

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Hassiba Benbouali de Chlef

Faculté de Technologie

Département de Génie Mécanique



THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Filière : Génie mécanique

Spécialité : Énergétique

Par :

Abdellah AZZALA

Thème :

Etude des effets de déformation élastique et la piézoviscosité sur les performances d'un palier hydrodynamique lisse lubrifié par un ferrofluide

Soutenue le 24 Janvier 2026, devant le jury composé de :

KHELIL Ali	Professeur	Université Hassiba Benbouali de Chlef	Président
BENHAMOU Abdesoufi	MCA	Université Hassiba Benbouali de Chlef	Examineur
FIKAOUNI Mohamed Faouzi	MCA	Université Hassiba Benbouali de Chlef	Examineur
MAZOUZI Ridha	Professeur	Université Djilali Bounaama Khemis Miliana	Examineur
BOUZIDANE Ahmed	Professeur	Université Ibn Khaldoun de Tiaret	Examineur
CHETTI Boualem	Professeur	Université Djilali Bounaama Khemis Miliana	Encadreur
ZIDANE Ibrahim	Professeur	Université Hassiba Benbouali de Chlef	Invité

Année universitaire : 2025 – 2026

Remerciements

Au terme de ce travail, mes premiers remerciements vont au Tout-Puissant Allah, qui m'a accordé la force et la persévérance nécessaires pour mener à bien mes études.

J'exprime ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, le Professeur Boualem CHETTI, de l'Université de Khemis Miliana, pour son soutien constant, sa patience, sa motivation, son enthousiasme et la richesse de ses connaissances. Ses conseils avisés ont constitué un appui précieux tout au long de mes recherches et de la rédaction de cette thèse.

Je tiens également à remercier le Professeur Ibrahim ZIDANE, de l'Université Hassiba Benbouali de Chlef, pour son accompagnement, son soutien et la pertinence de ses orientations tout au long de mon parcours doctoral.

Mes sincères remerciements vont aussi à l'ensemble des membres du jury qui ont bien voulu consacrer de leur temps à l'examen de ce travail : le Professeur Ali KHELIL (Université de Chlef), le Dr Abdesoufi BENHAMOU (Maître de conférences, Université de Chlef), le Dr Mohamed Faouzi FIKAOUNI (Maître de conférences, Université de Chlef), le Professeur Ridha MAZOUZI (Université de Khemis Miliana) et le Professeur BOUZIDANE Ahmed (Université de Tiaret).

Mes remerciements s'adressent aussi aux Prs. ZAHLOUL Hamou, MENDAS Mohammed et à Mr. YAGOUBI Belkacem de m'avoir accueilli au sein du laboratoire Rhéologie et Mécanique.

Enfin, j'adresse toute ma reconnaissance à l'ensemble des enseignants et à toutes les personnes qui, par leurs conseils, leurs encouragements ou leurs critiques constructives, ont contribué à enrichir ma réflexion et à mener ce travail à son aboutissement.

Dédicace

Je dédie ce travail :

À mes chers parents qui ont consacré leur existence à bâtir la mienne pour leur soutien, patience et soucis de tendresse.

À ma mère qui m'a encouragé durant toutes mes études.

À ma petite famille, pour son soutien indéfectible et ses encouragements constants, qui m'ont accompagné et porté tout au long de mes années d'études.

À mes chers frères.

À mes chères sœurs.

À tous mes amis.

À tous les enseignants qui m'ont éclairé la voie du savoir.

Et à tous ceux que j'ai connus durant mon cycle d'étude.

AZZALA Abdellah

Résumé

La présente étude s'intéresse à l'influence de la déformation élastique ainsi qu'à la variation de la viscosité en fonction de la pression sur les performances statiques d'un palier circulaire lubrifié par des ferrofluides. Pour atteindre cet objet, l'équation de Reynolds dérivée, pour un ferrofluide sous un champ magnétique appliqué à l'aide du modèle de Neuinger-Rosensweig tenant compte de la dépendance de la viscosité avec la pression dans les fluides non newtoniens et la déformation élastique, a été utilisée. Un champ magnétique est créé par un fil fini déplacé. Le modèle de revêtement mince élastique est utilisé pour déterminer la déformation élastique. L'effet de la piézoviscosité est modélisé par la loi du Barus. Afin de déterminer la distribution de pression, l'équation de Reynolds modifiée a été résolue par la méthode des différences finies associée à l'algorithme de Gauss-Seidel. Les performances statiques du palier lisse, notamment la portance hydrodynamique, le coefficient de frottement, l'angle de calage et la fuite latérale, ont ensuite été évaluées pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique, du coefficient de déformation élastique et du coefficient de piézoviscosité. Les résultats obtenus montrent que l'augmentation du coefficient de force magnétique se traduit par une élévation de la capacité de charge, des fuites latérales et de l'angle de calage, tandis qu'elle induit une diminution du coefficient de frottement. La présence de champs magnétiques améliore significativement les performances d'un palier lisse rigide et déformable. Les résultats obtenus montrent que la piézoviscosité a une influence non négligeable sur les caractéristiques statiques du palier lubrifié par les ferrofluides surtout sur la portance hydrodynamique et le coefficient de frottement.

Mots clés : palier hydrodynamique, déformation élastique, piézoviscosité, ferrofluide, méthode différences finies

Abstract

The present study investigates the effect of elastic deformation and viscosity variation with pressure on the static characteristics of a circular bearing operating with ferrofluids. To achieve this purpose, the Reynolds equation derived for a ferrofluid under an applied magnetic field using the Neuinger-Rosensweig model considering the dependence of viscosity with pressure in non-Newtonian fluids and elastic deformation was used. A magnetic field is created by a displaced finite wire. The elastic thin coating model is used to determine the elastic deformation. The effect of piezoviscosity is modeled by Barus' law. To obtain the pressure distribution, the modified Reynolds equation is solved by the finite difference technique using the Gauss–Seidel method. The static performance characteristics of the journal bearing in terms of; the load carrying capacity, attitude angle, friction coefficient, and side leakage are determined for different values of the magnetic force coefficient, elastic deformation coefficient, and piezoviscosity coefficient. The results show that increasing the magnetic force coefficient increases the load capacity, attitude angle, and side leakage, while decreasing the friction coefficient. The presence of magnetic fields significantly improves the performance of a rigid and deformable journal bearing. The results show that piezoviscosity has a significant influence on the static characteristics of the ferrofluid-lubricated bearing, particularly on the load carrying capacity and friction coefficient.

Keywords: hydrodynamic bearing, elastic deformation, piezoviscosity, ferrofluid, finite difference method.

ملخص

تبحث هذه الدراسة في تأثير التشوه المرن وتغير اللزوجة مع الضغط على الخصائص الساكنة لمحمل دائري يعمل مع الموائع المغناطيسية. ولتحقيق هذا الغرض، تم استخلاص معادلة رينولدز لسائل مغناطيسي تحت تأثير مجال مغناطيسي مطبق باستخدام نموذج نوينجر-روزنويج مع الأخذ في الاعتبار اعتماد اللزوجة على الضغط في الموائع غير النيوتونية والتشوه المرن. يتم إنشاء مجال مغناطيسي بواسطة سلك محدود مزاح. ويستخدم نموذج الطلاء الرقيق المرن لتحديد التشوه المرن. يتم نمذجة تأثير اللزوجة الانضغاطية بواسطة قانون باروس. للحصول على توزيع الضغط، يتم حل معادلة رينولدز المعدلة بتقنية الفروق المحدودة باستخدام طريقة قاوس-سايدل. تم حساب خصائص الأداء الساكنة للمحمل البسيط وهي: الرفع الهيدروديناميكي وزاوية الميل ومعامل الاحتكاك ومعاملات التسرب الجانبي لقيم مختلفة من معامل القوة المغناطيسية ومعامل التشوه المرن ومعامل اللزوجة الانضغاطية. أظهرت النتائج المتحصل عليها أن زيادة معامل القوة المغناطيسية تزيد من سعة التحميل، وزاوية الميل، والتسرب الجانبي، مع تقليل معامل الاحتكاك. يُحسّن وجود المجالات المغناطيسية أداء المحمل البسيط الصلب والقابل للتشوه بشكل ملحوظ. كما أظهرت النتائج أن اللزوجة الانضغاطية تؤثر بشكل كبير على الخصائص الساكنة للمحمل المشحم بالسائل المغناطيسي، وخاصةً على معامل الرفع الهيدروديناميكي ومعامل الاحتكاك.

الكلمات المفتاحية: المحمل الهيدروديناميكي، التشوه المرن، اللزوجة الانضغاطية، السائل المغناطيسي، طريقة الفروق المحدودة.

Tables des matières

Introduction Générale	1
Chapitre 1. Étude bibliographique	4
1.1. Introduction	5
1.2. Palier hydrodynamique.....	5
1.2.1. Paliers hydrodynamiques lisses	5
1.2.2. Avantage et inconvénients	6
1.2.3. Types de palier hydrodynamique lisse	6
1.2.4. Principe de fonctionnement d'un palier lisse	7
1.2.5. Alimentation du palier lisse	8
1.2.6. Caractéristiques géométriques d'un palier lisse.....	9
1.2.7. Régimes de lubrification des paliers lisses.....	10
1.2.7.1. Régime hydrostatique	11
1.2.7.2. Régime hydrodynamique	11
1.2.7.3. Régime élastohydrodynamique	12
1.3. Utilisation des ferrofluides dans les paliers hydrodynamiques	12
1.4. Déformation élastique	16
1.5. Viscosité de fluide lubrifiant	18
1.5.1. Contrainte de cisaillement.....	18
1.5.2. Taux de cisaillement dans le film lubrifiant	19
1.5.3. Variation de la viscosité avec la pression (piézoviscosité).....	19
1.6. Etat d'art.....	20
1.6.1. Ferrofluide	20
1.6.2. Déformation élastique	24
1.6.3. Piézoviscosité.....	25
1.7. Conclusion.....	26
Chapitre 2. Modélisation d'un palier lisse lubrifié par des ferrofluides.....	27
2.1. Introduction	28
2.2. Hypothèses pour un film lubrifiant.....	28
2.3. Épaisseur du film lubrifiant pour un palier lisse non- déformé.....	28
2.4. Épaisseur du film lubrifiant pour un palier lisse déformé	31
2.5. Equation de Reynolds pour un palier lubrifié par un ferrofluide en tenant compte l'effet de la déformation élastique	32
2.6. Équation de Reynolds pour un palier lubrifié par un ferrofluide en tenant compte de l'effet de la piézoviscosité	33
2.7. Conditions aux limites	34
2.7.1. Conditions aux limites de Sommerfeld	34
2.7.2. Conditions aux limites de Gümbel	35
2.7.3. Conditions aux limites de Reynolds	36
2.8. Performances statiques d'un palier hydrodynamique	37
2.8.1. Portance hydrodynamique et l'angle de calage	37
2.8.2. Coefficient de frottement.....	37

2.8.3. Fuite latérale du lubrifiant	38
2.9. Conclusion.....	38
Chapitre 3. Résolution numérique de l'équation de Reynolds.....	39
3.1. Introduction	40
3.2. Modèle hydrodynamique	40
3.3. Discrétisation de l'équation de Reynolds en tenant compte l'effet de la déformation élastique	41
3.4. Discrétisation de l'équation de Reynolds en tenant compte l'effet de la piézoviscosité	44
3.5. Conditions aux limites	46
3.6. Condition de convergence.....	47
3.7. Programmes de calcul.....	47
3.8. Conclusion.....	50
Chapitre 4. Résultats et Discussions.....	51
4.1. Introduction	52
4.2. Effet de la déformation élastique	52
4.2.1. Validation de l'approche numérique	52
4.2.2. Effet de la déformation élastique sur la pression hydrodynamique	53
4.2.3. Effet de la déformation élastique sur la portance hydrodynamique	54
4.2.4. Effet de la déformation élastique sur l'angle de calage	56
4.2.5. Effet de la déformation élastique sur le coefficient de frottement	58
4.2.6. Effet de la déformation élastique sur la fuite latérale.....	60
4.3. Effet de la piézoviscosité.....	62
4.3.1. Validation de l'approche numérique.....	62
4.3.2. Effet de la piézoviscosité sur la pression hydrodynamique	63
4.3.3. Effet de la piézoviscosité sur la portance hydrodynamique.....	64
4.3.4. Effet de la piézoviscosité sur l'angle de calage.....	65
4.3.5. Effet de la piézoviscosité sur le coefficient de frottement	66
4.3.6. Effet de piézoviscosité sur la fuite latérale.....	67
4.4. Conclusion.....	68
Conclusions Générales & Perspective	70
Références bibliographiques.....	73
Annexe 1. Equation de Reynolds développée pour ferrofluide	79
Annexe 2. Résultats	82

Liste des figures

FIGURE 1.1 : SCHEMA D'UN PALIER HYDRODYNAMIQUE LISSE TYPIQUE [1].	5
FIGURE 1.2 : PHASES DE FONCTIONNEMENT D'UN PALIER LISSE.	8
FIGURE 1.3 : ALIMENTATION DES PALIERS LISSES ; (A) RAINURE AXIALE, (B) RAINURE CIRCONFERENCELLE.	8
FIGURE 1.4 : PALIER LISSE [4].	9
FIGURE 1.5 : COURBE DE STRIBECK [5–7].	10
FIGURE 1.6 : PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT EN REGIME HYDROSTATIQUE [9].	11
FIGURE 1.7 : REGIME HYDRODYNAMIQUE.	12
FIGURE 1.8 : COMPORTEMENT STRUCTURAL DES PARTICULES D'UN FERROFLUIDE SOUS L'ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE [10].	13
FIGURE 1.9 : COMPOSITION D'UN FERROFLUIDE [14].	16
FIGURE 1.10 : PALIER CYLINDRIQUE AVEC UNE REVETEMENT ELASTIQUE.	17
FIGURE 1.11 : ILLUSTRATION DE LA CONTRAINTE DE CISAILEMENT TANGENTIELLE.	18
FIGURE 1.12 : MOUVEMENT DE CISAILEMENT ENTRE DEUX SURFACES PLANES PARALLELES.	19
FIGURE 1.13 : L'EFFETS COMBINES DE LA LUBRIFICATION PAR UN FERROFLUIDE ET DE LA RUGOSITE DE SURFACE SUR UN PALIER INFINIMENT LONG [25].	21
FIGURE 1.14 : COMPOSANTES DU CHAMP MAGNETIQUE VECTORIEL [30].	23
FIGURE 2.1 : SECTION DROITE D'UN PALIER HYDRODYNAMIQUE LISSE [4].	29
FIGURE 2.2 : PALIER HYDRODYNAMIQUE LISSE DEVELOPPE.	31
FIGURE 2.3 : MODELE DE CHAMP MAGNETIQUE A FILS FINIS DEPLACE.	33
FIGURE 2.4 : CONDITION AUX LIMITES DE SOMMERFELD.	35
FIGURE 2.5 : CONDITION AUX LIMITES DE GÜMBEL.	35
FIGURE 2.6 : CONDITION AUX LIMITES DE REYNOLDS.	36
FIGURE 3.1 : MAILLAGE APPLIQUE AU FILM LUBRIFIANT DEVELOPPE.	41
FIGURE 3.2 : CONFIGURATION DU PALIER DEVELOPPE AVEC LES CONDITIONS DE REYNOLDS.	46
FIGURE 3.3 : ORGANIGRAMME DE CALCUL TENANT COMPTE DE L'EFFET DE LA DEFORMATION ELASTIQUE.	48
FIGURE 3.4 : ORGANIGRAMME DE CALCUL TENANT COMPTE DE L'EFFET DE LA PIEZOVISCOSITE.	49
FIGURE 4.1 : REPARTITION DE LA PRESSION LE LONG DE LA DIRECTION CIRCONFERENCELLE AU NIVEAU DU PLAN MEDIAN DU PALIER POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE DEFORMATION ELASTIQUE.	54
FIGURE 4.2 : VARIATION DE LA PORTANCE HYDRODYNAMIQUE ADIMENSIONNELLE W AVEC L'EXCENTRICITE RELATIVE ϵ POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE DEFORMATION ELASTIQUE. ...	55
FIGURE 4.3 : VARIATION DE LA PORTANCE HYDRODYNAMIQUE ADIMENSIONNELLE W AVEC LE COEFFICIENT DE DEFORMATION ELASTIQUE Co POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE.	56
FIGURE 4.4 : VARIATION DE L'ANGLE DE CALAGE ϕ AVEC L'EXCENTRICITE RELATIVE ϵ POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE DEFORMATION ELASTIQUE.	57
FIGURE 4.5 : VARIATION DE L'ANGLE DE CALAGE ϕ AVEC LE COEFFICIENT DE DEFORMATION ELASTIQUE Co POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE.	58
FIGURE 4.6 : VARIATION DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT Cf AVEC L'EXCENTRICITE RELATIVE ϵ POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE DEFORMATION ELASTIQUE.	59
FIGURE 4.7 : VARIATION DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT Cf AVEC LE COEFFICIENT DE DEFORMATION ELASTIQUE Co POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE.	60
FIGURE 4.8 : VARIATION DE LA FUITE LATERALE Q AVEC L'EXCENTRICITE RELATIVE ϵ POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE DEFORMATION ELASTIQUE.	61
FIGURE 4.9 : VARIATION DE LA FUITE LATERALE Q AVEC LE COEFFICIENT DE DEFORMATION ELASTIQUE Co POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE.	62
FIGURE 4.10 : REPARTITION DE LA PRESSION LE LONG DE LA DIRECTION CIRCONFERENCELLE AU NIVEAU DU PLAN MEDIAN DU PALIER POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE PIEZOVISCOSITE.	63
FIGURE 4.11 : VARIATION DE LA PORTANCE HYDRODYNAMIQUE ADIMENSIONNELLE W AVEC L'EXCENTRICITE RELATIVE ϵ POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE PIEZOVISCOSITE.	64
FIGURE 4.12 : VARIATION DE L'ANGLE DE CALAGE ϕ AVEC L'EXCENTRICITE RELATIVE ϵ POUR DIFFERENTES VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE PIEZOVISCOSITE.	65

FIGURE 4.13 : VARIATION DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT C_f AVEC L'EXCENTRICITE RELATIVE ϵ POUR DIFFERENTES VALEURS
DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE PIEZOVISCOSITE..... 67

FIGURE 4.14 : VARIATION DE LA FUIE LATERALE ADIMENSIONNELLE Q AVEC L'EXCENTRICITE RELATIVE ϵ POUR DIFFERENTES
VALEURS DU COEFFICIENT DE FORCE MAGNETIQUE ET DU COEFFICIENT DE PIEZOVISCOSITE. 68

Liste des tableaux

TABLEAU 1.1 : PRINCIPAUX ADDITIFS [12,13].	15
TABLEAU 1.2 : FLUIDES ET MATERIAUX PORTEURS UTILISES DANS LES FERROFLUIDES.....	16
TABLEAU 4.1 : COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES STATIQUES DES PALIERS LISSES RIGIDES LUBRIFIES AVEC DES FERROFLUIDES : $RL = 0.5, \alpha = 0.05$	53
TABLEAU 4.2 : COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES STATIQUES DES PALIERS LISSES DEFORMABLES : $RL = 0.5, Co = 0.02$	53
TABLEAU 4.3 : COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES STATIQUES DES PALIERS LISSES : $R/L = 1, \varepsilon = 0.7$	63

Nomenclature

c	Jeu de palier	[m]
C_f	Coefficient de frottement	-
Co	Coefficient de déformation élastique	-
D	Diamètre du palier	[m]
e	Excentricité du centre du palier	[m]
E	Module de Young du matériau	[Pa]
F	Force de cisaillement	[N]
F_h	Force de frottement	[N]
\bar{F}_h	Force de frottement adimensionnelle, $\bar{F}_h = F_h c / RL\mu$	-
f_m	Valeur volumique unitaire de la force magnétique induite	[Nm ⁻³]
H	Épaisseur du film adimensionnelle, $H = h/c$	-
H_m	Intensité du champ magnétique adimensionnel, $H_m = h_m/h_0$	-
h	Épaisseur du film lubrifiant	[m]
h_m	Intensité du champ magnétique	[Am ⁻¹]
h_{m0}	Valeur caractéristique de l'intensité du champ magnétique	[Am ⁻¹]
h_{min}	Épaisseur minimale du film	[m]
I	Intensité du courant traversant le fil	[A]
K	Paramètre de rapport de distance, $K = R_0/R$	
k	Numéro de contrôle À l'intérieur de la zone active, $k = h_{min}/h < 1.0$	
L	Longueur du palier	[m]
M_g	Magnétisation du ferrofluide	-
P	Pression adimensionnelle, $P = p(c/R)^2/\mu\omega$	-
P_u	Puissance dissipée des contacts lubrifiés hydrodynamiques,	[W]
p	Pression	[Pa]
Q	Fuite latérale adimensionnelle, $Q = 2q/LRc\omega$	[m ² /s]
q	Fuite latérale du palier	[m ³ /s]
R	Rayon du palier ou du tourillon	[m]
R_0	Distance déplacée de la position du fil au centre du palier	[m]
S	Aire de la surface	[m ²]
t	Épaisseur de revêtement élastique de coussinet	[m]
u_x	Composante de vitesse circonférentielle	[m/s]

u_z	Composante de vitesse axiale	[m/s]
W	Portance hydrodynamique adimensionnelle, $W = w (c/R)^2 / \mu \omega L R$	-
w	Portance hydrodynamique	[N]
W_ε	Composante de portance hydrodynamique adimensionnelle dans la direction de l'excentricité	-
W_θ	Composante de capacité de charge adimensionnelle dans la direction normale à l'excentricité	-
X_m	Susceptibilité du ferrofluide	
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	[m]
Z	Largeur non dimensionnelle dans la direction z , $Z = z/L$	-
α	Coefficient de force magnétique, $\alpha = (h_{m0})^2 \mu_0 X_m c^2 / \mu \omega L^2$	
β	Coefficient de piézoviscosité du lubrifiant	
γ'	Vitesse de cisaillement	[s ⁻¹]
ε	Excentricité relative, $\varepsilon = e/c$	-
θ	Coordonnée angulaire, $\theta = x/R$	[deg]
μ	Viscosité hydrodynamique	[Pa.s]
μ_{atm}	Viscosité dynamique à pression atmosphérique	[Pa.s]
μ_0	Perméabilité de l'espace libre ou de l'air, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$	[AT/m]
ν	Coefficient de poisson du matériau	-
ρ	Masse volumique de lubrifiant	[kg/m ³]
τ	Contrainte de cisaillement	[Pa]
ψ	Angle de position du fil déplacé modèles magnétiques	[rad]
ν	Rapport longueur/diamètre, $\nu = L/2R$	-
ω	Vitesse de rotation angulaire	[rad/s]
ϕ	Angle de calage	[rad]

Introduction Générale

Les machines tournantes occupent une place prépondérante dans l'industrie. Les progrès récents dans la conception de ces machines visent principalement à améliorer leur efficacité énergétique et à réduire les pertes énergétiques inutiles. Parmi les différentes sources de pertes, le frottement mécanique occupe une place centrale, en particulier dans les systèmes tournants tels que les ensembles arbre-cylindre équipés de paliers lisses pour supporter et guider les pièces en rotation. Ces paliers sont le siège d'importantes forces de frottement, responsables d'une part significative des pertes d'énergie dans ces machines.

Les paliers lisses, bien que simples et compacts, jouent un rôle clé dans le fonctionnement des systèmes mécaniques. Ils assurent un contact direct entre les surfaces en mouvement, ce qui les rend particulièrement sensibles au frottement et à l'usure. La réduction des pertes par frottement dans ces interfaces constitue donc un enjeu majeur pour l'amélioration du rendement des machines. Pour réduire les frottements et l'usure dans ces paliers pendant la lubrification, des revêtements des métaux blancs et élastomères sont utilisés. Les déformations élastiques de ces revêtements sont des déformations mécaniques qui sont engendrées par le champ de pression hydrodynamique qui règne dans le palier. L'accroissement de la pression dans un fluide s'accompagne d'une augmentation de sa viscosité, laquelle peut atteindre localement des valeurs élevées. Ce phénomène est appelé la piézoviscosité. Il existe plusieurs modèles qui expriment le comportement rhéologique de ces fluides non-Newtonien, comme le modèle de Barus.

Parmi les solutions pour diminuer les frottements au niveau des paliers et pour augmenter la portance hydrodynamique, les industriels et les chercheurs proposent l'utilisation des ferrofluides. Ce sont des fluides magnétiques constitués de suspension stable de petites particules de matériaux ferromagnétiques dans un fluide de base. Ces fluides deviennent magnétiques lors de l'application d'un champ magnétique extérieur. Les applications des ferrofluides sont généralement basées sur leur contrôlabilité par la force magnétique externe.

Dans cette étude, nous nous intéressons particulièrement à l'utilisation des ferrofluides pour réduire le frottement et pour augmenter la portance dans les paliers

hydrodynamiques, l'effet engendré de la déformation élastique, et le phénomène de la piézoviscosité. Cela rentre dans un objectif global d'optimiser les performances et la durabilité de ces systèmes en prolongeant la durée de vie des composants mécaniques. En effet, un frottement excessif engendré au niveau des paliers lisses provoque non seulement une dissipation inutile d'énergie sous forme de chaleur, mais aussi une usure prématurée des surfaces en contact, entraînant des coûts accrus de maintenance et de remplacement.

L'objectif de ce travail est de mener une étude numérique sur l'influence de la déformation élastique et de la variation de la viscosité en fonction de la pression (piézoviscosité) sur les performances d'un palier hydrodynamique lubrifié par un ferrofluide.

Ce travail de thèse se divise en quatre chapitres détaillés comme suit :

Le premier chapitre de ce travail de thèse constitue une étude bibliographique consacrée aux généralités sur les paliers hydrodynamiques. Par la suite, une attention particulière est portée sur l'utilisation des ferrofluides dans ces dispositifs mécaniques, à travers une analyse des principaux travaux de recherche concernant l'effet de déformation élastique et la piézoviscosité sur les caractéristiques d'un palier et des ferrofluide.

Le deuxième chapitre est dédié à la présentation de l'ensemble des équations de Reynolds et aux hypothèses formulées pour étudier les performances d'un palier lisse lubrifié par un ferrofluide en prenant en considération l'effet de déformation élastique et l'effet de la piézoviscosité.

Le troisième chapitre présente les discrétisations des équations de Reynolds sur un palier hydrodynamique lubrifié par un ferrofluide en prenant en considération les deux effets de la déformation élastique et la piézoviscosité.

Le quatrième chapitre présente les résultats obtenus, mettant en évidence l'influence de la déformation élastique ainsi que de l'effet de la piézoviscosité sur les caractéristiques statiques d'un palier lisse lubrifié avec un ferrofluide. Enfin, la thèse se termine par une conclusion générale et par des perspectives sur cette étude.

Chapitre 1. Étude bibliographique

1.1. Introduction

Dans ce chapitre, on va présenter les définitions, les types, les caractéristiques des paliers hydrodynamiques lisses, les ferrofluides lubrifiants, et on termine par une recherche bibliographique sur l'effet de la déformation élastique et de la variation de la viscosité en fonction de la pression sur les performances des paliers hydrodynamiques lisses.

1.2. Palier hydrodynamique

Les paliers hydrodynamiques constituent des éléments mécaniques essentiels, spécialement conçus pour assurer le guidage et pour assurer le positionnement des arbres en rotation.

Les paliers hydrodynamiques de géométries cylindriques sont classés en deux types :

- Paliers hydrodynamiques lisses.
- Paliers hydrodynamiques à roulements.

1.2.1. Paliers hydrodynamiques lisses

Les paliers hydrodynamiques lisses sont des organes de machines tournantes composés d'un arbre en rotation à l'intérieur d'un coussinet fixe, séparé de ce dernier par un film de fluide lubrifiant (Figure 1.1).

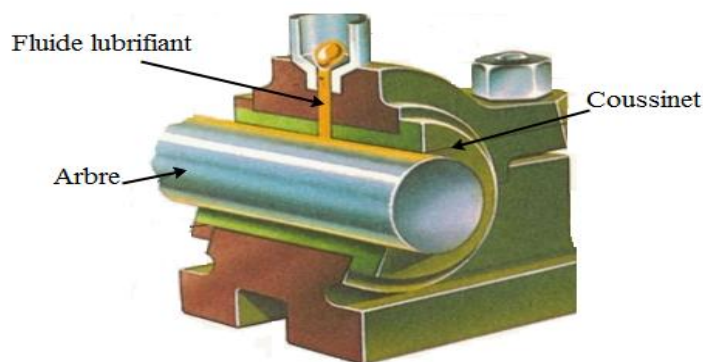


Figure 1.1 : Schéma d'un palier hydrodynamique lisse typique [1].

La rotation de l'arbre entraîne le fluide vers la zone convergente, générant ainsi un champ de pression hydrodynamique qui s'oppose à la charge appliquée et l'équilibre [1].

1.2.2. Avantage et inconvénients

A. Avantages :

- Insensibilité aux chocs et aux vibrations.
- Fonctionnement silencieux.
- Résistance à la poussière.
- Adaptés aux grandes vitesses de rotation.
- Durée de vie quasi illimitée dans le régime de frottement fluide.
- Montage et démontage aisés.

B. Inconvénients :

- Consommation importante d'huile pour assurer la lubrification.
- Surveillance permanente (via les voyeurs ou les jauges).
- Rendement moins élevé que celui des roulements.

1.2.3. Types de palier hydrodynamique lisse

Les paliers lisses cylindriques peuvent être classés en trois catégories selon le rapport longueur/diamètre (L/D) [2].

a) Paliers courts :

Un palier est considéré comme court lorsque le rapport de sa longueur à son diamètre est faible ($L/D < 0,125$). Le calcul de ce type de paliers est relativement simple, à condition de négliger le gradient de pression dans la direction circonférentielle.

b) Paliers infiniment longs :

Lorsque le rapport L/D prend une valeur élevée ($L/D > 4$), le débit axial peut être négligé et l'écoulement est alors considéré comme purement circonférentiel. L'hypothèse

retenue pour ce type de paliers est que le gradient de pression axial est négligeable devant le gradient de pression circonférentielle.

c) Paliers de longueur finie :

Un palier est dit de longueur finie lorsque le rapport L/D est compris entre 0,125 et 4. Les deux cas précédents représentent des situations limites, tandis que le palier de longueur finie constitue la configuration la plus représentative du fonctionnement réel d'un palier.

1.2.4. Principe de fonctionnement d'un palier lisse

Le fonctionnement d'un palier repose directement sur le débit du film lubrifiant. Ce débit résulte de l'adhérence du fluide en couche mince aux parois en mouvement, assurant ainsi la séparation des surfaces en contact.

Lors de la mise en service d'un palier, trois phases successives peuvent être distinguées, comme illustré dans la Figure 1.2. Les points Oa et Oc désignent respectivement les centres de l'arbre et du coussinet, tandis que la charge extérieure appliquée sur l'arbre est notée W [3].

- **Phase 1** : à l'arrêt, le coussinet et l'arbre sont directement en contact. La génératrice commune s'oppose alors à la charge supportée, et la distance Oa Oc correspond au jeu radial c .
- **Phase 2** : lors du démarrage, l'arbre commence à rouler tout en glissant à l'intérieur du coussinet. La lubrification se situe alors dans un régime mixte, le lubrifiant étant entraîné vers la zone convergente formée entre l'arbre et le coussinet.
- **Phase 3** : Lorsque la vitesse de rotation devient suffisante, un champ de pression hydrodynamique P se développe, assurant le support de la charge W . Le centre de l'arbre Oa atteint alors une position d'équilibre stable au sein du coussinet.

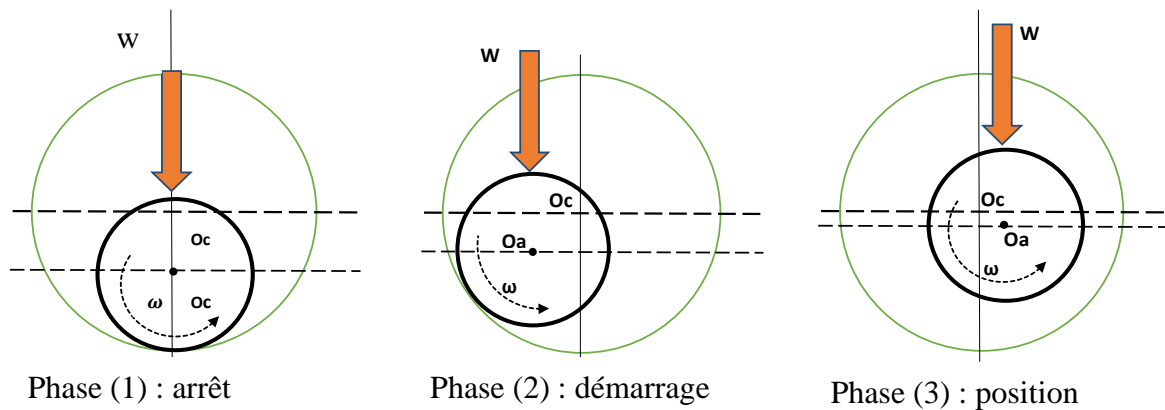


Figure 1.2 : Phases de fonctionnement d'un palier lisse.

1.2.5. Alimentation du palier lisse

Il existe deux types classiques de rainures d'alimentation pour les paliers lisses (Figure 1.3) : les rainures axiales et les rainures circonférentielles.

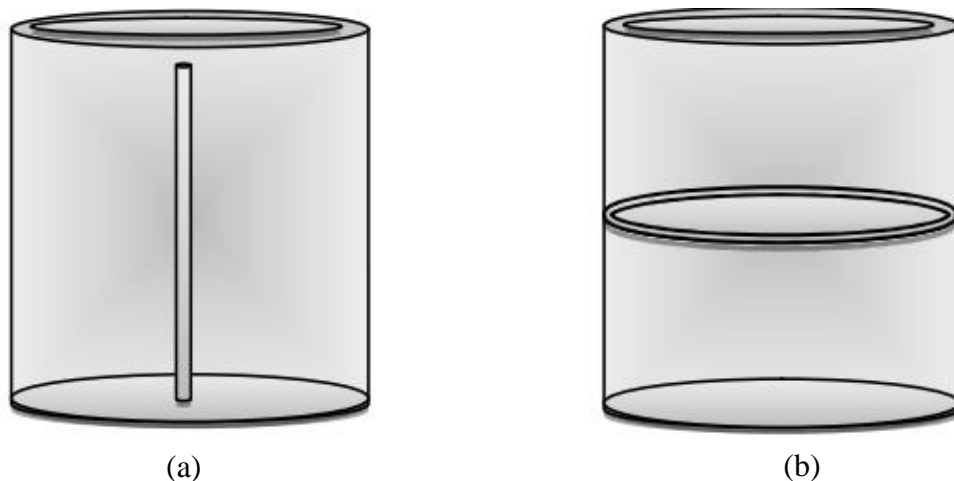


Figure 1.3 : Alimentation des paliers lisses ; (a) Rainure axiale, (b) Rainure circonférentielle.

a) Rainures axiales :

En ce qui concerne l'alimentation en huile du palier, et dans le cas de charges fixes en direction, la position la plus favorable de la rainure axiale se situe légèrement en aval de la génératrice correspondant à l'épaisseur maximale du film lubrifiant. Cependant, la position de la ligne des centres, repérée par l'angle de calage, dépend de plusieurs paramètres tels que la charge appliquée, la viscosité du lubrifiant et la vitesse de rotation. Pour cette raison, la rainure est généralement placée dans une zone comprise entre 90° et 135° en amont de la charge [3].

b) Rainures circonférentielle :

La rainure circonférentielle est généralement située au milieu du palier, où elle permet de maintenir une pression d'huile stable. Celle-ci divise le palier en deux demi-coussinets, présentant une excentricité relative légèrement plus élevée. Toutefois, ce type de rainure réduit sensiblement la capacité de charge, car il remplace un palier de longueur L par deux paliers de longueur $L' < L/2$. Ses avantages en matière de stabilité restent limités, et son principal intérêt réside dans l'uniformité de la lubrification, raison pour laquelle elle est souvent utilisée pour les bielles [3].

1.2.6. Caractéristiques géométriques d'un palier lisse

Un palier lisse est constitué de deux éléments : un arbre de rayon R_a et un alésage (coussinet) de rayon R_c et de longueur L (Figure 1.4).

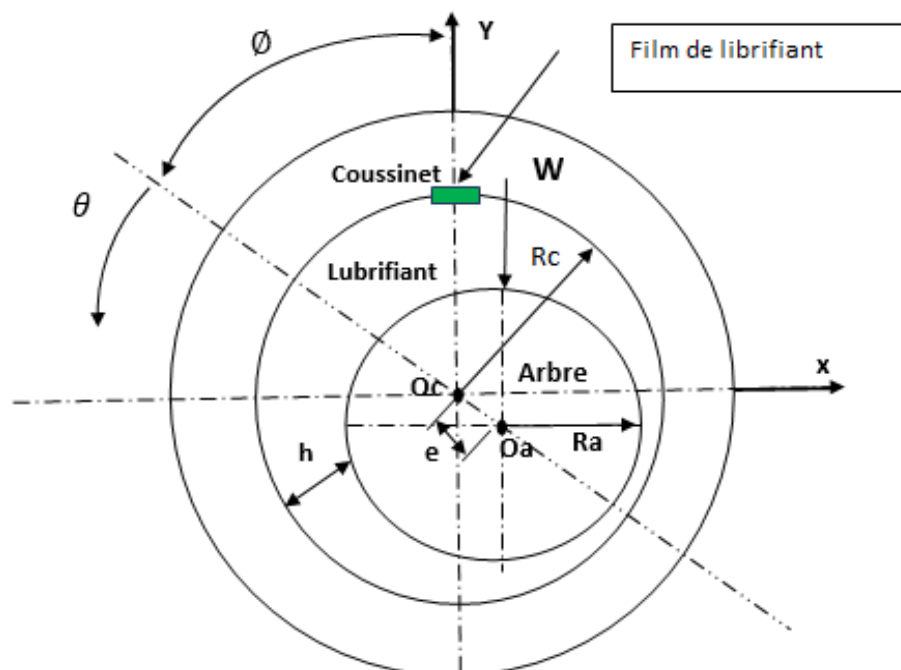


Figure 1.4 : Palier lisse [4].

Ainsi, un palier lisse peut être représenté schématiquement par deux cercles de rayons proches et caractérisé principalement par trois grandeurs :

- Le rapport (L/D) de la longueur au diamètre du palier.
- Le jeu relatif (C/R) est de l'ordre de 0.001.

- Le jeu radial ($c = Rc - Ra$).

1.2.7. Régimes de lubrification des paliers lisses

La courbe de Stribeck (Figure 1.5) illustre ces régimes de lubrification en fonction de plusieurs paramètres : la viscosité du lubrifiant, le coefficient de frottement, la charge appliquée et la vitesse de rotation. Elle met en évidence les principaux régimes suivants : **la lubrification limite**, où le contact entre les surfaces est prédominant avec une faible séparation par le lubrifiant, **la lubrification mixte**, où un film partiel de lubrifiant commence à se former tout en conservant des contacts intermittents, **la lubrification hydrodynamique (élastohydrodynamique)**, et **la lubrification hydrostatique** où un film fluide continu sépare complètement les surfaces en mouvement, réduisant ainsi l'usure et le frottement.

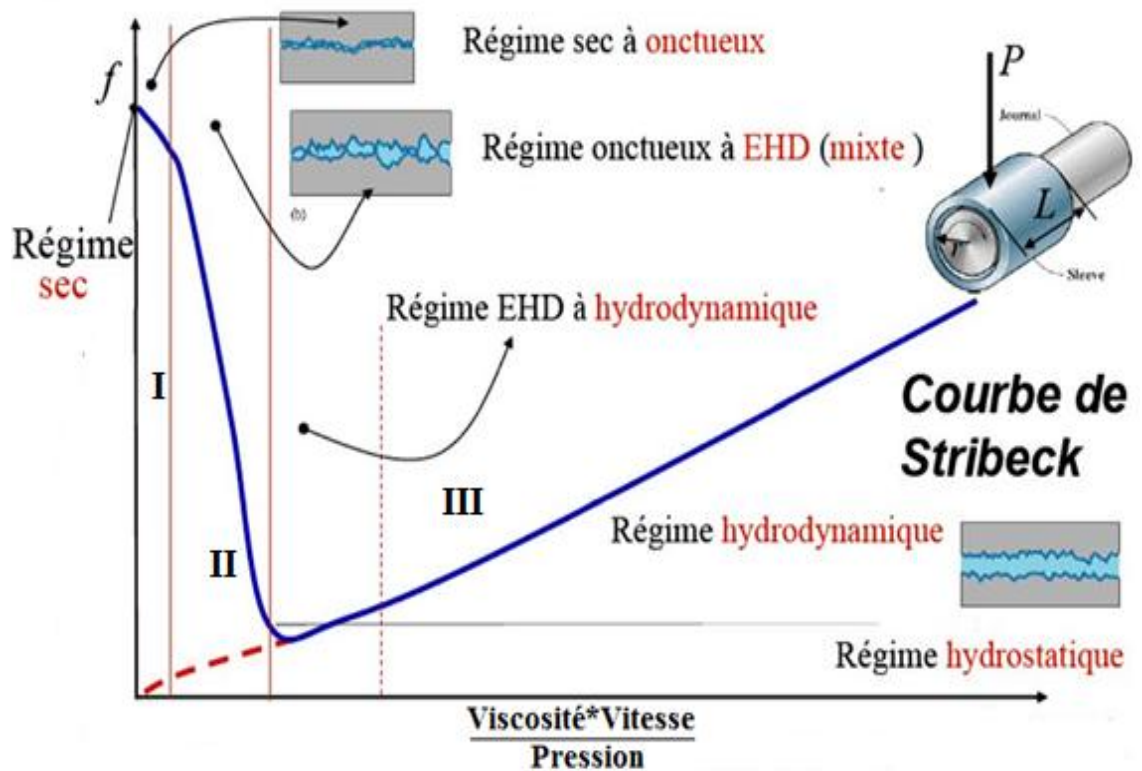


Figure 1.5 : Courbe de Stribeck [5-7].

Dans ce qui suit, on aborde uniquement les régimes de lubrification où un film fluide continu sépare complètement l'alésage et l'arbre du palier. Selon la géométrie des

deux surfaces en contact et l'intensité des pressions exercées, on a trois régimes de lubrification [8] :

1.2.7.1. Régime hydrostatique

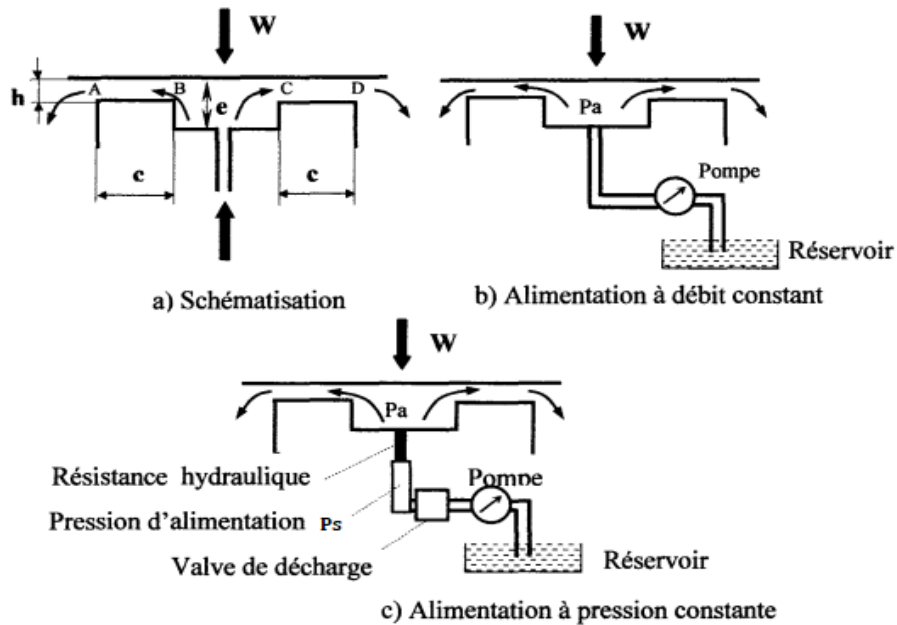


Figure 1.6 : Principe de fonctionnement en régime hydrostatique [9].

Ce régime consiste à envoyer, un fluide sous pression pour séparer les surfaces qui peuvent être ou non en mouvement relatif. Elles sont garanties d'un frottement extrêmement faible et d'une absence quasi-totale d'usure mais il faut une source d'énergie extérieure.

1.2.7.2. Régime hydrodynamique

Le lubrifiant est entraîné et mis sous pression par le mouvement relatif des surfaces (Figure 1.7). Il assure une séparation complète entre celles-ci et supporte l'intégralité de la charge grâce à sa viscosité, qui traduit sa résistance à l'écoulement. Dans ce régime, les vitesses relatives sont relativement élevées, tandis que les pressions demeurent modérées.

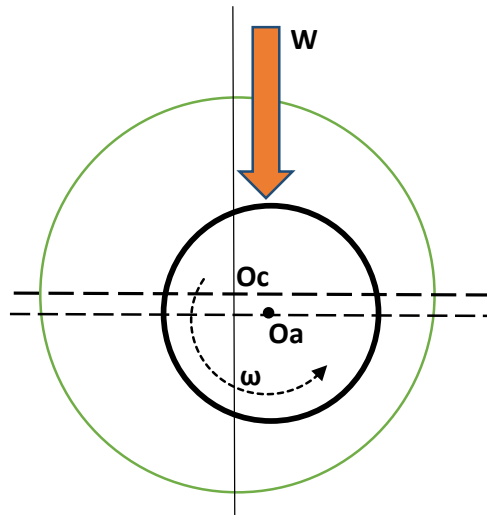


Figure 1.7 : Régime hydrodynamique.

1.2.7.3. Régime élastohydrodynamique

Le régime élastohydrodynamique intègre la déformation élastique dans les équations fondamentales. Il est également appliqué aux paliers hydrodynamiques soumis à des conditions de fonctionnement sévères, telles qu'un chargement dynamique (cas des paliers de moteurs thermiques), des charges très élevées ou un important désalignement. Dans la lubrification élastohydrodynamique, les fortes pressions au contact entraînent d'une part des déformations élastiques importantes, d'autre part un accroissement considérable de la viscosité du lubrifiant.

1.3. Utilisation des ferrofluides dans les paliers hydrodynamiques

Les ferrofluides sont des suspensions colloïdales stables de nanoparticules magnétiques dispersées dans un fluide porteur. Lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué, le moment magnétique de chaque particule tend à s'aligner avec la direction du champ, ce qui induit une aimantation à l'échelle macroscopique (Figure 1.8). Leurs propriétés physiques dépendent essentiellement des caractéristiques intrinsèques du fluide de base, de la stabilité vis-à-vis de l'agrégation des particules de la fraction volumique de la phase dispersée, ainsi que de l'intensité du champ magnétique appliqué.

Pour assurer la stabilité colloïdale, un tensioactif, tel que l'acide oléique, est généralement ajouté à la suspension. Ce dernier forme une couche protectrice autour de

chaque nanoparticule afin d'éviter leur agglomération sous l'effet des forces magnétiques et moléculaires, tout en maintenant une distance suffisante entre elles.

La lubrification est une application importante des ferrofluides. La lubrification par ferrofluides devrait constituer un complément prometteur aux techniques traditionnelles de lubrification à l'huile. Leur principal avantage par rapport aux huiles conventionnelles réside dans leur capacité à être maintenues à l'endroit souhaité par un champ magnétique externe tout en conservant leur fluidité. De plus, grâce à un champ magnétique optimisé, le ferrofluide est protégé contre les fuites et la pollution de l'environnement. Sous l'effet du champ magnétique externe, le fluide présente des performances non newtoniennes caractérisées par une limite d'élasticité dépendante du champ et une augmentation de la viscosité améliorant ainsi sa capacité de charge.

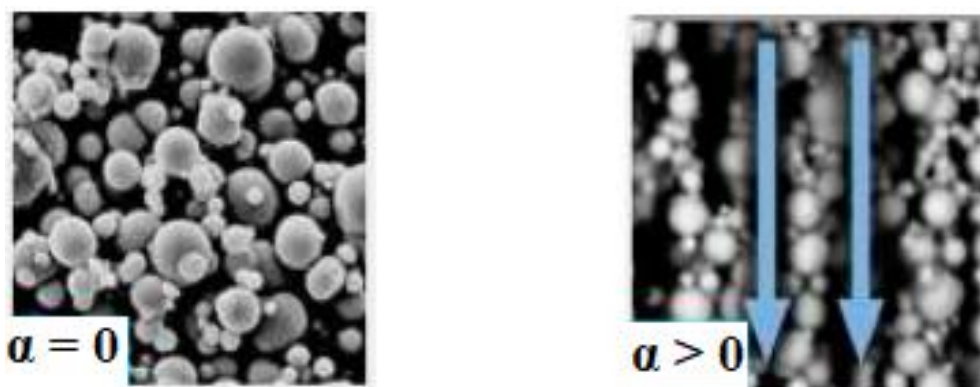


Figure 1.8 : Comportement structural des particules d'un ferrofluide sous l'action d'un champ magnétique [10].

La plupart des lubrifiants sont constitués d'un mélange de 70 à 75 % d'huile de base et de 25 à 30 % d'additifs. Le choix de l'huile de base dépend de l'application, des conditions de lubrification et du coût [11].

Les lubrifiants remplissent plusieurs fonctions essentielles :

- Réduire les frottements dans les machines, contribuant ainsi à l'économie d'énergie, l'énergie de frottement étant entièrement dissipée sous forme de chaleur. La diminution du coefficient de frottement entraîne également une réduction des températures de fonctionnement.

- Prévenir l'usure des surfaces en contact sous toutes ses formes et protéger contre la corrosion et la rouille.
- Refroidir les composants en évacuant la chaleur générée au niveau des surfaces en contact.
- Assurer l'étanchéité vis-à-vis des gaz, des liquides et des particules solides.
- Maintenir la propreté des surfaces et des circuits en éliminant les contaminants indésirables (poussières, débris d'usure, etc.).

Les performances des lubrifiants peuvent être améliorées par l'ajout d'additifs, classés en trois catégories selon leur fonction principale [12] :

1. Protéger les surfaces :

- Extrême pression, anti-usure ;
- Détergent ;
- Anti-corrosion ;
- Dispersant ;
- Modificateur de frottement.

2. Protéger le lubrifiant :

- Anti-mousse.
- Anti-oxydant ;

3. Améliorer le lubrifiant :

- Modificateur de point d'écoulement.
- Modificateur de viscosité ;

La liste ci-dessus présente les principaux additifs, sans toutefois prétendre à l'exhaustivité. Le Tableau 1.1 indique, pour chacun de ces additifs, leur rôle ainsi que leurs mécanismes d'action [13].

Tableau 1.1 : Principaux additifs [12,13].

Additif	Rôle	Mode d'action
Anti-usure, extrême pression	Réduire l'usure et le frottement, prévenir du grippage.	Ces additifs réagissent chimiquement avec la surface métallique pour former un film sacrificiel présentant une résistance au cisaillement plus faible que le métal.
Antimousse	Empêcher la formation de mousse dans le lubrifiant.	Réduit la tension de surface du lubrifiant pour faciliter la destruction des bulles d'air.
Anticorrosion	Empêcher la corrosion des surfaces.	Formation d'un film adsorbé sur la surface qui protège de la corrosion. Dans certains cas, additifs basiques pouvant neutraliser des acides corrosifs.
Modificateur de frottement	Modifier le coefficient de frottement entre les surfaces.	Forme un film adsorbé durable sur les surfaces qui réduit le frottement.
Détergent	Empêcher l'attaque des surfaces par des produits acides et limiter la formation de dépôt.	Forme une pellicule autour des particules les empêchant de se déposer. Réagit avec et neutralise les acides.
Modificateur de point d'écoulement	Faciliter l'écoulement à basse température.	Empêche la formation de réseaux cristallins qui gênent l'écoulement du fluide.
Dispersant	Empêcher l'agglomération des particules.	Les longues chaînes hydrocarbonées des dispersants maintiennent les particules en suspension dans l'huile.
Modificateur de viscosité	Minimiser la variation de viscosité avec la température.	S'associe aux molécules de lubrifiant lorsque la température augmente de façon à limiter la chute de viscosité.
Anti-oxydation	Empêcher l'oxydation du lubrifiant.	Décompose les composants (hydroperoxydes) qui conduisent à l'oxydation des huiles.

Le fluide porteur des ferrofluides peut être de différentes natures, comme le montre le Tableau 1.2.

Tableau 1.2 : Fluides et matériaux porteurs utilisés dans les ferrofluides.

Matériaux magnétiques		Fluides porteurs	
Métallique	Oxyde magnétique	Solvants organiques	Solvants polaires
Fe : fer Co : cobalt Ni : nickel Fe-Co	Fe ₃ O ₄ : magnétite γ-Fe ₂ O ₃ : maghémite Fe ₂ CoO ₄ : ferrite cobalt Fe ₂ MnO ₄ : ferrite manganèse	Kérosène Diester carboxylique Huile de silicone Polyphényléthers	Eau Méthanol Ethanol Ethylène glycol

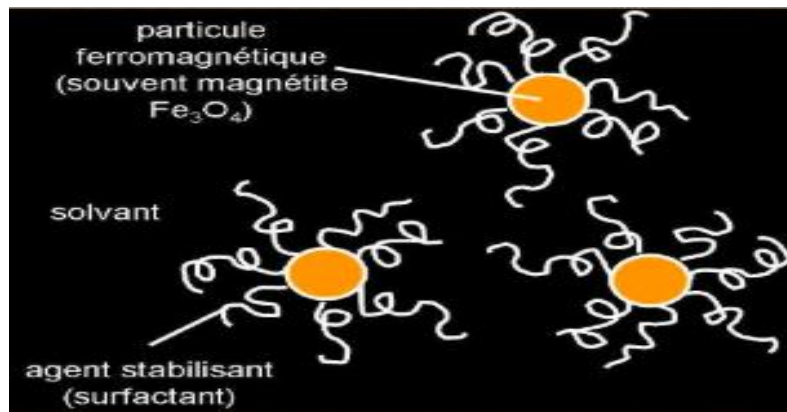


Figure 1.9 : Composition d'un ferrofluide [14].

1.4. Déformation élastique

La lubrification élastohydrodynamique (EHD) des paliers lisses constitue un chapitre majeur de la tribologie, en raison des nombreux paramètres influençant le comportement du film lubrifiant et des surfaces solides. Lors du fonctionnement cinématique ou dynamique de ces paliers, un champ de pression se développe à l'intérieur du film lubrifiant, induisant à son tour une déformation des surfaces du coussinet et de l'arbre. Cette déformation modifie également l'épaisseur du film lubrifiant. Par ailleurs, les conditions d'alimentation peuvent affecter la forme du champ de pression et, par conséquent, celle du champ d'épaisseur. Pour une modélisation précise de la lubrification dans des conditions réelles, il est essentiel de prendre en compte les conditions assurant la conservation du débit.

L'utilisation de revêtements de surface, tels que les élastomères et les métaux blancs, dans les paliers entraîne des déformations significatives de la surface du coussinet,

pouvant être de l'ordre de grandeur de l'épaisseur du film lubrifiant. Ces revêtements sont principalement utilisés pour réduire l'usure au démarrage.

L'étude du régime EHD prend en considération les déformations élastiques induites par le champ de pression dans le contact lubrifié. La formulation d'un problème EHD repose sur la théorie de Hertz [15]. Elle nécessite de déterminer simultanément :

- le champ de pression du film lubrifiant,
- le champ d'épaisseur du film à tout instant du fonctionnement.

Cela implique la résolution simultanée de deux équations :

- une équation décrivant l'épaisseur du film lubrifiant, intégrant les déformations élastiques des surfaces,
- une équation dite de Reynolds définissant le comportement du film lubrifiant.

Dans cette section, nous nous intéressons aux déformations élastiques des surfaces de contact dans les paliers hydrodynamiques. Nous considérons que le coussinet est déformable en raison d'un revêtement élastique mince appliqué sur sa surface interne, tandis que l'arbre est supposé rigide (Figure 1.10).

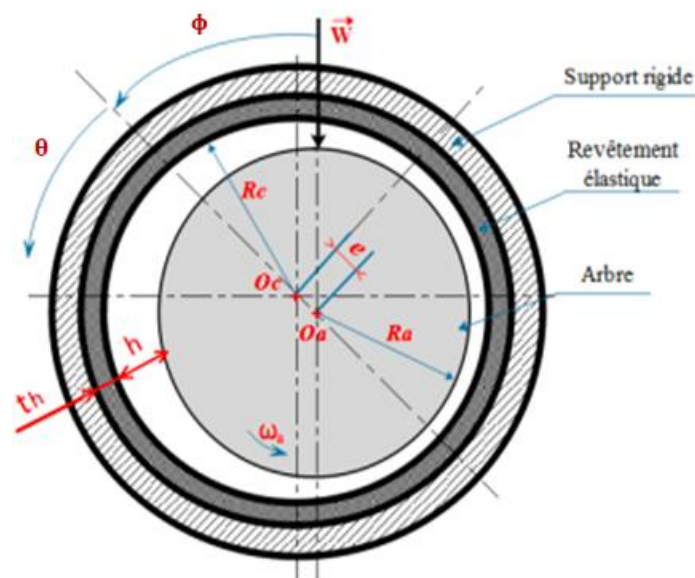


Figure 1.10 : Palier cylindrique avec un revêtement élastique.

1.5. Viscosité de fluide lubrifiant

La viscosité caractérise la résistance d'un fluide à tout glissement interne de ses molécules les unes par rapport aux autres. Elle exprime le degré de résistance du fluide aux forces qui lui sont appliquées (contraintes). Plus un fluide est visqueux, plus il s'écoule lentement [16].

Il existe deux types de viscosité :

- Viscosité dynamique μ [$Pa \cdot s$],
- Viscosité cinématique $\nu = \mu/\rho$ [m^2/s].

La viscosité dynamique est définie comme le rapport entre la contrainte de cisaillement τ et le taux de cisaillement γ' [17] :

$$\mu = \frac{\tau}{\gamma'} \quad (1.1)$$

1.5.1. Contrainte de cisaillement

La contrainte tangentielle de cisaillement est le rapport entre la force F appliquée et l'aire A de la surface et elle est donnée par la relation :

$$\tau = \frac{F}{S} \quad (1.2)$$

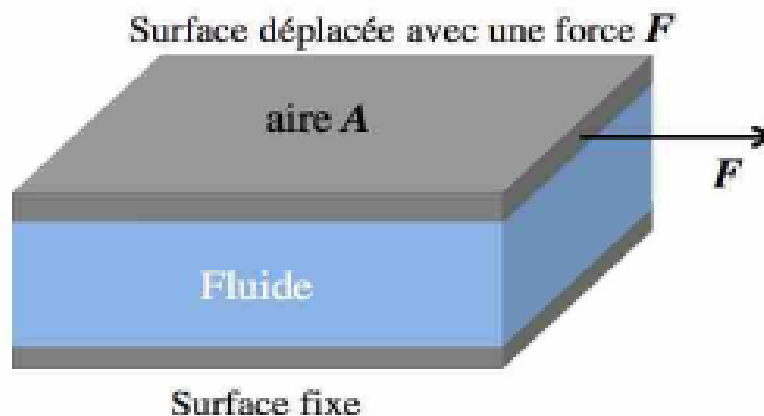


Figure 1.11 : Illustration de la contrainte de cisaillement tangentielle.

1.5.2. Taux de cisaillement dans le film lubrifiant

Le taux de cisaillement est la dérivée temporelle de la déformation. En pratique, il est souvent assimilé au gradient de vitesse, défini par le rapport entre la vitesse V de la surface mobile et l'épaisseur h du fluide soumis au cisaillement [11] :

$$\gamma' = \frac{d\gamma}{dt} = \frac{V}{h} \quad (1.3)$$

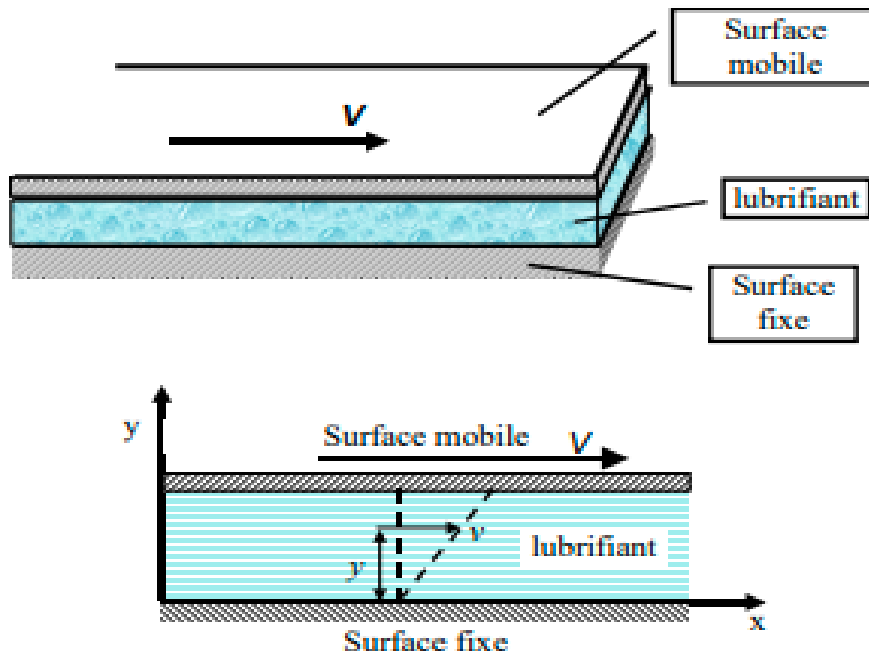


Figure 1.12 : Mouvement de cisaillement entre deux surfaces planes parallèles.

1.5.3. Variation de la viscosité avec la pression (piézoviscosité)

Lorsque la pression exercée sur un fluide augmente, sa viscosité croît de manière significative et peut atteindre localement des valeurs très élevées. Ce phénomène, connu sous le nom de piézoviscosité, a été décrit et modélisé pour la première fois par la loi de Barus (1893) [11].

$$\mu = \mu_{atm} e^{\beta p} \quad (1.4)$$

Cette loi permet de prendre en compte les effets de la pression dans les régimes de lubrification à haute charge ou haute pression.

1.6. Etat d'art

L'étude de l'effet des déformations élastiques et la piézoviscosité sur les caractéristiques des paliers lisses lubrifiés par des ferrofluides a fait l'objet de plusieurs recherches tels que :

1.6.1. Ferrofluide

Plusieurs études ont été menées sur l'utilisation des ferrofluides dans les paliers hydrodynamiques, mettant en évidence leurs avantages en termes de réduction des frottements et d'amélioration de la performance.

Chang et al. [18] ont étudié deux types de paliers lisses : à quatre plaquettes et à poches étagées, lubrifiés avec un ferrofluide. L'analyse a révélé que la lubrification magnétique améliore les performances des paliers, notamment en cas de désalignement.

Osman et al. [19,20] ont dérivé une équation de Reynolds modifiée en se basant sur les équations de la quantité de mouvement et de la continuité pour un ferrofluide soumis à un champ magnétique appliqué. Cette équation peut s'appliquer à tout modèle de répartition de champ magnétique. Montrant que la lubrification par ferrofluide sous champ magnétique permet d'obtenir une capacité de charge accrue et un coefficient de frottement réduit par rapport à une lubrification classique.

Shah et al. [21] ont mené une étude théorique comparant le comportement d'un film ferrofluide de compression dans un palier lisse de longueur infinie. Pour ce faire, ils ont utilisé les modèles d'écoulement de Neuringer–Rosensweig et de Jenkins–Shliomis, appliqués sous l'effet de champs magnétiques uniformes et non uniformes.

Urreta et al. [22] ont porté sur le développement de paliers lisses hydrodynamiques lubrifiés avec des ferrofluides. Deux types de fluides ont été analysés en fonction de leur viscosité : le ferrofluide FERROTEC APG S10N et le fluide magnétorhéologique MRF122-2ED de LORD Corp. Les résultats obtenus montrent que les fluides magnétiques présentent un fort potentiel pour le développement de paliers lisses actifs.

L'influence de la chaleur sur les paliers lisses hydrodynamiques lubrifiés par des ferrofluides soumis à des contraintes de couple a été étudiée par Nada et al. [23]. Les résultats montrent que les ferrofluides soumis à des contraintes de couple offrent des performances supérieures par rapport aux fluides newtoniens.

Patel et al. [24] ont étudié et analysé les performances d'un palier hydrodynamique court lubrifié avec un ferrofluide. Les résultats, présentés sous forme graphique, indiquent que l'utilisation d'un ferrofluide améliore significativement les performances du palier par rapport à un lubrifiant conventionnel.

Hsu et al. [25] ont examiné les effets combinés du champ magnétique et de la rugosité de surface sur un palier infiniment long lubrifié avec un ferrofluide généré par un fil infini (Figure 1.13). L'introduction d'une rugosité tangentielle favorise une hausse de la pression du film et de la capacité de charge, tout en réduisant l'angle de poussée et en modifiant le coefficient de frottement.

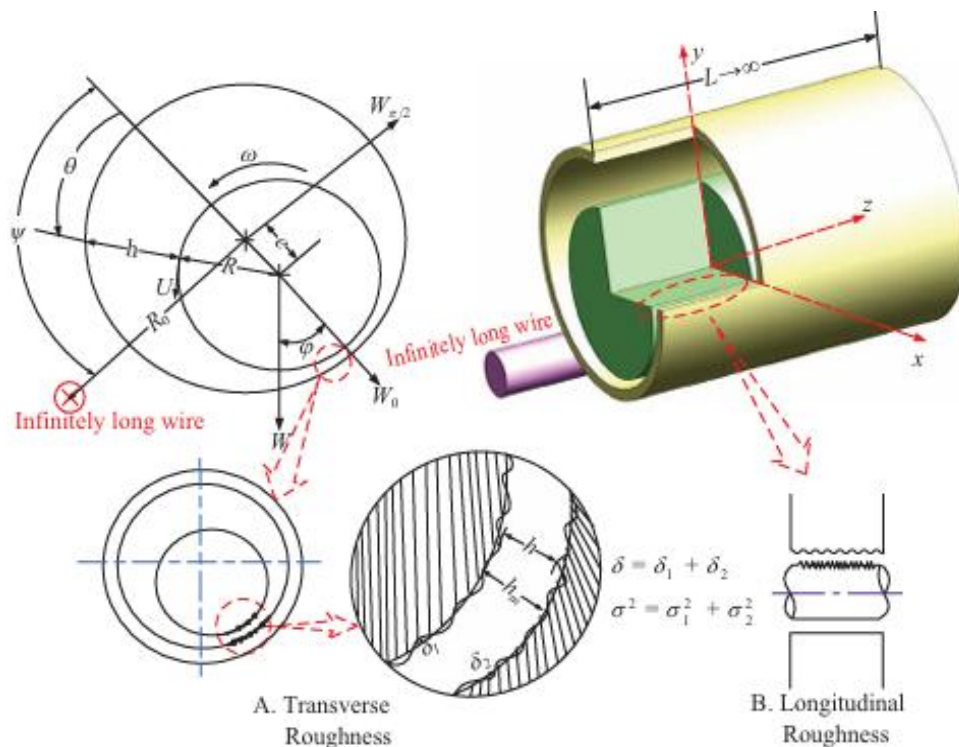


Figure 1.13 : L'effets combinés de la lubrification par un ferrofluide et de la rugosité de surface sur un palier infiniment long [25].

Huang et Wang [26] ont présenté un aperçu des développements récents dans l'étude de la lubrification des roulements à billes, y compris les théories de lubrification hydrodynamique des roulements à billes et les évaluations expérimentales de la lubrification.

Laghrabli et al. [27] ont étudié les caractéristiques des paliers lisses finis lubrifiés par un ferrofluide en intégrant l'effet de la viscosité rotationnelle à l'aide du modèle de Shliomis. Les résultats indiquent que l'accroissement de ces paramètres conduit à une élévation de la pression, de la capacité de charge, de l'angle d'assiette ainsi que des fuites latérales, tout en provoquant une diminution du coefficient de frottement.

La lubrification hydrodynamique des paliers lisses finis par ferrofluide en utilisant le modèle de Jenkins a été examinée par Laghrabi et al. [28]. Il a été observé que le paramètre de viscosité de Jenkins réduit la capacité de charge et accroît le facteur de frottement à des rapports d'excentricité élevés.

Patel et al. [29] ont étudié la combinaison de matériaux ferreux et non ferreux pour l'arbre et l'alésage d'un palier en présence d'un liquide ferreux.

Luo et al. [30] ont mené une étude expérimentale sur l'effet d'un champ magnétique appliqué à un système palier-rotor hydrodynamique lubrifié par ferrofluide (Figure 1.14). Trois à huit aimants permanents placés selon différentes configurations. Les résultats ont montré que l'augmentation du seuil d'instabilité du palier lisse augmente la vitesse de rotation et la vitesse de fouet, qui augmentent sous l'influence d'un champ magnétique.

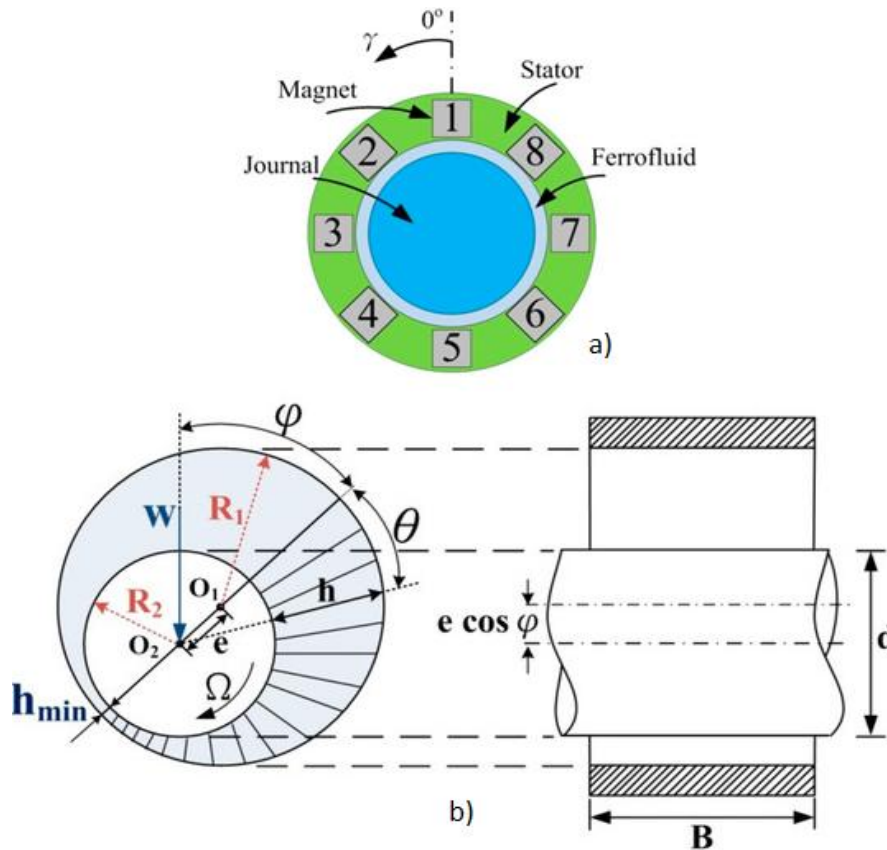


Figure 1.14 : Composantes du champ magnétique vectoriel [30].

Patel et al. [31] ont analysé les propriétés tribologiques d'un système de lubrification par ferrofluide en utilisant divers matériaux pour l'arbre. Deux matériaux magnétiquement perméables, l'EN-19 et l'acier inoxydable, ont été employés pour la fabrication du moyeu. Les observations ont révélé que l'arbre magnétique en EN-19 offre une meilleure précision dimensionnelle par rapport à un arbre en acier massif.

Shah [32] a étudié les performances statiques et dynamiques d'un palier lisse long lubrifié par ferrofluide en prenant en compte les mouvements rotationnels et translationnels du tourillon. Les résultats ont montré que les ferrofluides induisent des changements significatifs dans les performances des paliers.

Rahmatbadi et al. [33] ont analysé le comportement en régime permanent de paliers lisses hydrodynamiques non circulaires lubrifiés par ferrofluide sous l'influence d'un champ magnétique généré par des fils fins concentriques. Les résultats ont montré que le rapport d'excentricité influence de manière significative les performances du palier.

1.6.2. Déformation élastique

Dans les machines rotatives fortement chargées, la déformation élastique devient importante et peut entraîner des changements significatifs dans les performances d'un système de palier simple. Plusieurs chercheurs ont présenté des travaux sur l'effet de la déformation élastique sur les caractéristiques des paliers hydrodynamiques telles que :

Conway et al. [34] ont réalisé une analyse numérique de l'impact de l'élasticité sur la lubrification d'un palier lisse flexible, en tenant compte de la variation de la viscosité sous l'effet de la pression. Leurs résultats, présentés sous forme numérique et graphique, mettent en évidence la distribution de la pression dans le film d'huile et l'évolution de son épaisseur.

Dawson et al. [35] se sont intéressés à l'influence de la viscosité du lubrifiant sur la pression hydrodynamique, dans le cadre des déformations élastiques affectant les contacts fortement chargés.

Jain et al. [36] ont trouvé des solutions stables pour la déformation du palier et le champ d'écoulement du lubrifiant. Des résultats sont obtenus en combinant les effets de la déformation élastique de la coque du palier avec la dépendance (pression-viscosité du lubrifiant).

Sinhasan et Goyal [37] ont réalisé une analyse élastohydrodynamique des paliers lisses circulaires lubrifiés avec des fluides non newtoniens. Grâce à une procédure itérative rigoureuse, les auteurs ont obtenu des solutions convergentes pour les champs d'écoulement du lubrifiant et de la déformation élastique.

Mokhiamer et al. [38] ont étudié l'impact de la déformation élastique sur les caractéristiques statiques des paliers lisses finis soumis à des contraintes de couple. Un fluide à contraintes de couple se distingue par deux constantes de matériau, μ et η , contrairement aux fluides newtoniens, où un seul paramètre est pris en compte.

Osman [39] a analysé les performances d'un palier dynamique en plastique galvanisé, lubrifié avec un fluide non newtonien et soumis à une déformation élastique. Les propriétés non newtoniennes du lubrifiant ont été prises en compte via une loi de

force équivalente. Les résultats révèlent que l'augmentation de l'indice de comportement d'écoulement améliore la stabilité du système, tandis qu'un faible module de déformation élastique a un effet déstabilisateur significatif.

Chetti [40] a proposé une étude sur les paliers lisses circulaires lubrifiés avec des fluides micropolaires, en intégrant l'effet de la déformation élastique. Il apparaît ainsi que la prise en compte de la déformation élastique dans un contexte de lubrification par fluide micropolaire modifie de manière significative les performances des paliers lisses.

Chetti et Zouggar [41] ont exploré l'effet de la déformation élastique sur les caractéristiques statiques des paliers lisses lubrifiés avec un fluide non newtonien, en utilisant un modèle de loi de puissance. Ces résultats soulignent l'importance de la déformation élastique dans l'évolution des performances des paliers lubrifiés avec des fluides non newtoniens, particulièrement à des rapports d'excentricité élevés.

Chetti et al. [42] ont récemment étudié les effets combinés de la déformation élastique et de la relation viscosité-pressure sur les performances des paliers lisses fonctionnant avec des fluides non newtoniens. Les résultats indiquent que l'effet combiné de la déformation élastique et de la viscosité dépendant de la pression est particulièrement marqué pour les paliers fonctionnant avec un fluide épaississant par cisaillement.

1.6.3. Piézoviscosité

Dans le cadre d'études d'impact à forte charge, il a été démontré que si l'effet de la viscosité des lubrifiants ainsi que de la pression hydrodynamique est pris en compte, cela conduit à un calcul précis des performances de ces contacts. Plusieurs travaux de recherche ont été effectués sur l'influence de la piézoviscosité sur les performances des paliers hydrodynamiques tels que :

Jain et al. [43] ont pris en compte les variations de viscosité dans la détermination des caractéristiques de performance des roulements circulaires dans les régimes laminaires et turbulents.

Une étude théorique des effets combinés des lubrifiants à couple de contraintes non newtoniennes et de la variation de la viscosité avec la pression dans le mouvement de film comprimé entre une sphère et une plaque plate est présentée par Lu et al. [44].

Sun et al. [45] ont effectué des études de lubrification sur des paliers présentant un désalignement, en intégrant les effets de la viscosité et de la pression de l'huile, de la rugosité de surface ainsi que de la déformation élastique du palier et de l'arbre, dans le but de rapprocher l'analyse de lubrification des conditions réelles et de la rendre exploitable pour la conception des paliers à rotule.

Tomar et al. [46] ont étudié l'effet combiné de la rugosité de surface et du comportement de cisaillement visqueux des lubrifiants minces.

Schall et al. [47] ont appliqué divers revêtements anti-usure sur la surface du roulement pour augmenter la durée de vie du système de roulement. Ces revêtements affectent la mouillabilité des surfaces et provoquent ainsi le phénomène de glissement de vitesse dans le système de roulement.

1.7. Conclusion

L'étude bibliographique met en évidence l'utilisation des ferrofluides ainsi que les effets de la déformation élastique et de la piézoviscosité dans les paliers hydrodynamiques.

D'après les travaux de recherche concernant l'effet de déformation et la piézoviscosité et les ferrofluides sur les paliers hydrodynamiques, on peut conclure qu'il n'y a pas de travaux sur les paliers hydrodynamiques lubrifiés avec des ferrofluides qui prennent en considération l'effet de la déformation élastique et la piézoviscosité, qui est l'objectif de notre travail.

Chapitre 2. Modélisation d'un palier lisse lubrifié par des ferrofluides

2.1. Introduction

Dans ce chapitre, on va présenter les équations de base, les hypothèses de film lubrifiant, les équations de Reynolds et les conditions aux limites pour un palier hydrodynamique lubrifié par ferrofluide, en tenant compte de la déformation élastique et de la variation de viscosité avec la pression (piézoviscosité).

2.2. Hypothèses pour un film lubrifiant

Dans ce contexte, plusieurs hypothèses simplificatrices ont été adoptées pour aboutir à l'équation de Reynolds qui gouverne le problème de lubrification hydrodynamique :

- L'épaisseur du film est très faible par rapport aux autres dimensions du contact.
- Le fluide est considéré comme un milieu continu ; l'équation de Reynolds n'est donc pas valable dans les zones de rupture du film (cavitation).
- L'écoulement est laminaire.
- Le lubrifiant est supposé non-Newtonien.
- L'une des surfaces en contact est parfaitement lisse et plane, sans rugosité.
- Il n'existe pas de glissement entre le fluide et les parois : la vitesse du fluide au contact est égale à celle de la paroi.
- Le fluide adhère totalement aux parois.
- Les forces massiques ainsi que les effets d'inertie sont négligés.

2.3. Épaisseur du film lubrifiant pour un palier lisse non-déformé

L'épaisseur du film correspond à la distance séparant l'arbre du coussinet. Elle joue un rôle essentiel en empêchant le contact direct entre les deux surfaces. Dans le cas d'un palier cylindrique, cette épaisseur conditionne le champ de pression nécessaire pour équilibrer la charge appliquée.

Considérons une section droite du palier (Figure 2.1). Soit un point \vec{M} , situé sur la surface du coussinet et repéré par la coordonnée angulaire θ , et un point M appartenant à la surface de l'arbre [48]. On définit :

$$\theta = (\overrightarrow{O_c A}, \overrightarrow{O_c \vec{M}})$$

L'épaisseur du film de lubrifiant est donnée par :

$$h = O_c M - O_c \vec{M} = R_c - O_c \vec{M} = R_a + C - O_c \vec{M} \quad (2.1)$$

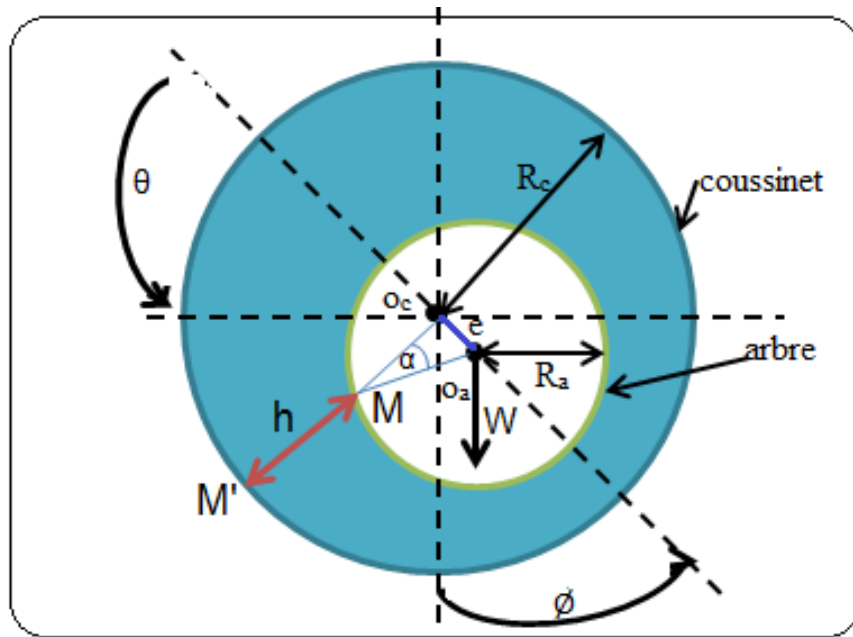


Figure 2.1 : Section droite d'un palier hydrodynamique lisse [4].

où C est le jeu radial du palier défini par $C = R_c - R_a$. En appliquant la loi des sinus au triangle $O_a \vec{M} O_c$, on obtient :

$$\frac{O_a \vec{M}}{\sin(O_a O_c \vec{M})} = \frac{e}{\sin \alpha} = \frac{R_a}{\sin(\vec{M} O_a O_c)} = \frac{R_a}{\sin(\pi - \theta)} = \frac{R_a}{\sin \theta} \quad (2.2)$$

d'où :

$$\sin \alpha = \frac{e}{R_a} \sin \theta \quad (2.3)$$

et :

$$O_C \dot{M} = \frac{R_a}{\sin \theta} \sin(O_C O_a \dot{M}) \quad (2.4)$$

où :

$$(O_C O_a \dot{M}) = \theta - \alpha = \frac{R_a}{\sin \theta} \sin \left[\theta - \arcsin \left(\frac{e}{R_a} \sin \theta \right) \right] \quad (2.5)$$

alors :

$$(O_C \dot{M}) = \theta - \alpha = \frac{R_a}{\sin \theta} \sin \left[\theta - \arcsin \left(\frac{e}{R_a} \sin \theta \right) \right] \quad (2.6)$$

en développant le sinus, il vient :

$$O_C \dot{M} = R_a \sqrt{1 - \left(\frac{e}{R_a} \sin \theta \right)^2} - e \cos \theta \quad (2.7)$$

La quantité $e/R_a < C/R$ est très petite devant l'unité (de l'ordre de 10^{-3}). Cette quantité peut donc négliger le terme $\left(\frac{e}{R_a} \sin \theta \right)^2$. Ainsi, l'épaisseur du film devient :

$$h = C(1 + \varepsilon \cos \theta) \quad (2.8)$$

Sous forme adimensionnelle :

$$\bar{h} = \frac{h}{C} = 1 + \varepsilon \cdot \cos \theta \quad (2.9)$$

où ε est l'excentricité relative définie par : $\varepsilon = \frac{e}{c}$ varie de 0 à 1.

- Si $\varepsilon = 0$, l'arbre et le coussinet sont coaxiaux.
- Si $\varepsilon = 1$, il y a un contact entre les surfaces de l'arbre et du coussinet.

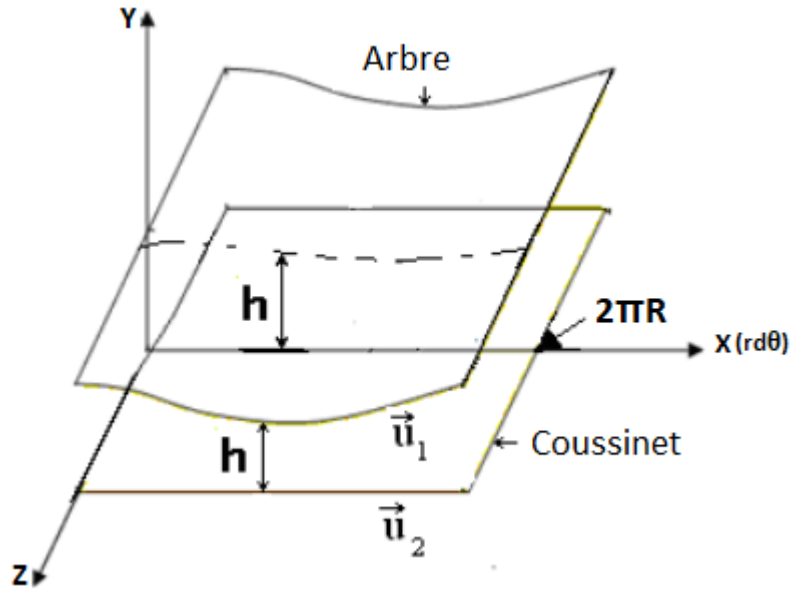


Figure 2.2 : Palier hydrodynamique lisse développé.

2.4. Épaisseur du film lubrifiant pour un palier lisse déformé

Pour le cas d'un palier lisse, un revêtement mince déformé, il a été montré que le champ de déplacement radial de la surface du coussinet à l'interface fluide-structure peut être calculé avec une précision suffisante en utilisant le modèle couche élastique mince proposé par Higginson [49]. L'équation de l'épaisseur du film lubrifiant est donnée par la relation, Figure 2.1:

$$h = C + e \cdot \cos \theta + \delta \quad (2.10)$$

avec :

$$\delta = \frac{Pt}{E} (1 - \nu^2) \quad (2.11)$$

où :

L'équation de l'épaisseur peut s'écrire sous la forme adimensionnelle :

$$\bar{h} = 1 + \varepsilon \cos \theta + Co \bar{P} \quad (2.12)$$

Co , le coefficient de déformation élastique est défini par :

$$Co = \frac{\mu URt(1-v^2)}{c^3 E} \quad (2.13)$$

2.5. Equation de Reynolds pour un palier lubrifié par un ferrofluide en tenant compte l'effet de la déformation élastique

Le comportement des paliers lisses lubrifiés par ferrofluide, compte tenu de l'interaction des caractéristiques du ferrofluide est présenté par l'équation de Reynolds modifié suivante [20]:

$$\frac{\partial}{r\partial\theta} \left(h^3 \frac{\partial P}{r\partial\theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 6\mu\omega R \frac{\partial h}{r\partial\theta} + \frac{\partial}{r\partial\theta} \left(h^3 h_m \frac{\partial h_m}{\partial\theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 h_m \frac{\partial h_m}{\partial z} \right) \quad (2.14)$$

La démonstration de l'équation (2.14) est donnée dans l'annexe 1.

En utilisant les paramètres adimensionnels suivantes :

$$H = h/c, \quad H_m = h_m/h_{m0}, \quad P = p(c/R)^2/\mu\omega, \quad Z = z/L,$$

$$\alpha = \frac{(h_{m0})^2 \mu_0 X_m c^2}{\mu\omega L^2}, \quad \theta = x/R, \quad v = L/2R$$

La forme adimensionnelle de l'équation de Reynolds modifiée peut s'écrire par :

$$\frac{\partial}{\partial\theta} \left(H^3 \frac{\partial P}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{4v^2} \frac{\partial}{\partial Z} \left(H^3 \frac{\partial P}{\partial Z} \right) = 6 \frac{\partial H}{\partial\theta} + 4v^2 \alpha \frac{\partial}{\partial\theta} \left(H^3 H_m \frac{\partial H_m}{\partial\theta} \right) + \alpha \frac{\partial}{\partial Z} \left(H^3 H_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} \right) \quad (2.15)$$

Le côté droit de l'équation (2.15) tient compte de l'effet de coin et des effets magnétiques dus aux gradients de champ dans les directions circonférentielle et axiale.

Le modèle du champ magnétique utilisé dans cette étude est basé sur le « modèle du champ magnétique à fil à déplacement fini ». Ce modèle implique un courant circulant dans un fil fini, déplacé à une distance (R_0), qui est supérieure au rayon du palier, ce qui rend l'angle ψ égal à $\pi/2$ par rapport à l'axe arbre-palier sous l'influence d'une déformation élastique, comme le montre la Figure 2.3 [20,28].

$$h_m(\theta, z) = h_{m0} (1 + K^2 - 2K \cdot \cos\{\psi - \theta\})^{-0.5} \cdot \left[\sin \tan^{-1} \left\{ \frac{L+z}{R} \right\} \cdot (1 + K^2 - 2K \cdot \cos\{\psi - \theta\})^{-0.5} + \sin \tan^{-1} \left\{ \frac{L-z}{R} \right\} \cdot (1 + K^2 - 2K \cdot \cos\{\psi - \theta\})^{-0.5} \right] \quad (2.16)$$

$h_{m0} = \frac{I}{4\pi R}$ représente la distribution du champ dépendant du paramètre de rapport de distance ($K = R_0/R$) et du rapport longueur sur diamètre (v). Il est important de noter que, v est un paramètre commun à la lubrification hydrodynamique et magnétique.

Sous forme adimensionnelle, l'équation (2.16) devient :

$$H_m(\theta, Z) = (1 + K^2 - 2K \cdot \cos\{\psi - \theta\})^{-0.5} \cdot \left[\sin \tan^{-1} \{v + 2vZ\} (1 + K^2 - 2K \cdot \cos\{\psi - \theta\})^{-0.5} + \sin \tan^{-1} \{v - 2vZ\} (1 + K^2 - 2K \cdot \cos\{\psi - \theta\})^{-0.5} \right] \quad (2.17)$$

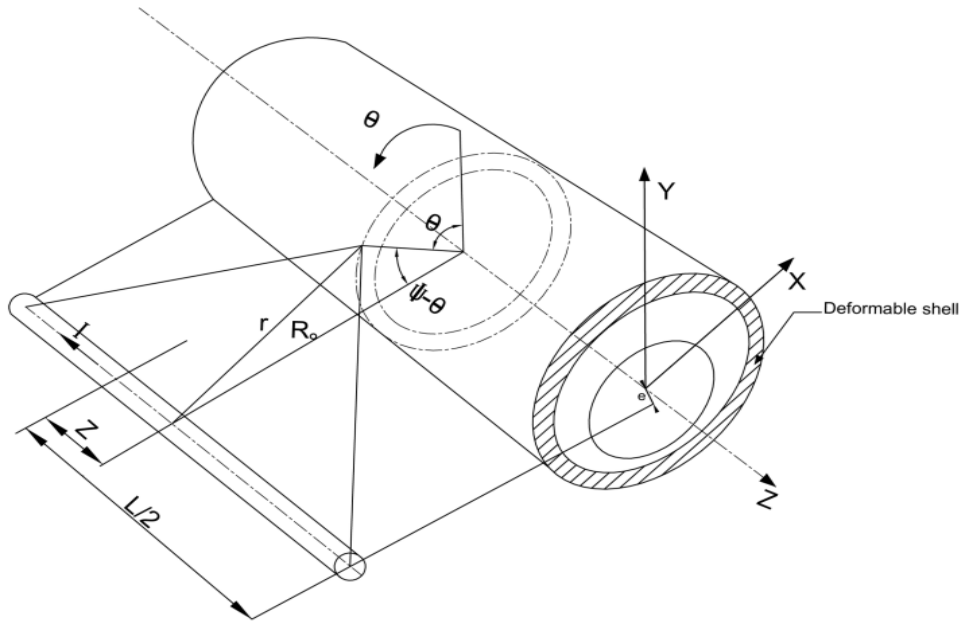


Figure 2.3 : Modèle de champ magnétique à fils finis déplacé.

2.6. Équation de Reynolds pour un palier lubrifié par un ferrofluide en tenant compte de l'effet de la piézoviscosité

L'équation de Reynolds qui régit la lubrification hydrodynamique pour les films fluides incompressibles bidimensionnels, sous l'effet d'une force magnétique, en prenant en considération la variation de viscosité avec la pression, peut être présentée comme suit [23]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{1}{4v^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 6(\omega R) \frac{\partial h}{\partial x} + 4v^2 \alpha \frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 h_m \frac{\partial h_m}{\partial x} \right) + \alpha \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 h_m \frac{\partial h_m}{\partial z} \right) \quad (2.18)$$

L'équation de Reynolds peut être écrite sous la forme adimensionnelle par les substitutions suivantes :

$$\theta = \frac{x}{R}, \quad \varepsilon = \frac{e}{c}, \quad H = \frac{h}{c}, \quad Z = \frac{z}{L}, \quad P = \frac{Pc^2}{\mu UR}, \quad \bar{\mu} = \frac{\mu}{\mu_0}$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{H^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{4v^2} \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{H^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right) = 6 \frac{\partial H}{\partial \theta} + 4v^2 \alpha \frac{\partial}{\partial \theta} \left(H^3 H_m \frac{\partial H_m}{\partial \theta} \right) + \alpha \frac{\partial}{\partial Z} \left(H^3 H_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} \right) \quad (2.19)$$

où la viscosité est modélisé par la loi de Barus :

$$\bar{\mu} = e^{\beta \bar{p}} \quad (2.20)$$

2.7. Conditions aux limites

Le choix des conditions aux limites constitue une étape très importante dans la résolution de l'équation de Reynolds. Plusieurs travaux ont été faits pour obtenir un choix judicieux de ces conditions. Dans ce contexte, trois types de conditions ont été proposés pour résoudre l'équation de Reynolds dans le cas d'un palier lisse cylindrique. Notons :

2.7.1. Conditions aux limites de Sommerfeld

En 1904, Sommerfeld [50] a proposé un modèle considérant un film fluide continu. Cette hypothèse est valable pour des paliers soumis à de fortes pressions d'alimentation ou fonctionnant à faible vitesse de rotation. Dans ce cas, la distribution de pression présente une symétrie antisymétrique par rapport au point $\theta = \pi$, mais tient compte de pressions négatives.

Ces conditions aux limites ne s'appliquent réellement que dans des situations de très faibles charges ou de pressions d'alimentation élevées, car la présence de pressions négatives dans le film est physiquement irréaliste.

$$p(\theta = 0, z) = 0 \quad (2.21)$$

$$p(\theta = 2\pi, z) = 0 \quad (2.22)$$

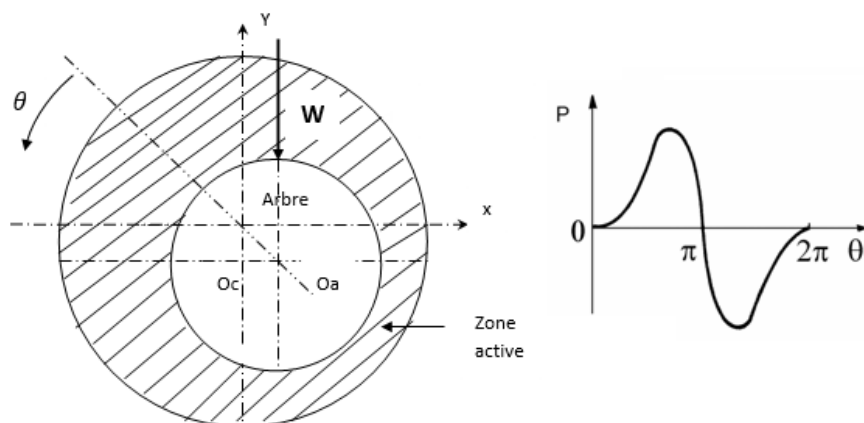


Figure 2.4 : Condition aux limites de Sommerfeld.

2.7.2. Conditions aux limites de Gümbel

En 1921, Gümbel [51] a adopté des conditions similaires à celles de Sommerfeld, tout en négligeant la zone où apparaissent les pressions négatives. En effet, ces dernières sont considérées comme représentant une zone inactive. Cette approche ne respecte pas la continuité du film lubrifiant, puisqu'elle ignore la portion de pression négative. On a donc :

$$p(\theta = 0, z) = 0 \quad (2.23)$$

$$p(\theta = \pi, z) = 0 \quad (2.24)$$

$$p(\theta, z) = 0 \text{ si } \pi < \theta < 2\pi \quad (2.25)$$

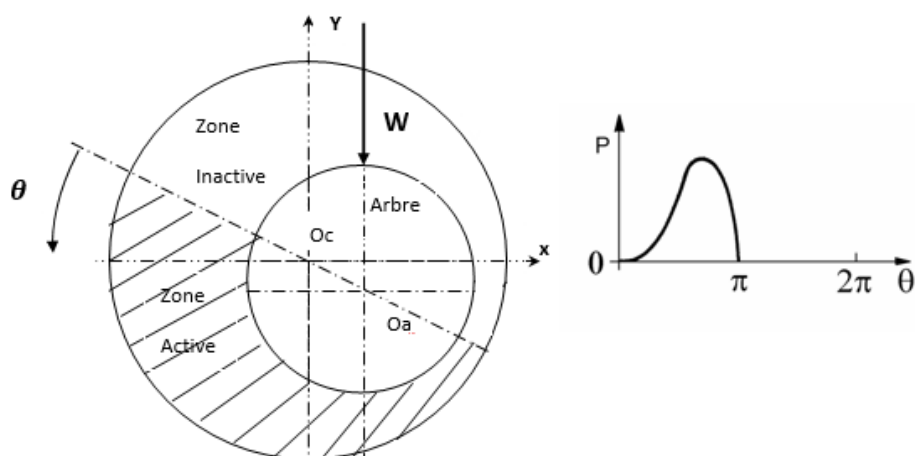


Figure 2.5 : Condition aux limites de Gümbel.

2.7.3. Conditions aux limites de Reynolds

Par la suite, Swift (1932) [52] et Steiber (1933) [53] ont proposé indépendamment des conditions de continuité du débit plus réalistes. Ils supposent qu'à une abscisse θ_s (inconnue a priori), la pression ainsi que son gradient s'annulent :

$$P(\theta = 0, z) = 0 \quad (2.26)$$

$$P(\theta = \theta_s, z) = 0 \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \theta}(\theta = \theta_s, z) = \frac{\partial P}{\partial z}(\theta = \theta_s, z) = 0 \quad (2.28)$$

$$P(\theta, z) = 0 \text{ si } \theta_s < \theta < 2\pi \quad (2.29)$$

On distingue alors deux zones dans le palier :

- une région active, comprise entre $0 \leq \theta \leq \theta_s$, où la pression est positive et le film est complet,
- une région inactive, définie pour $\theta_s < \theta < 2\pi$, où la pression est nulle et où des phénomènes de cavitation peuvent apparaître en régime dynamique.

Ces conditions, dites de Swift–Steiber, constituent aujourd'hui la formulation la plus précise, confirmée par de nombreuses validations expérimentales.

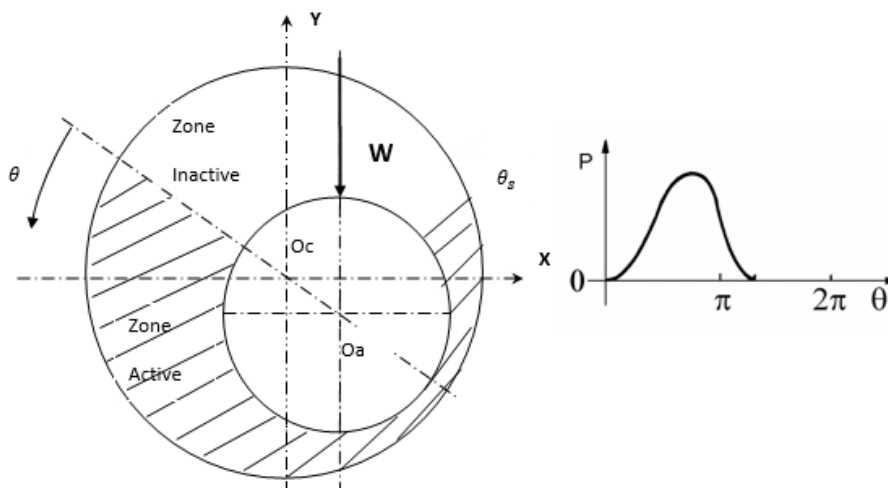


Figure 2.6 : Condition aux limites de Reynolds.

2.8. Performances statiques d'un palier hydrodynamique

À partir de la résolution numérique des équations de Reynolds (2.15) et (2.19), il est possible de déterminer le champ de pression dans le film lubrifiant, puis d'en déduire les principales caractéristiques statiques du palier lisse, à savoir : la portance hydrodynamique, le coefficient de frottement, l'angle de calage et les fuites latérales.

2.8.1. Portance hydrodynamique et l'angle de calage

Pour quantifier la Portance hydrodynamique, la pression du film est intégrée sur la zone du tourillon, ce qui donne une portance hydrodynamique adimensionnelle, désignée par W [20,41].

$$W = w (c/R)^2 / \eta \omega LR = (W_\varepsilon^2 + W_\theta^2)^{1/2} \quad (2.30)$$

Ce paramètre comprend deux composantes, W_ε and W_θ :

$$W_\varepsilon = \int_0^1 \int_0^{2\pi} P \cos \theta d\theta dZ \quad (2.31)$$

$$W_\theta = \int_0^1 \int_0^{2\pi} P \sin \theta d\theta dZ \quad (2.32)$$

par lesquelles l'angle de calage ϕ est déterminé :

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{W_\theta}{W_\varepsilon} \right) \quad (2.33)$$

2.8.2. Coefficient de frottement

La force de frottement est évaluée comme suit [23] :

$$\bar{F}_h = \int_0^1 \int_0^{2\pi} \left(\frac{\mu}{H} + 0.5 \frac{H}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial \theta} - 2\alpha v^2 H_m \frac{\partial H_m}{\mu \partial \theta} \right) d\theta dZ \quad (2.34)$$

Le coefficient de frottement C_f est exprimé comme suit :

$$C_f = \frac{\bar{F}_h}{W} \quad (2.35)$$

2.8.3. Fuite latérale du lubrifiant

La fuite latérale peut être obtenue en intégrant la composante de vitesse axiale à travers la section d'extrémité. En général, elle est calculée par [23] :

$$Q = \int_0^{2\pi} \left(\frac{H^3}{6\mu} (R/L)^2 \frac{\partial P}{\partial Z} - \alpha H_m \frac{\partial H_m}{\partial z} \right)_{z=0.5} . d\theta \quad (2.36)$$

Remarque :

Pour le cas où la viscosité est constante (isovisqueux) $\mu = 1$ dans les équations la force du frottement (2.34) et la fuite latérale (2.36).

2.9. Conclusion

Ce chapitre a permis d'établir le cadre théorique nécessaire à l'analyse du comportement hydrodynamique d'un palier hydrodynamique lisse lubrifié par un ferrofluide. L'équation de Reynolds modifiée a été déduite en tenant compte des ferrofluides, de la piézoviscosité, du champ magnétique appliqué et de la déformation élastique.

Le prochain chapitre sera donc consacré à la résolution numérique des équations théoriques établies dans ce chapitre.

Chapitre 3. Résolution numérique de l'équation de Reynolds

3.1. Introduction

Dans ce chapitre, on va présenter la discrétisation des équations de Reynolds pour un palier hydrodynamique lisse lubrifié par un ferrofluide en tenant compte de la piézoviscosité du fluide et de la déformation élastique en utilisant la méthode des différences finies.

On va construire un programme de calcul en Matlab pour calculer le champ de pression afin de déterminer les caractéristiques statiques du palier telles que : la portance hydrodynamique, l'angle de calage, le coefficient de frottement et la fuite latérale.

3.2. Modèle hydrodynamique

Pour résoudre les équations de Reynolds d'un palier lubrifié par un ferrofluide, la méthode adoptée dans ce travail est la méthode des différences finies.

Après la discrétisation de l'équation de Reynolds, on applique l'équation obtenue pour chaque nœud du maillage. On va obtenir un système d'équations qu'on va résoudre numériquement en utilisant la méthode de Gauss-Seidel.

Le domaine de calcul est présenté par un maillage de dimension en (n, m) (Figure 3.1).

- n : est le nombre des nœuds suivant la direction circonférentielle θ ,
- m : est le nombre des nœuds suivant la direction axiale Z .

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{(n-1)} \quad (3.1)$$

$$\Delta Z = \frac{1}{(m-1)} \quad (3.2)$$

Pour notre travail, on a pris $n = 151$ et $m = 41$.

$i \in [1, n]$ tel que θ

$j \in [1, m]$ tel que Z

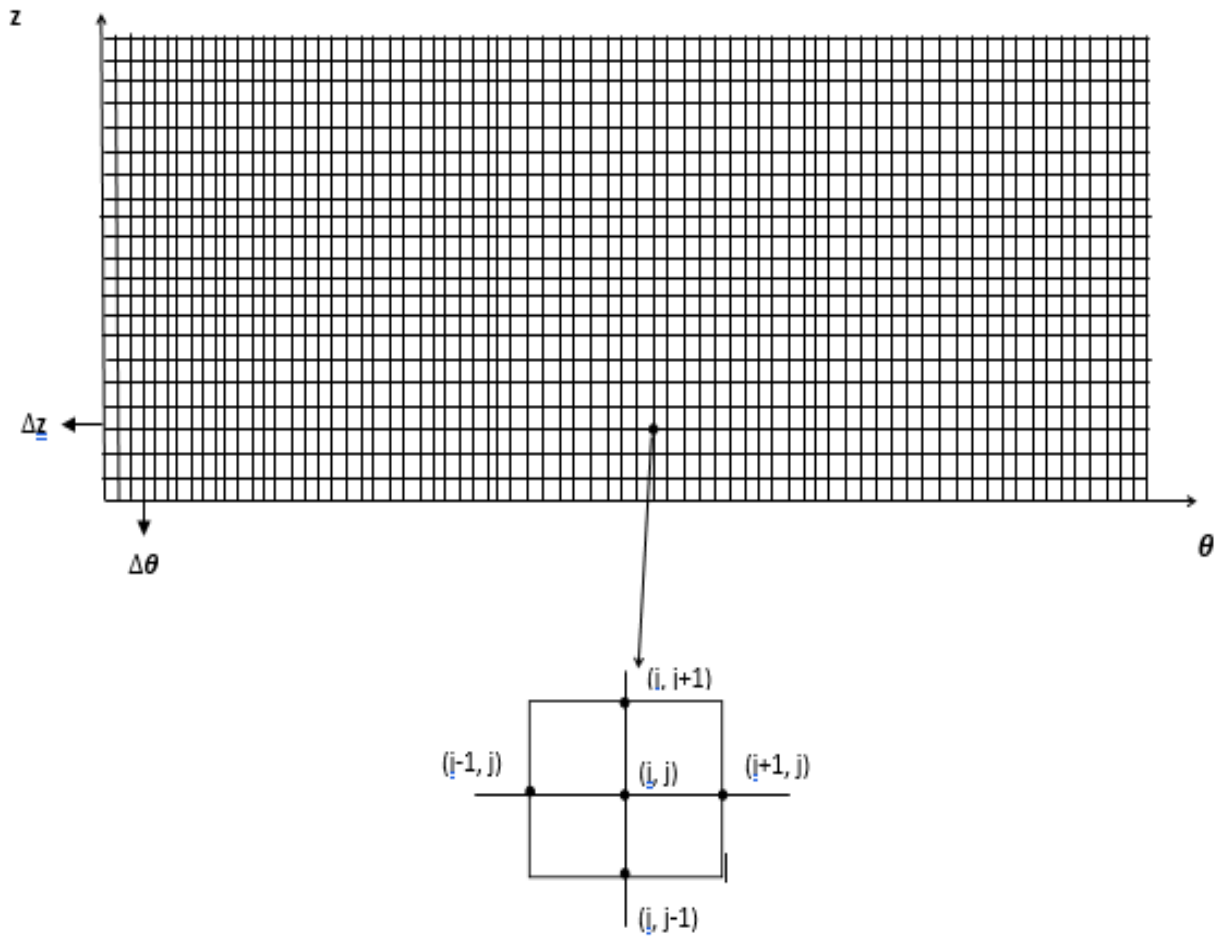


Figure 3.1 : Maillage appliqué au film lubrifiant développé.

La Figure 3.1 illustre le maillage appliqué au film lubrifiant développé. La pression en chaque nœud est notée $P_{i,j}$.

3.3. Discrétisation de l'équation de Reynolds en tenant compte l'effet de la déformation élastique

À partir de l'équation de Reynolds sous forme adimensionnelle (équation 2.15), on introduit les notations :

- $G = h^3$,
- $\frac{1}{4\nu^2} = \left(\frac{R}{L}\right)^2$.

L'équation devient alors :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(G \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) + \left(\frac{R}{L} \right)^2 \frac{\partial}{\partial Z} \left(G \frac{\partial P}{\partial Z} \right) = 6 \frac{\partial H}{\partial \theta} + \left(\frac{L}{R} \right)^2 \alpha \frac{\partial}{\partial \theta} \left(GH_m \frac{\partial H_m}{\partial \theta} \right) + \alpha \frac{\partial}{\partial Z} \left(GH_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} \right) \quad (3.3)$$

où: $H = 1 + \cos \theta + CoP$

On peut écrire l'équation de Reynolds sous une autre forme :

$$\frac{\partial G}{\partial \theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} + G \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} + \left(\frac{R}{L} \right)^2 \left[\frac{\partial G}{\partial Z} \frac{\partial P}{\partial Z} + G \frac{\partial^2 P}{\partial Z^2} \right] = 6 \frac{\partial H}{\partial \theta} + \left(\frac{L}{R} \right)^2 \alpha \frac{\partial}{\partial \theta} \left(GH_m \frac{\partial H_m}{\partial \theta} \right) + \alpha \frac{\partial}{\partial Z} \left(GH_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} \right) \quad (3.4)$$

La discrétisation de l'équation de Reynolds peut aussi être écrite par un schéma des différences finies centrées sur le plan θ, Z du palier développé. Le système d'équations algébriques obtenu est par les relations suivantes :

$$\frac{\partial P}{\partial \theta} = \frac{P_{i+1,j} - P_{i-1,j}}{2\Delta\theta} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = \frac{P_{i,j+1} - P_{i,j-1}}{2\Delta Z} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} = \frac{P_{i+1,j} - 2P_{i,j} + P_{i-1,j}}{(\Delta\theta)^2} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial Z^2} = \frac{P_{i,j+1} - 2P_{i,j} + P_{i,j-1}}{(\Delta Z)^2} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \theta} = \frac{G_{i+1} - G_{i-1}}{2\Delta\theta} \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} = \frac{H_{i+1} - H_{i-1}}{2\Delta\theta} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial H_m}{\partial \theta} = \frac{H_{m,i+1} - H_{m,i-1}}{2\Delta\theta} \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial^2 H_m}{\partial \theta^2} = \frac{H_{m,i+1} - 2H_{m,i} + H_{m,i-1}}{(\Delta\theta)^2} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial H_m}{\partial Z} = \frac{H_{m,j+1} - H_{m,j-1}}{2\Delta Z} \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial^2 H_m}{\partial Z^2} = \frac{H_{m,j+1} - 2H_{m,j} + H_{m,j-1}}{(\Delta Z)^2} \quad (3.14)$$

La substitution de ces expressions dans l'équation discrétisée (3.4) permet d'obtenir l'équation aux différences suivante :

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{G_{i+1} - G_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) \left(\frac{P_{i+1,j} - P_{i-1,j}}{2\Delta\theta} \right) \right] + \left[G \left(\frac{P_{i+1,j} - 2P_{i,j} + P_{i-1,j}}{(\Delta\theta)^2} \right) \right] \left(\frac{R}{L} \right)^2 \left[\left(\frac{G_{j+1} - G_{j-1}}{2\Delta Z} \right) \left(\frac{P_{i,j+1} - P_{i,j-1}}{2\Delta Z} \right) + \right. \\ & \left. \left(\frac{P_{i,j+1} - 2P_{i,j} + P_{i,j-1}}{(\Delta Z)^2} \right) G \right] = 6 \left(\frac{H_{i+1} - H_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) + \left(\frac{L}{R} \right)^2 \alpha \left(\left(\frac{G_{i+1} - G_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial \theta} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial \theta} \right)^2 + \right. \\ & \left. GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial \theta^2} \right) + \alpha \left(\left(\frac{G_{j+1} - G_{j-1}}{2\Delta Z} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial Z} \right)^2 + GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial Z^2} \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

donc :

$$\begin{aligned} & -P_{i,j} 2G \left[\frac{1}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(\Delta Z)^2} \left(\frac{R}{L} \right)^2 \right] + P_{i+1,j} \left[\frac{G}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(2\Delta\theta)^2} (G_{i+1,j} - G_{i-1,j}) \right] \\ & + P_{i-1,j} \left[\frac{G}{(\Delta\theta)^2} - \frac{1}{(2\Delta\theta)^2} (G_{i+1,j} - G_{i-1,j}) \right] \\ & + P_{i,j+1} \left(\frac{R}{L} \right)^2 \left[\frac{G}{(\Delta Z)^2} + \frac{1}{(2\Delta Z)^2} (G_{i,j+1} - G_{i,j-1}) \right] \\ & + P_{i,j-1} \left(\frac{R}{L} \right)^2 \left[\frac{G}{(\Delta Z)^2} - \frac{1}{(2\Delta Z)^2} (G_{i,j+1} - G_{i,j-1}) \right] \\ & = 6 \left(\frac{H_{i+1} - H_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) \\ & + \left(\frac{L}{R} \right)^2 \alpha \left[\left(\frac{G_{i+1} - G_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial \theta} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial \theta} \right)^2 + GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial \theta^2} \right] \\ & + \alpha \left[\left(\frac{G_{j+1} - G_{j-1}}{2\Delta Z} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial Z} \right)^2 + GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial Z^2} \right] \end{aligned} \quad (3.16)$$

On obtient après la simplification la relation suivante :

$$P_{i,j} A_{1i,j} + P_{i+1,j} B_{1i,j} + P_{i-1,j} C_{1i,j} + P_{i,j+1} D_{1i,j} + P_{i,j-1} E_{1i,j} = F_{1i,j} \quad (3.17)$$

avec $A_{1i,j}, B_{1i,j}, C_{1i,j}, D_{1i,j}, E_{1i,j}, F_{1i,j}$: sont des coefficients de l'équation de Reynolds aux différences finies.

$$A_{1i,j} = -2G \left[\frac{1}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(\Delta Z)^2} \left(\frac{R}{L} \right)^2 \right] \quad (3.18)$$

$$B_{1i,j} = \left[\frac{G}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(2\Delta\theta)^2} (G_{i+1,j} - G_{i-1,j}) \right] \quad (3.19)$$

$$C_{1i,j} = \left[\frac{G}{(\Delta\theta)^2} - \frac{1}{(2\Delta\theta)^2} (G_{i+1,j} - G_{i-1,j}) \right] \quad (3.20)$$

$$D_{1i,j} = \left(\frac{R}{L}\right)^2 \left[\frac{G}{(\Delta z)^2} + \frac{1}{(2\Delta z)^2} (G_{i,j+1} - G_{i,j-1}) \right] \quad (3.21)$$

$$E_{1i,j} = \left(\frac{R}{L}\right)^2 \left[\frac{G}{(\Delta z)^2} - \frac{1}{(2\Delta z)^2} (G_{i,j+1} - G_{i,j-1}) \right] \quad (3.22)$$

$$F_{1i,j} = 6 \left(\frac{H_{i+1} - H_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) + \left(\frac{L}{R}\right)^2 \alpha \left[\left(\frac{G_{i+1} - G_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial\theta} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial\theta} \right)^2 + GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial\theta^2} \right] + \alpha \left[\left(\frac{G_{j+1} - G_{j-1}}{2\Delta Z} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial Z} \right)^2 + GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial Z^2} \right] \quad (3.23)$$

On applique l'équation (3.17) pour chaque nœud dans le maillage, on obtient un ensemble d'équations algébriques linéaires, de sorte que cet ensemble peut être résolu en utilisant une méthode de Gauss-Seidel. Lorsque la précision atteint le critère de convergence, le calcul s'arrête et on peut calculer les caractéristiques statiques du palier lubrifiant avec un ferrofluide en tenant compte de la déformation élastique.

3.4. Discrétisation de l'équation de Reynolds en tenant compte l'effet de la piézoviscosité

À partir de l'équation de Reynolds sous forme adimensionnelle (équation 2.19), on introduit les notations :

- $G = h^3$,
- $\frac{1}{4\nu^2} = \left(\frac{R}{L}\right)^2$.

L'équation devient alors :

$$\frac{\partial}{\partial\theta} \left(\frac{G}{\mu} \frac{\partial P}{\partial\theta} \right) + \left(\frac{R}{L}\right)^2 \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{G}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right) = 6 \frac{\partial H}{\partial\theta} + \left(\frac{L}{R}\right)^2 \alpha \frac{\partial}{\partial\theta} \left(GH_m \frac{\partial H_m}{\partial\theta} \right) + \alpha \frac{\partial}{\partial Z} \left(GH_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} \right) \quad (3.24)$$

où $\mu = \mu_{atm} e^{\beta p}$, et nous remplaçons la valeur de G par $Kp = \frac{G}{\mu}$

On peut écrire l'équation de Reynolds sous une autre forme qui est :

$$\frac{\partial Kp}{\partial\theta} \frac{\partial P}{\partial\theta} + Kp \frac{\partial^2 P}{\partial\theta^2} + \left(\frac{R}{L}\right)^2 \left[\frac{\partial Kp}{\partial Z} \frac{\partial P}{\partial Z} + Kp \frac{\partial^2 P}{\partial Z^2} \right] = 6 \frac{\partial H}{\partial\theta} + \left(\frac{L}{R}\right)^2 \alpha \frac{\partial}{\partial\theta} \left(GH_m \frac{\partial H_m}{\partial\theta} \right) + \alpha \frac{\partial}{\partial Z} \left(GH_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} \right) \quad (3.25)$$

La substitution de ces expressions dans l'équation discrétisée (3.24) permet d'obtenir l'équation aux différences suivante :

$$\begin{aligned}
 & \left[\left(\frac{Kp_{i+1} - Kp_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) \left(\frac{Kp_{i+1,j} - Kp_{i-1,j}}{2\Delta\theta} \right) \right] + \\
 & \left[Kp \left(\frac{P_{i+1,j} - 2P_{i,j} + P_{i-1,j}}{(\Delta\theta)^2} \right) \right] \left(\frac{R}{L} \right)^2 \left[\left(\frac{Kp_{j+1} - Kp_{j-1}}{2\Delta Z} \right) \left(\frac{P_{i,j+1} - P_{i,j-1}}{2\Delta Z} \right) + \left(\frac{P_{i,j+1} - 2P_{i,j} + P_{i,j-1}}{(\Delta z)^2} \right) Kp \right] = \\
 & 6 \left(\frac{H_{i+1} - H_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) + \left(\frac{L}{R} \right)^2 \alpha \left(\left(\frac{G_{i+1} - G_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial \theta} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial \theta} \right)^2 + GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial \theta^2} \right) + \\
 & \alpha \left(\left(\frac{G_{j+1} - G_{j-1}}{2\Delta Z} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial Z} \right)^2 + GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial Z^2} \right) \quad (3.26)
 \end{aligned}$$

donc :

$$\begin{aligned}
 & -P_{i,j} 2Kp \left[\frac{1}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \left(\frac{R}{L} \right)^2 \right] + P_{i+1,j} \left[\frac{Kp}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(2\Delta\theta)^2} (Kp_{i+1,j} - Kp_{i-1,j}) \right] \\
 & + P_{i-1,j} \left[\frac{Kp}{(\Delta\theta)^2} - \frac{1}{(2\Delta\theta)^2} (Kp_{i+1,j} - Kp_{i-1,j}) \right] \\
 & + P_{i,j+1} \left(\frac{R}{L} \right)^2 \left[\frac{Kp}{(\Delta z)^2} + \frac{1}{(2\Delta z)^2} (Kp_{i,j+1} - Kp_{i,j-1}) \right] \\
 & + P_{i,j-1} \left(\frac{R}{L} \right)^2 \left[\frac{Kp}{(\Delta z)^2} - \frac{1}{(2\Delta z)^2} (Kp_{i,j+1} - Kp_{i,j-1}) \right] \\
 & = 6 \left(\frac{H_{i+1} - H_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) \\
 & + \left(\frac{L}{R} \right)^2 \alpha \left[\left(\frac{G_{i+1} - G_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial \theta} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial \theta} \right)^2 + GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial \theta^2} \right] \\
 & + \alpha \left[\left(\frac{G_{j+1} - G_{j-1}}{2\Delta Z} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial Z} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial Z} \right)^2 + GH_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial Z^2} \right] \quad (3.27)
 \end{aligned}$$

On obtient après la simplification la relation suivante :

$$P_{i,j} A_{2i,j} + P_{i+1,j} B_{2i,j} + P_{i-1,j} C_{2i,j} + P_{i,j+1} D_{2i,j} + P_{i,j-1} E_{2i,j} = F_{2i,j} \quad (3.28)$$

avec $A_{2i,j}, B_{2i,j}, C_{2i,j}, D_{2i,j}, E_{2i,j}, F_{2i,j}$: sont des coefficients de l'équation de Reynolds aux différences finies.

$$A_{2i,j} = -2Kp \left[\frac{1}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \left(\frac{R}{L} \right)^2 \right] \quad (3.29)$$

$$B_{2i,j} = \left[\frac{Kp}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(2\Delta\theta)^2} (Kp_{i+1,j} - Kp_{i-1,j}) \right] \quad (3.30)$$

$$C_{2i,j} = \left[\frac{Kp}{(\Delta\theta)^2} - \frac{1}{(2\Delta\theta)^2} (Kp_{i+1,j} - Kp_{i-1,j}) \right] \quad (3.31)$$

$$D_{2i,j} = \left(\frac{R}{L} \right)^2 \left[\frac{Kp}{(\Delta z)^2} + \frac{1}{(2\Delta z)^2} (Kp_{i,j+1} - Kp_{i,j-1}) \right] \quad (3.32)$$

$$E_{2i,j} = \left(\frac{R}{L} \right)^2 \left[\frac{Kp}{(\Delta z)^2} - \frac{1}{(2\Delta z)^2} (Kp_{i,j+1} - Kp_{i,j-1}) \right] \quad (3.33)$$

$$F_{2i,j} = 6 \left(\frac{H_{i+1} - H_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) + \left(\frac{L}{R} \right)^2 \alpha \left[\left(\frac{G_{i+1} - G_{i-1}}{2\Delta\theta} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial \theta} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial \theta} \right)^2 + G H_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial \theta^2} \right] + \alpha \left[\left(\frac{G_{j+1} - G_{j-1}}{2\Delta z} \right) H_m \frac{\partial H_m}{\partial z} + G \left(\frac{\partial H_m}{\partial z} \right)^2 + G H_m \frac{\partial^2 H_m}{\partial z^2} \right] \quad (3.34)$$

On applique l'équation (3.28) pour chaque nœud dans le maillage, on obtient un ensemble d'équations algébriques linéaires, de sorte que cet ensemble peut être résolu en utilisant une méthode de Gauss-Seidel. Lorsque la précision atteint le critère de convergence, le calcul s'arrête et on peut calculer les caractéristiques statiques du palier lubrifiant avec un ferrofluide en tenant compte de la viscosité en fonction de la pression.

3.5. Conditions aux limites

Il est nécessaire d'appliquer des conditions aux limites adéquates pour obtenir des résultats acceptables. Pour notre travail on va utiliser les conditions aux limites de Reynolds qui sont présentés dans la Figure 3.2.

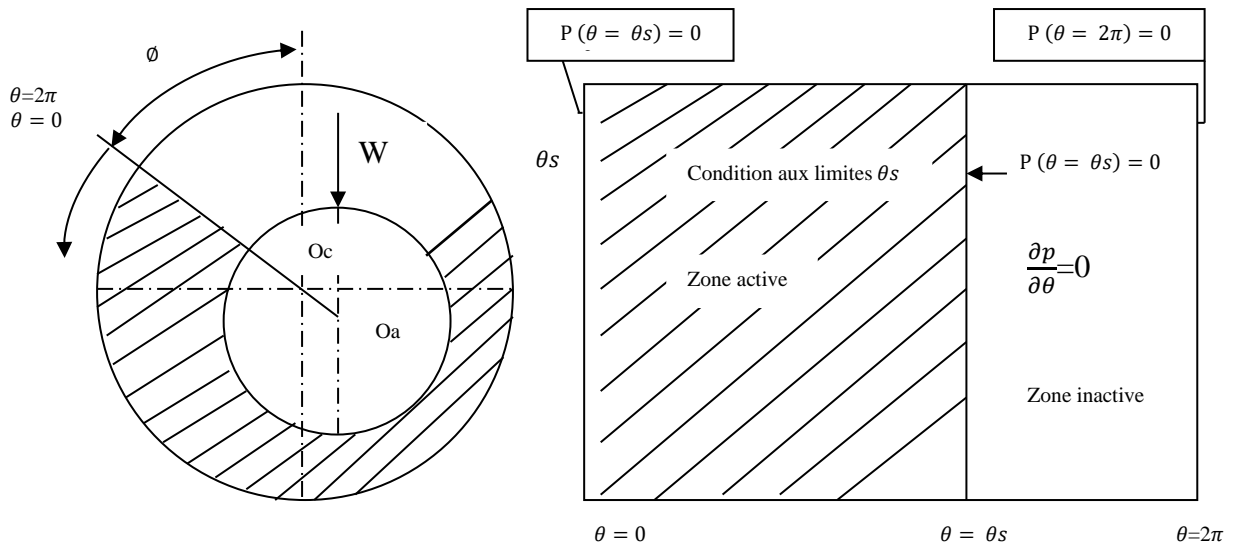


Figure 3.2 : Configuration du palier développé avec les conditions de Reynolds.

3.6. Condition de convergence

Pour déterminer le champ de pression et pour arrêter les itérations, dans le programme, une condition de convergence est utilisée qui s'écrit sous la forme :

$$\left| \frac{\sum (P_{i,j}^{(K)} - P_{i,j}^{(K-1)})}{\sum P_{i,j}^{(K)}} \right| \leq ERR \quad (3.35)$$

La valeur d'erreur dans notre travail est de 10^{-4} .

3.7. Programmes de calcul

Deux codes de calcul ont été développés sous Matlab en s'appuyant sur la méthode des différences finies. Les schémas de fonctionnement de ces codes sont illustrés par les deux organigrammes présentés dans les Figure 3.3 et Figure 3.4.

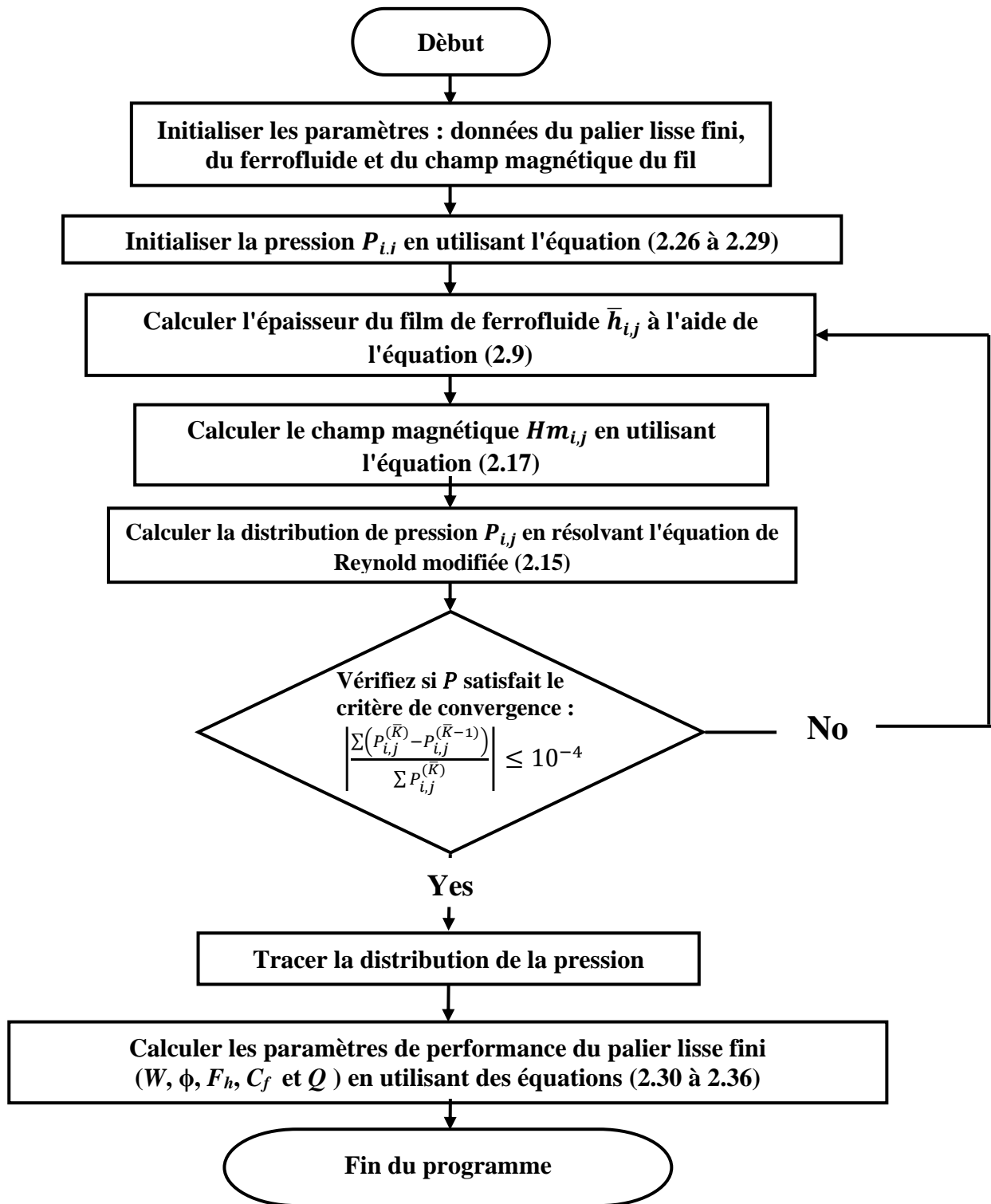


Figure 3.3 : Organigramme de calcul tenant compte de l'effet de la déformation élastique.

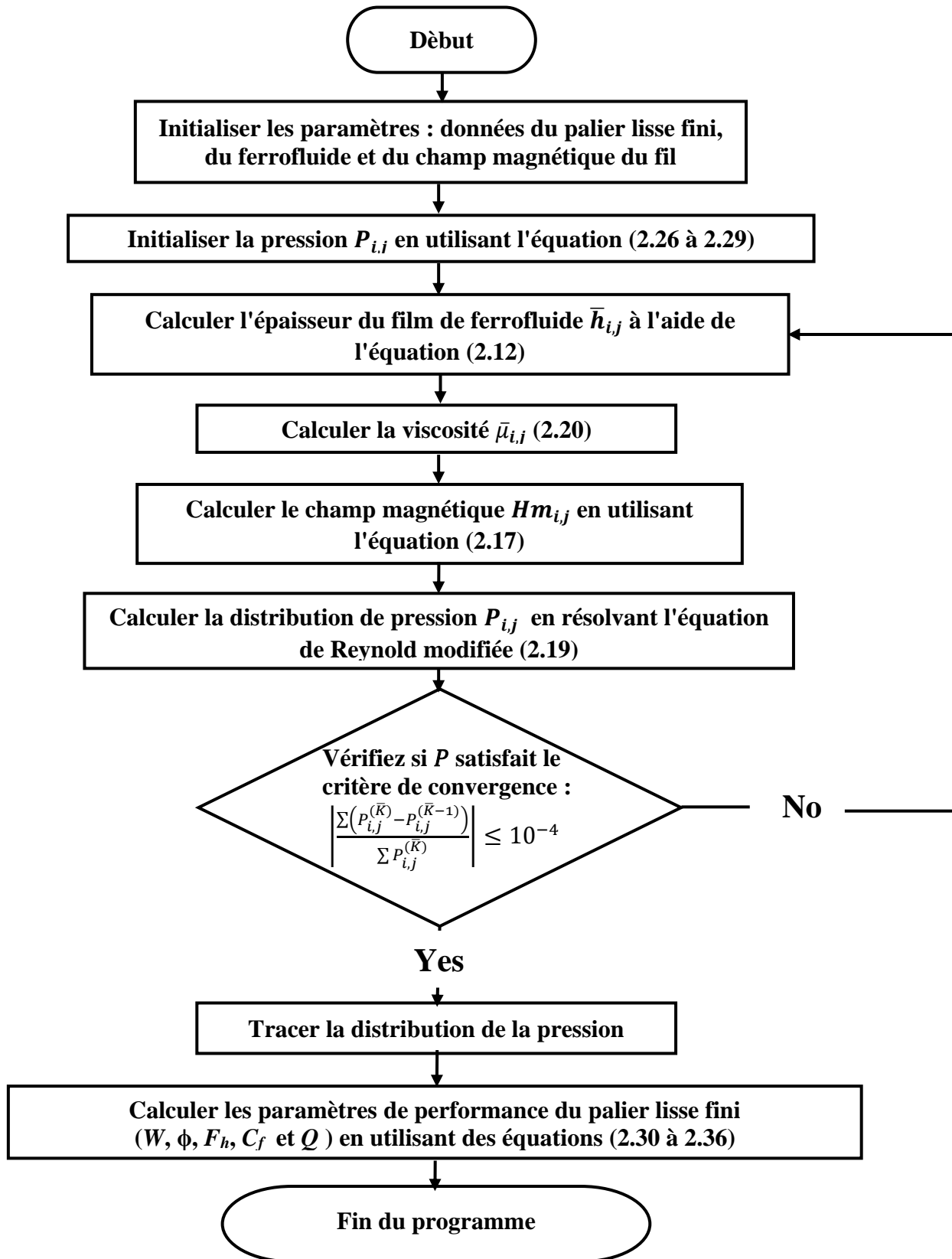


Figure 3.4 : Organigramme de calcul tenant compte de l'effet de la piézoviscosité.

3.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la discrétisation des deux équations de Reynolds, en utilisant la technique des différences finies qui ont été résolues par la méthode de Gauss-Seidel.

Chapitre 4. Résultats et Discussions

4.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus à partir des deux programmes de calcul en Matlab basés sur la méthode des différences finies appliquée sur un palier hydrodynamique lisse lubrifié avec Ferrofluide pour étudier l'influence de la déformation élastique et de la piézoviscosité.

4.2. Effet de la déformation élastique

Les caractéristiques statiques du palier lisse en termes de portance hydrodynamique, d'angle de calage, de coefficient de frottement et de fuite latérale sont obtenues pour différentes valeurs de l'excentricité relative (0.1 - 0.9) et de coefficient de déformation élastique (0 - 0.08). Trois valeurs du coefficient de la force magnétique ont été utilisées dans cette étude ; des champs magnétiques faibles (0.025), modérés (0.05) et forts (0.1). Le rapport d'aspect R/L utilisé dans cette étude est de 0.5. Les résultats obtenus sont illustrés dans les figures 4.1 à 4.9.

4.2.1. Validation de l'approche numérique

Afin de vérifier la validité du présent programme, deux comparaisons ont été effectuées. La première comparaison (Tableau 4.1) entre les résultats obtenus pour un palier lisse rigide fonctionnant avec du ferrofluide en utilisant un fil fini magnétique déplacé et les résultats publiés par Osman et al. [20]. La deuxième comparaison (

	$\varepsilon = 0.1$			$\varepsilon = 0.3$			$\varepsilon = 0.5$		
	1	2	Erreur en %	1	2	Erreur en %	1	2	Erreur en %
\bar{W}	3.10	3.11	0.32	3.63	3.63	0.00	4.41	4.42	0.22
ϕ	89.89	89.78	0.12	86.56	86.38	0.20	78.93	78.65	0.35
C_f	1.99	1.97	1.00	1.75	1.62	7.42	1.49	1.48	0,67

1 : Notre travail, 2 : Osman et al. [20]

Tableau 4.2) entre les résultats obtenus pour un palier lisse déformable et les résultats publiés par Chetti et Zouggar [41]. On peut conclure que ces comparaisons montrent une grande concordance avec une erreur maximale de 7,5%.

Tableau 4.1 : Comparaison des caractéristiques statiques des paliers lisses rigides lubrifiés avec des ferrofluides : $\frac{R}{L} = 0.5$, $\alpha = 0.05$

	$\varepsilon = 0.1$			$\varepsilon = 0.3$			$\varepsilon = 0.5$		
	1	2	Erreur en %	1	2	Erreur en %	1	2	Erreur en %
\bar{W}	3.10	3.11	0.32	3.63	3.63	0.00	4.41	4.42	0.22
ϕ	89.89	89.78	0.12	86.56	86.38	0.20	78.93	78.65	0.35
C_f	1.99	1.97	1.00	1.75	1.62	7.42	1.49	1.48	0,67

1 : Notre travail, 2 : Osman et al. [20]

Tableau 4.2 : Comparaison des caractéristiques statiques des paliers lisses déformables : $\frac{R}{L} = 0.5$, $Co = 0.02$

	$\varepsilon = 0.1$			$\varepsilon = 0.3$			$\varepsilon = 0.5$		
	1	2	Erreur en %	1	2	Erreur en %	1	2	Erreur en %
\bar{W}	0.232	0.236	1.69	0.79	0.80	1.25	1.70	1.76	3.40
ϕ	78.38	79.46	1.37	66.66	66.67	0.01	54.04	56.63	4.57
C_f	27.00	26.38	2.29	8.25	8.08	2.06	4.19	4.09	2.38

1 : Notre travail, 2 : Chetti et Zougar [41]

4.2.2. Effet de la déformation élastique sur la pression hydrodynamique

La distribution de la pression dans la direction circonférentielle au niveau du plan médian variant avec différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de déformation élastique est présentée dans la Figure 4.1. La figure montre que la pression hydrodynamique augmente avec une augmentation du champ magnétique et diminue avec une augmentation de la déformation élastique.

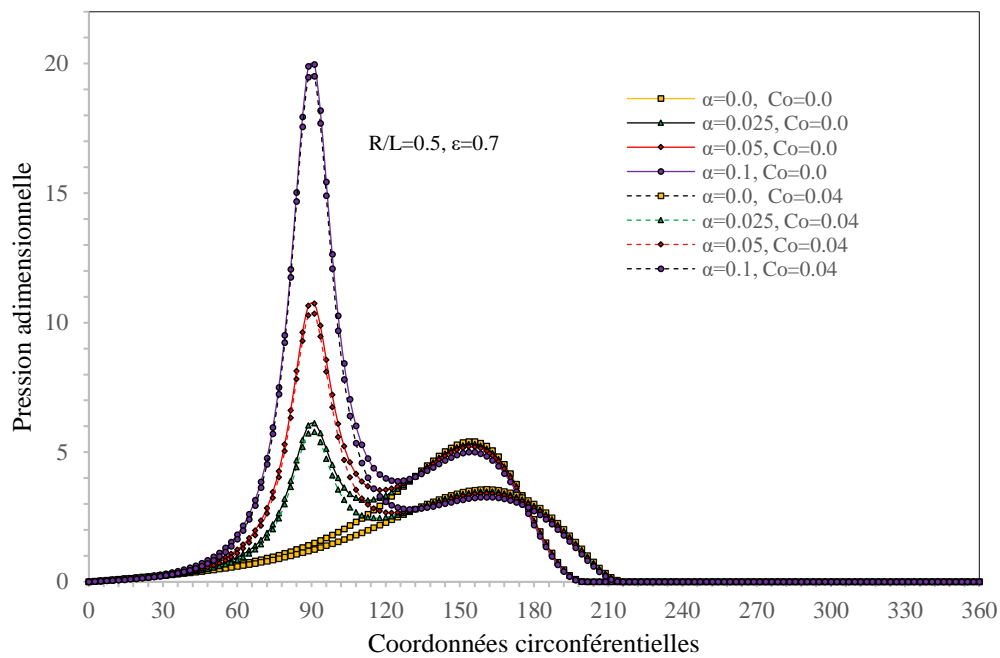


Figure 4.1 : Répartition de la pression le long de la direction circonférentielle au niveau du plan médian du palier pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de déformation élastique.

4.2.3. Effet de la déformation élastique sur la portance hydrodynamique

Les Figure 4.2 et Figure 4.3 illustrent l'évolution de la portance hydrodynamique adimensionnelle en fonction de l'excentricité relative et du coefficient de déformation élastique, pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique, dans le cas de paliers rigides et déformables.

L'augmentation de la portance hydrodynamique avec l'excentricité relative s'explique par le renforcement du coin hydrodynamique. Lorsque l'excentricité augmente, le film lubrifiant devient plus convergent dans la zone de charge, ce qui intensifie la génération de pression hydrodynamique et améliore la capacité de charge du palier.

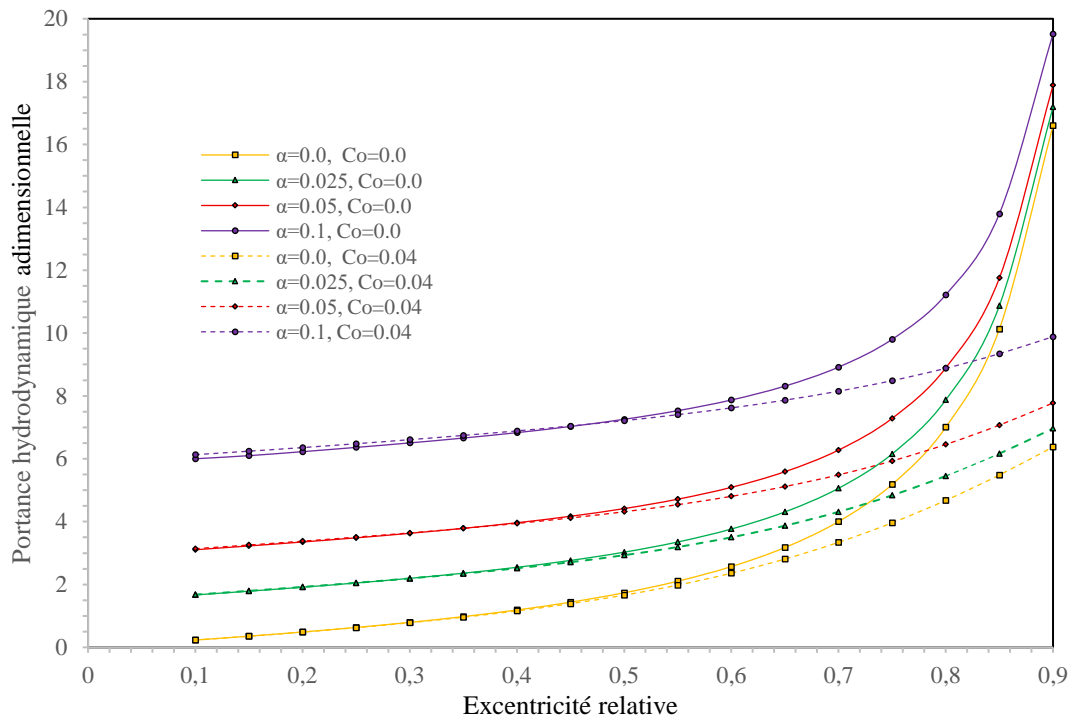


Figure 4.2 : Variation de la portance hydrodynamique adimensionnelle W avec l'excentricité relative ϵ pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de déformation élastique.

L'augmentation de la portance avec le coefficient de force magnétique est liée à l'action des forces magnétiques, qui attirent le ferrofluide vers la zone active du palier et renforcent la pression locale, en particulier autour de la position du fil magnétique ($\psi=\pi/2$). Pour de faibles excentricités, cet effet est particulièrement marqué : pour $\alpha = 0.1$ et $\epsilon = 0.1$, la portance augmente de 96%, l'effet hydrodynamique restant encore modéré.

Lorsque l'excentricité augmente ($\epsilon = 0.4$ et $\epsilon = 0.7$), l'écoulement est dominé par l'effet hydrodynamique classique. L'apport relatif du champ magnétique devient alors moins prépondérant, ce qui explique la diminution progressive du gain de portance à 83% puis 68%.

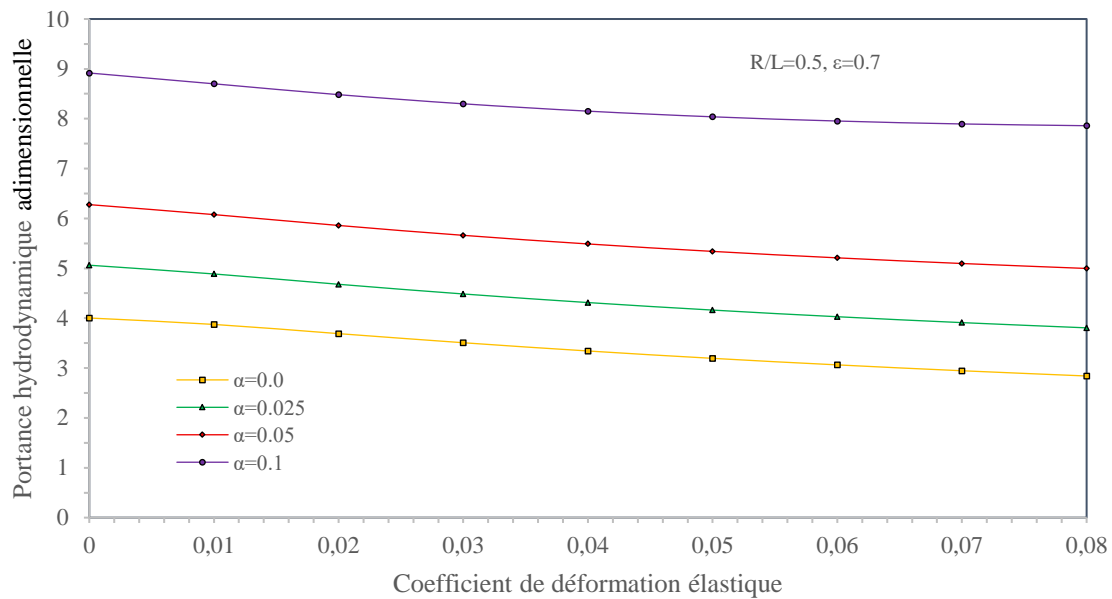


Figure 4.3 : Variation de la portance hydrodynamique adimensionnelle W avec le coefficient de déformation élastique Co pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique.

La déformation élastique de la paroi entraîne une diminution de la portance hydrodynamique en modifiant la géométrie du film lubrifiant. Sous l'effet des pressions hydrodynamiques élevées, la paroi se déforme et augmente localement l'épaisseur du film dans la zone de charge. Cette modification affaiblit le gradient de pression et réduit l'efficacité du coin hydrodynamique, conduisant à une baisse de la pression maximale et, par conséquent, de la capacité de charge. Cet effet devient particulièrement significatif à forte excentricité, où la déformation élastique peut entraîner une réduction de la portance d'environ 33% pour $\varepsilon = 0.8$.

4.2.4. Effet de la déformation élastique sur l'angle de calage

Les Figure 4.4 et Figure 4.5 présentent l'évolution de l'angle de calage en fonction de l'excentricité relative et du coefficient de déformation élastique, pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique.

La diminution de l'angle de calage avec l'augmentation de l'excentricité relative est liée au déplacement progressif de la zone de pression maximale vers l'amont de la ligne de centres. Lorsque l'excentricité augmente, le coin hydrodynamique devient plus marqué et la pression se concentre dans la zone convergente du film lubrifiant. Cette

concentration entraîne une réorientation de la résultante hydrodynamique, qui tend à s'aligner davantage avec la direction de l'excentricité, conduisant ainsi à une réduction de l'angle de calage.

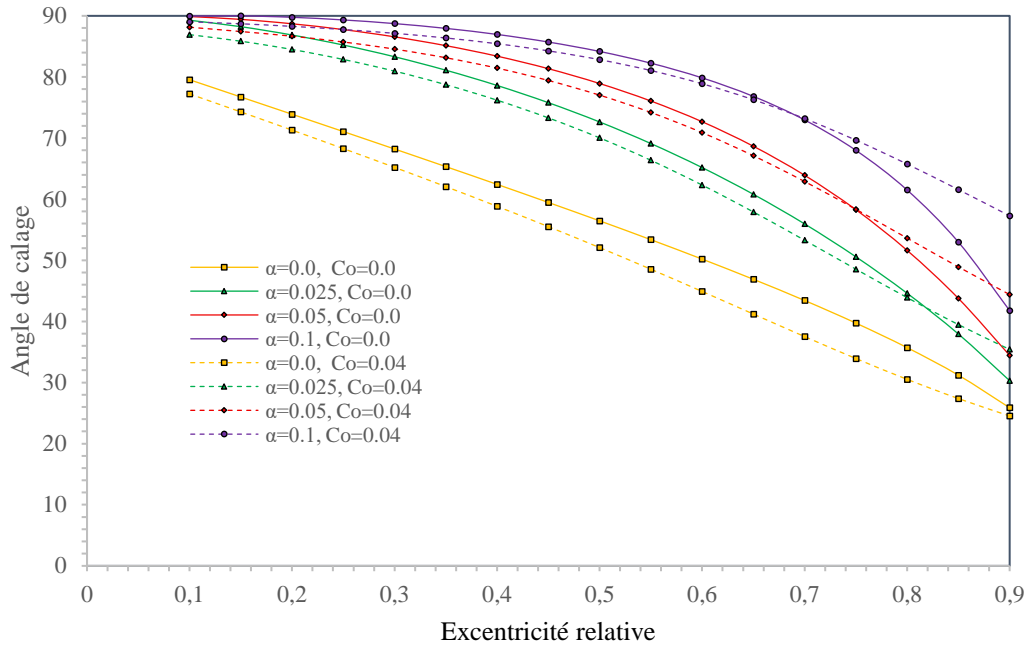


Figure 4.4 : Variation de l'angle de calage ϕ avec l'excentricité relative ϵ pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de déformation élastique.

L'application d'un champ magnétique modifie la distribution de pression en attirant le ferrofluide vers la zone active du palier. Pour de faibles valeurs du coefficient de force magnétique, cet effet reste limité et n'entraîne qu'une légère modification de la position angulaire de la résultante hydrodynamique. En revanche, lorsque le champ magnétique augmente, la pression devient plus localisée, ce qui accentue le déplacement de la zone de pression maximale et contribue à la diminution de l'angle de calage, en particulier à forte excentricité.

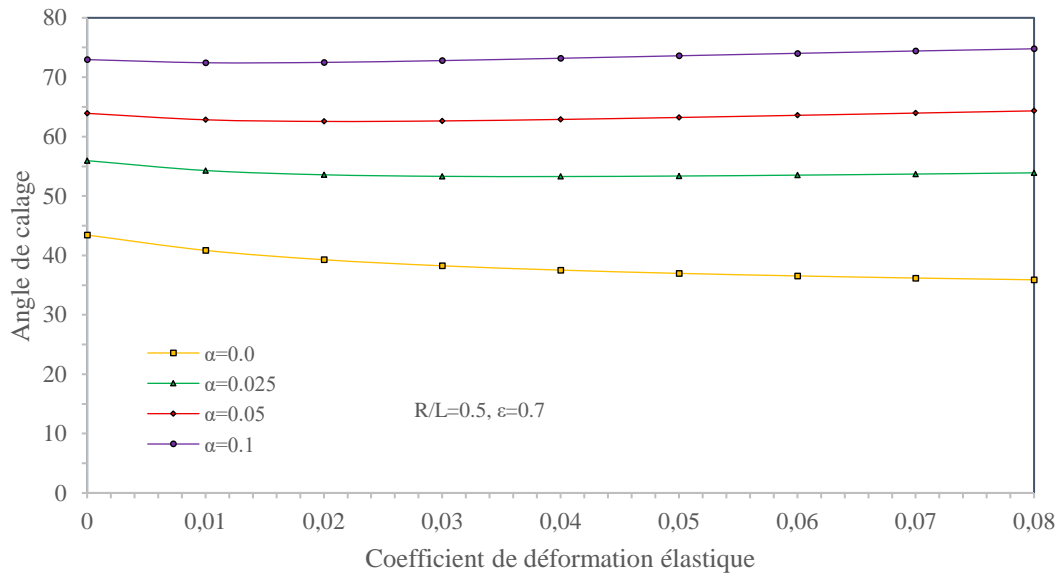


Figure 4.5 : Variation de l'angle de calage ϕ avec le coefficient de déformation élastique Co pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique.

La déformation élastique de la paroi renforce cette tendance en modifiant la géométrie du film lubrifiant. Sous l'effet des pressions hydrodynamiques et magnétiques élevées, la paroi se déforme localement, ce qui redistribue la pression et déplace davantage la résultante hydrodynamique. Cet effet devient prédominant à forte excentricité, où la déformation élastique peut entraîner une réduction de l'angle de calage d'environ 27 % pour $\varepsilon = 0.8$.

Pour $\alpha = 0.1$, l'augmentation de l'excentricité relative s'accompagne initialement d'une augmentation de l'angle de calage, traduisant l'intensification de l'effet hydrodynamique et la réorientation de la résultante de pression. Lorsque l'excentricité devient plus élevée, l'effet combiné du champ magnétique et de la déformation élastique domine, conduisant à une diminution progressive de l'angle de calage.

4.2.5. Effet de la déformation élastique sur le coefficient de frottement

Les Figure 4.6 et Figure 4.7 illustrent la variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité relative pour différentes valeurs du coefficient de déformation élastique pour un palier lisse lubrifié avec ferrofluide. À $\alpha = 0,1$, le coefficient de frottement diminue de 95% (par rapport à sa valeur initiale à $\varepsilon = 0.1$). En raison de l'effet

hydrodynamique accru, cette diminution tombe à 81% à $\varepsilon = 0.4$ et à 0% à $\varepsilon = 0.8$. L'effet de déformation élastique provoque également une diminution de 20% du coefficient de frottement à $\varepsilon = 0.5$.

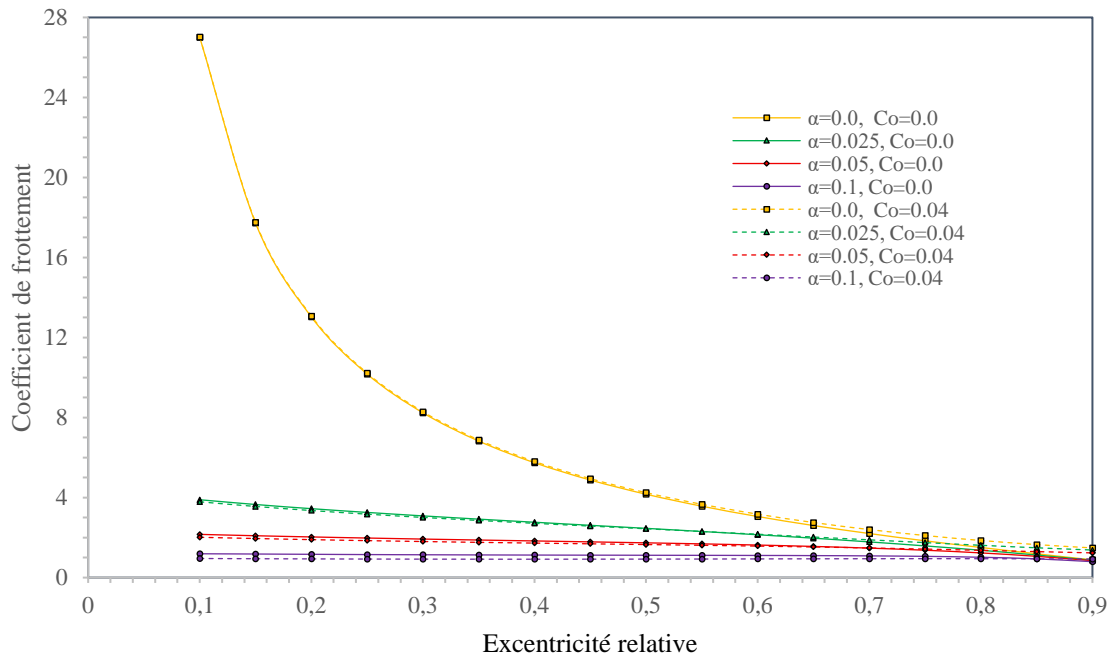


Figure 4.6 : Variation du coefficient de frottement C_f avec l'excentricité relative ε pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de déformation élastique.

La diminution du coefficient de frottement avec l'augmentation de l'excentricité relative est liée au renforcement du régime de lubrification hydrodynamique. Lorsque l'excentricité augmente, la pression hydrodynamique générée dans le film lubrifiant devient plus élevée, ce qui améliore la séparation des surfaces et réduit les contraintes de cisaillement effectives. Cette meilleure séparation limite les pertes visqueuses et conduit à une diminution globale du frottement.

L'augmentation du coefficient de force magnétique contribue également à la réduction du coefficient de frottement. Le champ magnétique stabilise le ferrofluide dans la zone active du palier et favorise une répartition plus homogène de la pression, ce qui atténue les gradients de vitesse et réduit les efforts tangentiels transmis par le fluide.

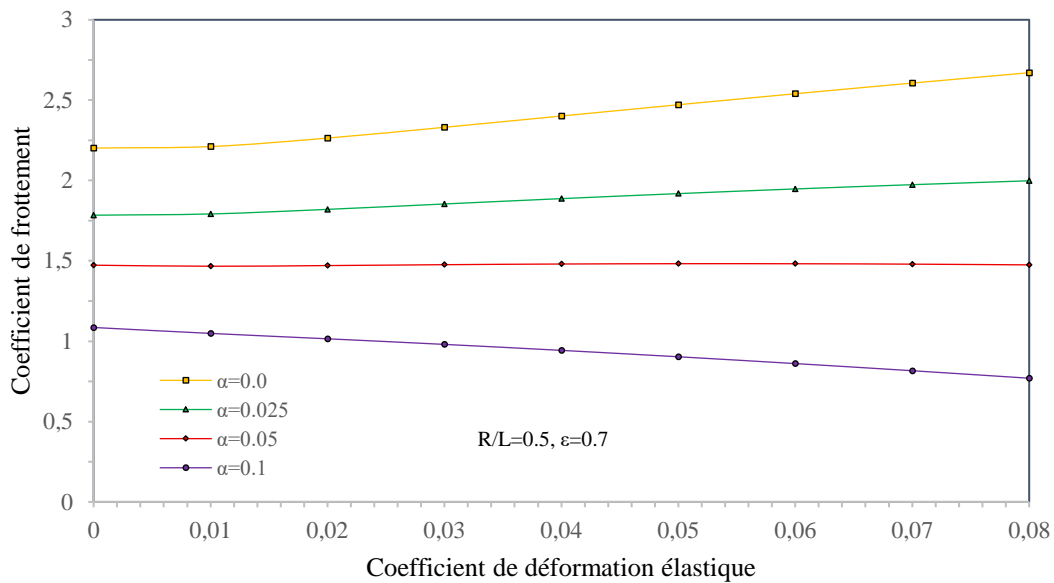


Figure 4.7 : Variation du coefficient de frottement C_f avec le coefficient de déformation élastique C_o pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique.

L'influence de la déformation élastique dépend de l'intensité du champ magnétique. Pour des valeurs élevées du coefficient de force magnétique, la déformation de la paroi tend à augmenter localement l'épaisseur du film lubrifiant. Cette augmentation réduit les gradients de vitesse dans le film et entraîne une légère diminution du coefficient de frottement. En revanche, pour de faibles valeurs du coefficient de force magnétique, la déformation élastique modifie la géométrie du film de manière moins favorable, ce qui accroît les contraintes de cisaillement et conduit à une augmentation du coefficient de frottement.

Ces résultats montrent que le coefficient de frottement est gouverné par un équilibre entre la séparation hydrodynamique des surfaces, l'action stabilisante du champ magnétique et les modifications géométriques du film induites par la déformation élastique.

4.2.6. Effet de la déformation élastique sur la fuite latérale

L'influence de la déformation élastique et de la force magnétique sur la fuite latérale est présentée dans les Figure 4.8 et Figure 4.9. Ces figures indiquent que la fuite latérale augmente avec l'augmentation de l'excentricité relative et du coefficient de force magnétique. À $\alpha = 0.1$, la fuite latérale augmente de 81% (par rapport à sa valeur initiale

à $\varepsilon = 0,1$). En raison de l'effet hydrodynamique accru, cette augmentation diminue à 52% à $\varepsilon = 0,4$ et à 38% à $\varepsilon = 0,8$. L'effet de déformation élastique réduit également la fuite latérale de 30 % à $\varepsilon = 0,1$ et de 20% à $\varepsilon = 0,5$.

L'augmentation de la fuite latérale avec l'excentricité relative est liée à l'élévation des pressions hydrodynamiques et des gradients de pression axiaux dans le film lubrifiant. Lorsque l'excentricité augmente, la pression générée dans la zone convergente du film devient plus importante, ce qui favorise l'écoulement du fluide vers les extrémités du palier et entraîne une augmentation de la fuite latérale.

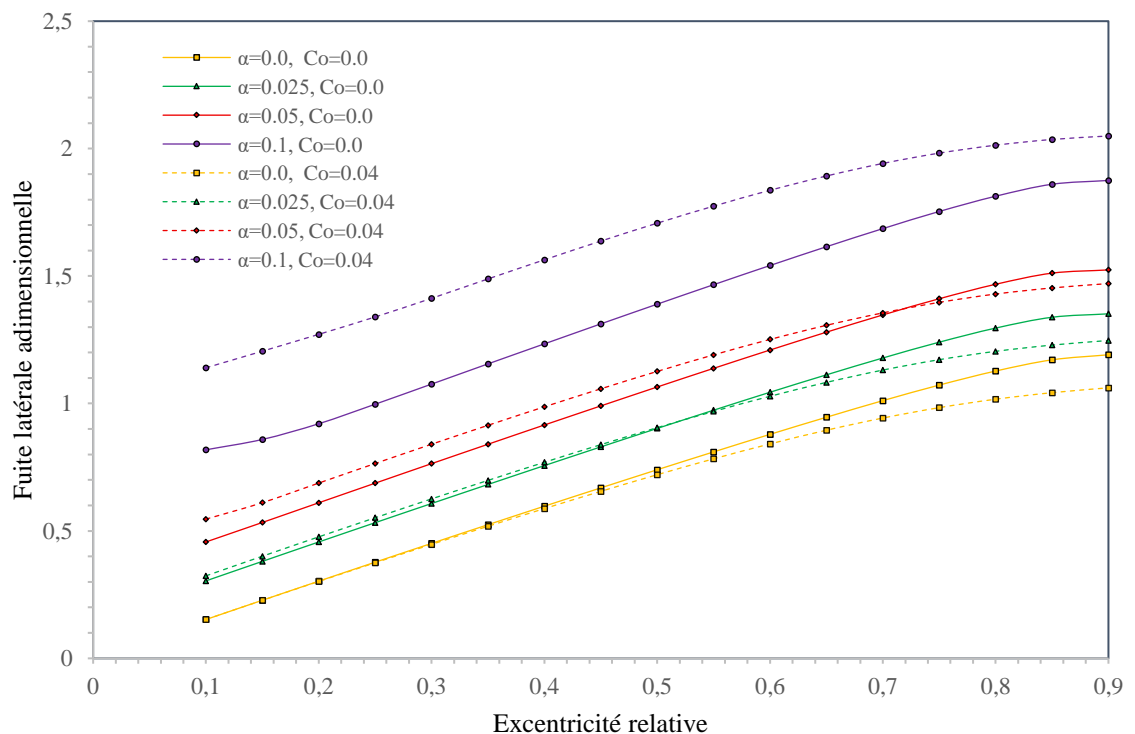


Figure 4.8 : Variation de la fuite latérale Q avec l'excentricité relative ε pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de déformation élastique.

L'augmentation du coefficient de force magnétique renforce ce phénomène en attirant le ferrofluide vers la zone active du palier et en intensifiant la pression locale. Cette élévation de pression accroît les gradients axiaux et favorise l'écoulement latéral du fluide, en particulier pour des valeurs élevées du champ magnétique.

L'effet de la déformation élastique dépend fortement de l'intensité du champ magnétique. Pour des valeurs élevées du coefficient de force magnétique, la déformation

de la paroi augmente localement l'épaisseur du film lubrifiant. Cette augmentation facilite l'écoulement axial du fluide et conduit à une hausse de la fuite latérale. En revanche, pour de faibles valeurs du coefficient de force magnétique et à forte excentricité, la déformation élastique modifie la distribution de pression en réduisant les gradients axiaux, ce qui limite l'écoulement vers les bords et entraîne une diminution de la fuite latérale.

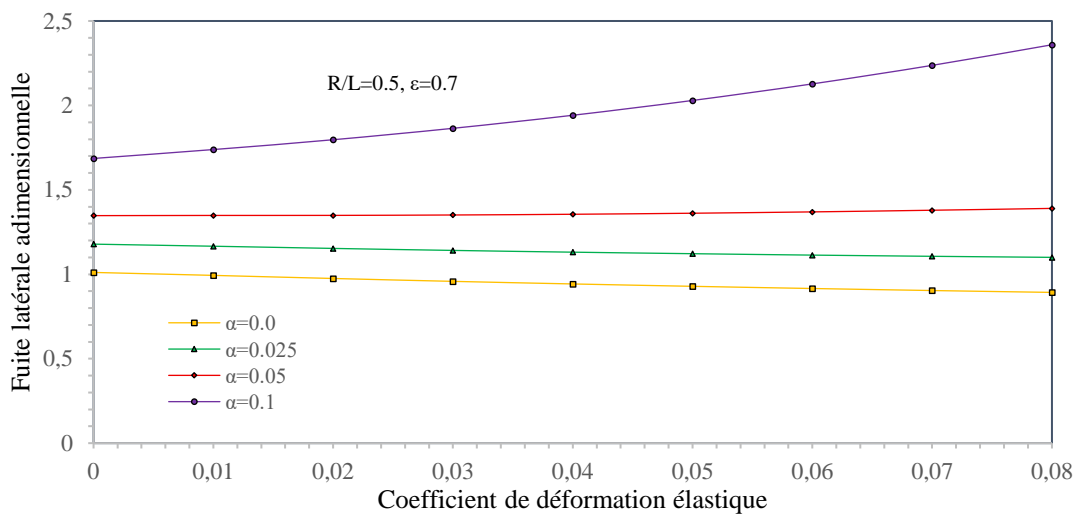


Figure 4.9 : Variation de la fuite latérale Q avec le coefficient de déformation élastique Co pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique.

4.3. Effet de la piézoviscosité

Les caractéristiques statiques du palier lisse en termes de portance hydrodynamique, d'angle de calage, de coefficient de frottement et de fuite latérale sont obtenues pour différentes valeurs de l'excentricité relative (0.1 - 0.9) et des valeurs du coefficient de piézoviscosité ont été prises entre $\beta = 0$ (fluide isovisqueux) et $\beta = 0.03$ (fluide piézovisqueux). Trois valeurs du coefficient de force magnétique ont été utilisées dans cette étude ; des champs magnétiques faibles (0.025), modérés (0.05) et forts (0.1). Le rapport d'aspect R/L utilisé dans cette étude est de 0.5. Les résultats obtenus sont illustrés dans les figures 4.10 à 4.14.

4.3.1. Validation de l'approche numérique

Pour valider le présent programme (Tableau 4.3), une comparaison a été effectuée. Entre les résultats obtenus pour un palier lisse rigide fonctionnant avec du ferrofluide en

utilisant un fil fini magnétique déplacé par effet de la piezoviscosité et les résultats publiés par Chetti et al. [42]. On peut conclure que ces comparaisons montrent une grande concordance avec une erreur maximale de 0,04%.

Tableau 4.3 : Comparaison des caractéristiques statiques des paliers lisses : $R/L = 1, \varepsilon = 0.7$.

	$\beta = 0$			$\beta = 0.03$			$\beta = 0.1$		
	1	2	Erreur en %	1	2	Erreur en %	1	2	Erreur en %
\bar{W}	1.70	1.70	0.00	1.74	1.74	0.00	1.85	1.85	0.00
ϕ	40.69	40.69	0.00	40.49	40.51	0.04	39.98	39.98	0.00

1 : Notre travail,
2 : Chetti et al. [42]

4.3.2. Effet de la piézoviscosité sur la pression hydrodynamique

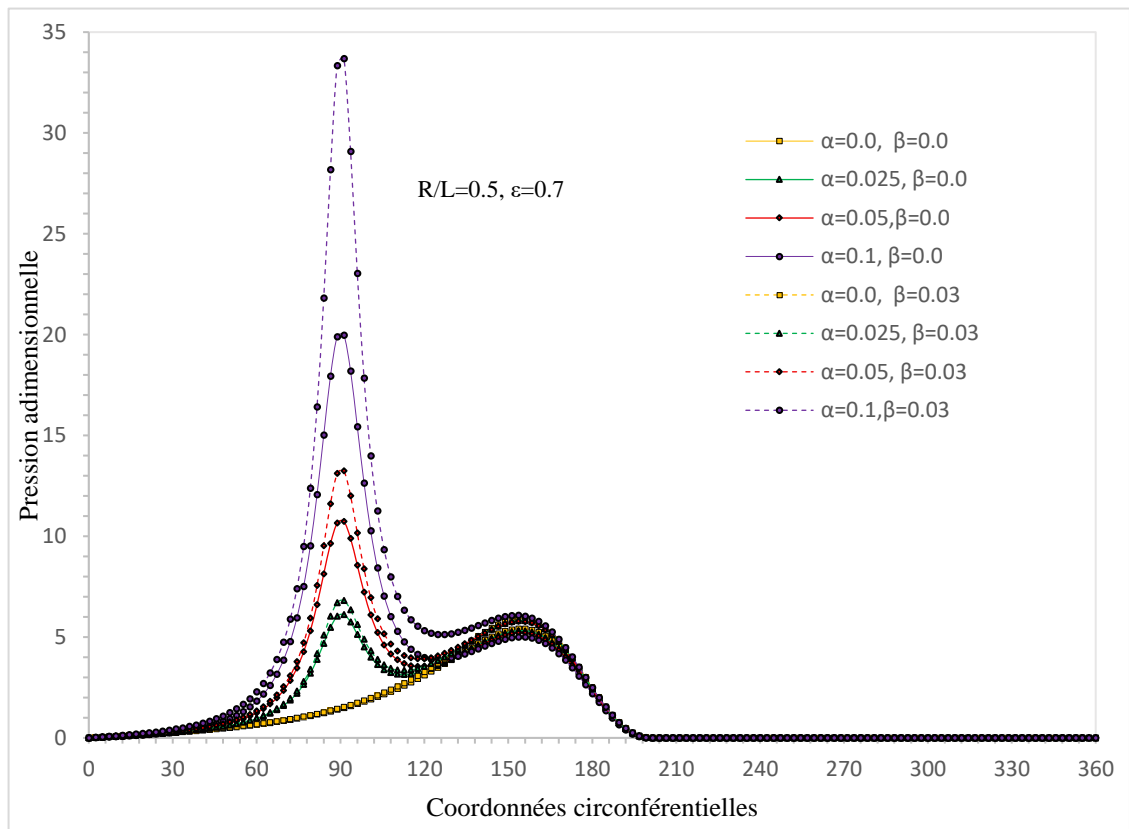


Figure 4.10 : Répartition de la pression le long de la direction circonférentielle au niveau du plan médian du palier pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de piézoviscosité.

La distribution de pression dans la direction circonférentielle au niveau du plan médian variant avec différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de piézoviscosité est présentée dans la Figure 4.10. La figure montre que la pression hydrodynamique augmente avec une augmentation du champ magnétique et augmente également avec une augmentation de la piézoviscosité.

4.3.3. Effet de la piézoviscosité sur la portance hydrodynamique

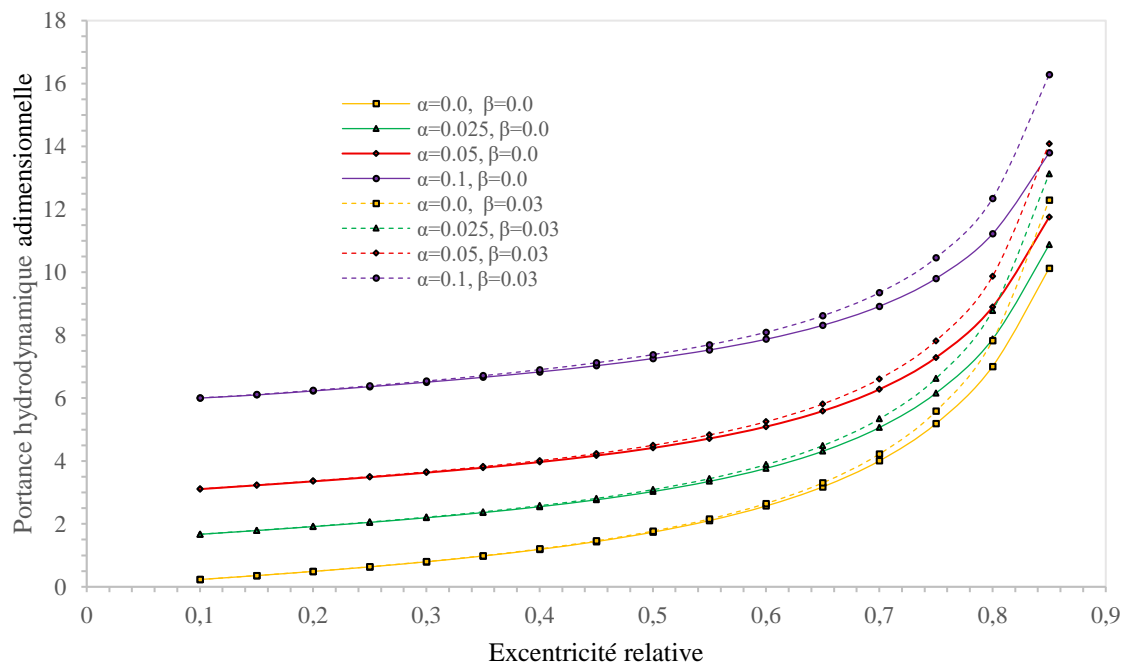


Figure 4.11 : Variation de la portance hydrodynamique adimensionnelle W avec l'excentricité relative ϵ pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de piézoviscosité.

La Figure 4.11 présente la variation de la portance hydrodynamique d'un palier lisse en fonction de l'excentricité relative, le coefficient de force magnétique et le coefficient de piézoviscosité. On observe que la portance hydrodynamique augmente avec l'augmentation de l'excentricité relative et des coefficients de force magnétique, tandis qu'elle augmente avec l'augmentation du coefficient de la piézoviscosité. L'effet de la piézoviscosité s'accroît avec des valeurs d'excentricité plus élevées, que ce soit pour les paliers lisses lubrifiés avec des ferrofluides ou des fluides newtoniens. Pour $\alpha=0.1$, la capacité de charge augmente de 96% (valeur initiale pour $\epsilon = 0.1$). En raison de

l'effet hydrodynamique accru, ce pourcentage diminue à 80% pour $\varepsilon = 0.4$ et à 38% pour $\varepsilon=0.8$. L'effet de la piézoviscosité entraîne également une augmentation de 9% de la capacité de charge pour $\varepsilon = 0.8$.

L'augmentation de la portance avec l'excentricité relative s'explique par le renforcement de l'effet de coin hydrodynamique, qui accroît la pression dans le film lubrifiant. L'intensification du champ magnétique amplifie cette pression par l'action des forces volumiques magnétiques, conduisant à une amélioration de la capacité de charge.

La piézoviscosité induit une augmentation locale de la viscosité dans les zones de forte pression, ce qui renforce la résistance à l'écoulement et favorise l'accumulation de pression hydrodynamique. Ce mécanisme explique l'augmentation supplémentaire de la portance observée à forte excentricité, où les niveaux de pression sont élevés.

4.3.4. Effet de la piézoviscosité sur l'angle de calage

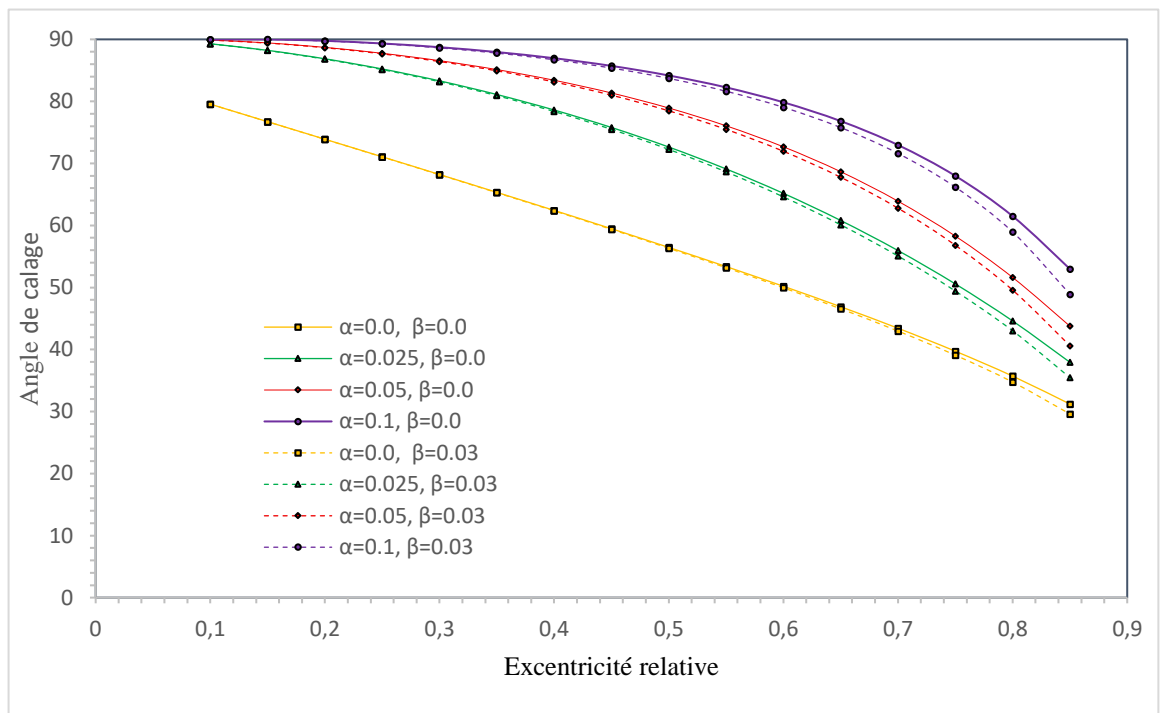


Figure 4.12 : Variation de l'angle de calage ϕ avec l'excentricité relative ε pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de piézoviscosité.

La Figure 4.12 présente l'évolution de l'angle de calage en fonction de l'excentricité relative pour différentes valeurs du coefficient de piézoviscosité et du

coefficient de force magnétique. On observe que pour $\alpha = 0.1$, l'angle de calage augmente de 12% par rapport à sa valeur initiale à $\varepsilon = 0.1$, puis sous l'effet de l'écoulement hydrodynamique accru, cette hausse passe à 28% pour $\varepsilon = 0.4$ et à 42% pour $\varepsilon = 0.8$. À forte excentricité, la piézoviscosité entraîne néanmoins une réduction d'environ 27% de l'angle de calage.

La diminution de l'angle de calage avec l'excentricité relative s'explique par le déplacement de la zone de pression maximale vers l'amont du film, sous l'effet du coin hydrodynamique renforcé. L'augmentation de la piézoviscosité accroît la viscosité locale dans les zones de forte pression, ce qui concentre davantage la distribution de pression et accentue le déplacement du maximum de pression. Ce mécanisme intensifie la diminution de l'angle de calage, en particulier à forte excentricité.

Pour les ferrofluides, l'effet du champ magnétique reste modéré à faible coefficient de force magnétique, mais à forte excentricité et pour des champs élevés, la piézoviscosité devient prédominante : la localisation de la pression est renforcée et l'angle de calage diminue encore plus fortement.

4.3.5. Effet de la piézoviscosité sur le coefficient de frottement

La Figure 4.13 représente la variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité relative et le coefficient de piézoviscosité respectivement pour un palier lubrifié par ferrofluide. Pour $\alpha = 0.1$, le frottement diminue de 95 % par rapport à sa valeur initiale à $\varepsilon = 0.1$, puis sous l'effet de l'écoulement hydrodynamique accru, cette diminution tombe à 81 % pour $\varepsilon = 0.4$ et à 0 % pour $\varepsilon = 0.8$. La piézoviscosité contribue également à réduire le frottement d'environ 20 % à $\varepsilon = 0.5$.

La baisse du coefficient de frottement avec l'excentricité relative résulte du renforcement du régime hydrodynamique, qui améliore la séparation des surfaces et réduit les contraintes de cisaillement dans le film lubrifiant. L'augmentation du champ magnétique stabilise le ferrofluide et favorise une répartition plus homogène de la pression, ce qui accentue la réduction du frottement.

L'effet de la piézoviscosité dépend de l'intensité du champ magnétique. À faible coefficient de force magnétique, l'augmentation de la viscosité sous pression renforce la

capacité du film à supporter la charge tout en réduisant le glissement relatif, entraînant une diminution significative du frottement. À fort champ magnétique, où l'écoulement est déjà fortement structuré, l'augmentation de la piézoviscosité apporte un gain marginal, et la réduction du frottement devient plus limitée.

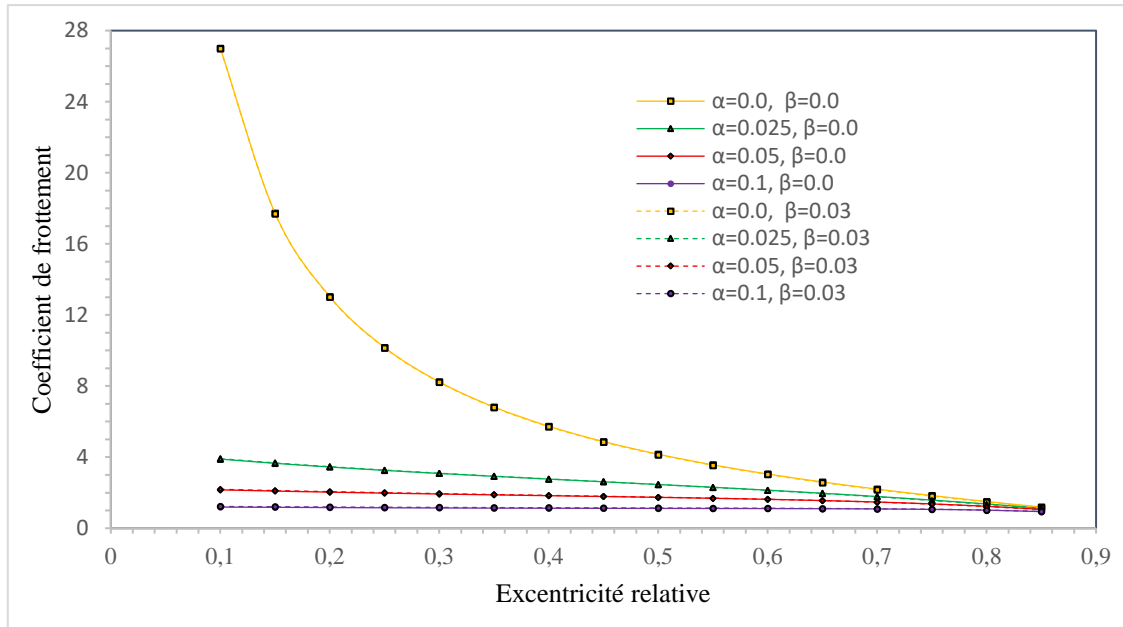


Figure 4.13 : Variation du coefficient de frottement C_f avec l'excentricité relative ϵ pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de piézoviscosité.

Ainsi, le comportement observé résulte d'un équilibre entre l'augmentation locale de la viscosité et la séparation des surfaces, le frottement étant principalement gouverné par le régime hydrodynamique établi dans le palier.

4.3.6. Effet de piézoviscosité sur la fuite latérale

L'influence de la piézoviscosité et de la force magnétique sur la fuite latérale est présentée dans la Figure 4.14. Cette figure indique que la fuite latérale augmente avec l'augmentation de l'excentricité relative et du coefficient de force magnétique. On observe ainsi que pour $\alpha = 0.1$, la fuite augmente de 81 % par rapport à sa valeur initiale à $\epsilon = 0.1$, puis diminue à 52 % pour $\epsilon = 0.4$ et à 38 % pour $\epsilon = 0.8$ sous l'effet du renforcement du régime hydrodynamique. La piézoviscosité contribue également à réduire la fuite d'environ 30 % à $\epsilon = 0.1$ et de 20 % à $\epsilon = 0.5$.

L'augmentation de la fuite avec l'excentricité résulte de l'accroissement des pressions hydrodynamiques et des gradients axiaux, qui favorisent l'écoulement du fluide vers les extrémités du palier. L'intensification du champ magnétique renforce cette tendance en concentrant la pression dans la zone active du film lubrifiant.

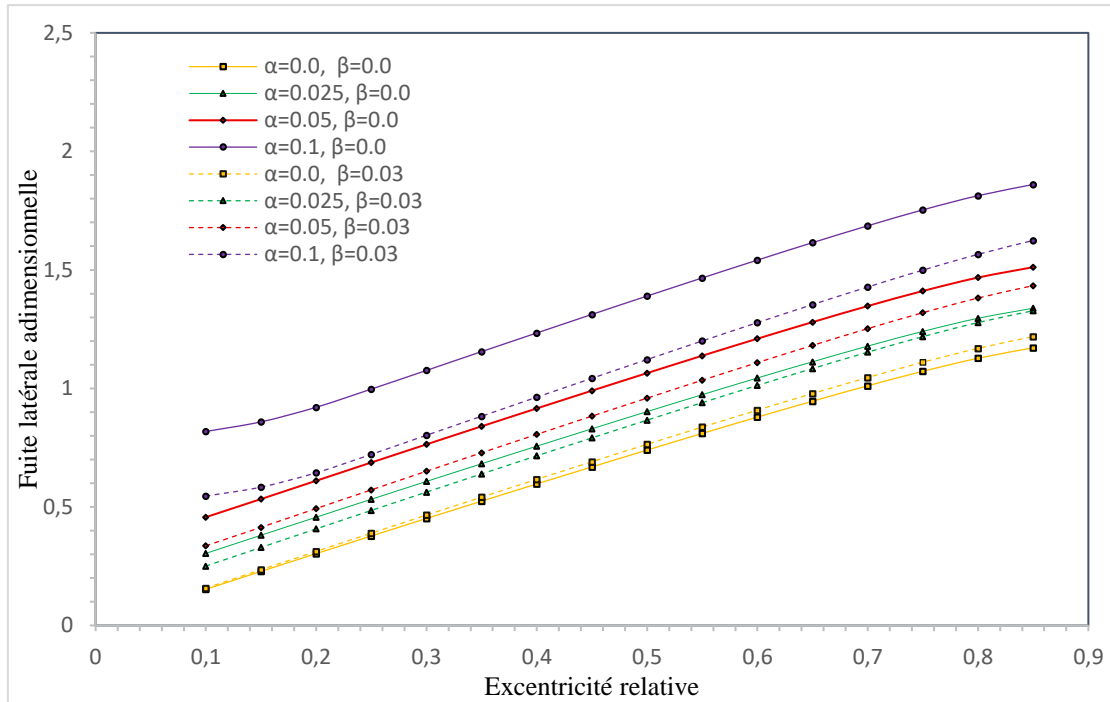


Figure 4.14 : Variation de la fuite latérale adimensionnelle Q avec l'excentricité relative ε pour différentes valeurs du coefficient de force magnétique et du coefficient de piézo-viscosité.

La piézo-viscosité, en augmentant la viscosité locale dans les zones de forte pression, limite la mobilité du fluide et freine l'écoulement axial. À fort champ magnétique, cet effet réduit la fuite, tandis qu'à faible champ magnétique et forte excentricité, la piézo-viscosité amortit les gradients de pression et de vitesse, limitant également l'écoulement latéral.

4.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté et interprété les résultats obtenus concernant les effets de la piézo-viscosité et la déformation élastique sur les performances d'un palier hydrodynamique lubrifié par un ferrofluide. Les résultats montrent que l'excentricité relative et le coefficient de force magnétique jouent un rôle majeur en renforçant l'effet de coin hydrodynamique et en augmentant localement la pression dans le film lubrifiant.

Ces phénomènes contribuent à améliorer la capacité de charge et à réduire le frottement, tandis que la localisation de la pression influence l'orientation de l'angle de calage et la fuite latéral du fluide.

L'étude de la déformation élastique a révélé que la déformation élastique de la paroi modifie significativement la géométrie du film, entraînant des variations de portance et d'angle de calage particulièrement prononcées à forte excentricité. Dans ce contexte, la déformation élastique tend à réduire la portance et l'angle de calage, tout en modulant le frottement et la fuite latérale selon l'intensité du champ magnétique. Ces effets illustrent l'importance de l'interaction fluide-structure dans les paliers lubrifiés par ferrofluide.

Par ailleurs, la piézoviscosité du fluide apparaît comme un facteur clé dans les zones de forte pression. Elle augmente la viscosité locale, renforce la résistance à l'écoulement et concentre la pression hydrodynamique, ce qui conduit à une augmentation supplémentaire de la portance, à une diminution de l'angle de calage et à une réduction du frottement et de la fuite latérale. L'effet de la piézoviscosité est particulièrement marqué aux fortes excentricités, où les gradients de pression sont élevés et où la dynamique du film est fortement influencée par la combinaison de l'effet hydrodynamique et du champ magnétique.

En résumé, ce chapitre démontre que la performance d'un palier lubrifié par ferrofluide dépend étroitement de l'interaction entre l'excentricité, le champ magnétique, la déformation élastique de la paroi et la piézoviscosité. L'intégration simultanée de ces effets permet d'optimiser la portance, de contrôler l'angle de calage et de minimiser le frottement et la fuite, offrant ainsi des perspectives pour le dimensionnement et la conception de paliers à hautes performances.

Conclusions Générales & Perspective

L'objectif principal de ce travail est d'étudier l'effet de la force magnétique sur les caractéristiques statiques d'un palier hydrodynamique circulaire, incluant la déformation élastique et la piézoviscosité. Les résultats présentés dans ce travail permettent de tirer les conclusions suivantes :

- Pour l'effet de la déformation élastique :
 - L'introduction d'une force magnétique dans un palier hydrodynamique augmente la pression du film, la portance hydrodynamique, l'angle de calage et les fuites latérales, et diminue le coefficient de frottement.
 - Pour des valeurs d'excentricité relative élevées, une augmentation de la déformation élastique entraîne une légère diminution de la portance hydrodynamique du palier lisse lubrifié aux ferrofluides ou aux fluides newtoniens.
 - L'excentricité relative a une influence effective sur les performances du palier lisse lubrifié par des ferrofluides.
 - Quelle que soit la valeur du coefficient de force magnétique, la déformation élastique n'a pas un effet significatif sur le coefficient de frottement.
 - Pour des valeurs d'excentricité relative élevées, l'effet de la déformation élastique est plus prononcé sur les caractéristiques statiques d'un palier lisse lubrifié aux fluides newtoniens ou aux ferrofluides.

- Pour l'effet de la piézoviscosité :
 - Pour des valeurs d'excentricité relative élevées, une augmentation de la piézoviscosité entraîne une augmentation de la portance hydrodynamique du palier lisse lubrifié aux ferrofluides ou aux fluides newtoniens.
 - La prise en compte de la piézoviscosité conduit à une augmentation de la pression, de la portance hydrodynamique ainsi que de la force de frottement.

- L'effet du coefficient de piézoviscosité devient particulièrement significatif lorsque l'excentricité relative prend de grandes valeurs.

Les performances d'un palier lubrifié par ferrofluide dépendent étroitement de l'interaction entre l'excentricité, le champ magnétique, la déformation élastique de la paroi et la piézoviscosité. L'intégration simultanée de ces effets permet d'optimiser la portance, de contrôler l'angle de calage et de minimiser le frottement et la fuite, offrant ainsi des perspectives pour le dimensionnement et la conception de paliers à hautes performances.

En perspective de ce travail, nous proposons les extensions suivantes :

- Il est intéressant d'étudier dans un autre travail l'effet combiné de la piézoviscosité et de la déformation élastique sur les performances d'un palier hydrodynamique lubrifié par un ferrofluide.
- Etude thermique sur le comportement d'un palier hydrodynamique lubrifié par un ferrofluide en tenant compte de l'effet de déformation.
- Etude de l'effet de régime d'écoulement sur les performances d'un palier hydrodynamique lubrifié par un ferrofluide.

Références bibliographiques

- [1] Cherabi, B. (2017). Réduction de modèle par PGD dans les problèmes d'élasto-hydrodynamiques liés aux paliers lisses. Thèse de Doctorat - Université M'hamed Bougara-Boumerdes, 2017.
- [2] Sahli, A. (2011). Etude expérimentale d'un palier lubrifié mésaligné. Mémoire magister - Université de Hassiba Benbouali Chlef, 2011.
- [3] Meramria, W. (2009). Etude de l'effet dynamique d'un palier lisse par analyse vibratoire. Mémoire de magister - Université Badji Mokhtar-annaba, 2009.
- [4] Zerrouni, N. (2009). Etude de l'interaction fluide visqueux-structure d'un palier fluide soumis à des sollicitations temporelles. Mémoire de Magister- Université de M'Hamed Bougara, Boumerdes, 2009.
- [5] Stribeck, R. (1903). Die wesentlichen Eigenschaften der Gleit- und Rollenlager, Julius Springer.
- [6] Frêne, J. (1990). Cours de Lubrification, Université de Poitiers.
- [7] Frêne, J. (1995). Butées et paliers hydrodynamiques, Tech. l'ingénieur Guid. Mécanique, base docum(ref. article : b5320),.
- [8] Bendaoud, N. (2014). Comportement Elastohydrodynamique des Paliers Lisses Hydrodynamiques Très Chargés. Thèse de Doctorat - Mohammed Boudiaf Université d'Oran, 2014.
- [9] Rho, B.-H., Kim, K.-W. (2002). A study of the dynamic characteristics of synchronously controlled hydrodynamic journal bearings, Tribol. Int., 35(5), pp. 339–45, Doi: [https://doi.org/10.1016/S0301-679X\(02\)00025-7](https://doi.org/10.1016/S0301-679X(02)00025-7).
- [10] Sleiman, H. (2010). Systèmes de suspension semi-active à base de fluide magnétorhéologique pour l'automobile. 2010.
- [11] Aurelian, F. (2013). Etude numérique et expérimentale des paliers de moteur thermique et des joints d'étanchéité dynamique. Thèse de Doctorat - Université de Poitiers, 2013.
- [12] Cléménçon, H. (2009). ABC du graissage - Castrol, Switzerland.
- [13] Brunetière, N. (2016). Introduction à la tribologie, .
- [14] Estelle, G., Levanier, L., Sarrazin, M., Simon, L. Estelle, G., Levanier, L., Sarrazin, M., Simon, L.(n.d.). LES FERROFLUIDES.
- [15] Hertz, H. (1882). Ueber die Berührung fester elastischer Körper, J. Für Die Reine Und Angew. Math. 92, 92, pp. 156–71.
- [16] Ben Azouz Ahmed, K. (2010). Relations entre propriétés rhéologiques et structure microscopique de dispersions de particules d'argile dans des solutions de polymères. Thèse de Doctorat - Université de Strasbourg, 2010.

- [17] Ben Azouz, K. (2010). Relation entre propriétés rhéologiques et structure microscopique de dispersions de particules d'argile dans des dispersions de polymères. 2010.
- [18] Chang, H.S., Chi, C.Q., Zhao, P.Z. (1987). A theoretical and experimental study of ferrofluid lubricated four-pocket journal bearings, *J. Magn. Magn. Mater.*, 65(2–3), pp. 372–4, Doi: 10.1016/0304-8853(87)90074-6.
- [19] Osman, T.A. (2001). Misalignment Effect on the Static Characteristics of Magnetized Journal Bearing Lubricated with Ferrofluid, *Tribol. Lett.*, 11(3), pp. 195–203, Doi: 10.1023/A:1012548624183.
- [20] Osman, T.A., Nada, G.S., Safar, Z.S. (2001). Effect of Using Current-Carrying-Wire Models in the Design of Hydrodynamic Journal Bearings Lubricated with Ferrofluid, *Tribol. Lett.*, 11(1), pp. 61–70, Doi: 10.1023/A:1016657914947.
- [21] Shah, R.C., Bhat, M. V. (2004). Ferrofluid squeeze film in a long journal bearing, *Tribol. Int.*, 37(6), pp. 441–6, Doi: <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2003.10.007>.
- [22] H Urreta., Z Leicht., A Sanchez., A Agirre., P Kuzhir., G Magnac. (2009). Hydrodynamic bearing lubricated with magnetic fluids, *J. Phys. Conf. Ser.*, 149(1), pp. 12113, Doi: 10.1088/1742-6596/149/1/012113.
- [23] Nada, G.S., Abdel-Jaber, G.T., H. S. Abdo. (2012). Thermal Effects on Hydrodynamic Journal Bearings Lubricated by Magnetic Fluids with Couple Stresses, *Int. J. Mech. Mechatronics Eng.*, 5(12), pp. 12–20.
- [24] Patel, N.S., Vakharia, D.P., Deheri, G.M. (2012). A Study on the Performance of a Magnetic-Fluid-Based Hydrodynamic Short Journal Bearing, *ISRN Mech. Eng.*, 2012, pp. 603460, Doi: 10.5402/2012/603460.
- [25] Hsu, T.-C., Chen, J.-H., Chiang, H.-L., Chou, T.-L. (2014). Combined effects of magnetic field and surface roughness on long journal bearing lubricated with ferrofluid, *J. Mar. Sci. Technol.*, 22, pp. 154–62, Doi: 10.6119/JMST-013-0207-4.
- [26] Huang, W., Wang, X. (2016). Ferrofluids lubrication: a status report, *Lubr. Sci.*, 28(1), pp. 3–26, Doi: <https://doi.org/10.1002/lis.1291>.
- [27] Laghrabli, S., El Khlifi, M., Nabhani, M., Bou-Saïd, B. (2016). Static characteristics of ferrofluid finite journal bearing considering rotational viscosity effect: Ferrofluid Finite Journal Bearing Considering Rotational Viscosity, *Lubr. Sci.*, 29, Doi: 10.1002/lis.1364.
- [28] Laghrabli, S., El Khlifi, M., Nabhani, M., Bou-Saïd, B. (2017). Ferrofluid lubrication of finite journal bearings using Jenkins model, *Lubr. Sci.*, 29, Doi: 10.1002/lis.1379.
- [29] Patel, N.S., Vakharia, D.P., Deheri, G.M., Patel, H.C. (2017). Experimental performance analysis of ferrofluid based hydrodynamic journal bearing with

- different combination of materials, *Wear*, 376–377, pp. 1877–84, Doi: 10.1016/J.WEAR.2017.01.113.
- [30] Luo, L.-Y., Fan, Y.-H., Tang, J.-H., Chen, T.-Y., Zhong, N.-R., Feng, P.-C., Kao, Y.-C. (2018). Frequency Enhancement of Oil Whip and Oil Whirl in a Ferrofluid–Lubricated Hydrodynamic Bearing–Rotor System by Magnetic Field with Permanent Magnets, *Appl. Sci.*, , Doi: 10.3390/app8091687.
- [31] Patel, N.S., Deheri, G.M., Patel, H.C., Shah, K.R., Shukla, A. (2020). Experimental tribometric characteristics analysis of a ferrofluid based journal bearing system, *Tribol. Online*, 15(4), Doi: 10.2474/trol.15.209.
- [32] Shah, R.C., Shah, R.B. (2021). Static and dynamic performances of ferrofluid lubricated long journal bearing, *Zeitschrift Fur Naturforsch. - Sect. A J. Phys. Sci.*, 76(6), Doi: 10.1515/zna-2021-0057.
- [33] Rahmatabadi, A.D., Rashidi Meybodi, R., Zare Mehrjardi, M., Ghayoumizade, F. (2022). Investigating the steady state characteristics of noncircular journal bearings lubricated with ferrofluid under concentric finite wire magnetic field, *Proc. Inst. Mech. Eng. Part J J. Eng. Tribol.*, 236(11), pp. 2146–61, Doi: 10.1177/13506501221074811.
- [34] Conway, H.D., Lee, H.C. (1975). The analysis of the lubrication of a flexible journal bearing, *ASME. J. Lubr. Tech.*, 97(4), pp. 599–604, Doi: <https://doi.org/10.1115/1.3452687>.
- [35] Dowson, D., Higginson, G.R., Nielsen, K.W. (1978). *Elasto-Hydrodynamic Lubrication (International Series in Material, Science and Technology, Vol. 23)*, *J. Lubr. Technol.*, 100(3), pp. 447, Doi: 10.1115/1.3453207.
- [36] Jain, S.C., Sinhasan, R. (1983). Performance of flexible shell journal bearings with variable viscosity lubricants, *Tribol. Int.*, 16(6), pp. 331–9, Doi: [https://doi.org/10.1016/0301-679X\(83\)90043-9](https://doi.org/10.1016/0301-679X(83)90043-9).
- [37] Sinhasan, R., Goyal, K.C. (1990). Elastohydrodynamic studies of circular journal bearings with non-Newtonian lubricants, *Tribol. Int.*, 23(6), pp. 419–28, Doi: [https://doi.org/10.1016/0301-679X\(90\)90058-W](https://doi.org/10.1016/0301-679X(90)90058-W).
- [38] Mokhiamer, U.M., Crosby, W.A., El-Gamal, H.A. (1999). A study of a journal bearing lubricated by fluids with couple stress considering the elasticity of the liner, *Wear*, 224(2), pp. 194–201, Doi: [https://doi.org/10.1016/S0043-1648\(98\)00320-2](https://doi.org/10.1016/S0043-1648(98)00320-2).
- [39] Osman, T.A. (2004). Effect of Lubricant Non-Newtonian Behavior and Elastic Deformation on the Dynamic Performance of Finite Journal Plastic Bearings, *Tribol. Lett.*, 17(1), pp. 31–40, Doi: 10.1023/B:TRIL.0000017416.95176.30.
- [40] Chetti, B. (2014). Analysis of a circular journal bearing lubricated with micropolar fluids including EHD effects, *Ind. Lubr. Tribol.*, 66(2), pp. 168–73, Doi: 10.1108/ILT-12-2011-0114.

- [41] Chetti, B., Zouggar, H. (2019). Steady-state performance of a circular journal bearing lubricated with a non-Newtonian fluid considering the elastic deformation of the liner, *Proc. Inst. Mech. Eng. Part J J. Eng. Tribol.*, 233(9), pp. 1389–96, Doi: 10.1177/1350650119836616.
- [42] Chetti, B., Hemis, M., Tahar, O., Smara, M. (2022). Combined effects of elastic deformation and piezo-viscous dependency on the performance of a journal bearing operating with a non-Newtonian fluid, *Proc. Inst. Mech. Eng. Part J J. Eng. Tribol.*, 236(12), pp. 2457–67, Doi: 10.1177/13506501221080277.
- [43] Jain, S.C., Sinhasan, R., Singh, D. V. (1983). Consideration of viscosity variation in determining the performance characteristics of circular bearings in the laminar and turbulent regimes, *Wear*, 86(2), pp. 233–45, Doi: [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(83\)90163-1](https://doi.org/10.1016/0043-1648(83)90163-1).
- [44] Lu, R.-F., Lin, J.-R. (2007). A theoretical study of combined effects of non-Newtonian rheology and viscosity-pressure dependence in the sphere-plate squeeze-film system, *Tribol. Int.*, 40(1), pp. 125–31, Doi: <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2006.03.004>.
- [45] Sun, J., Zhu, X., Zhang, L., Wang, X., Wang, C., Wang, H., Xiaoyong, Z. (2014). Effect of surface roughness, viscosity-pressure relationship and elastic deformation on lubrication performance of misaligned journal bearings, *Ind. Lubr. Tribol.*, 66(3), pp. 337–45, Doi: 10.1108/ilt-12-2011-0110.
- [46] Tomar, A.K., Sharma, S.C. (2022). Study on surface roughness and piezo-viscous shear thinning lubricant effects on the performance of hole-entry hybrid spherical journal bearing, *Tribol. Int.*, 168, pp. 107349, Doi: <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2021.107349>.
- [47] Singh, V., Rajput, A.K. (2024). Piezo-viscous-polar lubrication of hybrid conical journal bearing with slip boundary conditions, *Tribol. Int.*, 192, pp. 109298, Doi: <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2024.109298>.
- [48] Dubois, G.B., Ocvirk, F.W. (1953). Analytical Derivation and Experimental Evaluation of Short-Bearing Approximation for Full Journal Bearing. NACA, Tech. rep., PP 1157.
- [49] Higginson, G. R. (1965). Paper 1: The Theoretical Effects of Elastic Deformation of the Bearing Liner on Journal Bearing Performance, *Proc. Inst. Mech. Eng. Conf. Proc.*, 180(2), pp. 31–8, Doi: 10.1243/PIME_CONF_1965_180_061_02.
- [50] Thompson, P.A., Troian, S.M. (1997). A general boundary condition for liquid flow at solid surfaces, *Nature*, 389(6649), pp. 360–2, Doi: 10.1038/38686.
- [51] Zhu, Y., Granick, S. (2002). Limits of the hydrodynamic no-slip boundary condition., *Phys. Rev. Lett.*, 88(10), pp. 106102, Doi: 10.1103/PhysRevLett.88.106102.

- [52] Chappuis, J. (1982). Lubrication by a new principle: The use of non-wetting liquids, *Wear*, 77(3), pp. 303–13, Doi: [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(82\)90056-4](https://doi.org/10.1016/0043-1648(82)90056-4).
- [53] Frêne, J. (1990). *Lubrification hydrodynamique : paliers et butées*, Paris SE - xviii, 488 pages : illustrations ; 24 cm, Eyrolles.

Annexe 1. Equation de Reynolds développée pour ferrofluide

Les équations générales de la lubrification hydrodynamique prennent différentes formes selon les hypothèses choisies et la géométrie étudiée. Dans cette étude, nous présenterons une forme simplifiée de ces équations, appelée équations de Reynolds en coordonnées cylindriques [53] :

$$\frac{\partial}{r\partial\theta} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial P}{r\partial\theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 6\rho(U_1 - U_2) \frac{\partial h}{r\partial\theta} + 6\rho(W_1 - W_2) \frac{\partial h}{\partial z} + 6 \frac{\partial}{r\partial\theta} [\rho(U_1 - U_2)] + 6h \frac{\partial}{\partial z} [\rho(W_1 - W_2)] + 12\rho V_2 + 12h \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{a-1})$$

A cette équation s'ajoutent les équations donnant les vitesses dans le fluide :

$$\begin{cases} u(y) = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{r\partial\theta} y(y-h) + \frac{h-y}{h} U_1 + \frac{y}{h} U_2 \\ w(y) = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{r\partial\theta} y(y-h) + \frac{h-y}{h} W_1 + \frac{y}{h} W_2 \\ v(0) = V_1 = 0, \quad v(h) = V_2 \end{cases} \quad (\text{a-2})$$

Ainsi que les contraintes de cisaillement dans le fluide :

$$\begin{cases} \tau_{r\theta y} = \mu \frac{\partial u(y)}{\partial y} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{r\partial\theta} (2y-h) + (U_2 - U_1) \frac{\mu}{h} \\ \tau_{zy} = \mu \frac{\partial w(y)}{\partial y} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{r\partial\theta} (2y-h) + (W_2 - W_1) \frac{\mu}{h} \end{cases} \quad (\text{a-3})$$

Les vitesses des parois s'écrit :

$$\begin{cases} U_1 = R_c \omega_c \\ U_2 = R_a \omega_a \end{cases} \quad V_2 = R_a \omega_a \frac{dh}{rd\theta} \quad \text{avec} \quad \frac{dh}{dx} = \frac{dh}{rd\theta}$$

Si on reporte les vitesses des parois du contact dans l'équation de Reynolds écrite en coordonnée cartésiennes (Equation a-1) et si on pose $r = Ra = Rc$, il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Rightarrow \frac{\partial}{r\partial\theta} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial P}{r\partial\theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 6\rho(r\omega_c - r\omega_a) \frac{\partial h}{r\partial\theta} \\ \quad + 6 \frac{\partial}{r\partial\theta} [\rho(r\omega_c - r\omega_a)] + 12\rho r\omega_a \frac{dh}{dx} \\ \Rightarrow \frac{\partial}{r\partial\theta} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial P}{r\partial\theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 6\rho(\omega_c + \omega_a) \frac{\partial h}{\partial\theta} \\ \Rightarrow \frac{\partial}{\partial\theta} \left(h^3 \frac{\partial P}{r\partial\theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r h^3 \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 6\mu r(\omega_c + \omega_a) \frac{\partial h}{\partial\theta} \end{array} \right. \quad (a-4)$$

Dans le contexte d'un ferrofluide sous l'influence d'un champ magnétique, l'amplitude de la force magnétique induite par unité de volume est exprimée comme suit [20], [28]:

$$f_m = (\nabla \cdot h_m) \cdot B + \mu_0 M_g \cdot \nabla \cdot h_m \quad (a-5)$$

Ici $(\nabla \cdot h_m)$ désigne le courant libre induit. Étant donné que les ferrofluides partagent des propriétés électriques non conductrices avec leur fluide de base, aucun courant libre n'est induit, ce qui simplifie f_m en :

$$f_m = \mu_0 M_g \nabla \cdot h_m \quad (a-6)$$

Cette équation est valable dans des conditions de faibles différences de température et de comportement linéaire du matériau magnétique dans le ferrofluide. L'aimantation du ferrofluide (M_g) peut être exprimée par l'équation suivante :

$$M_g = X_m \cdot h_m \quad (a-7)$$

En introduisant l'équation (a-7) dans l'équation (a-6), nous obtenons :

$$f_m = \mu_0 X_m h_m \cdot \nabla \cdot h_m \quad (a-8)$$

Les équations d'impulsion régissant le film fluide en présence de la force magnétique comme force externe peuvent être dérivées comme suit [20] :

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + f_{mx} \\ 0 = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + f_{mz} \end{array} \right. \quad (a-9)$$

où f_{mx} et f_{mz} représentent les forces magnétiques composites dans les directions périphérique et axiale, respectivement. En remplaçant les équations (a-9) et en

considérant les conditions aux limites, $v_x(h) = \omega \cdot R$, $v_z(h) = 0$ et $v_x(0) = v_z(0) = 0$, on obtient les équations des vitesses selon les directions circonférentielle et axiale :

$$\begin{cases} v_x = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (y^2 - yh) - \frac{1}{2\mu} f_{mx} (y^2 - yh) + \omega \cdot R \frac{y}{h} \\ v_z = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} (y^2 - yh) - \frac{1}{2\mu} f_{mz} (y^2 - yh) \end{cases} \quad (\text{a-10})$$

Le comportement des paliers lisses lubrifiés par ferrofluide, compte tenu de l'interaction des caractéristiques du ferrofluide, est décrit mathématiquement par un ensemble d'équations régissant. Ces équations constituent la base de la compréhension des interactions complexes au sein de tels systèmes.

En intégrant l'équation de continuité par l'épaisseur du film, on obtient :

$$\int_0^h \frac{\partial \rho}{\partial t} dy + \int_0^h \frac{\partial}{\partial x} (\rho v_x) dy + \int_0^h \frac{\partial}{\partial y} (\rho v_y) dy + \int_0^h \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) dy = 0 \quad (\text{a-11})$$

En remplaçant l'équation (a-10) dans l'équation de continuité intégrée (a-11), on obtient une équation de Reynolds modifiée pour un palier lisse fini :

En utilisant les équations des vitesses (a-10) et en simplifiant l'équation générale de Reynolds en coordonnées cylindriques (a-1), on obtient l'équation de Reynolds modifiée pour un palier lisse :

$$\frac{\partial}{r\partial\theta} \left(h^3 \frac{\partial P}{r\partial\theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 6\mu\omega R \frac{\partial h}{r\partial\theta} + \frac{\partial}{r\partial\theta} (h^3 f_{mx}) + \frac{\partial}{\partial z} (h^3 f_{mz}) \quad (\text{a-12})$$

Les composantes de la force magnétique (f_{mx} and f_{mz}) peuvent être exprimées comme :

$$\begin{cases} f_{mx} = \mu_0 X_m h_m \frac{\partial h_m}{\partial x} \\ f_{mz} = \mu_0 X_m h_m \frac{\partial h_m}{\partial z} \end{cases} \quad (\text{a-13})$$

Annexe 2. Résultats

Tableau (A.1) : Les valeurs de la pression hydrodynamique d'un palier ($Co=0.04$) pour l'excentricité relative $\mathcal{E}=0.4$ et pour le coefficient de force magnétique ($\alpha = 0.05$)

Angle θ	Pression P	Angle θ	Pression P	Angle θ	Pression P
0	0	69,6	0,43571	139,2	0,4262
2,4	0,0042	72	0,53905	141,6	0,42243
4,8	0,00842	74,4	0,67692	144	0,41744
7,2	0,01267	76,8	0,86105	146,4	0,41096
9,6	0,01696	79,2	1,1044	148,8	0,40275
12	0,02131	81,6	1,41536	151,2	0,39264
14,4	0,02572	84	1,7824	153,6	0,38052
16,8	0,03023	86,4	2,14775	156	0,36629
19,2	0,03484	88,8	2,39551	158,4	0,34995
21,6	0,0396	91,2	2,41262	160,8	0,33151
24	0,04451	93,6	2,19811	163,2	0,31106
26,4	0,04962	96	1,86331	165,6	0,28874
28,8	0,05498	98,4	1,52312	168	0,26475
31,2	0,06063	100,8	1,23528	170,4	0,23936
33,6	0,06665	103,2	1,01197	172,8	0,21289
36	0,07312	105,6	0,84565	175,2	0,18574
38,4	0,08015	108	0,72409	177,6	0,15838
40,8	0,08789	110,4	0,6361	180	0,13131
43,2	0,09653	112,8	0,57283	182,4	0,10511
45,6	0,1063	115,2	0,52768	184,8	0,0804
48	0,11752	117,6	0,49578	187,2	0,05783
50,4	0,13063	120	0,47356	189,6	0,03807
52,8	0,14617	122,4	0,45834	192	0,02178
55,2	0,16489	124,8	0,44813	194,4	0,00961
57,6	0,18781	127,2	0,44141	196,8	0,00217
60	0,2163	129,6	0,43698	199,2	0
62,4	0,25223	132	0,43393	201,6	0
64,8	0,29816	134,4	0,4315	204	0
67,2	0,35768	136,8	0,42909	206,4	0
208,8	0	261,6	0	314,4	0

211,2	0	264	0	316,8	0
213,6	0	266,4	0	319,2	0
216	0	268,8	0	321,6	0
218,4	0	271,2	0	324	0
220,8	0	273,6	0	326,4	0
223,2	0	276	0	328,8	0
225,6	0	278,4	0	331,2	0
228	0	280,8	0	333,6	0
230,4	0	283,2	0	336	0
232,8	0	285,6	0	338,4	0
235,2	0	288	0	340,8	0
237,6	0	290,4	0	343,2	0
240	0	292,8	0	345,6	0
242,4	0	295,2	0	348	0
244,8	0	297,6	0	350,4	0
247,2	0	300	0	352,8	0
249,6	0	302,4	0	355,2	0
252	0	304,8	0	357,6	0
254,4	0	307,2	0	360	0
256,8	0	309,6	0		
259,2	0	312	0		

Tableau (A.2) : Les valeurs de la pression hydrodynamique d'un palier ($Co=0.04$) pour l'excentricité relative $\epsilon=0.4$ et pour le coefficient de force magnétique ($\alpha = 0.1$)

Angle θ	Pression P	Angle θ	Pression P	Angle θ	Pression P
0	0	69,6	0,689488	139,2	0,40801
2,4	0,00389	72	0,886752	141,6	0,402949
4,8	0,007785	74,4	1,152958	144	0,397331
7,2	0,011703	76,8	1,511628	146,4	0,390719
9,6	0,015661	79,2	1,98862	148,8	0,382762
12	0,019676	81,6	2,600525	151,2	0,37319
14,4	0,023771	84	3,323944	153,6	0,361802
16,8	0,02797	86,4	4,042988	156	0,348464
19,2	0,032302	88,8	4,525712	158,4	0,333105
21,6	0,036806	91,2	4,546042	160,8	0,315719
24	0,041527	93,6	4,102728	163,2	0,29636
26,4	0,046525	96	3,419359	165,6	0,27515
28,8	0,051874	98,4	2,726023	168	0,252276
31,2	0,05767	100,8	2,138156	170,4	0,227993
33,6	0,064037	103,2	1,679957	172,8	0,202623
36	0,071136	105,6	1,336201	175,2	0,176555
38,4	0,079176	108	1,082394	177,6	0,150244
40,8	0,088429	110,4	0,896117	180	0,124207
43,2	0,099252	112,8	0,759703	182,4	0,099014
45,6	0,112118	115,2	0,659966	184,8	0,075279
48	0,127649	117,6	0,587236	187,2	0,053651
50,4	0,146674	120	0,534427	189,6	0,034795
52,8	0,170301	122,4	0,49632	192	0,019377
55,2	0,200018	124,8	0,469027	194,4	0,008043
57,6	0,23784	127,2	0,449619	196,8	0,001402
60	0,286505	129,6	0,435863	199,2	0
62,4	0,349765	132	0,426036	201,6	0
64,8	0,432786	134,4	0,418791	204	0
67,2	0,542721	136,8	0,413065	206,4	0
208,8	0	261,6	0	314,4	0
211,2	0	264	0	316,8	0
213,6	0	266,4	0	319,2	0
216	0	268,8	0	321,6	0
218,4	0	271,2	0	324	0

220,8	0	273,6	0	326,4	0
223,2	0	276	0	328,8	0
225,6	0	278,4	0	331,2	0
228	0	280,8	0	333,6	0
230,4	0	283,2	0	336	0
232,8	0	285,6	0	338,4	0
235,2	0	288	0	340,8	0
237,6	0	290,4	0	343,2	0
240	0	292,8	0	345,6	0
242,4	0	295,2	0	348	0
244,8	0	297,6	0	350,4	0
247,2	0	300	0	352,8	0
249,6	0	302,4	0	355,2	0
252	0	304,8	0	357,6	0
254,4	0	307,2	0	360	0
256,8	0	309,6	0		
259,2	0	312	0		

Tableau (A.3) : Les valeurs de la pression hydrodynamique d'un palier ($C_0=0$) pour l'excentricité relative $\epsilon=0.4$, le coefficient de force magnétique ($\alpha = 0.05$) et le coefficient de la piézoviscosité ($\beta = 0.03$)

Angle θ	Pression P	Angle θ	Pression P	Angle θ	Pression P
0	0	69,6	0,476069	139,2	0,427756
2,4	0,00449	72	0,584672	141,6	0,423009
4,8	0,008988	74,4	0,728624	144	0,416619
7,2	0,013513	76,8	0,920123	146,4	0,408319
9,6	0,018085	79,2	1,172951	148,8	0,397908
12	0,022725	81,6	1,496724	151,2	0,385257
14,4	0,027453	84	1,880749	153,6	0,370299
16,8	0,032295	86,4	2,264825	156	0,353038
19,2	0,037276	88,8	2,523714	158,4	0,333544
21,6	0,04243	91,2	2,532874	160,8	0,311955
24	0,047793	93,6	2,292372	163,2	0,288477
26,4	0,053409	96	1,92672	165,6	0,263383
28,8	0,059332	98,4	1,561028	168	0,23701
31,2	0,065626	100,8	1,255499	170,4	0,209752
33,6	0,072372	103,2	1,020941	172,8	0,182061
36	0,079671	105,6	0,847842	175,2	0,154432
38,4	0,087649	108	0,722464	177,6	0,1274
40,8	0,096466	110,4	0,632583	180	0,101524
43,2	0,106327	112,8	0,568688	182,4	0,077382
45,6	0,117495	115,2	0,52372	184,8	0,055553
48	0,130311	117,6	0,492507	187,2	0,036607
50,4	0,145221	120	0,471246	189,6	0,021092
52,8	0,162812	122,4	0,457112	192	0,00952
55,2	0,18386	124,8	0,44798	194,4	0,002354
57,6	0,209405	127,2	0,442221	196,8	0
60	0,240846	129,6	0,438569	199,2	0
62,4	0,280087	132	0,436024	201,6	0
64,8	0,329736	134,4	0,433786	204	0
67,2	0,393397	136,8	0,431206	206,4	0
208,8	0	261,6	0	314,4	0
211,2	0	264	0	316,8	0
213,6	0	266,4	0	319,2	0

216	0	268,8	0	321,6	0
218,4	0	271,2	0	324	0
220,8	0	273,6	0	326,4	0
223,2	0	276	0	328,8	0
225,6	0	278,4	0	331,2	0
228	0	280,8	0	333,6	0
230,4	0	283,2	0	336	0
232,8	0	285,6	0	338,4	0
235,2	0	288	0	340,8	0
237,6	0	290,4	0	343,2	0
240	0	292,8	0	345,6	0
242,4	0	295,2	0	348	0
244,8	0	297,6	0	350,4	0
247,2	0	300	0	352,8	0
249,6	0	302,4	0	355,2	0
252	0	304,8	0	357,6	0
254,4	0	307,2	0	360	0
256,8	0	309,6	0		
259,2	0	312	0		

Tableau (A.4) : Les valeurs de la pression hydrodynamique d'un palier ($Co=0$) pour l'excentricité relative $\epsilon=0.4$, le coefficient de force magnétique ($\alpha = 0.1$) et le coefficient de la piézoviscosité ($\beta = 0.03$)

Angle θ	Pression P	Angle θ	Pression P	Angle θ	Pression P
0	0	69,6	0,777719	139,2	0,405303
2,4	0,004357	72	0,988051	141,6	0,399771
4,8	0,008719	74,4	1,270577	144	0,393278
7,2	0,013113	76,8	1,651125	146,4	0,38538
9,6	0,017567	79,2	2,159753	148,8	0,375743
12	0,022113	81,6	2,819448	151,2	0,36413
14,4	0,026782	84	3,612362	153,6	0,350393
16,8	0,031612	86,4	4,415042	156	0,334472
19,2	0,036647	88,8	4,957582	158,4	0,316385
21,6	0,04194	91,2	4,963868	160,8	0,296233
24	0,047553	93,6	4,43417	163,2	0,274192
26,4	0,053564	96	3,644704	165,6	0,250513
28,8	0,060069	98,4	2,865143	168	0,225514
31,2	0,067188	100,8	2,21894	170,4	0,199581
33,6	0,07507	103,2	1,724176	172,8	0,173154
36	0,083906	105,6	1,358115	175,2	0,146723
38,4	0,093939	108	1,090855	177,6	0,120821
40,8	0,105477	110,4	0,896596	180	0,096005
43,2	0,118922	112,8	0,755634	182,4	0,072851
45,6	0,134791	115,2	0,653539	184,8	0,051941
48	0,153757	117,6	0,579863	187,2	0,033844
50,4	0,176707	120	0,527012	189,6	0,019111
52,8	0,204809	122,4	0,489418	192	0,008256
55,2	0,239618	124,8	0,462943	194,4	0,001749
57,6	0,283219	127,2	0,444474	196,8	0
60	0,338428	129,6	0,431636	199,2	0
62,4	0,409088	132	0,422591	201,6	0
64,8	0,500485	134,4	0,415904	204	0
67,2	0,619953	136,8	0,410442	206,4	0
208,8	0	261,6	0	314,4	0
211,2	0	264	0	316,8	0
213,6	0	266,4	0	319,2	0
216	0	268,8	0	321,6	0

218,4	0	271,2	0	324	0
220,8	0	273,6	0	326,4	0
223,2	0	276	0	328,8	0
225,6	0	278,4	0	331,2	0
228	0	280,8	0	333,6	0
230,4	0	283,2	0	336	0
232,8	0	285,6	0	338,4	0
235,2	0	288	0	340,8	0
237,6	0	290,4	0	343,2	0
240	0	292,8	0	345,6	0
242,4	0	295,2	0	348	0
244,8	0	297,6	0	350,4	0
247,2	0	300	0	352,8	0
249,6	0	302,4	0	355,2	0
252	0	304,8	0	357,6	0
254,4	0	307,2	0	360	0
256,8	0	309,6	0		
259,2	0	312	0		