont peu d'influence sur l'angle de calage, tandis que la perméabilité a une influence considérable sur la position de l'arbre.

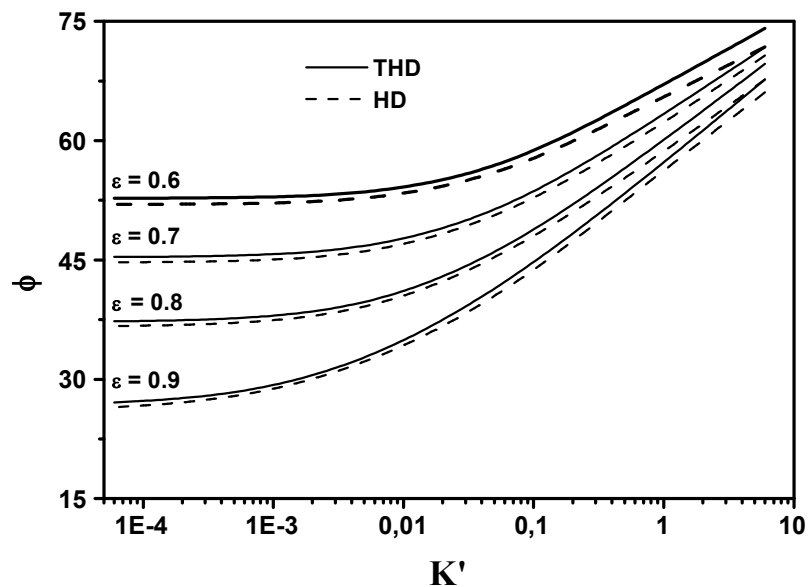


Figure VII. 27. Variations de l'angle de calage en fonction de la perméabilité pour différentes excentricités (cas **HD** et **THD**).

VII- 4- CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les distributions de température dans les différents éléments du palier fluide en interprétant les processus d'évacuation de la chaleur produite par dissipation visqueuse. Le comportement des paliers classiques et des paliers poreux ont été étudiés en régime thermo-hydrodynamique. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux du régime purement hydrodynamique afin de montrer l'influence de la température sur les caractéristiques du palier. La comparaison de ces résultats a montré une diminution assez importante de la charge pour le cas hydrodynamique, cette différence est d'autant plus accentuée dans le cas des conditions sévères de fonctionnement à savoir : forte excentricité, faible jeux radial et grande vitesse de rotation.

Les résultats obtenus ont montré que :

- Le gradient de température suivant l'épaisseur du film est très important ;
- La variation circumférentielle de la température de la surface interne du coussinet dans le plan médian est assez sensible à celle de la pression. Toutefois son maximum est moins prononcé et la position du point de température maximale se déplace sensiblement avec l'excentricité de fonctionnement du palier ;
- la variation axiale de la température du coussinet et de l'arbre est très faible dans le cas où le coussinet est en contact avec l'air (convection naturelle) ;
- Dans le cas d'un palier classique, l'évacuation de la chaleur dissipée dans le film est assurée essentiellement par le fluide. Le coussinet et particulièrement l'arbre n'interviennent que pour une faible part dans ce transfert ;
- Dans le cas d'un palier fortement poreux, l'écoulement dans la matrice participe à l'évacuation de la chaleur ;
- L'influence de variation de la température sur la charge supportée par le palier est très importante dans les deux cas de figures ;
- La diminution de la charge dans le cas d'un palier poreux dépend des effets de la matrice solide mais également des effets de la perméabilité.

Pour une meilleure approche du problème, et afin d'éviter des effets indésirables durant le fonctionnement des mécanismes, il est important de tenir compte de l'effet de la température dans la conception des machines tournantes.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Depuis son invention des premiers mécanismes, l'homme a toujours cherché à supprimer l'usure et à diminuer le frottement pour réduire les efforts. La lubrification consiste à former, dans un contact des films intercalaires dont les propriétés physico-chimiques et rhéologiques sont optimisées pour le contrôle du frottement et de l'usure. Ceux-ci s'adaptent aux conditions tribologiques pour donner des interfaces intelligentes capables d'assurer le transfert d'énergie lors du transport des efforts de contact en minimisant les puissances dissipées et en éliminant les dégradations de surfaces.

Le travail présenté dans cette thèse est relatif à l'analyse de la lubrification thermo-hydrodynamique des paliers fluides autolubrifiants. Dans ce contexte, l'analyse de trois types de paliers a été ainsi développée. La formulation mathématique du problème est basée sur l'équation de Reynolds en milieu fluide et les équations macroscopiques générales de Darcy en milieu poreux.

Un programme de calcul des performances des paliers fluides poreux a été réalisé pour simuler au mieux le comportement de ces pièces dès leur conception afin d'éviter au maximum les risques de grippage ou de destruction. La modélisation numérique est basée sur la méthode des différences finies, l'algorithme de Richmayer a été adapté au modèle afin de résoudre l'équation de l'énergie dans le film. Le code de calcul ainsi développé a été validé par des résultats de travaux issus de la littérature.

La première partie d'exploitation des résultats a consisté en la simulation du comportement hydrodynamique pure des paliers poreux, c'est-à-dire, en négligeant les effets thermiques. Nous avons abordé l'influence qu'engendre l'insertion de la matrice poreuse sur le comportement des paliers. Les conditions aux limites de type Dirichlet (en imposant la pression à la paroi externe du coussinet) considérées par la plupart des études antérieures ont été testées. Le cas de la condition types Neuman (pores fermés à la paroi externe du coussinet), qu'est proche de la réalité physique, a été également étudié. Une analyse comparative entre les deux modèles a été faite.

Les résultats obtenus dans le cadre de cette étude ont permis de conclure que :

- Le comportement de palier étanche diffère largement de celui d'un palier ouvert, particulièrement dans le cas des faibles épaisseurs ;
- L'insertion d'une matrice poreuse influe considérablement sur les caractéristiques du palier ;
- Il existe un lien, entre la diminution de la charge, l'augmentation du coefficient de frottement, l'angle de calage et la perméabilité des milieux constituant ces paliers.

Dans la seconde phase, le comportement des paliers classiques (non poreux) a été étudié. L'influence de la variation de la température sur les performances de ces paliers a été considérée. Les échanges thermiques entre les différents éléments du palier ont été analysés et l'effet de l'excentricité relative et d'autres paramètres ont été testés. Les résultats obtenus ont permis de déduire que :

- Le gradient de température suivant l'épaisseur du film est important. Bien que le coefficient de conduction soit faible, le flux de chaleur est très important et ne pourra être négligé ;
- La variation circonférentielle de la température de la surface interne du coussinet dans le plan médian est assez sensible à celle de la pression. Toutefois, son maximum est moins prononcé et la position du point de température maximale varie sensiblement avec l'excentricité de fonctionnement du palier. Par ailleurs, la variation axiale de la température du coussinet est très faible dans le cas où le composant est en contact avec l'air (convection naturelle) ;
- La variation axiale de température de surface de l'arbre est faible ;
- L'évacuation de la chaleur dissipée dans le film est assurée essentiellement par le fluide : le coussinet et particulièrement l'arbre n'interviennent que pour une faible part dans ce transfert ;
- L'influence de variation de température sur la charge supportée par le palier est importante.

L'analyse du comportement hydrodynamique des paliers poreux autolubrifiants, par la prise en compte des effets thermiques a été élaborée et plusieurs conditions aux limites ont été testées. Les résultats obtenus ont permis de noter :

- L'augmentation très importante de la température dans le film dans le cas des paliers à paroi étanche ;
- Dans le cas des conditions de Dirichlet sur la température et la pression, la température est presque constante, la position de l'arbre est largement affectée ;
- La charge est fortement réduite par la présence de la matrice poreuse et la variation de la température.

Comme perspectives, nous proposons pour une éventuelle continuité de ce travail :

- Etude des effets de déformations de la matrice poreuse sous la charge ;
- Analyse du comportement non-Newtonien des fluides ;
- Analyse des répartitions des phases et de leurs degrés de saturation dans la structure poreuse.

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] **O. Reynolds**, On the theory of lubrication and its application to M. Beauchamp Tower's experiment. Phil. Tran. Roy London 1886. Vol. A177, pp. 157-234.
- [2] **A. Kingsbury**, Heat effects in lubricating films. Mechanical Engineering 1933. Vol. 55, pp. 685-688.
- [3] **D. Dowson**, A generalized Reynolds equation for fluid film lubrication. Int. J. Mech. Eng. Sci. 1962. Vol. 4, pp. 159-170.
- [4] **P. R. K. Murti**, Some aspects of slip flow in porous bearings. Wear 1972. Vol. 19, pp. 123-129.
- [5] **V. Kumar**, Porous metal bearings. Wear 1980. Vol. 63, pp. 271-287.
- [6] **P. R. K. Murti**, Hydrodynamic Lubrication of short porous metal bearings. Wear 1972. Vol. 19, pp. 17-25.
- [7] **G. Cimatti**, On the mathematical theory of porous metal bearings. Mecanica 1980. pp. 112-117.
- [8] **J. W. Lin**, Performances characteristics of finite porous slider bearings: Brinkmann Model. Tribology International 2001. Vol. 34, pp. 181-189.
- [9] **M. H. Meurisse, B. Giudicelli**, A 3D Conservative model for self-lubricated porous journal bearings in a hydrodynamic steady state. Journal of Tribology 1999. Vol. 121, pp. 529-537.
- [10] **A. A. Elsharkawy**, Effects of lubricant additives on the performance of hydro dynamically lubricated journal bearings. Tribology International 2005. Vol. 18, pp. 63-73.
- [11] **M. M. Khonsari, J. J. Beaman**, Thermo-hydrodynamic analysis of laminar incompressible journal bearings. ASME Trans., 1987, Vol. 29, pp.141-150.
- [12] **G. Vogelphol** Thermal effect and elasto-kinetics in self-acting bearing lubrication. Proceeding of International Symposium on lubrication and wear. Berkeley 1965. pp. 766-822.

- [13] **S. Boubendir**, Analyse de la lubrification thermo-hydrodynamique des systèmes tournants. Application aux paliers lisses. Thèse de Magister a ENP 2002.
- [14] **N. Motosh**, Cylindrical journal bearings under constant load, the influence of temperature and pressure on viscosity. Proc. IME 1963. Vol. 178, pp. 148-160.
- [15] **M. Kasahara**, Recent Development of oilless bearings. Journal of Tribology 1997. Vol. 42, pp. 425-433.
- [16] **S. Kaneko**, Porous oil bearings. Journal of Tribology 1993. Vol. 38, pp. 1141-1150.
- [17] **V.T. Morgan**, Porous metal bearing. Tribology 1969. Vol.2, pp. 107-115.
- [18] **S. Bories, M. Prat**, Transfert de chaleur dans les milieux poreux, Technique de l'ingénieur, 1995, B8250.
- [19] **C.M. Marle**, Ecoulement monophasique en milieu poreux. Revue Institut Français du Pétrole 1967. Vol. 22, pp. 1471-1509.
- [20] **S. Whitaker**, Diffusion and dispersion in porous media, AICHE J., 1967. Vol. 13, pp. 420-427.
- [21] **F. A. L. Dullien**, Porous media: Fluid transport and pore structure, Academic, 1979.
- [22] **M. Kaviany**, Principles of heat transfer in porous media. Springer Verlag, 1991.
- [23] **M. Quintard, S. Whitaker**, Transport in ordered and disordered porous media: Volume-Averaged equations, Closure Problems and comparison with experiments, Chem. Eng. Sci., 1993. Vol. 48, pp. 2537-2564.
- [24] **H. Darcy**, Les fontaines publiques de la ville de Dijon. Edition Dalmont. Paris 1856.
- [25] **D.A. Nield, A. Bejan**, Convection in porous media, Springer Verlag, New York, 1992.
- [26] **P. Forchheimer**, Wasserbugeng durch Boden. V.D.I 1901. Vol. 45, pp. 1782-1788.
- [27] **H. C. Brinkman**, A calculation of the Viscous Force Exerted by a Flowing Fluid on a Dense Swarm of Particles. Applied Sciences Research 1947. A.1, pp. 27-34.
- [28] **J. Bear**, Dynamics of fluids in porous media. New-York: Dover Publications, Inc. 1988.

- [29] **K. Vafai, C.L. Tien**, Boundary and inertia effects on convective heat transfer in porous media. *Int. J. Heat Mass Transfer* 1981. Vol. 34, pp. 195-203.
- [30] **S. Jaballah, R. Bennacer, H. Sammouda**, Numerical Simulation of Mixed Convection in a Channel Irregularly Heated and Partially Filled with a Porous Medium. *J of Porous Media* 2008. Vol. 1, pp. 247-57.
- [31] **R. Bennacer, H. Beji, R. Duval, P. Vasseur** The Brinkman model thermosolutal convection in a vertical annular porous layer. *Int. Commun Heat Mass Transfer*, 2000. Vol. 27, pp. 69-80.
- [32] **M. Ait-Saada**, Etude de la convection naturelle dans des espaces confinés par une paroi solide et une paroi poreuse. Thèse de Doctorat USTHB 2008.
- [33] **DJ. Ameziani**, Contribution à l'optimisation des phénomènes des transferts dans les milieux poreux confinés pour des conditions aux frontières variées. Thèse de Doctorat USTHB 2008.
- [34] **G. Hirn**, Sur les principaux phénomènes qui présentent les frottements immédiats. *Bul. Soc. Ind. Mulhouse* 1854. Vol. 26, pp. 188-277.
- [35] **B. Tower**, First report on friction experiment. *Proc. Inst. Rech. Eng.* 1883. Vol. 34, pp. 632-659.
- [36] **A. Sommerfeld**, Zur hydrodynamischen theorie der schiermittelreibung. *Z. angew. Math. Phys.* 1904. Vol. 50, pp. 97-155.
- [37] **L. Gumbel**, Vergleich der Ergebnisse der rechnerischen behandlung des lagerschmierungsproblem mit neuen versuchsergebnissen. *Monatsblätter Berlin, Bezirk V.D.I.*, Septembre 1921. pp. 125-128.
- [38] **H. W. Swift**, The stability of lubricating films in journal bearings. *Proc. Inst. Civil Eng.* 1931. Vol. 233, pp. 267-322.
- [39] **W. Stieber**, Das schwimmlager. V.D.I. Berlin 1933.
- [40] **A. Fogg**, Fluid film lubrication of parallel Thrust surfaces. *Proc. I.M.E. London* 1946. Vol. 155, pp 49-53.
- [41] **D. G. Christopherson**, A new mathematical method for the solution of film lubrication problems. *Proc. I.M.E.* 1941. Vol. 146, pp. 126-194.

- [42] **A. Cameron, W.L. Wood**, Parallel surface thrust bearings. Proc. I.M.E., 6th Inst. Congr. Appli. Mech., 1946, republié dans Tran ASLE 1959, Vol. 1, pp. 254-260.
- [43] **M. S. Share**, An analysis of the parallel surface thrust bearings. Trans, ASLM 1969, pp. 38-42.
- [44] **G. Vogelphol**, Der Ubergang der reibungsvarm van largen aus der schmierschicht in die gleirflächen V.D.I Forsgungschift 1949. pp. 425-431.
- [45] **G. Vogelphol**, Die temperatuverterlung in schimierschichten swichen parrallen varm durch lassigen wanden. Z. angen. Math. Mech. 1951. Vol. 31, pp. 349-354.
- [46] **O. C. Zienkiewicz**, Temperature distribution within lubricating film between parallel surfaces and its effect on the pressure developed. Proc. Conf. Lub. Wear 1957. I.M.E. pp. 135-142.
- [47] **A. Cameron**, The viscosity Wedge. Trans. ASLE 1959. Vol. 1, pp 248-253.
- [48] **W. F. Cope**, The hydrodynamic theory of film lubrication. Proc. Roy. Soc. London 1949. Vol. 197, pp. 201-217.
- [49] **E. Saibel, W. Guilinger**, The effect of heat conductance: on slider bearings characteristics Trans. ASME 1958. pp. 800-806.
- [50] **W. F. Hughes, F. Osterle**, Temperature effects in journal bearings lubrication. Trans. Am. Soc. Lubric. Engr. 1958. Vol. 1, N°1.
- [51] **W. B. Hunter, O. C. Zienkiewicz**, Effect of temperature variation across the lubricants films in the theory of hydrodynamic lubrication journal of mechanical engineering science 1960. Vol. 2, pp. 52-58.
- [52] **O. Pinkus, B. Sternlicht**, The maximum temperature profile in journal bearings. Trans. ASME 1957.
- [53] **N. Tipei, A. Nica, L. Beiner**, A thermodynamic analysis of sliding bearings. Science tech. Mech. Appli. 1970, Tome: 15, N°1, pp. 193-217.
- [54] **O. Pinkus, S. Bupara**, Adiabatic solutions for finite journal bearings. Journal of lubrication Tribology 1979. Vol. 101, pp. 492-496.

- [55] **D. Dawson, J. D. Hudson**, Thermo-hydrodynamic analysis of the infinite slider bearing. Part I: The plane inclined slider bearing. Proc. I.M.E. Lubrication and Wear convection 1963. pp. 34-44.
- [56] **D. Dawson, J. D. Hudson**, Thermo-hydrodynamic analysis of the infinite slider bearing. Part II: The parallel surface bearing Proc. I.M.E. Lubrication and Wear convection 1963. pp. 45-51.
- [57] **N. Hakanson**, The journal bearings considering variable viscosity. Trans. Chalmers. University tech. 1965. vol. 298, pp. 167-172.
- [58] **Mc. H. Callion, F. Yousif, T. Lloyd**, The analyse of thermal effects in a full journal bearings. Trans of ASME 1970. Vol.92, pp. 578-587.
- [59] **R. G. Woolacott**, The performance at high speed of complete plain journal bearing with a single hale oil inlet. 1965. N.E.L. Report N°194.
- [60] **A. Seireg, H. Ezzat** Thermo-hydrodynamic phenomena in fluid film lubrication. Journal of lubrication technology 1973. pp. 187-194.
- [61] **A. Seireg, S. Dandage**, Empirical design procedure for the thermo-hydrodynamic behavior of journal bearing. ASME Paper N°81, lub. 19.
- [62] **J. Ferron, J. Frene**, Etude thermo-hydrodynamique des paliers lisses, constructions d'une machine d'essai. DGRST– Décision N°78-7-2235, 1980.
- [63] **J. Ferron, J. Frene**, Etude thermo-hydrodynamique des paliers lisses, Résultats expérimentaux. DGRST – Décision N°80-7-0657, 1982.
- [64] **J. Ferron**, Contribution à l'étude des phénomènes thermiques dans les paliers hydrodynamiques. Thèse de 3^{eme} Cycle, Université de Poitiers 1982.
- [65] **R. Boncompain, J. Frene**, Thermo-hydrodynamic analysis of a finite journal bearings static and dynamic characteristics. In Proceedings of 6th Leeds–Lyon Symposium on Thermal Effects in Tribology. Institution of Mechanical Engineers, London 1980. pp. 33–41.
- [66] **J. Ferron, J. Frene, R. Boncompain**, A study of thermo-hydrodynamic performance of a plain journal bearing. Comparison between theory and experiments. Trans. ASME, J. Lubr. Tech., 1983, Vol. 105, pp. 422–428.

- [67] **R. Boncompain, M. Fillon, J. Frene**, Analysis of thermal effects in hydrodynamic bearings. *Trans. ASME, J. Trib.*, 1986, Vol. 108, 219–224.
- [68] **B. Bou-said**, La lubrification a base pression par la méthode des éléments finis, application aux paliers lisses. Thèse de doctorat es-sciences présenté a l'université de Lyon 1985.
- [69] **J. Mitsui, Y. Hori, M. Tanaka**, A study of lubricant film characteristics in journal bearings. *Bulletin JSME* 1979. vol. 22, pp. 1492-1498.
- [70] **A.J. Smalley, MC. H. Callion**, The influence of viscosity variation with temperature on journal bearing performance. *Proc. IME* 1966. Vol. 181, pp. 55-62.
- [71] **J. H. Vohr**, Prediction of the operating temperature of thrust bearing. *ASME* 1968. Vol. 103, pp. 97-106.
- [72] **C. Ettles**, Hot oil carry-over in thrust bearings. *Proc. Inst. of Mech. Eng.* 1970. vol. 184, pp. 75-81.
- [73] **J. Mitsui, Y. Hori, M. Tanaka**, Thermo-hydrodynamic Analysis of Cooling Effect of Supply Oil in Circular Journal Bearings. *ASME Journal of Tribology* 1983. Vol. 105, pp. 414–421.
- [74] **J. Mitsui, Y. Hori, M. Tanaka**, An experimental investigation on the temperature distribution in circular journal bearings. *Journal of Tribology* 1986. Vol. 108, pp. 621–627.
- [75] **J. Mitsui**, A study of thermo-hydrodynamic lubrication in circular journal bearing. *Tribology International* 1987. Vol. 20, pp. 331-341.
- [76] **M. Fillon, H. Desbordes, J. Frene, C. Han Hew Wai**, A global approach of thermal effects including pad deformations in tilting pad journal bearings, submitted to unbalance load. *Journal of Tribology* 1996. Vol. 118, N°1, pp. 169-174.
- [77] **T. Ma, C. M. Taylor, G. W. Stachowiak**, An experimental investigation of thermal effects in circular and elliptical plain journal bearings. *Tribology International* 1996. Vol. 29, N°1, pp. 19-26.
- [78] **D. C. Sun**, Equations used in hydrodynamic lubrication. *Lubrication Engineering* 1997. Vol. 53, N°1, pp. 18-25.

- [79] **G. Bayada**, Sur quelques problèmes de modélisations en mécanique des films minces. XI Congrès de mathématiques appliquées, Actes du congrès Vigo, pp. 11, 1997.
- [80] **J. Ramesh, B. C. Majumdar, N. S. Rao**, Thermo-hydrodynamic analysis of submerged oil journal bearings considering surface roughness effects. *Journal of Tribology* 1997. Vol. 119, pp.100-106.
- [81] **D.T. Gethin**, Modeling the thermo-hydrodynamic behavior of high speed journal bearing. *Tribology International* 1996. Vol.29, pp. 579-596.
- [82] **A. Dadouche, M. Fillon , J.C. Bligoud**, Experiments on thermal effects in a hydrodynamic thrust bearing. *Tribology International* 2000. Vol. 33, pp. 167–174.
- [83] **X. Wang, K. Zhu, S. Wen**, Thermo-hydrodynamic analysis of journal bearings lubricated with couple stress fluids. *Tribology International* 2001. Vol. 34. pp. 335–343.
- [84] **X. Wang, K. Zhu**, Numerical analysis of journal bearings lubricated with micro-polar fluids including thermal and cavitating effects. *Tribology International* 2006. Vol. 39, pp. 227–237.
- [85] **L. Costa, M. Fillon, A. S. Miranda, J.C.P. Claro**, An experimental investigation of the effect of groove location and supply pressure on the THD performance of a steadily loaded journal bearing. *ASME Journal of Tribology* 2000. Vol. 122, pp. 227–32.
- [86] **L. Costa, A. S. Miranda, M. Fillon, J.C.P. Claro**, An analysis of the influence of oil supply conditions on the thermo-hydrodynamic performance of a single groove journal bearing. *Proc Inst. Mech. Eng. Part J: J. Eng. Tribology* 2003. Vol. 217, pp. 133–44.
- [87] **F.P Brito, A.S. Miranda, J. Bouyer, M. Fillon** Experimental investigation of the influence of supply temperature and supply pressure on the performance of a two axial groove hydrodynamic journal bearing. *Proc. ATLE/ASME Int. Joint Tribology Conference. USA* 2006, pp.1-9.
- [88] **Tor Syverud** Experimental investigation of the temperature fades in the cavitation zone of full journal bearings. *Tribology International* 2001. Vol. 34, pp. 859–870.
- [89] **P.C. Mishra, R.K. Pandey, K. Athre**, Temperature profile of an elliptic bore journal bearing. *Tribology international* 2007. Vol. 40, pp. 453-458.

- [90] **J. Durany, J. Pereira, F. Varas**, Numerical solution to steady and transient problems in thermohydrodynamic lubrication using a combination of finite element, finite volume and boundary element methods. *Finite Elements in Analysis and Design* 2008. Vol. 44, pp. 686-695.
- [91] **U. Singh, L. Roy, M. Sahu**, Steady-state thermo-hydrodynamic analysis of cylindrical fluid film journal bearing with an axial groove. *Tribology International* 2008. Vol. 41, pp. 1135– 1144.
- [92] **L. Roy**, Thermo-hydrodynamic performance of grooved oil journal bearing. *Tribology International* 2009. Vol. 42, pp. 1187–1198.
- [93] **L. Roy, S. K. Laha**, Steady state and dynamic characteristics of axial grooved journal bearings. *Tribology International* 2009. Vol. 42, pp. 754–761.
- [94] **V. T. Morgan**, Hydrodynamic porous metal bearings. *Journal of lubrication engineering*. ASLE 1964. Vol. 20, N°12, pp. 448-455.
- [95] **H. Youssef, M. Eudier**, Production and properties of a new porous bearings. *Modern Developments in Powder Metallurgy* 1966. Vol. 3, pp. 129-137.
- [96] **C. Cusano, P. M. Phelan**, Experimental investigation of porous bronze Bearings. *Jouranal of Lubrication Technology ASME* 1973. Vol. 95, pp. 173-180.
- [97] **V. T. Morgan**, Study of the design criteria for porous metal bearing. *Proc. Of the conference on Lubrication and Wear. Inst. Of Mech. Eng. Londres* 1957. pp. 405-408.
- [98] **P. Iyam Perumal, R. Raman**, Experimental study on the effects of bearing wall thickness and bearing length on the friction characteristics of sintered bearings. *Wear* 1985. Vol. 104, pp. 287-296.
- [99] **V. D'agostino, V. Nicola, G. Caporiccio**, Tribological behavior of sintered iron bearing self lubricated with PFPE under severe operating conditions. *Tribology International* 1988. Vol. 21, pp. 105-108.
- [100] **S. Kaneko, S. Obara**, Experimental investigation of mechanism of lubrication in porous journal bearings. Part: I Observation of oil flow in porous matrix. *ASME Journal of Tribology* 1990. Vol. 112, pp. 618-23.
- [101] **V. T. Morgan, A. A. Cameron**, Mechanisme of lubrication in porous metal bearings. *Lubrication and Wear, Inst. of Mech. Eng.* 1957. Vol. 89, pp. 151-157.

- [102] **A. Cameron, V. T. Morgan, A. E. Stainsby**, Critical conditions for hydrodynamic lubrication of porous metal bearings. *Lubrication and Wear*, Inst. of Mech. Eng. 1962. Vol. 176, pp. 761-70.
- [103] **C. Cusano**, Lubrication of porous journal bearings. *Journal of lubrication Technology ASME* 1972. Vol. 94, pp. 69-73.
- [104] **A. K. Chattopadhyay, B. C. Majumdar**, Steady state solution of finite hydrostatic porous oil journal bearings with tangential velocity slip. *Tribology International* 1984. Vol. 17, pp. 317-23.
- [105] **V. Kumar**, Exact mathematical analysis for the determination of the performance characteristics of thin partial porous metal bearings of infinite length. *Wear* 1983. Vol. 86, pp. 11-20.
- [106] **P.R.K. Murti**, Hydrodynamic lubrication of long porous bearings. *Wear* 1971. Vol. 18, pp. 449-460.
- [107] **J. Prakash, S. K. Vij**, Analysis of narrow porous journal bearings using Beavers-Joseph criterion of velocity slip. *Trans ASME, Journal of Applied Mechanics* 1974. Vol. 96, pp. 348-353.
- [108] **S. Kaneko, Y. Hashimoto, I. Hiroki**, Analysis of oil-film pressure distribution in porous journal bearings under hydrodynamic lubrication conditions using an improved boundary condition. *Trans ASME, Journal of Tribology* 1997. Vol. 119, pp.171–178.
- [109] **S. Kaneko, H. Takabatake, K. Ito**, Numerical analysis of static characteristics at start of operation in porous journal bearings with sealed ends. *Trans ASME, Journal of Tribology* 1999. Vol. 121, pp. 62–68.
- [110] **M. Mokhtar, M. Raffat, G.S. Shawki**, Experimental investigations into the performance of porous journal bearings. S.A.E. (1984) paper, N°840097.
- [111] **J. R. Lin, C. C. Hwang, R. F. Yang** Hydrodynamic lubrication of long, flexible, porous journal bearings using the Brinkman model. *Wear* 1996. Vol. 198, pp. 156–164.
- [112] **A. A. Elsharkawy, L. Guedouar**, An inverse solution for finite journal bearings lubricated with couple stress fluids. *Tribology International* 2001. Vol. 34, pp.107-118.

- [113] **W. Li**, Derivation of modified Reynolds equation –a porous media model. Trans. ASME, Journal of Tribology 1999. Vol. 121, pp. 823-829.
- [114] **H. G. Elrod**, A cavitation algorithm. Journal of Lubrication Technology ASME 1981. Vol. 103, N°2, pp. 350-354.
- [115] **J. A. Ochoa-Tapia, S. Whitaker** Momentum transfert at the boundary between a porous medium and a homogenous fluid. Theoretical development. International Journal of Heat and Mass Transfert 1995. Vol. 38, pp. 2635-2646.
- [116] **A. A. Elsharkawy, L. Guedouar**, Hydrodynamic lubrication of porous journal bearings using a modified Brinkman-extended Darcy model. Tribology International 2001. Vol. 34, pp. 767-777.
- [117] **M. D. Chen, K. M. Chang, J. W. Lin, W. Li**, Lubrication of journal bearings-influence of stress jump condition at the porous media/fluid film interface. Tribology International 2002. Vol. 35, pp. 287-295.
- [118] **N. B. Naduvinamani, S. B. Patil** Numerical solution of finite modified Reynolds equation for couple stress squeeze film lubrication of porous journal bearings. Computers and Structures 2009. Vol.87, pp. 1287-1295.
- [119] **J. Frêne, D. Nicola, B. Degueurce, D. Berthe, M. Godet**, Lubrification hydrodynamique, Paliers Butées, Editions Eyrolles 1990.
- [120] **Barus Am.** J. Science 1893. Vol. 45, pp. 77-103.
- [121] **B. Giudicelli**, Modèles hydrodynamiques conservatives pour des paliers autolubrifiants poreux en régime permanent. Thèse de doctorat. Institut National des sciences appliquées de Lyon 1993.
- [122] **M. M. Reddi**, Finite element solution of the incompressible lubrication problems. Trans ASME 1969. Vol. 91, pp. 524-533.
- [123] **S. Wada, H. Hayashi, M. Migita**, application of finite element method to hydrodynamic lubrication problems (part I). Trans JSME, 1971. Vol. 37, pp. 283-592.
- [124] **S. Wada, H. Hayashi, M. Migita**, application of finite element method to hydrodynamic lubrication problems (part I). Trans JSME, 1971. Vol. 37, N°295, pp. 293-601.

- [125] **M. Arghir, A. Alsayed, D. Nicolas**, The finite volume solution of the Reynolds equation of lubrication with film discontinuities. *International Journal of Mechanical sciences* 2002. Vol. 44, pp. 2119-2132.
- [126] **K. Kang, Y. Rhin, K. Sung**, A study of oil lubricated herringbone grooved journal bearing. Part I: Numerical analysis. *ASME Journal of Tribology* 1996. Vol. 118, pp. 906-911.
- [127] **J.K. Wang, M.M. Khonsari**, Effects of oil inlet pressure and inlet position of axially grooved infinitely long journal bearings. Part I: Analytical solutions and static performance. *Tribology International* 2008. Vol. 41, pp. 119–131.
- [128] **R. D. Richtmayer**, *Difference methods for initial value problems*. Inter science Publishers, Inc. New York.
- [129] **R. Boncopain**, *Les paliers lisses en régime thermo-hydrodynamique, aspect théoriques et expérimentaux*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1984.
- [130] **M. Hajjam, D. Bonneau**, A transient finite element cavitation algorithm with application to radial lip seals. *Tribology International* 2007. Vol. 40, pp. 1258-1269.
- [131] **T. J. Sawichi, T. V. Rao**, Cavitation effects on the stability of a submerged journal bearing. *International Journal of Rotating Machinery* 2004. Vol. 10, pp. 227-232.
- [132] **A. Dadouche, M. Fillon**, Analyse théorique et expérimentales des effets thermiques dans les butées hydrodynamiques à géométrie fixe. *Revue française de l'industrie* 2000. Vol. 1, pp. 141-150.