

11531.638

Université du 8 mai 1945 – Guelma
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Mécanique



Mémoire de Fin d'Etudes
Pour l'obtention du diplôme de Master

Option : Maintenance Industrielle

Présenté par : LAKHOUACHE Radouane



=====

***Analyse dynamique linéaire des paliers
à air par l'application de la technique de
perturbation***

=====

Sous la Direction de :
Dr. DR. BENSOUILAH H.

Année universitaire 2012/2013

Remerciement :

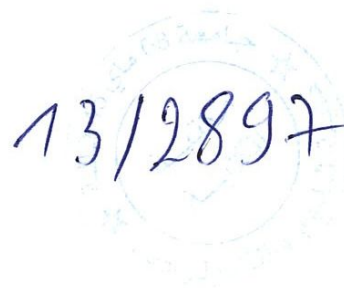
Nous tenons à exprimer nos remerciements et notre profonde gratitude à Mr BENSOUILLAH. H, d'avoir accepté de nous encadrer, de nous avoir encouragé et de nous conseiller pour réussir ce modeste travail.

Nous remercions également les membres de jury pour avoir accepté de juger ce travail.

Nous tenons également à remercier :

Toutes les personnes qui ont contribué à notre formation.

Toutes les personnes qui nous ayant aidé et soutenu de près ou de loin tout le long de ce travail.



Dédicace

C'est avec joie et honneur que je dédie ce modeste travail avant tout :

*Aux deux être qui me sont les plus chère au monde, mes parents
toujours présent à mes besoins et à mes demandes, et pour leurs
amours, leurs sacrifices et leurs encouragements.*

A l'esprit de ma grand-mère qui m'a toujours encouragé.

A l'âme de mon très cher frère : Abd Ellatif.

De mes très chères soeurs :

Amina, khaoula.

Aux fleurs de ma vie : Abdou, Mohaned, Bassete et Rimasse.

A mes oncles, tentes et à mes cousines et cousins surtout ma chère.

Je souhaite un grand courage est une bonne réussite à :

Tariq, Oussama.

A Mounira, Nazifa, Sofia, Amina

A tout ma promo 2013.

Rida.

Sommaire

Liste des tableaux

Liste des figures

Introduction générale.....1

Chapitre I : Etat de l'art

- I.1.Introduction.....3
- I.2.Les mesures Rotor-dynamique.....6
- I.3.Synthèse de publication.....8
- I.4.Conclusion.....11

Chapitre II : Etude bibliographie sur les paliers aérodynamique.

- II.1.Introduction.....2
- II.2.Les différents types des paliers.....12
- II.3.Les différents types des paliers aérodynamiques.....13
 - II.3.1.Les paliers indéformables.....13
 - ❖ II.3.1.a. Les paliers circulaires.....14
 - ❖ II.3.1.b. Les paliers à lobes discontinus.....16
 - ❖ II.3.1.c. Les paliers à patins oscillants.....17
 - II.3.2.Le profil déformables... ;.....19
 - II.3.2.a. Les paliers à patins rigide montés sur éléments déformables.....19
 - II.3.2.b. Palier a feuilles.....21
 - II.3.2.c. Approche par éléments finis.....22
 - II.4.Conclusion.....23

Chapitre III : Formulation mathématique de l'ensemble d'équation régissant la lubrification aérodynamique.

- III.1.Introduction.....22
 - III.2.Les lois générales de la lubrification aérodynamique par un fluide newtonien et compressible.....22
 - III.3. application à un palier aérodynamique25
-

Sommaire

❖ III.3.a) Hypothèses liées à la géométrie du palier.....	25
❖ III.3.b) Hypothèses liées au fluide lubrifiant.....	25
❖ III.3.c) Hypothèses générales.....	26
➤ III.4. Dérivation de l'équation de Reynolds pour un fluide newtonien et compressible.....	26
➤ III.5. Equation géométrique du film aérodynamique.....	30
➤ III.6. Performances statiques du palier.....	32
➤ III. 6. 1. Composantes de la portance aérodynamique.....	32
➤ III. 6.2. Angle de calage.....	32
➤ III 7. Conclusion.....	32

Chapitre IV : Etude dynamique d'un palier a feuille de longueur finie (2-D) par la technique de perturbation.

➤ IV.1 Introduction.....	33
➤ IV.2 Equation générale du film en régime stationnaire.....	34
➤ IV.3 Méthode de perturbation : calcul des coefficients dynamiques.....	34
❖ IV.3.1 Cas d'une excentricité imposée : Paramétrage (ϵ, ϕ).....	35
❖ IV.3.2. Equations aux dérivées partielles d'ordre zéro.....	37
❖ IV.3.3. Equations aux dérivées partielles d'ordre un.....	37
❖ IV.3.4. Coefficients de raideur et d'amortissement.....	39
➤ IV.4. Critère de stabilité de Lund.....	40
➤ IV.5. Traitement numérique de l'équation de Reynolds dans le cas stationnaire.....	42
➤ IV.6. Solution des équations du premier ordre par la méthode des différences finies.....	44
➤ V.7. Méthode de résolution en régime dynamique.....	44
➤ IV.8. Résultats discussion.....	45
❖ IV.8.1. Validation.....	46
❖ IV.8.2. Effets des déformations élastiques sur les performances stationnaires et dynamiques du palier.....	47

Sommaire

❖ IV.8.3.Effets de la déformation dynamique sur les coefficients dynamiques.....	49
❖ IV.8.4.Effets de la déformation dynamique les paramètres de stabilité.....	65
Conclusion générale.....	66
Références bibliographiques.....	67

Liste des tableaux

Tableau. I.1. <i>Synthèse des publications</i>	10
Tableau.III.1. <i>Caractéristiques géométriques du palier à feuilles</i>	31
Tableau. III.2. <i>Caractéristiques physiques du fluide lubrifiant (air)</i>	31
Tableau.IV.1. <i>Comparaison des coefficients dynamiques de raideurs adimensionnels, $\lambda_D = \Lambda = 1$, $c_R = 8.64 \times 10^{-4}$, and $\alpha = \gamma = 0$.</i>	46
Tableau.IV.2 <i>Comparaison des coefficients d'amortissements adimensionnels, $\lambda_D = \Lambda = 1$, $c_R = 8.64 \times 10^{-4}$, $\alpha = 0$, and $\gamma = 1$.</i>	47

Liste des figures

Chapitre II :

Fig. II.1. *Principales architectures de paliers à air*.....13

Fig. II.2. *Définition de la géométrie d'un palier lisse*..... 15

Fig. II.3. *Schématisation d'un palier à trois lobes asymétriques*.....17

Fig. II.4. *Schématisation d'un palier a quatre patins oscillants*.....17

Fig. II.5. *Schématisation d'un palier à quatre patins oscillants sur ressorts*....20

Fig. II.6. *Schématisation d'un palier â feuilles*.....22

Fig. II.7. *Modélisation de la structure en ressorts*.....23

a) *Géométrie de la structure réelle*23

b) *Structure discrétisée en ressorts*.....23

Chapitre III :

Fig. III.1. *Schéma générale d'un contact aérodynamique*.....24

Fig.III.2. *Schématisation d'un palier aérodynamique à feuille*.....25

Fig. III.3. *Schéma du contact aérodynamique selon la théorie de Reynolds (palier développé)*.....27

Fig. III.4. *Support compilant d'un palier à feuilles*.....31

Chapitre IV :

Fig. IV.1. *Détails géométrique d'un palier aérodynamique compliant*.....33

Fig. IV.2. *Systèmes d'axes et notations*.....35

Fig. IV.3. *Maillage en différences finies pour la résolution des équations dynamiques d'ordre un dans le demi palier.....*42

Fig. IV.4. *Recherche des paramètres de stabilité par la méthode des approximations successives.....*43

Fig. IV.5. *Représentation 3D des parties réelles et imaginaire des pressions dynamique calculées pour un palier compliant $\varepsilon_0 = 0.5$ $\Lambda=1,26$ et $\gamma = 1$...* 48

Fig. IV.6. *Représentation 3D des parties réelles et imaginaire des pressions dynamique calculées pour un palier compliant $\varepsilon_0 = 0.5$ $\Lambda=1,26$ et $\gamma = 1$...* 49

Fig. IV.7. *Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.1$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ * 51

Fig. IV.8. *Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.1$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ * 52

Fig. IV.9. *Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.1$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ * 53

Fig. IV.10. *Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.1$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ * 54

Fig. IV.11. *Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.5$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ * 56

Fig. IV.12. *Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.5$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ * 57

Fig. IV.13. *Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.5$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ * 58

Fig. IV.14. *Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.5$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ * 59

Fig. IV.15. *Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.9$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ 61*

Fig. IV.16. *Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.9$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ 62*

Fig. IV.17. *Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.9$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ 63*

Fig. IV.18. *Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.9$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$ 64*

Fig. IV.19. *Catre de stabilité pour un palier rigide et déformable..... 65*

Introduction Générale

Les concepteurs de turbomachines aérodynamiques ont depuis toujours été confrontés à de très fortes exigences de poids, dès lors, ces concepteurs se sont orientés vers l'augmentation de la puissance massique entraînant la diminution de la taille des machines et l'augmentation des vitesses de rotation. Dans les gammes des vitesses de rotation de rotors de 30000 à plus 100000 tours par minutes, un guidage aérodynamique semble mieux adapté que des éléments technologies classiques qui ne permettent plus de répondre à certaines exigences, dont entre autres, la durée de vie.

C'est ainsi que les paliers aérodynamiques ont reçu dans ces dernières décennies une attention considérable et trouve des applications de plus en plus nombreuses dans le cas où des vitesses élevées, de faibles charges et une grande précision sont nécessaires, les applications aérodynamiques concernant principalement des groupes auxiliaires de puissance (APU) et des machines de conditionnement d'air.

La lubrification à l'aide d'un gaz permet de limiter la puissance dissipée par frottement fluide, en effet la viscosité dynamique de l'air est environ 100 fois plus faible qu'une huile peu visqueuse.

L'utilisation de palier aérodynamique présente ainsi un certain nombre d'avantages par rapport aux autres paliers :

- Le fluide lubrifiant est l'air ce qui permet de s'affranchir d'un circuit de lubrification,
- La faible viscosité de ce fluide permet de limiter la puissance dissipée qui devient essentiellement fonction de la vitesse de rotation,
- Le fluide n'est pas limité en température,

Cependant, la faible viscosité des gaz génère également des inconvénients. Ainsi dans la conception d'un dispositif utilisant un palier ou une butée à gaz, certains problèmes doivent être pris en compte :

- *Faible capacité de charge des mécanismes* : les pressions maximales rencontrées dans le film fluide est environ 10 fois plus faible que celles des paliers à huiles, la faible viscosité de l'air est alors compensée, par des vitesses de rotation plus élevées
- *Problèmes technologiques liés à la fabrication* : afin d'avoir des charges portantes raisonnables, il est nécessaire de diminuer le jeu radial ce qui entraîne une qualité et une précision d'usinage très poussées. une stabilité dimensionnelle des matériaux utilisés ainsi qu'une bonne qualité de l'air.
- *Problème d'instabilité* de ces dispositifs que l'on peut regrouper en deux grandes familles :
 1. Les vibrations dues à une perturbation extérieure.
 2. Les vibrations auto-entretenues (fouettement, whirl).
- Lors des phases d'arrêt-démarrage, il y a contact entre les surfaces en regard avant la création du film fluide d'où la nécessité d'utiliser un revêtement de surface, la

durée de vie des paliers s'exprime alors en nombre d'arrêt-démarrage et non pas en heures d'utilisation comme pour le roulement par exemple.

L'étude résumée dans ce mémoire représente une étape vers une meilleure connaissance théorique des caractéristiques dynamiques des paliers à feuilles fonctionnant en régime aérodynamique lubrifiés par un fluide newtonien et compressible à savoir, les pressions dynamiques, les coefficients dynamiques de raideurs et d'amortissements et la carte de stabilité du palier mis en étude.

Le mémoire présentant ce travail comporte quatre chapitres ;

Nous présentons dans le premier chapitre, une étude bibliographique sur les travaux qui ont été effectués et les principales ressources qui s'intéressent à l'analyse théorique des paliers aérodynamiques afin de développer une synthèse pour déterminer les caractéristiques dynamiques de ce type de palier

Le deuxième chapitre, nous présentons une étude bibliographique sur les différents types de paliers, nous nous intéresserons succinctement à l'étude des paliers aérodynamiques

Le chapitre trois nous allons présenter les équations de base de la lubrification aérodynamique par un fluide newtonien et compressible. Pour cela nous rappelons les lois fondamentales de la mécanique des milieux continus, à savoir la loi de conservation de la masse, loi de conservation de la quantité de mouvement et la loi constitutive des gaz parfaits. L'utilisation de l'hypothèse d'un écoulement en film mince permettra de simplifier sensiblement les équations de mouvement du fluide, dans ce chapitre on a choisi le modèle de *Heshmat* pour modéliser les feuilles ondulées du palier mis en étude.

Dans le quatrième chapitre nous présentons la variation du champ de pression dynamique, les coefficients dynamiques en fonction de la fréquence d'excitation et la carte de stabilité obtenue par le programme de calcul développé et cela dans les deux cas, c'est-à-dire, avec et sans déformation dynamique des feuilles. Une étude paramétrique est aussi envisagée afin de mettre en évidence l'influence des différents paramètres tel que, le facteur de compliance et l'excentricité relative (palier faiblement et lourdement chargé) sur le champ de pression dynamique complexe et les coefficients dynamiques.

CHAPITRE 1

I.1 Introduction

Les paliers aérodynamiques à feuilles se distinguent des paliers aérodynamique à profil rigide de leurs vitesse opérationnelle très élevée, de leurs caractéristiques de stabilité et l'endurance à des températures très élevées utilisant des lubrifiants solides (ou déformables).

Nous présentons dans ce chapitre, une étude bibliographique sur les travaux qui ont été effectués et les principales ressources qui s'intéressent à l'analyse théorique des paliers aérodynamiques afin de développer une synthèse pour déterminer les caractéristiques dynamiques de ce type de palier.

On doit préciser que Hirn en 1854 [1] a été le premier a proposé l'idée d'employer l'air et plus généralement les gaz comme lubrifiant, environ dix années avant la publication de la théorie de Reynolds de la lubrification des films minces par la Société Royale de Londres [2].

Pendant les dernières décennies, un nombre considérable d'études théoriques et expérimentales ont été faits sur les performances des paliers aérodynamiques par plusieurs chercheurs.

En 1959, Ausman [3] a appliqué une méthode en développement asymptotique à des excentricités données pour obtenir une solution analytique d'un palier à patin plan pour différents rapport entre le diamètre et la longueur.

A une excentricité fixe, il a été montré que le nombre de compressibilité limite la capacité de charge, et réduit l'angle de calage de 90° à des faibles nombres de compressibilités jusqu'à la valeur 0° quand le nombre de compressibilité devient important. L'auteur a également donné l'effet du mésalignement qui a été numériquement calculé.

Les performances statiques d'un palier de longueur finie lubrifié par l'air a été numériquement calculé par Raimondi [4] en 1961 pour trois rapport de longueur au diamètre ($L/D=2, 1$ et $1/2$).

Les diagrammes de conception applicable pour une gamme de plusieurs nombres de compressibilité ont été établis pour des rapports d'excentricité relative s'étendant de 0.1 à 0.8.

Sternlicht [5] a obtenu les coefficients dynamiques en résolvant l'équation de Reynolds en régime stationnaire, pour des *petites perturbations* autour de la position d'équilibre. Les forces générées par le palier ont été calculées en régime perturbé et les coefficients de raideur et d'amortissement sont déterminés par la méthode de différenciation numérique. Les termes croisés d'amortissement ont été négligés dans cette approche.

En 1963, Ausman [6] a résolu l'équation de Reynolds en régime instationnaire en assumant une linéarisation en (ϕ) et par suit enregistré le phénomène de fouettement de demi fréquence de rotation du palier à air, et cette méthode peut être employé pour l'analyse d'un palier aérodynamiques infiniment long.

En 1968, Lund [7, 8, 9] a beaucoup travaillé sur les performances dynamiques d'un palier aérodynamique. Il a résolu l'équation de Reynolds en régime instationnaire par la méthode de *perturbation linéaire*, il a obtenu quatre coefficients de raideur et quatre coefficients d'amortissement. L'auteur a proposé aussi le critère de stabilité dynamique des paliers lubrifiés par l'air.

Heshmat et autres [10] ont proposé une méthode pour calculer les coefficients dynamiques d'un palier aérodynamique à feuilles. Les équations d'équilibre ont été résolues pour des petites perturbations au voisinage de la position du point de fonctionnement. La différenciation numérique a été employée pour déterminer les coefficients de raideur directs et croisées, les coefficients d'amortissement n'ont pas été déterminés.

Peng et Carpino [11] ont développé la *méthode de perturbation* décrite par Lund [12] pour obtenir les huit coefficients dynamiques d'un palier aérodynamique avec un support élastique, on a assumé que le lubrifiant est un gaz parfait isotherme, et seulement les effets élastiques des feuilles ont été considérés. Une formulation en éléments finis a été employée pour résoudre l'équation de Reynolds en régime stationnaire et la méthode des différences finis a été utilisée pour résoudre les équations perturbées.

Les coefficients dynamiques de raideur et d'amortissement synchrones ont été tracés pour différentes valeurs du nombre de compressibilité et le nombre de compliance.

Dans un autre travail, les mêmes auteurs [13] ont inclus l'effet du frottement de l'amortissement structural de Coulomb. Le frottement structural a été modélisé en tant qu'un amortissement visqueux équivalent, qui a été obtenu en calculant l'énergie dissipée pour un cycle d'excitation de l'arbre du palier.

Les auteurs ont conclu que l'introduction de l'amortissement structural augmente d'une manière significative les coefficients de raideur et d'amortissement

Récemment, Matta [14] et Matta et al. [15] ont développé un banc d'essai pour les paliers aérodynamiques fonctionnant à des vitesses supérieures à 60 000rpm pour différents chargement statique.

Les essais ont été réalisés sur les paliers aérodynamiques circulaires mais le banc d'essai développé peut être adapté pour d'autres types de palier à air. Les excitations dynamiques sont appliquées en utilisant deux dispositifs vibratoires ou bien un marteau d'excitation, les auteurs ont développé une méthode appropriée pour identifier les coefficients dynamiques liés à la fréquence appliquée. Les données expérimentales obtenus pour une gamme des vitesses de rotation et différent chargement statique ont été comparées aux résultats théoriques pour un palier aérodynamique d'un diamètre de 30mm, un rapport $L/D=1$ et une excentricité relative de $22\mu\text{m}$.

Les auteurs ont constaté que les coefficients croisés sont en bonne concordance et cela pour les deux cas mesurés et calculés. Cependant, les coefficients dynamiques directs mesurés sont en général légèrement plus grand que ceux calculés théoriquement.

Plus récemment, Paulsen et al. [16] ont proposé une modélisation mathématique détaillée dans le cas de la lubrification non isothermique pour un fluide compressible et cela pour trois types de palier aérodynamique, la capacité de charge, les coefficients

dynamiques de raideur et d'amortissement ont été déterminés par la résolution de l'équation de Reynolds couplée avec l'équation d'énergie.

Peng et Khonsari [17] ont présenté une analyse unique (originale) de la capacité de charge d'un palier aérodynamique à feuilles à des vitesses de rotations très élevées, les auteurs ont utilisé le jeu radial et la raideur des feuilles pour déterminer la charge portante, cependant, en pratique, le jeu radial adopté ne peut pas être appliqué en raison du design et de la fabrication imprécise des paliers à feuilles, c'est-à-dire on ne peut pas atteindre l'épaisseur du film lubrifiant calculé.

Radil et al [18] ont trouvé une très importante corrélation donnant la relation entre la capacité de charge et le jeu radial des paliers aérodynamiques à feuilles. Dans des conditions opérationnelles, les dimensions du palier augmentent avec l'augmentation de la température et des forces centrifuges, aggravant par la suite les effets d'avoir un nouveau palier avec des nouvelles dimensions (le jeu radial).

Kim et San Andrés [19] ont approfondie l'analyse présentée en [17], en ajoutant l'effet d'un assemblage préchargé, et donnent des formules analytiques qui estiment la capacité de charge, l'épaisseur minimale du film lubrifiant et les coefficients de raideurs à des vitesses de rotations élevées en utilisant la théorie d'un palier infiniment long.

I.2. Les mesures Rotor-dynamiques :

Heshmat et al. [20] ont testé deux types des paliers aérodynamiques à feuilles de la deuxième génération [21], à savoir, un palier mono-lobe et à trois lobes, les dimensions du palier aérodynamique étudié sont 35mm de diamètre et 44mm de longueur, le premier palier est formé d'une seule feuille supérieure et de deux feuilles inférieure ondulées, le deuxième palier est formé de trois feuilles supérieure reposant chacune sur deux feuilles inférieures ondulées, pour bien montrer les caractéristiques du frottement, un robage des surfaces de la feuille supérieure ondulée est mis en étude.

La surface inférieure de la feuille supérieure et la surface supérieure de la feuille ondulée sont enrobées d'une couche en cuivre d'épaisseur de 3.8µm, les

courbes qui relient la déformation des feuilles en fonction de la charge portante dans le cas du palier aérodynamique à feuilles à trois lobes montrent que la raideur des feuilles est plus grande dans l'extrémité soudée et devient faible dans l'extrémité libre.

Cette variation dans la raideur des feuilles d'un palier aérodynamique à feuilles à trois lobes provient de la variation du préchargement le long des lobes, une soudaine augmentation dans la taille globale de l'orbite du rotor détermine la vitesse de rotation opérationnelle maximale pour un palier aérodynamique à feuilles mono lobe et à trois lobes, les résultats montrent que le palier aérodynamique à feuilles à trois lobes est plus stable et peut atteindre des vitesses de rotations très importante dans le cas ou le rotor tourne de l'extrémité libre de la feuille vers l'extrémité soudée, le palier aérodynamique mono feuille qui est revêtue en cuivre peut atteindre une vitesse allant jusqu'à 120000rpm et une capacité de charge statique de 533.8N ou bien une charge spécifique de 352KPa à une vitesse de 68000rpm, démontrant de cela que le revêtement des feuilles supérieure et inférieure ondulée améliore les performances des paliers aérodynamique à feuilles.

Heshmat [22] à introduit un palier mono feuille avec plusieurs feuilles inférieure ondulées, ce palier est réglable dans la direction radiale et circonférentielle, le gradient de raideur développé assure une augmentation de la pression aérodynamique quand la vitesse de rotation du rotor augmente la pression aérodynamique augmente et pousse les feuilles vers l'extérieur et engendre un film lubrifiant convergent.

Les expériences montrent qu'un palier multi stage de 35mm de diamètre et de 31mm de longueur, peut supporter une capacité de charge de 728N, Heshmat à démontrer que le palier aérodynamique à feuille peut atteindre une capacité de charge de $4.61 \cdot 10^6$ dN à une vitesse maximale de 132Krpm, quoique les mesures de vibration montrent large amplitude synchrone de fréquence d'excitation en relation avec le fréquence naturelle du rotor rigide.

Cependant, malgré la fréquence d'excitation sub synchrone, le rotor atteint un cycle opérationnel limite de stabilité.

Heshmat [23] a démontré les caractéristiques critiques en mode de flexion d'un rotor flexible supporté par un palier aérodynamique à feuilles.

Les caractéristiques critiques en mode de flexion pour un palier aérodynamique à feuilles rassemble les performances efficaces à savoir le lubrifiant qui est en dépendance dans la nature avec des vitesses de rotations très élevées, l'auteur utilise trois types de palier aérodynamique à feuilles différents l'un à l'autre, le premier est un palier avec une seule feuille ondulée non revêtue, le deuxième est un palier avec plusieurs feuilles ondulées non revêtues, le troisième est un palier aérodynamique avec plusieurs feuilles ondulées revêtus d'une couche en cuivre de 2.5µm, la raideur structural d'un palier aérodynamique à feuilles ondulées est plus grande d'un palier simple.

Lee et autres [24, 25] ont introduit la viscoélasticité de la feuilles ondulée, pour bien comprendre l'effet de l'amortissement d'un palier aérodynamique à feuilles, les tests structurales utilisent .

I.3. Synthèse des publications

Nous avons regroupé dans un tableau les différents ensembles rotor-palier testés, les conditions de fonctionnement ainsi que les performances observées.

Machine	Rotor	Fonctionnement	Palier	Performances
Prototype Arbre libre- turb. (HESHMAT 1994), [26]	m=1.545 kg L=211 mm D=35 mm	Pression :101.4 kPa 25% d'humidité Revêtement propylene glycol methyl ether aceta Jeu radial : 33-47 µm	L=31 mm D=35 mm EpFeuille=0.127m m	727.8 N / palier à 59.700 tr/min
			EpBump=0.076 mm Pas Bump=3.17 mm H Bump=0.5 mm Inconel X-750	20 µm à 21.000 tr/min 27 µm à 80.000 tr/min

Machine	Rotor	Fonctionnement	Palier	Performances
Prototype Arbre libre-turb, (HESHMAT 2000), [27]	m=3.94 kg L=540 mm D=36.5 mm	Déplacement limité à 230µm	Feuille + 1 à 2 séries de bumps, Revêtement Cu, Pas de dimension	20 µm à 32.700 tr/min
Prototype Arbre libre-turb. (HESHMAT 1982),[28]	m=1.6 kg L=211 mm D=35 mm	Pression : 102.5 kPa 25% d'humidité Revêtement des feuilles en cuivre, Jeu radial : 51-76 µm	L=43.7 mm D=35 mm EpFeuille=0.129m m EpBump=0.084m m Pas Bump=3.17mm H Bump=0.5 mm Inconel X-750	534 N / palier à 68.000 tr/min 25 µm à 114.000 tr/min
Turbocompress eur (Miti, 1999), [29]	?	?	LxD=25x35 mm	∇ coeff. frott. Avec cycles de start-stop.
			LxD=75x100 mm	2310 N / palier à 22.000 tr/min
Turbocompress eur (HOWARD, 1999), [30]	m~ 1.36 kg L= 96.8 mm D _e =25.4mm D _i = 19mm	Température~350° C	L= 25.4 mm, D= 25.4 mm, Jeu radial : 48 µm, Souplesse : α=1	Vitesse : 20.000 à 117.000 tr/min, Raideur : 1.75.10 ⁴ à 2.1.10 ⁶ N/m, Amortissement : >315 Ns/m pour stabilité à 117.000 tr/min,

Machine	Rotor	Fonctionnement	Palier	Performances
Turbocompress eur (HOWARD, 1999), [30]	m~ 1.95 kg L= 128 mm D _e = 38 mm D _i = 33 mm	Température~350° C	L= 38 mm, D= 38 mm, Jeu radial : 74 μm, Souplesse : α=1	Vitesse : 20.000 à 117.000 tr/min, Raideur : 1.75.10 ⁴ à 3.15.10 ⁶ N/m, Amortissement : >482 Ns/m pour stabilité à 117.000 tr/min,
Prototype (SALEHI, HESMAT, 2000), [31]	?	Q _{air} : 0.85m ³ /min ΔT=32.2°C	L=101.6 mm D=76.2 mm	396 N / palier à 20.000 tr/min
		Q _{air} : 1.13m ³ /min ΔT=35°C	L=101.6 mm D=76.2 mm	760 N / palier à 25.000 tr/min
		Q _{air} : 1.33m ³ /min ΔT=44.4°C	L=101.6 mm D=76.2 mm	1005 N / palier à 30.000 tr/min
		Q _{air} : 0.14m ³ /min ΔT=155°C	L=31 mm D=35 mm	698 N / palier à 60.000 tr/min

Tableau. I.1.*Synthèse des publications*

La lecture de ce tableau permet de comparer les résultats obtenus pour un même mécanisme.

En effet, les caractéristiques du prototype de masse m=1.545 kg sont très proches de celui de 1.6 kg. La principale différence entre ces deux montages provient des paliers. On remarque que, pour un diamètre donné, lorsque la longueur diminue la charge admissible augmente (de 534 N à 68.000 tr/min à 727.8 N à 59.700 tr/min), par contre aucune information sur d'éventuels changements de la géométrie des bumps n'est disponible.

I.4. Conclusion

Les nombreuses études effectuées sur le comportement statique et dynamiques des paliers aérodynamiques, dont on a donné un bref aperçu, ont mis en évidence la nécessité d'utiliser des profils déformables dans la lubrification aérodynamique des paliers soumis à des conditions de fonctionnements sévères.

En outre, les déformations élastiques de surface du palier dues au champ de pression aérodynamique dans le film lubrifiant doit être considéré afin de mieux prédire les performances statiques et dynamiques des paliers à air.

Dans le présent travail, on s'intéresse à l'étude du comportement dynamique linéaire d'un palie à feuilles compliant (déformable) lubrifié par un gaz qui est l'air en régime isotherme.

CHAPITRE 2

II.1. Introduction :

Dans ce chapitre, nous présentons une étude bibliographique sur les différents types de paliers, nous nous intéresserons successivement à l'étude des paliers aérodynamiques depuis leurs apparitions dans les années 60, c'est en effet à cette époque que l'utilisation des paliers aérodynamique dans le guidage des arbres dans les machines tournantes a progressivement mis en place.

La lubrification à l'aide d'un gaz permet de limiter la puissance dissipée par le frottement du fluide, en effet la viscosité dynamique de l'air est environ 100 fois plus faible qu'une huile peu visqueuse ($\mu = 1.82 \cdot 10^{-5} Pa \cdot s$).

II.2. Les différents types de paliers :

Les paliers sont des organes de machines utilisés pour guider les arbres en rotation, ils déterminent la position d'une pièce mobile par rapport aux autres pièces d'un mécanisme.

Selon la direction de la charge par rapport à l'arbre en rotation, on distingue les paliers porteurs pour lesquels la charge est radiale, généralement appelés paliers et les paliers de butées ou butées pour lesquels la charge est axiale, ces derniers ne sont pas pris en considération dans cette étude.

Le choix d'un type de support est une décision qui doit être prise dans la première phase du processus de conception. Dans la pratique, les principaux supports sont :

- paliers de roulements ;
- paliers secs ;
- paliers poreux ;
- paliers magnétiques ;
- paliers fluides.

II.3. Différents types des paliers aérodynamiques :

Les paliers aérodynamiques se divisent en deux grandes familles :

- les paliers à géométrie indéformable,
- les paliers à géométrie déformable.

La Fig. II.1 détaille les principales technologies développées ainsi que leurs caractéristiques. Nous allons présenter successivement les principaux profils de paliers aérodynamiques radiaux à profil rigide et déformable.

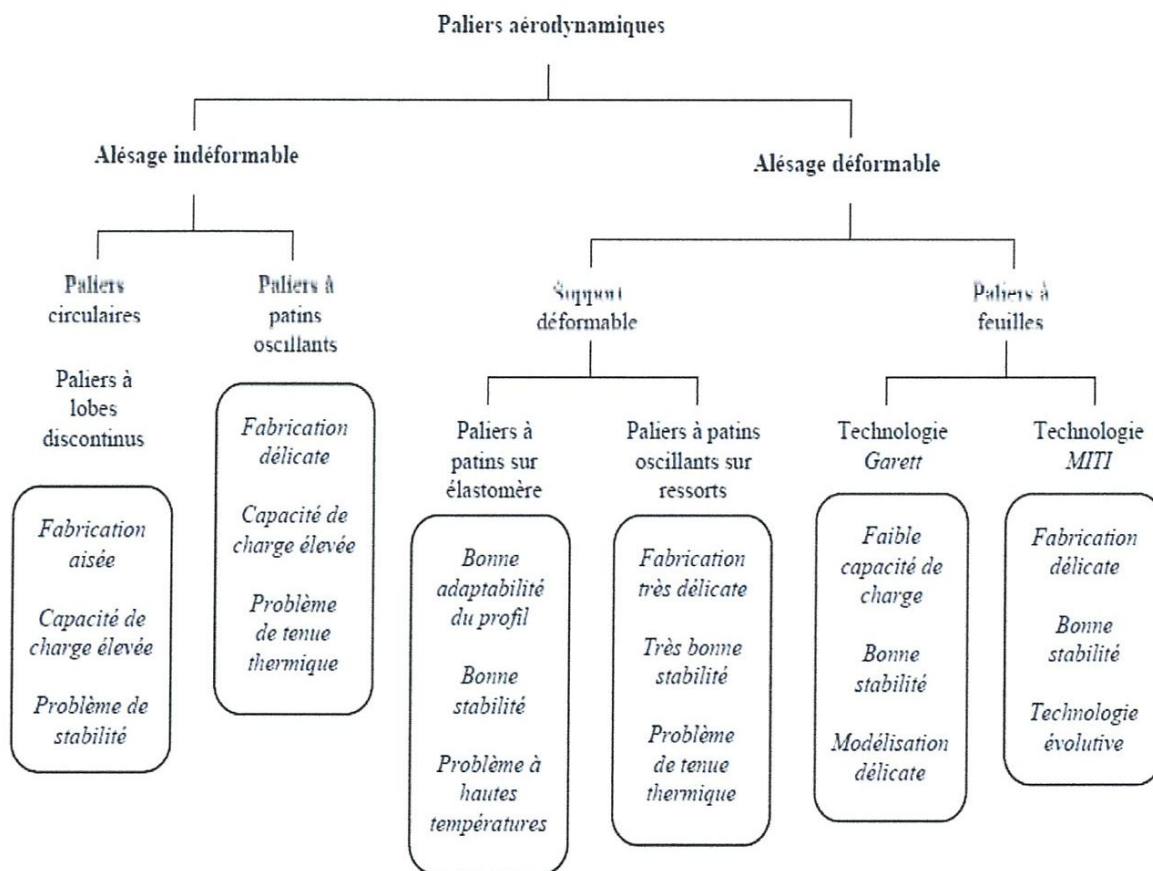


Fig. II.1. Principales architectures de paliers à air

II.3.1. Les profils indéformables :

Les premiers paliers à gaz utilisés dans des systèmes mécaniques furent des paliers à géométrie indéformable.

Pour mémoire, rappelons les principaux avantages par rapport à l'utilisation de paliers à roulement ou lubrifiés à l'aide d'un fluide incompressible à faible frottement, faible dissipation d'énergie, d'où la possibilité de fonctionner à de grandes vitesses de rotation, lubrification sans apport extérieur; le lubrifiant est directement prélevé dans le milieu.

Toutefois, les paliers aérodynamiques possèdent un certain nombre de limitations dont la prise en compte est indispensable pour leur conception:

- faible capacité de charge portante,
- problème d'instabilités des dispositifs,
- problème technologique de mise en œuvre : précision d'usinage ; choix des matériaux.

L'ensemble de ces raisons explique que ce mode de lubrification fut surtout utilisé, au départ, dans des systèmes inertiels de guidage (très hautes vitesses de rotation et faibles charges), dans des machines assurant la circulation des gaz de refroidissement des centrales nucléaires (maintenance difficile, température élevée et radioactivité) ainsi que dans les machines cryogéniques (températures très basses).
[32]

a) Les paliers circulaires :

Ce type de paliers est également connu sous le nom de paliers « lisses », la géométrie est très simple puisque le coussinet du palier est constitué d'un alésage cylindrique.(Fig. I.13)

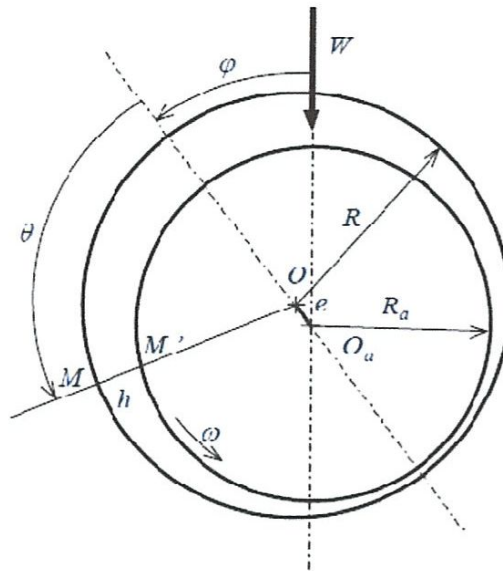


Fig. II.2. Définition de la géométrie d'un palier lisse

La particularité de fonctionnement des paliers à gaz est que les performances dépendent du nombre de compressibilité Λ , représentatif notamment de la viscosité dynamique, de la vitesse de rotation et du jeu radial.

$$\Lambda = \frac{6\mu\omega}{p_a} \left(\frac{R_a}{C_b} \right)^2$$

Les caractéristiques statiques de ces paliers sont intéressantes puisqu'ils sont capables de soutenir des charges élevées, en revanche, ils sont rarement employés car leur stabilité est médiocre comparativement aux exigences de fonctionnement des machines tournantes à grande vitesse.

En effet, pour obtenir de bonnes performances en termes de stabilité, il a été montré qu'il vaut mieux se placer à nombre de compressibilité élevé, ceci entraîne des jeux radiaux très faibles et des contraintes de fabrication plus sévères ainsi que de meilleurs états de surfaces.

Il est donc difficile avec des profils circulaires de pouvoir concilier de bonnes caractéristiques statiques et dynamiques et des contraintes de fabrication acceptables. Cette difficulté est d'autant plus marquée qu'il faut lui associer les problèmes de

dilatations thermique et centrifuge respectivement liés aux gradients de température et à la vitesse de rotation.

Il est donc souvent nécessaire de recourir, comme dans le cas des paliers hydrodynamiques, à d'autres profils de paliers.

b) Les paliers à lobes discontinus :

Les paliers à lobes discontinus, les paliers non cylindriques à lobes discontinus, à précharge géométrique, ont été développés pour remédier aux problèmes de stabilité des paliers lisses.

L'étude des caractéristiques statiques et dynamiques des paliers à lobes est analogue à celle des paliers lisses, cependant, un grand nombre de paramètres intervient dans la définition géométrique du palier. La capacité de charge et la stabilité du palier ne dépendent plus seulement de l'excentricité relative du palier et du nombre de compressibilité mais également du nombre de lobes, de leur amplitude, de la précharge géométrique relative et de l'asymétrie.(Fig. II.3)

Les courbes de stabilité de ce type de paliers sont élaborées à partir d'une approche linéaire du comportement du palier autour de sa position d'équilibre.

Elles montrent de façon générale que, pour les fortes charges, le palier est généralement toujours suffisamment stable et le choix des paramètres géométriques dépend alors de la capacité de charge souhaitée.

Dans le cas de faibles charges, la précharge géométrique est notamment adaptée pour obtenir le niveau de stabilité souhaité.

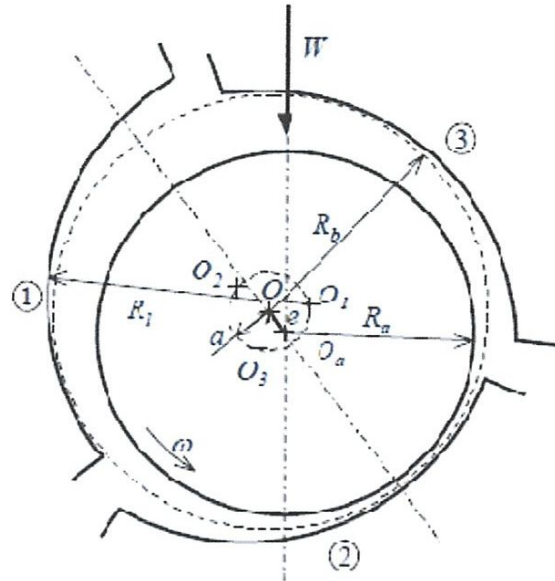


Fig. II.3. Schématisation d'un palier à trois lobes asymétriques

c) Les paliers à patins oscillants :

Les paliers à lobes discontinus possèdent des caractéristiques statiques et dynamiques plus intéressantes que celles des paliers lisses. Cependant, les valeurs géométriques qui optimisent ces caractéristiques dépendent des conditions de fonctionnement. Ainsi, comme dans le cas des paliers hydrodynamiques, l'idée d'adapter la géométrie en fonctionnement conduit à l'étude des paliers à patins oscillants pour lesquels la position des patins évolue avec la position de l'arbre. (Fig. II.4)

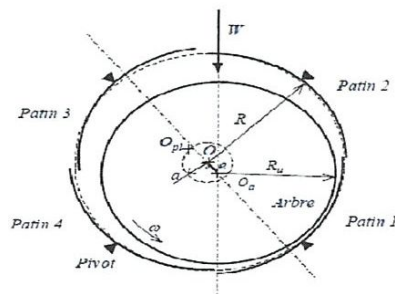


Fig. II.4. Schématisation d'un palier à quatre patins oscillants

Des études ont été menées afin de déterminer la position optimale des pivots pour un palier à patins oscillants.

Selon ces travaux, la position optimale évolue avec la précharge relative du palier et le nombre de compressibilité. Elle reste cependant toujours située entre les rapports 0.35 et 0.7.

Ce rapport a tendance à augmenter légèrement lorsque le nombre de compressibilité augmente, bien entendu, si le fonctionnement doit s'effectuer dans les deux sens de rotation, la position du pivot est obligatoirement centrée.

Dans le cas de fortes charges, la stabilité tend vers l'infini comme pour les autres types de paliers étudiés précédemment, le choix du nombre de compressibilité est alors guidé par la valeur de la charge appliquée.

Si la valeur de la charge est grande, le nombre de compressibilité devra être grand. Ainsi, à vitesse constante, il faudra alors utiliser un jeu radial relatif faible dans le palier pour obtenir un fonctionnement suffisamment performant. On remarque alors que, pour une vitesse de rotation fixée, la limitation vient de la valeur du jeu en dessous de laquelle les contraintes de fabrication ne sont plus acceptables.

Dans le cas de charges faibles ou modérées, la stabilité est optimale pour un nombre de compressibilité compris entre 1 et 2 suivant la position de la charge et le nombre de patins.

Etant donné les faibles jeux relatifs nécessaires pour obtenir des caractéristiques statiques et dynamiques intéressantes, des problèmes géométriques liés au mésalignement ou à des dilatations centrifuges et thermiques se posent souvent avec les profils rigides.

Aussi, afin d'éviter une détérioration rapide des surfaces et un risque de grippage, on a recours à des paliers à alésage expansible.

II.3.2 Les profils déformables :

Les paliers à alésage déformable sont moins sensibles aux dommages causés par des particules étrangères du fait que le jeu est plus grand, mais aussi parce que la structure peut se déformer pour faciliter leur passage et leur évacuation du contact.

Deux grandes familles de paliers à profil déformable existent:

- les paliers à patins rigides montés sur des éléments déformables,
- les paliers à feuilles, constitués d'un fourreau et d'un ensemble de feuilles.

Une des principales qualités que l'on accorde aux paliers à feuilles est de générer un champ de pression aérodynamique dans le film d'air avec un jeu radial plus grand que leurs homologues à profil rigide. Cette augmentation de jeu permet ainsi de réduire les contraintes de cisaillement dans le fluide et donc de limiter les pertes de puissance.

a) Les paliers à patins rigides montés sur éléments déformables :

La structure déformable du palier peut être constituée soit d'une ou plusieurs portées en élastomère, soit de ressorts montés sur des pivots. Dans ce dernier cas, leur géométrie est identique à celle définie au paragraphe précédent, (Fig. II.5) les ressorts permettent aux patins de se déplacer lorsque la charge devient trop importante ou lorsque les variations de température modifient sensiblement les caractéristiques géométriques de l'arbre.

L'étude statique et dynamique des paliers à patins montés sur ressorts est complexe. Les paramètres géométriques évoluent en fonctionnement, en particulier la précharge et l'excentricité. De plus, aux paramètres géométriques des paliers à patins oscillants, il convient d'ajouter la raideur des ressorts montés au droit de chaque pivot.

Les calculs présentés dans la littérature soulignent l'importance du choix des différents paramètres, en particulier la précharge géométrique relative et la raideur des ressorts.

En effet, les études des paliers à alésage fixe montrent la nécessité d'une précharge en fonctionnement suffisante pour assurer une bonne stabilité du palier.

Parallèlement, pour conserver de bonnes caractéristiques de portance, il faut éviter que le patin, lorsqu'il est fortement chargé, ne s'écrase d'une distance trop importante. Le choix de la raideur des ressorts est donc essentiel.

Cette raideur doit être suffisamment élevée pour conserver une précharge convenable en fonctionnement. Par contre, sa valeur doit rester faible pour permettre la dilatation de l'arbre ou pour minimiser les défauts géométriques par exemple.

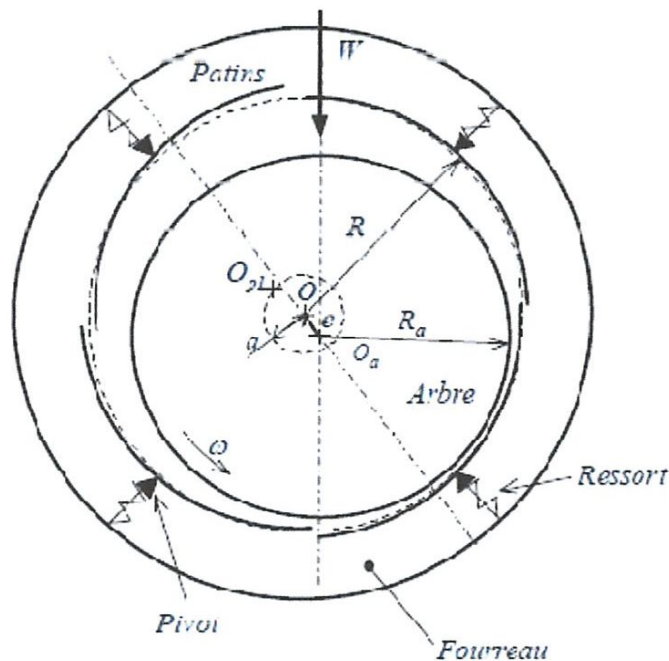


Fig. II.5. Schématisation d'un palier à quatre patins oscillants sur ressorts

Les résultats numériques montrent que, pour un palier à quatre patins oscillants, la raideur adimensionnelle des ressorts qui optimise la capacité de charge du palier doit être la plus élevée possible.

Ainsi, le choix de la raideur dépend directement des conditions de fonctionnement, en particulier du coefficient de dilatation thermique et de l'élévation de température et bien entendu de la charge à soutenir.

Etant donné les jeux radiaux très faibles et les contraintes géométriques imposées pour permettre de conserver de bonnes caractéristiques (frottement très faible au niveau des pivots, grande rigidité et faible inertie des patins), la fabrication des paliers à patins oscillants montés sur ressorts s'avère difficile et délicate.

Des études récentes se sont intéressées à une autre technologie de paliers à alésage expansible : les paliers à feuilles.(foil journal bearings).

b) paliers a feuille :

Les paliers à feuilles sont des paliers à gaz composés d'une structure souple et dissipative. Cette structure comprend généralement une feuille ondulée sur laquelle vient s'appuyer une feuille lisse. La modélisation de ce type de palier nécessite alors de coupler les équations régissant le comportement du film fluide avec celles régissant le comportement de la structure. Si les récentes avancées numériques permettent désormais d'obtenir des modèles relativement fiables au niveau du film fluide, la caractérisation statique et surtout dynamique de la structure reste toujours un problème. Celle-ci est en effet complexe à cause de la présence de frottement sec, des interactions entre les ondulations (ou bumps) et d'une raideur non isotrope (variable suivant la circonférence). (Fig. II.6)

La plupart des modèles analytiques présents dans la littérature ne prennent pas en compte les interactions entre les bumps mais considèrent ceux-ci comme des ressorts indépendants. Ceci offre le double avantage de pouvoir être implémenté relativement facilement dans un code de calcul de palier aérodynamique classique et de convenir à une analyse dynamique linéaire en petites perturbations. Une dissipation énergétique de la structure peut alors être ajoutée à ce modèle.

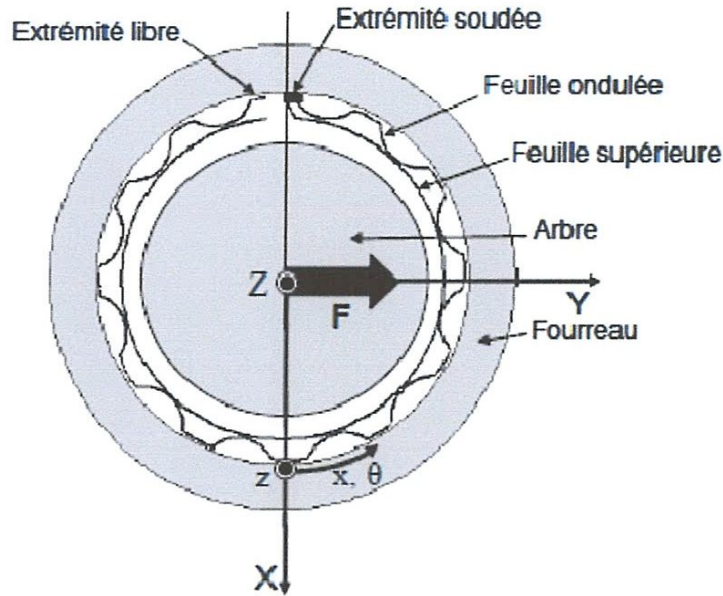
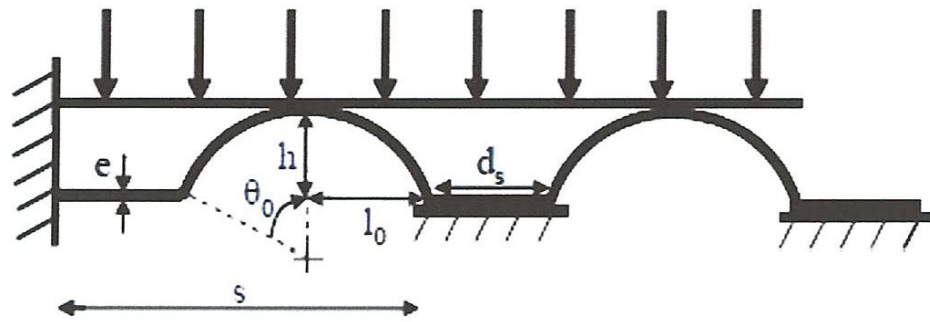


Fig. II.6. Schématisation d'un palier à feuilles

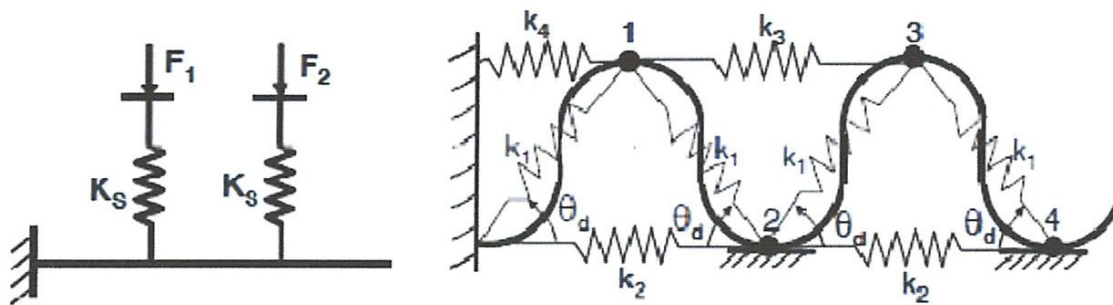
c) approche par éléments finis :

Toutefois, même si les modèles de ressorts indépendants demeurent attractifs, ils peuvent se révéler imprécis, la structure a été étudiée à l'aide des éléments finis. Il ressort de ces études que la plupart des modèles analytiques présents dans la littérature tendent à sous-estimer la raideur de la structure en négligeant les interactions entre les bumps. Les raideurs de ces ressorts peuvent être exprimées analytiquement en fonction de la géométrie et du matériau utilisé.

La Modélisation de la géométrie de la structure réelle d'un palier à feuilles est présentée sur le figures II.7 La modélisation la plus couramment utilisée dans la littérature consiste à considérer les bumps comme des ressorts indépendants montés en parallèle.



a) Géométrie de la structure réelle



b) Structure discrétisée en ressorts.

Fig. II.7. Modélisation de la structure en ressorts

II. 4. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présentés une étude bibliographique sur les différents types des paliers radiaux utilisés dans les guidages en rotation des lignes d'arbre de machines tournantes parmi les paliers présentés on s'intéresse plus particulièrement a l'étude d'un palier aérodynamique à feuille ondulées (bumps), comparativement aux autres paliers conventionnels, les paliers aérodynamiques peuvent être utilisés dans des conditions de fonctionnement sévères, là où les vitesses de rotation sont très élevées avec une portance aérodynamique considérable, leur utilisation est de plus en plus élargie dans le milieu industriel.

CHAPITRE 3

III.1 Introduction :

Dans ce chapitre nous allons présenter les équations de base de la lubrification aérodynamique par un fluide newtonien et compressible. Pour cela nous rappelons les lois fondamentales de la mécanique des milieux continus, à savoir la loi de conservation de la masse, loi de conservation de la quantité de mouvement et la loi constitutive des gaz parfaits. L'utilisation de l'hypothèse d'un écoulement en film mince permettra de simplifier sensiblement les équations de mouvement du fluide.

Pour ce type d'écoulement le comportement du film fluide peut être décrit par une équation aux dérivées partielles de deuxième ordre appelée équation de Reynolds, la résolution de celle-ci dans le cas de la lubrification aérodynamique permettra de déterminer le champ de pression dans le film lubrifiant, ce dernier servira pour le calcul des performances aérodynamiques du contact lubrifié.

III.2. Les lois générales de la lubrification aérodynamique par un fluide newtonien et compressible :

Les équations générales de la lubrification aérodynamique permettent, compte tenu des conditions géométriques et cinématiques de déterminer les caractéristiques de l'écoulement de l'air en film mince et particulièrement sa portance aérodynamique.

Elles sont déduites à partir des équations de la mécanique des milieux continus, appliquées à des fluides newtoniens et compressibles.

Quand la température est supposée constante en tout point du milieu fluide; c'est à dire régime d'écoulement isotherme, l'équation de l'énergie n'est plus à prendre en compte.

Dans le cas d'un fluide newtonien et compressible les équations générales sont les suivantes:

- Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad , i = 1, 2, 3 \quad \text{(III-1)}$$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \rho f_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (\text{III-2})$$

- Loi de comportement rhéologique pour un fluide compressible et newtonien :

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + 2\mu D_{ij} \quad (\text{III-3})$$

$$i, j = 1, 2, 3 \quad \text{ou} \quad D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{est le tenseur des taux de déformation}$$

Dans ces équations :

x_i, t : variables d'espace et de temps ;

u_i : composante de la vitesse d'écoulement ;

f_i : forces massiques extérieures ;

ρ : masse volumique du fluide ;

σ_{ij} : tenseur des contraintes

p : pression dans le fluide ;

μ : constantes de Navier ou viscosité dynamique du fluide.

$$\delta_{ij} : \text{symbole de Kronecker} \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } i \neq j \\ 1 & \text{si } i = j \end{cases}$$

En reportant l'équation (III-3) dans l'équation (III-2), on obtient les équations de Navier - Stokes:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} \right) + \frac{\partial \mu}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III-4})$$

$$i, j = 1, 2, 3 \quad \text{avec} \quad \frac{D(\bullet)}{Dt} = \frac{\partial(\bullet)}{\partial t} + u_j \frac{\partial(\bullet)}{\partial x_j} \quad (\text{dérivée totale ou particulière})$$

Les équations de Navier - Stokes (III-4) et de conservation de la masse ou de continuité (II-1) permettent, après application des conditions limites de déterminer la répartition de pression dans le fluide visqueux étudié.

Pour un écoulement en film mince ($\frac{h}{L} \ll 1$) (Fig. III-1), les équations (III-4) se simplifient sensiblement et deviennent [2] :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\mu \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) \\ \frac{\partial p}{\partial x_2} = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\mu \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \end{cases} \quad (\text{III-5.a})$$

Ou encore en faisant un changement de variables pour passer de la notation indicielle à la notation classique :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{III-5.b})$$

avec $(x, y, z) \equiv (x_1, x_2, x_3)$ et $(u, v, w) \equiv (u_1, u_2, u_3)$

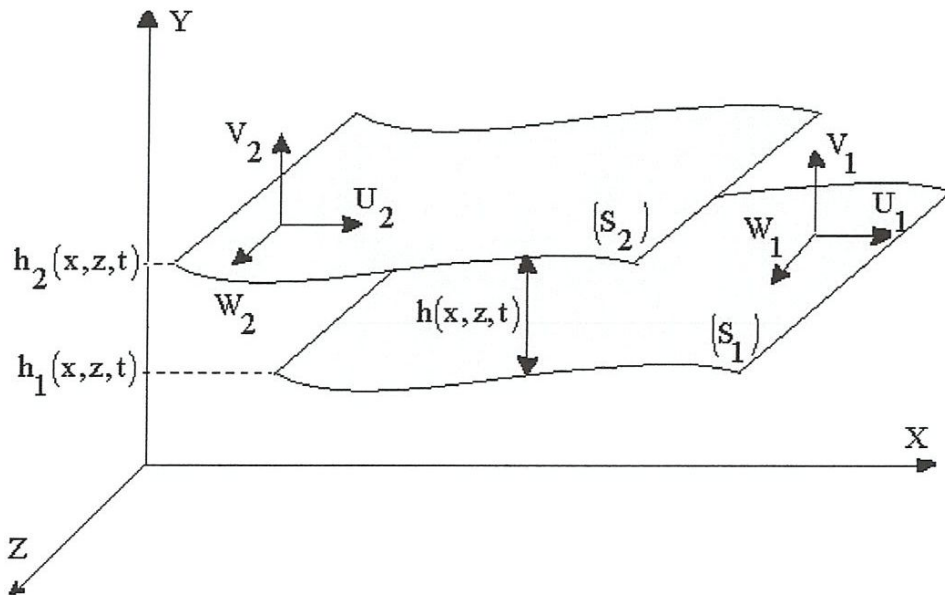


Fig. III.1. Schéma générale d'un contact aérodynamique.

III.3. application à un palier aérodynamique :

Dans le cadre de la lubrification des paliers aérodynamiques, certaines hypothèses simplificatrices sont adoptées.

Ces hypothèses peuvent se répartir en trois groupes :

- Hypothèses liées à la géométrie du palier;
- Hypothèses liées au fluide;
- Hypothèses générales indépendantes du milieu fluide.

III.3.a) Hypothèses liées à la géométrie du palier :

Dans un palier aérodynamique à feuilles, Figure III.2, l'épaisseur du film lubrifiant h est très petite par rapport aux autres dimensions du palier (longueur et diamètre), on est en régime de lubrification par film mince visqueux.

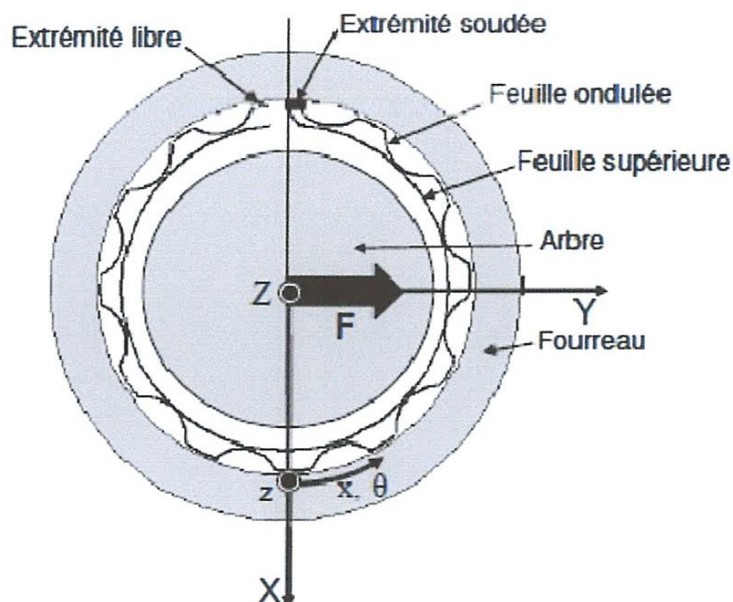


Fig.III.2. Schématisation d'un palier aérodynamique à feuille.

III.3.b) Hypothèses liées au fluide lubrifiant :

Le fluide est assimilable à un gaz parfait et l'écoulement est isotherme, c'est-à-dire $T=cste$, la viscosité du fluide ne varie pas suivant l'épaisseur du contact.

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial y}\right) = 0$$

III.3.c) Hypothèses générales :

- Les forces massiques et les couples de volume sont négligés;
- L'écoulement est laminaire et les forces d'inertie ne sont pas prises en considération;
- Il n'y a pas de glissement au niveau du contact fluide-parois, cette hypothèse permet d'écrire les conditions de non glissement des particules de fluide au niveau des parois qui servent comme conditions aux limites sur les vitesses lors de l'intégration des équations (II-5);
- Les surfaces de l'arbre et du coussinet sont supposées lisses (non rugueuses et non poreuse).

III.4. Dérivation de l'équation de Reynolds pour un fluide newtonien et compressible :

Pour un écoulement permanent ($\partial/\partial t = 0$) plan (x-y) figure (III-3), l'équation de continuité et les équations de mouvement du fluide se réduisent à:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad \text{(III-6)}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad \text{(III-7)}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \quad \text{(III-8)}$$

Les conditions aux limites sur la vitesse sont:

$$y=0 \text{ (surface du coussinet): } u = U_1, v = V_1 = 0, w = W_1. \quad \text{(III-9)}$$

$$y=h \quad (\text{surface de l'arbre}): u= U_2, \quad v = V_2 = \frac{Dh(x,z,t)}{Dt} = \frac{\partial h}{\partial t} + U_2 \frac{dh}{dx} + W_2 \frac{dh}{dz}$$

et $w = W_2$

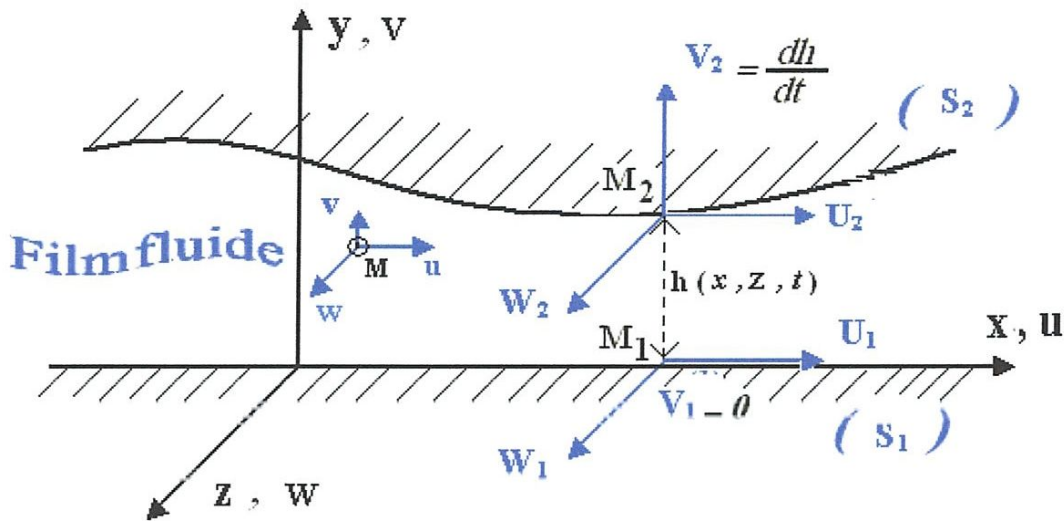


Fig. III.3. Schéma du contact aérodynamique selon la théorie de Reynolds (palier développé)

Après deux intégrations par rapport à y des équations (III-7) et (III-8), on obtient l'expression de la composante de la vitesse suivant la direction x :

$$\begin{cases} u = \frac{\partial p}{\partial x} \int \frac{y}{\mu} dy + A(x, z) \int \frac{dy}{\mu} + C(x, z) \\ w = \frac{\partial p}{\partial z} \int \frac{y}{\mu} dy + B(x, z) \int \frac{dy}{\mu} + D(x, z) \end{cases} \quad (\text{III-10})$$

Si par hypothèse, la viscosité est indépendante de y , $\left(\frac{\partial \mu}{\partial y}\right) = 0$, l'expression des composantes de la vitesse devient :

$$\begin{cases} u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} y^2 + \frac{A}{\mu} y + C \\ w = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} y^2 + \frac{B}{\mu} y + D \end{cases} \quad (\text{III-11})$$

En utilisant les conditions aux limites (III-9) les deux composantes de la vitesse d'écoulement s'expriment :

$$\begin{cases} u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (y^2 - yh) + \frac{y}{h} U_2 + U_1(1 - \frac{y}{h}) \\ w = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} (y^2 - yh) + \frac{y}{h} W_2 + W_1(1 - \frac{y}{h}) \end{cases} \quad (\text{III-12})$$

Les premiers termes des deux équations(III.12), représentent l'écoulement de Hagen-Poiseuille (dû au gradient de pression) et les seconds termes représentent l'écoulement de Couette (dû au déplacement des parois).

L'équation de Reynolds est obtenue en introduisant l'équation (II-12) dans l'équation de continuité (II-6) et en intégrant à travers l'épaisseur du film :

$$\int_0^{h(x,z,t)} \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) dy + \int_0^{h(x,z,t)} \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) dy + \int_0^{h(x,z,t)} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) dy = 0$$

L'intégration de cette équation a travers l'épaisseur du film donne :

$$I_1 + I_2 + I_3 = 0 \quad (\text{III-13})$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} I_1 = \int_0^{h(x,z,t)} \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) dy \\ I_2 = \int_0^{h(x,z,t)} \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) dy = [\rho v]_0^h = \rho V_2 \\ I_3 = \int_0^{h(x,z,t)} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) dy \end{cases}$$

Le calcul des intégrales I_1 et I_2 seffectue à l'aide du théorème de Leibnitz :

$$\int_{h_1(x,z,t)}^{h_2(x,z,t)} \frac{\partial F(x,y,z,t)}{\partial x_i} dy = \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{h_1}^{h_2} F(x,y,z,t) dy - F(x, h_2, z, t) \frac{\partial h_2}{\partial x_i} + F(x, h_1, z, t) \frac{\partial h_1}{\partial x_i} \quad i = 1,2,3 \quad (\text{III-14})$$

L'équation de Reynolds dans le cas général s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h}{2\mu} (U_1 + U_2) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h}{2\mu} (W_1 + W_2) \right) + \rho \frac{\partial h}{\partial t} \quad (\text{III-15})$$

Dans le cas d'un palier, l'équation de Reynolds (II-15) se simplifie sensiblement et prend la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6U_2 \frac{\partial(\rho h)}{\partial x} \quad (\text{III-16})$$

Soit en remplaçant x par $R\theta$, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{6U_2}{R} \frac{\partial(\rho h)}{\partial \theta} \quad (\text{III-17})$$

En remplaçant U_2 par ωR , on obtient :

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\rho h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu\omega \frac{\partial(\rho h)}{\partial \theta} \quad (\text{III-18})$$

En remplaçant ρ par $\frac{p}{\mathfrak{R}T}$, d'où $T = \text{cte}$, \mathfrak{R} : est la constante des gaz parfait; on trouve l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(p h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} R^2 \left(p h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu\omega R^2 \frac{\partial(p h)}{\partial \theta} \quad (\text{III-19})$$

Les conditions aux limites nécessaires au calcul du champ de pression sont :

$$\begin{cases} p(\theta = 0, z) = p_a \\ p(\theta = 2\pi, z) = p_a \end{cases} \quad \begin{cases} p\left(\theta, z = -\frac{L}{2}\right) = p_a \\ p\left(\theta, z = +\frac{L}{2}\right) = p_a \end{cases}$$

Sous la forme (III-19), l'équation de REYNOLDS est fortement non linéaire, sa résolution ne peut pas être effectuée analytiquement, pour cela, nous avons recours aux méthodes numériques tels que la méthode des différences finies ou des éléments finis.

III.5. Equation géométrique du film aérodynamique :

Dans ce paragraphe nous donnons l'expression de l'épaisseur du film lubrifiant dans le cas de palier rigide et compliant.

La compliance des feuilles ondulées peut être calculé en utilisant le modèle de Heshmat [3,4] fig. (II 4) :

$$K = \frac{2s}{E} \left(\frac{1}{t_b} \right)^3 (1 - \nu^2) \quad (\text{III-20})$$

Où E et ν sont respectivement le module de Young et le coefficient de Poisson du matériau constituant les feuilles.

Dans le cas d'un palier aligné, l'épaisseur du film aérodynamique est calculée par la relation suivante:

$$h = C + e \cos\theta + K (p - p_a) \quad (\text{III-21})$$

Ou :

e : est l'excentration tel que $e = |\overline{O_c O_a}|$

C : est le jeu radial du palier,

θ : la coordonnée circonférentielle mesurée à partir de la ligne des centres,

Sous forme adimensionnelle l'équation (III-21) devient,

$$\tilde{h} = 1 + \varepsilon \cos\theta + \alpha (\tilde{p} - 1) \quad (\text{III-22})$$

Où $\varepsilon = \frac{e}{C}$ l'excentricité relative de fonctionnement variant de 0 à 1.

$$\text{Et : } \alpha = \frac{2p_a s}{EC} \left(\frac{1}{t_b} \right)^3 (1 - \nu^2) \quad (\text{III-23})$$

α : étant le nombre de compliance adimensionné.

Les tableaux 1 et 2, rassemblent respectivement les différentes caractéristiques géométriques du palier à feuilles et les caractéristiques physiques du lubrifiant qui est l'air nécessaires au calcul.

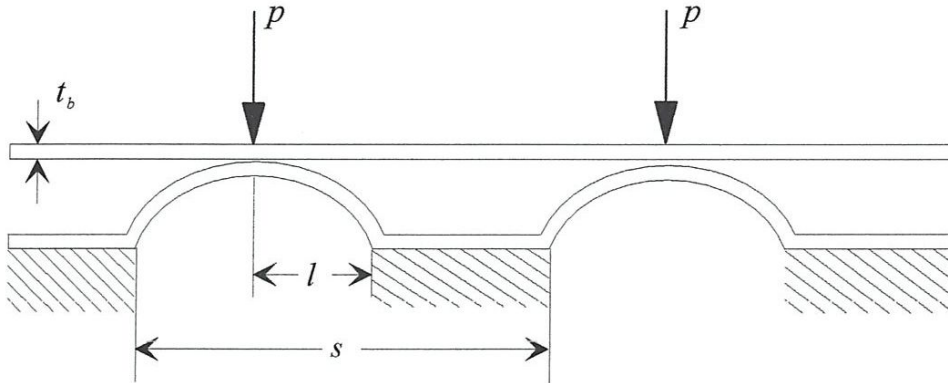


Fig. III.4. Support compilant d'un palier à feuilles

Tableau.III.1. Caractéristiques géométriques du palier à feuilles.

Paramètre	Symbole	Unité	Valeur
Jeu radial	C	m	50×10^{-6}
Rayon du palier	R	m	19.05×10^{-3}
Epaisseur des Feuilles	t_b	m	0.1016×10^{-3}
Longueur des Bumps	$2l$	m	3.556×10^{-3}
Pas des bumps	S	m	4.572×10^{-3}
Module de Young des feuilles	E	Pa	200×10^9
Coefficient de Poisson des feuilles	ν		0.31

Tableau.III.2. Caractéristiques physiques du fluide lubrifiant (air).

Paramètre	Symbole	Unité	Valeur
Pression atmosphérique	P_a	Pa	1.013×10^5
Viscosité de l'air	μ	$Pa.s$	184.6×10^{-7}
Masse volumique de l'air	ρ	kg/m^3	1.1614

III.6. Performances statiques du palier :

III. 6. 1. Composantes de la portance aérodynamique :

Les composantes de la portance aérodynamique dans le repère (ε, \emptyset) sont obtenues par l'intégration du champ de pression aérodynamique après résolution de l'équation (III-19) sur la surface de l'arbre:

$$F_{\varepsilon} = R \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} p \cos \theta d\theta dz \quad (\text{III-24})$$

$$F_{\emptyset} = R \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} p \sin \theta d\theta dz$$

III. 6.2. Angle de calage :

L'angle de calage du palier est calculé par la relation suivante:

$$\Phi = \arctg \left(-\frac{F_{\emptyset}}{F_{\varepsilon}} \right) \quad \text{tel que : } 0 < \Phi < \frac{\pi}{2} \quad (\text{III-25})$$

III 7. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les lois fondamentales des milieux continus écrites pour un fluide newtonien et compressible.

L'utilisation des hypothèses liées à la géométrie du palier, hypothèses liées au fluide, hypothèses générales indépendantes des milieux fluides permettra de simplifier sensiblement les équations de mouvement du fluide.

La dérivation de l'équation de Reynolds à partir des équations de mouvement et de continuité a nécessité l'emploi de plusieurs hypothèses simplificatrices.

Le modèle élastique des feuilles qui a été choisi est celui développé par Heshmat, la simplicité de ce modèle nous permet de calculer avec une précision suffisante la déformation radiale des feuilles dues à la pression aérodynamique.

CHAPITRE 4

IV.1 Introduction

Les problèmes d'interaction fluide-structure dans les paliers aérodynamiques ont fait l'objet de nombreuses études tant théoriques qu'expérimentales. Ces problèmes, qui sont fortement non linéaires, interviennent dès que les déformations des solides principalement l'alésage deviennent importantes de l'ordre de grandeur des épaisseurs du film lubrifiant

Le problème d'interaction fluide-structure dans un palier aérodynamique à feuilles en régime isotherme est gouverné par les équations de la lubrification et de l'élasticité linéaire ces équations permettent de calculer le champ de pression dans le fluide lubrifiant et déformations élastiques de la structure du palier.

La figure (IV.1) montre une schématisation des déformations dans un palier aérodynamique dû à la pression générée par ce dernier.

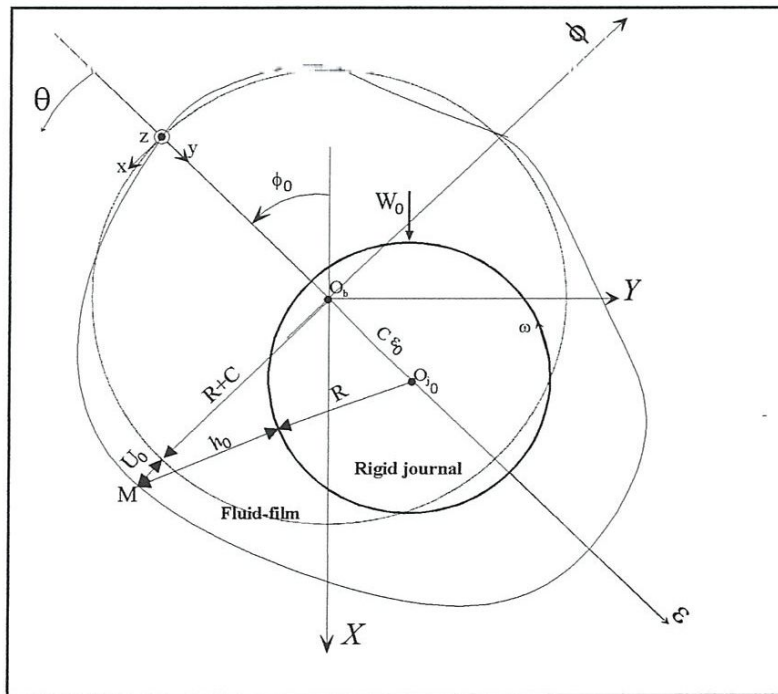


Fig. IV.1. Détails géométrique d'un palier aérodynamique compliant

IV.2 Equation générale du film en régime stationnaire :

La figure IV.1 montre schématiquement un palier aérodynamique compliant à la position d'équilibre statique avec la déformation élastique du palier, la représentation du palier rigide est défini par le rayon $(R+C)$. L'origine de la position stationnaire X, Y, Z est localisée au centre du palier rigide (indéformable) O_b .

La coordonnée circonférentielle θ est mesurée à partir de la lignes des centres, l'axe de ε . L'arbre de rayon R est considéré comme rigide est animé d'une vitesse de rotation angulaire constante ω suivant l'axe Z. La position statique du centre géométrique du palier est défini par l'excentricité de fonctionnement statique $e_0 = C\varepsilon_0$ et de l'angle de calage stationnaire ϕ_0 .

Le jeu radial du palier lorsque l'arbre et le coussinet sont coaxiaux dans le cas d'un palier rigide est défini par C, et l'épaisseur du film statique dans le cas de la déformation statique radiale seule de la feuille supérieure U_0 est représentée par h_0 .

La déformation statique des feuilles est obtenue en appliquant la règle des cosinus au triangle $(O_b - O_{j_0} - M)$.

$$(R + h_0)^2 = (R + C + U_0)^2 + e_0^2 + 2(R + C + U_0)e_0 \cos \theta \quad (\text{IV.1})$$

En développant cette équation, et en divisant par R^2 , et en négligeant les termes du second ordre des rapports h_0/R , C/R , e_0/R , et U_0/R , on a alors :

$$h_0 = C(1 + \varepsilon_0 \cos \theta) + U_0 \quad (\text{IV.2})$$

IV.3 Méthode de perturbation : calcul des coefficients dynamiques :

Le calcul des coefficients dynamiques peut s'effectuer dans le repère intermédiaire $(O_e, \vec{\varepsilon}, \vec{\phi})$ lorsque l'excentricité de fonctionnement est imposée (problème direct) figure (IV.1).

IV.3.1 Cas d'une excentricité imposée : Paramétrage (ε, ϕ)

Dans le cas d'une excentricité imposée, il convient d'utiliser le paramétrage (ε, ϕ) pour calculer les coefficients dynamiques dans le repère intermédiaire. Un changement de base de rotation ($-\phi_0$) permettra de les exprimer dans le repère fixe (O_c, \bar{X}, \bar{Y}).

Lorsque le rotor est soumis à des vibrations harmoniques de faible amplitude de fréquence ν au voisinage de la position d'équilibre statique O_{a0} caractérisée par les coordonnées polaires (ε_0, ϕ_0), l'excentricité relative et l'angle de calage instantanés peuvent être exprimés par :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 e^{i\gamma\tilde{t}} \text{ et } \phi = \phi_0 + \phi_1 e^{i\gamma\tilde{t}} ; \quad |\varepsilon_1| \ll \varepsilon_0, |\phi_1| \ll \phi_0 \text{ et } i = \sqrt{-1} \quad (\text{IV.3})$$

Où $\gamma = \nu/\omega$ est la fréquence d'excitation relative, et ε_1 et ϕ_1 sont respectivement les amplitudes complexes de l'excentricité relative et de l'angle de calage.

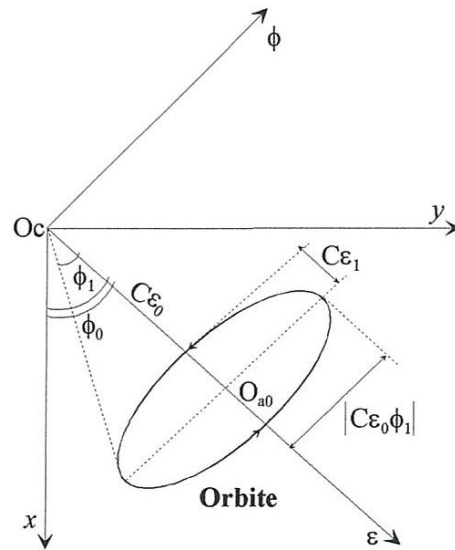


Fig. IV.2. *Systèmes d'axes et notations*

En appliquant le principe de superposition, l'épaisseur du film adimensionnée s'écrit pour un palier compliant comme suit:

$$\tilde{h} = \tilde{h}_0 + \tilde{h}_d + \tilde{U}_d \quad \left| \tilde{h}_d + \tilde{U}_d \right| \ll \tilde{h}_0 \quad (\text{IV.4})$$

où $\tilde{h}_0 = \frac{h_0}{C}$ est l'épaisseur du film stationnaire incluant la déformation stationnaire de la couche élastique \tilde{U}_0 , $\tilde{h}_d = (\varepsilon_1 \cos \theta + \varepsilon_0 \phi_1 \sin \theta) e^{i\tilde{\tau}}$ est la variation de l'épaisseur du film due au mouvement vibratoire du rotor, et $\tilde{U}_d = \tilde{U} e^{i\tilde{\tau}} = (\varepsilon_1 \tilde{U}_\varepsilon + \varepsilon_0 \phi_1 \tilde{U}_\phi) e^{i\tilde{\tau}}$ est la déformation dynamique du palier causée par les pressions dynamiques où $\tilde{U}_\varepsilon = \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \varepsilon}$ et $\tilde{U}_\phi = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \phi}$, et \tilde{U} est l'amplitude complexe.

Par conséquent, l'expression complète de l'épaisseur du film est :

$$\tilde{h} = \tilde{h}_0 + (\varepsilon_1 (\cos \theta + \tilde{U}_\varepsilon) + \varepsilon_0 \phi_1 (\sin \theta + \tilde{U}_\phi)) e^{i\tilde{\tau}} \quad (\text{IV.5})$$

La pression instantanée sans dimension qui en résulte s'écrit :

$$\tilde{p} = \tilde{p}_0 + \tilde{Q} e^{i\tilde{\tau}} \quad |\tilde{Q}| \ll \tilde{p}_0 \quad (\text{IV.6})$$

où $\tilde{p}_0 \geq 0$ est la pression stationnaire, et $\tilde{Q} = \varepsilon_1 \tilde{Q}_\varepsilon + \varepsilon_0 \phi_1 \tilde{Q}_\phi$ est la pression dynamique complexe où $\tilde{Q}_\varepsilon = \frac{\partial \tilde{Q}}{\partial \varepsilon}$ et $\tilde{Q}_\phi = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{Q}}{\partial \phi}$.

L'utilisation du modèle de *Heshmat* permet de calculer avec une précision suffisante les déformations stationnaires et dynamiques.

On note que en additionnant les déformations dynamiques \tilde{U}_ε et \tilde{U}_ϕ l'équation (IV.5) donnent plus de précision dans l'expression du film lubrifiant dans le cas où seuls les déformations stationnaire interviennent.

Les déformations dynamiques sont calculées en utilisant le modèle d'élasticité de *Heshmat* :

$$\tilde{U}_\varepsilon = \alpha \tilde{Q}_\varepsilon \quad \text{et} \quad \tilde{U}_\phi = \alpha \tilde{Q}_\phi \quad (\text{IV.7})$$

En remplaçant les équations (IV.5) et (IV.6) dans l'équation de Reynolds (III.19) et en collectant les termes d'ordre *zéro* et *un* des termes $\Delta\varepsilon$ et $\varepsilon_0 \Delta\phi$, on obtient le système d'équations aux dérivées partielles en \tilde{p}_0 , \tilde{Q}_ε et \tilde{Q}_ϕ suivant :

IV.3.2. Equations aux dérivées partielles d'ordre zéro:

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\tilde{p}_0\tilde{h}_0^3\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\theta}\right)+\lambda\frac{\partial}{\partial\tilde{z}}\left(\tilde{p}_0\tilde{h}_0^3\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\tilde{z}}\right)=\Lambda\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\tilde{p}_0\tilde{h}_0\right) \quad (\text{IV.8})$$

IV.3.3. Equations aux dérivées partielles d'ordre un:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial\theta}\left[\tilde{h}_0^3\tilde{p}_0\frac{\partial\tilde{Q}_\varepsilon}{\partial\theta}\right]+\lambda\frac{\partial}{\partial\tilde{z}}\left[\tilde{h}_0^3\tilde{p}_0\frac{\partial\tilde{Q}_\varepsilon}{\partial\tilde{z}}\right]+ \\ & \frac{\partial}{\partial\theta}\left[\tilde{h}_0^3\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\theta}\tilde{Q}_\varepsilon\right]+\lambda\frac{\partial}{\partial\tilde{z}}\left[\tilde{h}_0^3\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\tilde{z}}\tilde{Q}_\varepsilon\right]+ \\ & 3\Lambda\left[\frac{\cos\theta+\tilde{U}_\varepsilon}{\tilde{h}_0}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\tilde{p}_0\tilde{h}_0\right)+3\tilde{h}_0^3\tilde{p}_0\left[\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\cos\theta+\tilde{U}_\varepsilon}{\tilde{h}_0}\right)+\lambda\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\tilde{z}}\frac{\partial}{\partial\tilde{z}}\left(\frac{\cos\theta+\tilde{U}_\varepsilon}{\tilde{h}_0}\right)\right]\right]= \\ & \Lambda\frac{\partial}{\partial\theta}\left[\tilde{p}_0\left(\cos\theta+\tilde{U}_\varepsilon\right)+\tilde{h}_0\tilde{Q}_\varepsilon\right]+2\Lambda i\gamma\left[\tilde{p}_0\left(\cos\theta+\tilde{U}_\varepsilon\right)+\tilde{h}_0\tilde{Q}_\varepsilon\right] \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

et,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial\theta}\left[\tilde{h}_0^3\tilde{p}_0\frac{\partial\tilde{Q}_\phi}{\partial\theta}\right]+\lambda\frac{\partial}{\partial\tilde{z}}\left[\tilde{h}_0^3\tilde{p}_0\frac{\partial\tilde{Q}_\phi}{\partial\tilde{z}}\right]+ \\ & \frac{\partial}{\partial\theta}\left[\tilde{h}_0^3\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\theta}\tilde{Q}_\phi\right]+\lambda\frac{\partial}{\partial\tilde{z}}\left[\tilde{h}_0^3\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\tilde{z}}\tilde{Q}_\phi\right]+ \\ & 3\Lambda\left[\frac{\sin\theta+\tilde{U}_\phi}{\tilde{h}_0}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\tilde{p}_0\tilde{h}_0\right)+3\tilde{h}_0^3\tilde{p}_0\left[\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\sin\theta+\tilde{U}_\phi}{\tilde{h}_0}\right)+\lambda\frac{\partial\tilde{p}_0}{\partial\tilde{z}}\frac{\partial}{\partial\tilde{z}}\left(\frac{\sin\theta+\tilde{U}_\phi}{\tilde{h}_0}\right)\right]\right]= \\ & \Lambda\frac{\partial}{\partial\theta}\left[\tilde{p}_0\left(\sin\theta+\tilde{U}_\phi\right)+\tilde{h}_0\tilde{Q}_\phi\right]+2\Lambda i\gamma\left[\tilde{p}_0\left(\sin\theta+\tilde{U}_\phi\right)+\tilde{h}_0\tilde{Q}_\phi\right] \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

Pour le traitement numérique, il convient d'écrire les équations (V.9) et (V.10) comme suit:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\tilde{h}_0^3 \tilde{p}_0 \frac{\partial \tilde{Q}_\varepsilon}{\partial \theta} \right] + \lambda \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left[\tilde{h}_0^3 \tilde{p}_0 \frac{\partial \tilde{Q}_\varepsilon}{\partial \tilde{z}} \right] + \tilde{h}_0^3 \tilde{p}_0 \left[\frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\tilde{Q}_\varepsilon}{\tilde{p}_0} \right) + \lambda \frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\frac{\tilde{Q}_\varepsilon}{\tilde{p}_0} \right) \right] + \\
 & \Lambda \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\tilde{p}_0 \tilde{h}_0 \right) \left[\frac{\tilde{Q}_\varepsilon}{\tilde{p}_0} + 3 \frac{\tilde{h}_\varepsilon}{\tilde{h}_0} \right] + 3 \tilde{h}_0^3 \tilde{p}_0 \left[\frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\tilde{h}_\varepsilon}{\tilde{h}_0} \right) + \lambda \frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\frac{\tilde{h}_\varepsilon}{\tilde{h}_0} \right) \right] = \quad (IV.11) \\
 & \Lambda \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\tilde{p}_0 \tilde{h}_0 \left(\frac{\tilde{h}_\varepsilon}{\tilde{h}_0} + \frac{\tilde{Q}_\varepsilon}{\tilde{p}_0} \right) \right] + 2 \Lambda i \gamma \tilde{p}_0 \tilde{h}_0 \left(\frac{\tilde{h}_\varepsilon}{\tilde{h}_0} + \frac{\tilde{Q}_\varepsilon}{\tilde{p}_0} \right)
 \end{aligned}$$

avec $\tilde{h}_\varepsilon = \cos \theta + \tilde{U}_\varepsilon$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\tilde{h}_0^3 \tilde{p}_0 \frac{\partial \tilde{Q}_\phi}{\partial \theta} \right] + \lambda \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left[\tilde{h}_0^3 \tilde{p}_0 \frac{\partial \tilde{Q}_\phi}{\partial \tilde{z}} \right] + \tilde{h}_0^3 \tilde{p}_0 \left[\frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\tilde{Q}_\phi}{\tilde{p}_0} \right) + \lambda \frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\frac{\tilde{Q}_\phi}{\tilde{p}_0} \right) \right] + \\
 & \Lambda \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\tilde{p}_0 \tilde{h}_0 \right) \left[\frac{\tilde{Q}_\phi}{\tilde{p}_0} + 3 \frac{\tilde{h}_\phi}{\tilde{h}_0} \right] + 3 \tilde{h}_0^3 \tilde{p}_0 \left[\frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\tilde{h}_\phi}{\tilde{h}_0} \right) + \lambda \frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\frac{\tilde{h}_\phi}{\tilde{h}_0} \right) \right] = \quad (IV.12) \\
 & \Lambda \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\tilde{p}_0 \tilde{h}_0 \left(\frac{\tilde{h}_\phi}{\tilde{h}_0} + \frac{\tilde{Q}_\phi}{\tilde{p}_0} \right) \right] + 2 \Lambda i \gamma \tilde{p}_0 \tilde{h}_0 \left(\frac{\tilde{h}_\phi}{\tilde{h}_0} + \frac{\tilde{Q}_\phi}{\tilde{p}_0} \right)
 \end{aligned}$$

avec $\tilde{h}_\phi = \sin \theta + \tilde{U}_\phi$

L'application de la technique de perturbation de premier ordre, qui est une méthode de superposition, transforme l'équation de Reynolds compressible et transitoire (III.19) en trois équations aux dérivées partielles.

On note aussi que l'équation (IV.8) est non linéaire et les équations (IV.9) et (IV.10) sont linéaires en \tilde{Q}_ε et \tilde{Q}_ϕ respectivement, et leurs résolutions est obtenue une fois que l'épaisseur du film \tilde{h}_0 et la pression \tilde{p}_0 sont obtenues de l'équation (IV.8) dans le cas stationnaire.

Pour utiliser la technique de perturbation, on fait les transformations sur les conditions aux limites suivantes :

$$\tilde{p}_0 = 1 \quad \text{à} \quad \tilde{z} = \pm \frac{1}{2} \quad (\text{IV.13a})$$

$$\tilde{p}_0(\theta = 0, \tilde{z}) = \tilde{p}_0(\theta = 2\pi, \tilde{z}) = 1 \quad (\text{IV.13b})$$

$$\tilde{p}_0(\theta = \theta_2, \tilde{z}) = 1, \text{ et } \frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial \theta}(\theta = \theta_2, \tilde{z}) = 0 \quad (\text{IV.13c})$$

et,

$$\tilde{Q}_\varepsilon = \tilde{Q}_\phi = 0 \quad \text{at} \quad \tilde{z} = \pm \frac{1}{2} \quad (\text{IV.14a})$$

$$\tilde{Q}_\varepsilon(\theta = 0, \tilde{z}) = \tilde{Q}_\varepsilon(\theta = 2\pi, \tilde{z}) = 0 \quad (\text{IV.14b})$$

$$\tilde{Q}_\phi(\theta = 0, \tilde{z}) = \tilde{Q}_\phi(\theta = 2\pi, \tilde{z}) = 0 \quad (\text{IV.14c})$$

On assume que les vibrations engendrées par les perturbations de l'arbre n'affectent pas la zone pressurisée du palier.

Les équations dynamiques du premier ordre sont résolues dans la région où $p_0 > p_{am}$ ou bien $\tilde{p}_0 > 1$.

Dans les calculs on doit mettre les pressions sous atmosphérique c'est-à-dire $\tilde{p}_0 < 1$ calculées à partir de l'équation (IV.8) sont considérées égales à la pression ambiante, c'est-à-dire à 1 en valeur adimensionnées.

IV.3.4. Coefficients de raideur et d'amortissement :

La connaissance de la distribution des champs de pressions dynamiques complexes \tilde{Q}_ε et \tilde{Q}_ϕ à partir des équations (IV.9) et (IV.10) permettent de déterminer les coefficients de raideur et d'amortissement sans dimension du film lubrifiant, dans le repère intermédiaire lié à la ligne des centres (O_c, ε, ϕ) sont obtenues par le calcul des intégrales suivantes :

$$Z_{\varepsilon\varepsilon} = -2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{1}{2}} \tilde{Q}_\varepsilon \cos \theta d\tilde{z} d\theta; \quad Z_{\varepsilon\phi} = -2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{1}{2}} \tilde{Q}_\phi \cos \theta d\tilde{z} d\theta \quad (\text{IV.15})$$

$$Z_{\varphi\varepsilon} = -2 \int_0^{2\pi} \int_0^{1/2} \tilde{Q}_\varepsilon \sin \theta d\tilde{z}d\theta; \quad Z_{\varphi\phi} = -2 \int_0^{2\pi} \int_0^{1/2} \tilde{Q}_\phi \sin \theta d\tilde{z}d\theta \quad (\text{IV.16})$$

Avec $Z_{\varepsilon\varepsilon} = A_{\varepsilon\varepsilon} + i\gamma B_{\varepsilon\varepsilon}$, etc. Sont les impédances complexes adimensionnées, $A_{\varepsilon\varepsilon} = \text{Re}al(Z_{\varepsilon\varepsilon})$, et $B_{\varepsilon\varepsilon} = \frac{1}{\gamma} \text{Im}(Z_{\varepsilon\varepsilon})$, etc. sont les coefficients de raideur et d'amortissement adimensionnés, respectivement.

Le premier indice de $A_{\alpha\beta}$, avec $(\alpha, \beta) = (\varepsilon, \phi)$, exprime la direction de la force appliquée par le palier, et le deuxième indice exprime la direction de déplacement de l'arbre du palier, pour $B_{\alpha\beta}$ le premier et le deuxième indices indiquent la composante de la force et la direction de la vitesse respectivement.

Le changement du système de coordonnées permet d'exprimer les coefficients de raideur et d'amortissement sans dimension dans le repère (O_c, X, Y) :

$$\begin{bmatrix} A_{XX} & A_{XY} \\ A_{YX} & A_{YY} \end{bmatrix} = \mathbf{R}^T \begin{bmatrix} A_{\varepsilon\varepsilon} & A_{\varepsilon\phi} \\ A_{\phi\varepsilon} & A_{\phi\phi} \end{bmatrix} \mathbf{R} \quad (\text{IV.17})$$

Et de relations similaires pour les coefficients d'amortissement.

La matrice de rotation \mathbf{R} est définie par :

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos \phi_0 & \sin \phi_0 \\ -\sin \phi_0 & \cos \phi_0 \end{bmatrix}$$

ϕ_0 : est l'angle de calage statique

IV.4. Critère de stabilité de Lund:

Pour un système en vibration libre, les équations du mouvement s'écrivent :

Où x et y sont les composantes, dans le repère fixe, du déplacement du centre de l'arbre à partir de la position d'équilibre stationnaire O_{a0} .

$$\begin{bmatrix} M & 0 \\ 0 & M \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} b_{xx} & b_{xy} \\ b_{yx} & b_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} a_{xx} & a_{xy} \\ a_{yx} & a_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} = 0 \quad (\text{IV.18})$$

En vibrations libres, les équations du mouvement de l'arbre suivant les directions x et y s'écrivent en variables sans dimension comme suit :

$$\begin{bmatrix} \bar{M} & 0 \\ 0 & \bar{M} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{x}'' \\ \bar{y}'' \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} B_{xx} & B_{xy} \\ B_{yx} & B_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{x}' \\ \bar{y}' \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} A_{xx} & A_{xy} \\ A_{yx} & A_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{x} \\ \bar{y} \end{Bmatrix} = 0 \quad (\text{IV.19})$$

Pour trouver la valeur limite du régime stable, Lund a proposé une approche du problème partant du principe que sur le seuil de stabilité, le mouvement doit être un mouvement orbital où on obtient un amortissement structural nul ($\eta = 0$). Il consiste à chercher la solution du système sous une forme purement harmonique, $\lambda = i\gamma$.

L'introduction de ce type de solution dans les équations (IV.19) conduit au système homogène :

$$\begin{bmatrix} Z_{xx} - \bar{M}\gamma^2 & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} - \bar{M}\gamma^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{IV.20})$$

Pour trouver une solution *non triviale*, le déterminant de l'équation (IV.20) doit être nul.

Cette condition permet de déterminer une masse critique du système \tilde{M}_c et une fréquence de fouettement notée γ_c comme suit [12] :

$$\tilde{M}_c = \frac{A_{eq}}{\gamma_c^2} \quad (\text{IV.21})$$

$$\gamma_c^2 = \frac{(A_{xx} - A_{eq})(A_{yy} - A_{eq}) - A_{xy}A_{yx}}{B_{xx}B_{yy} - B_{xy}B_{yx}} \quad (\text{IV.22})$$

avec,

$$A_{eq} = \frac{A_{xx}B_{yy} + A_{yy}B_{xx} - A_{xy}B_{yx} - A_{yx}B_{xy}}{B_{xx} + B_{yy}},$$

La détermination de γ_c s'effectue d'une manière itérative à l'aide de la méthode des approximations successive Figure IV.4.

La valeur estimé initialement de γ_c est 1 correspondant à une excitation synchrone ($\nu = \omega$).

Une valeur négative de γ_c^2 indique que le système est stable. D'autre part, si \tilde{M}_c est <0 pour un coefficient $\gamma_c^2 >0$, le palier est instable pour toute valeur de la masse du rotor.

IV.5. Traitement numérique de l'équation de Reynolds dans le cas stationnaire :

Les équations (VI.8), (VI.9) et (VI.10) de zéro et du premier ordre sont numériquement résolues en utilisant les méthodes des éléments finis et des différences finies.

A cause de la symétrie axiale, les calculs sont effectués sur le demi palier qui est divisé en éléments rectangulaires $N_\theta \times N_z$ d'une surface égale à $\Delta\theta \times \Delta\tilde{z}$ Avec $\Delta\theta = \frac{2\pi}{N_\theta}$ and $\Delta\tilde{z} = \frac{1/2}{N_z}$ sont les maillages du domaine dans la direction circonférentielle axiale respectivement. Figure IV.3.

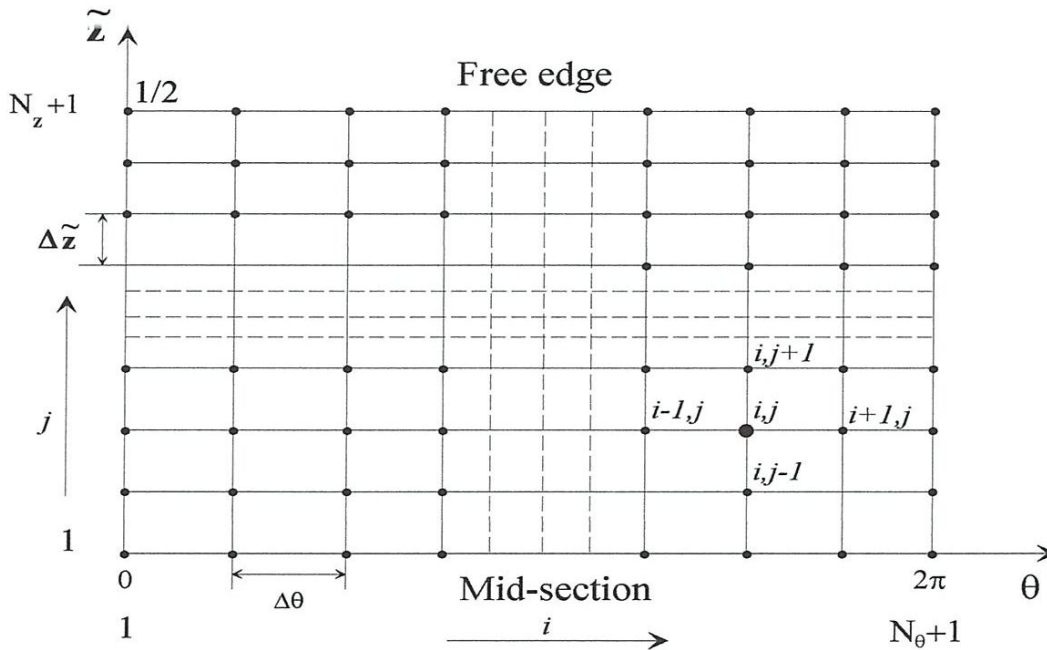


Fig. IV.3. Maillage en différences finies pour la résolution des équations dynamiques d'ordre un dans le demi palier

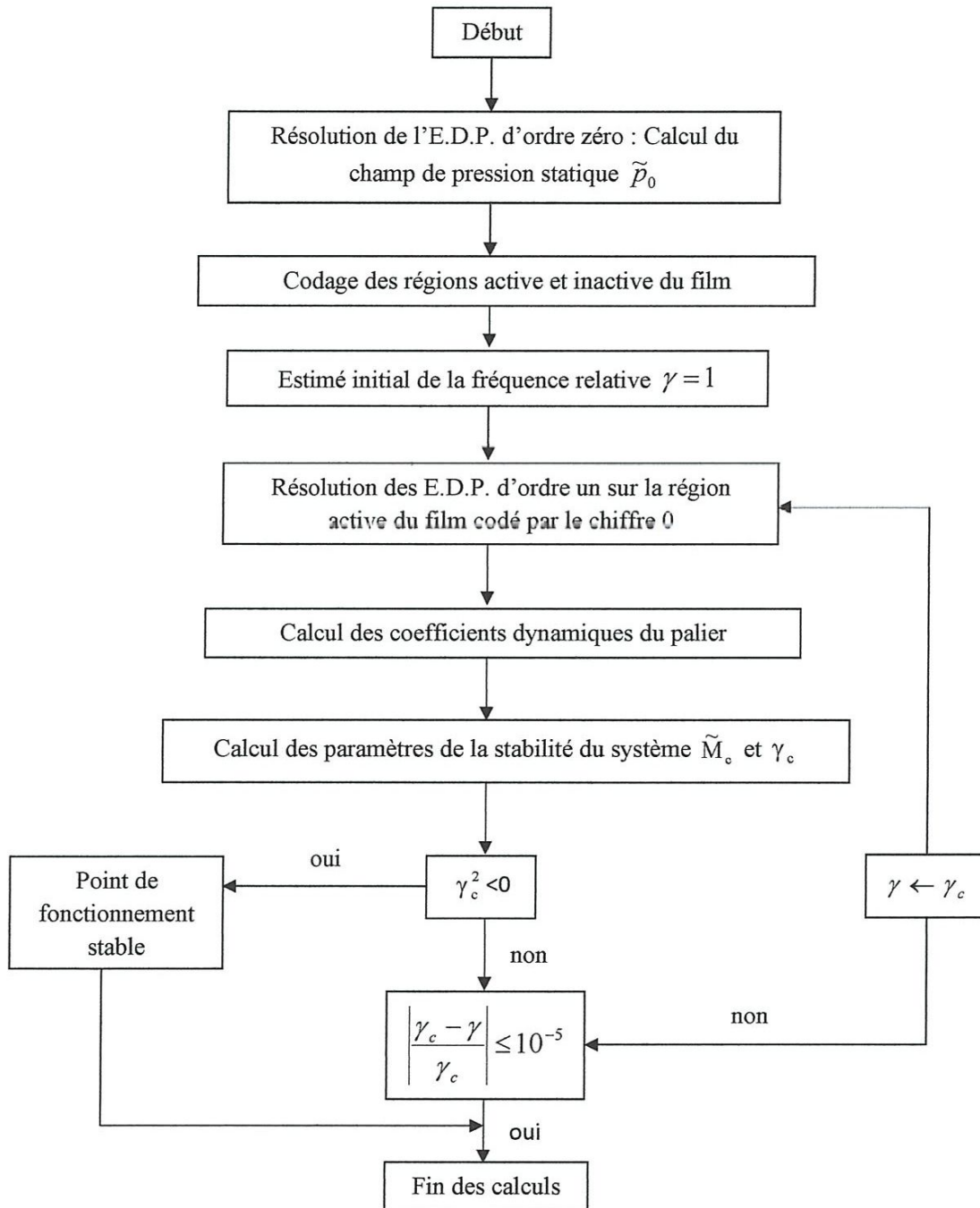


Fig. IV.4. Recherche des paramètres de stabilité par la méthode des approximations successives.

IV.6. Solution des équations du premier ordre par la méthode des différences finies :

En utilisant l'approximation par différences finies des dérivées partielles de la pression aérodynamique, les équations (IV.11) et (IV.12) deviennent :

$$\tilde{Q}_{\varepsilon_{ij}} = A_{ij}\tilde{Q}_{\varepsilon_{i+1,j}} + B_{ij}\tilde{Q}_{\varepsilon_{i-1,j}} + C_{ij}\tilde{Q}_{\varepsilon_{i,j+1}} + D_{ij}\tilde{Q}_{\varepsilon_{i,j-1}} - E_{ij} \quad (IV.23)$$

$$\tilde{Q}_{\phi_{ij}} = A_{ij}\tilde{Q}_{\phi_{i+1,j}} + B_{ij}\tilde{Q}_{\phi_{i-1,j}} + C_{ij}\tilde{Q}_{\phi_{i,j+1}} + D_{ij}\tilde{Q}_{\phi_{i,j-1}} - E'_{ij} \quad (IV.24)$$

En appliquant l'algorithme de *sur relaxation successive* (SOR), les équations (IV.23) et (IV.24) prennent les formes suivantes :

$$\tilde{Q}_{\varepsilon_{ij}}^{(k+1)} = (1 - \Omega)\tilde{Q}_{\varepsilon_{ij}}^{(k)} + \Omega(A_{ij}\tilde{Q}_{\varepsilon_{i+1,j}}^{(k)} + B_{ij}\tilde{Q}_{\varepsilon_{i-1,j}}^{(k+1)} + C_{ij}\tilde{Q}_{\varepsilon_{i,j+1}}^{(k)} + D_{ij}\tilde{Q}_{\varepsilon_{i,j-1}}^{(k+1)} - E_{ij}) \quad (IV.25)$$

$$\tilde{Q}_{\phi_{ij}}^{(k+1)} = (1 - \Omega)\tilde{Q}_{\phi_{ij}}^{(k)} + \Omega(A_{ij}\tilde{Q}_{\phi_{i+1,j}}^{(k)} + B_{ij}\tilde{Q}_{\phi_{i-1,j}}^{(k+1)} + C_{ij}\tilde{Q}_{\phi_{i,j+1}}^{(k)} + D_{ij}\tilde{Q}_{\phi_{i,j-1}}^{(k+1)} - E'_{ij}) \quad (IV.26)$$

Où k et Ω sont le nombre d'itération et le facteur de sur relaxation, ce dernier varie entre 1 jusqu'à 2.

Différents maillage ont été utilisés, on a adopté le maillage 61×21 Cette taille donne des résultats plus précis avec une vitesse rapide de convergence pour l'élément fini et les méthodes finies de différence.

IV.7. Méthode de résolution en régime dynamique :

Les calculs des performances dynamiques linéaires dues à des faibles amplitudes de perturbation sont effectués en supposant que la déformation de la structure (feuille supérieure et ondulée) dans des conditions dynamiques reste petite. La solution statique du problème d'interaction fluide-structure obtenue après la déformation élastique des feuilles est prise en compte pour calculer les coefficients dynamiques de raideur et d'amortissement. Le processus de calcul du problème dynamique linéaire est décrit comme suit

1. Donner une valeur initiale de la fréquence relative ($\gamma = 1$ correspondant à la fréquence d'excitation synchrone)
2. Résoudre les équations aux dérivées partielles d'ordre un (IV.11) et (IV.12) sur la grille des différences finies du film pour obtenir les pressions dynamiques complexes adimensionnées \tilde{Q}_ε et \tilde{Q}_ϕ (figure IV.3) par la méthode des sur-relaxations successive (SOR). Il convient de noter que les calculs sont effectués pour chaque nœud codé appartenant à la région pressurisée. Le critère d'arrêt du processus de calcul est :

$$\text{Max} \left(\left| \frac{\tilde{Q}_{\alpha_j}^{(k+1)} - \tilde{Q}_{\alpha_j}^{(k)}}{\tilde{Q}_{\alpha_j}^{(k+1)}} \right| \right) \leq 10^{-5} \quad , \text{ avec le symbole } || \text{ signifie la magnitude de la}$$

quantité complexe $\frac{\tilde{Q}_{\alpha_j}^{(k+1)} - \tilde{Q}_{\alpha_j}^{(k)}}{\tilde{Q}_{\alpha_j}^{(k+1)}}$ et $\alpha = (\varepsilon, \phi)$.

3. Calculer les impédances complexe dans le film à partir des équations (IV.15) et (IV.16).
4. Calculer les paramètres de stabilité du système γ_c^2 à partir de l'équation (IV.22) et tester son signe. Si γ_c^2 est positive alors calculer la masse critique à partir de l'équation (IV.21), Et comparé la fréquence avec la fréquence d'excitation critique γ_c . Si le test $\left| \frac{\gamma - \gamma_c}{\gamma_c} \right| \leq 10^{-4}$ n'est pas satisfait, on pose $\gamma \leftarrow \gamma_c$ et retour à l'étape 2. D'après le critère de stabilité de Lund, une valeur négative de γ_c^2 signifie que la position de fonctionnement définie en coordonnées polaires (ε_0, ϕ_0) est stable.

IV.8. Résultats discussion :

Basé sur l'analyse décrite précédemment, un code de calcul a été développé pour étudier les effets des déformations élastiques sur la structure à feuilles dans le cas dynamique et cela pour étudier les performances du palier tel que la stabilité en utilisant la méthode de perturbation du premier ordre.

IV.8.1. Validation :

Les coefficients dynamiques de raideur et d'amortissement sont calculés en prenant en compte les différents conditions aux limites employés par *Heshmat* et al [10] et *Peng* et *Carpino* [11] pour une excentricité $\varepsilon_0 = 0.60, 0.75,$ et 0.90 .

On note que le système d'axe en coordonnées cartésienne utilisé par *Heshmat* et al pour calculer les coefficients dynamiques de raideur et d'amortissement est différent de celui employé dans notre étude actuelle.

Pour rendre la comparaison plus simple, les quatre coefficients de raideur obtenus par *Heshmat* et al sont convertis au système d'axe adopté dans notre travail.

Les résultats obtenus par les programmes développés sont comparés avec les résultats publiés par *Heshmat* et al, et *Peng* et *Carpino* dans le tableau 1 et 2.

Tableau.IV.1. Comparaison des coefficients dynamiques de raideurs adimensionnels, $L/D = \Lambda = 1.$, $c/R = 8.64 \times 10^{-4}$, and $\alpha = \gamma = 0$.

ε_0	$\hat{A}_{XX} = C_{axx}/P_a R^2 = L/R A_{XX}$	$\hat{A}_{XY} = C_{axy}/P_a R^2$	$\hat{A}_{YX} = C_{ayx}/P_a R^2$	$\hat{A}_{YY} = C_{ayy}/P_a R^2$	Note
0.60	3.304	2.398	0.131	1.975	(1)
	3.237	2.345	0.125	1.920	(2)
	4.174	0.775	0.225	1.049	(3)
0.75	9.208	4.185	1.345	3.365	(1)
	8.981	3.989	1.166	3.416	(2)
	10.424	1.715	1.405	2.397	(3)
0.90	46.957	10.383	6.395	7.261	(1)
	44.593	10.151	6.024	7.202	(2)
	45.572	5.451	6.192	6.384	(3)

Tableau.IV.2. Comparaison des coefficients d'amortissements adimensionnels, $l/D = \Lambda = 1.$, $c/R = 8.64 \times 10^{-4}$, $\alpha = 0.$, and $\gamma = 1.$

ε_0	$\hat{B}_{XX} = C_{ob_{xx}}/P_a R^2 = l/R B_{XX}$	$\hat{B}_{XY} = C_{ob_{xy}}/P_a R^2$	$\hat{B}_{YX} = C_{ob_{yx}}/P_a R^2$	$\hat{B}_{YY} = C_{ob_{yy}}/P_a R^2$	Note
0.60	1.628	-0.715	0.452	0.616	(1)
	1.573	-0.722	0.272	0.604	(2)
0.75	2.097	-1.090	0.454	0.849	(1)
	2.322	-1.005	0.511	0.747	(2)
0.90	3.184	-1.828	0.202	0.968	(1)
	5.126	-1.585	0.846	0.955	(2)

(1) **Présent travail**

(2) Résultats publiés par la Réf. [10]

(3) Résultats publiés par la Réf. [11]

Comme on peut voir, les résultats sont en bonne concordance même à des grandes valeurs d'excentricité relative, cependant, les valeurs des coefficients dynamiques publiés en [10] et [11] sont pas en bonne concordance.

Une explication convaincante de cette désconcordance est donnée par Peng et al dans la référence [11].

IV.8.2 Effets des déformations élastiques sur les performances stationnaires et dynamiques du palier :

Les paramètres adimensionnels calculés à partir des valeurs numériques sont donnés comme suit : $A=1,26$, $\alpha = 0.4$ et $R/L = 0.5$ $c/R = 2.10^{-3}$ qui sont le nombre de compressibilité, le facteur de compliance, le rapport entre la longueur et le rayon et le rapport entre le jeu radial et le rayon respectivement.

Sur les figures (IV.5) et (IV.6), on compare les distributions des parties réelles et imaginaires des pressions dynamiques \tilde{Q}_ε et \tilde{Q}_ϕ calculées sur le demi palier dans le cas compliant ($\alpha = 0.4$) pour une excentricité $\varepsilon_0=0.50$, et pour les deux cas à savoir, avec et sans déformation dynamique des feuilles.

La déformation élastique des feuilles affecte les maximums des pressions dynamiques complexes et cet effet est plus significatif quand la déformation dynamique des feuilles est prise en considération en plus de la déformation stationnaire.

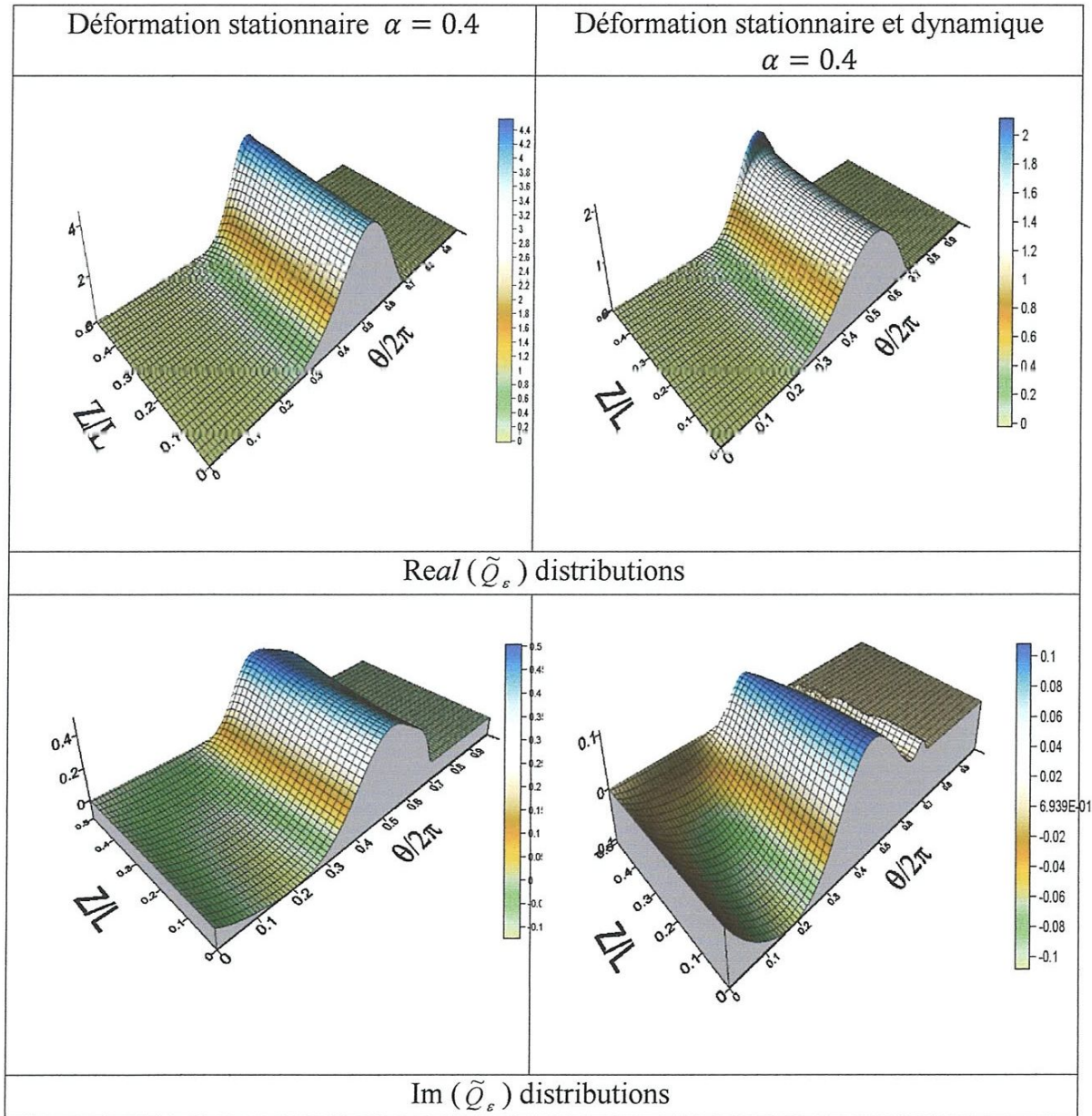


Fig. IV.5. Représentation 3D des parties réelles et imaginaire des pressions dynamique calculées pour un palier compliant $\varepsilon_0 = 0.5$ $A=1,26$ et $\gamma = 1$

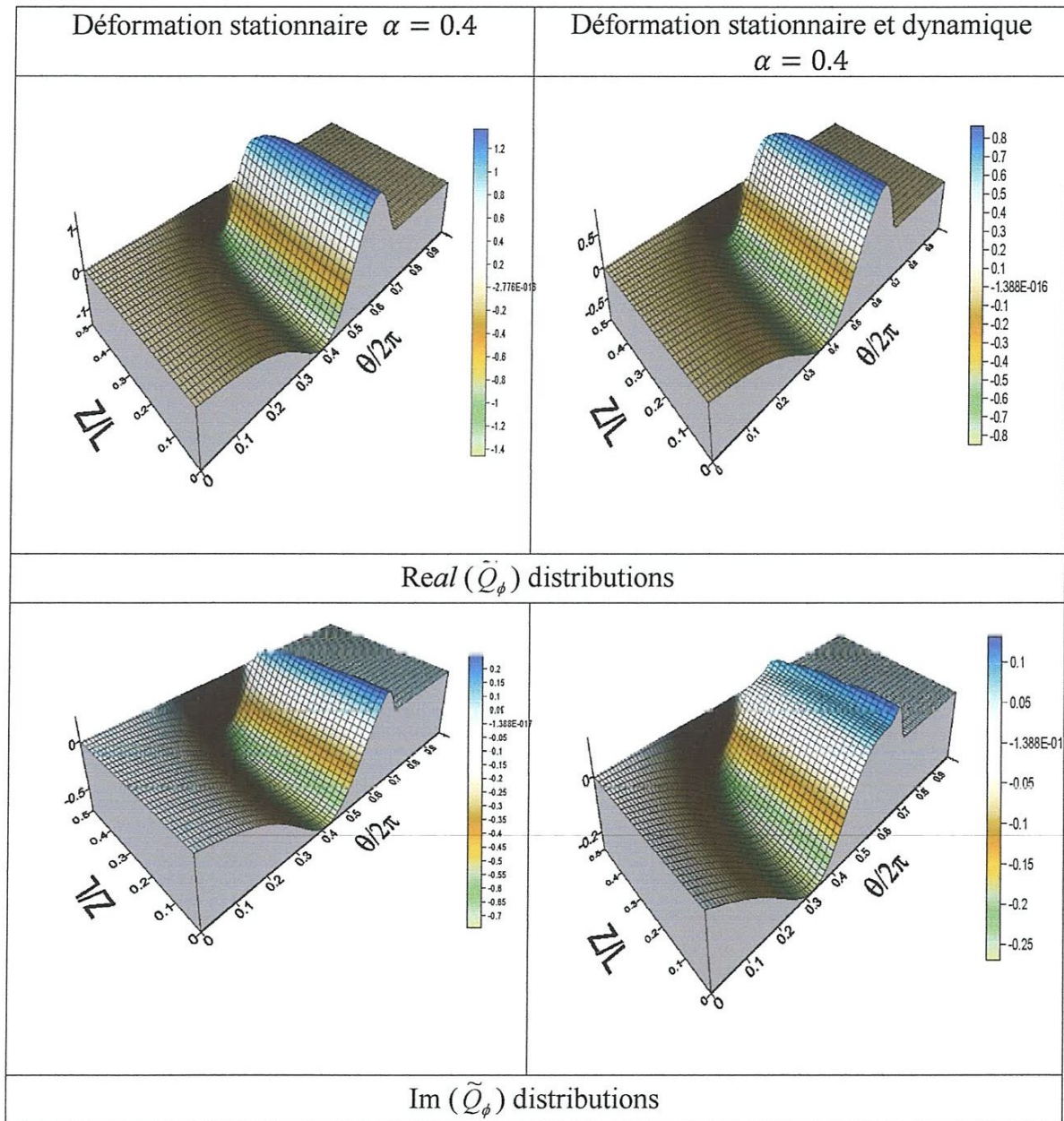


Fig. IV.6. Représentation 3D des parties réelles et imaginaire des pressions dynamique calculées pour un palier compliant $\varepsilon_0 = 0.5$ $\Lambda=1,26$ et $\gamma = 1$

IV.8.3. Effets de la déformation dynamique sur les coefficients dynamiques :

En général, les résultats illustrés ont été obtenus pour deux cas

- Cas d'un palier à air compliant, prise en compte des déformations stationnaire seules,

- Cas d'un palier à air compliant, prise en compte des déformations stationnaires et dynamiques,

Sur les figures (IV.7) à (IV.10), les coefficients dynamiques de raideurs et d'amortissements pour un palier aérodynamique compliant ont été tracés en fonction de la fréquence d'excitation.

La vitesse de rotation est de 45 krpm et l'excentricité statique est de $\varepsilon_0 = 0.1$ qui correspond à un palier faiblement chargé.

Les résultats montrent que les coefficients dynamiques restent constants pour des grandes valeurs de la fréquence d'excitation, cependant, on observe une évolution non linéaire pour ces coefficients à des valeurs faibles de la fréquence d'excitation.

Le coefficient de raideur direct dans la direction de la charge appliquée a_{xx} est plus important et il augmente avec l'augmentation de la fréquence d'excitation γ .

Le coefficient de raideur dans la direction horizontale a_{yy} présente un même comportement en exception qu'il a une faible magnitude. Les coefficients de raideurs croisées a_{xy} , a_{yx} et la raideur directe a_{yy} sont significativement faible en magnitude comparés au coefficient direct a_{xx} et cela sur la totalité des valeurs de la fréquence d'excitation mise en étude.

Les coefficients d'amortissements diminuent monotonement et convergent pour une même valeur avec l'augmentation de la fréquence d'excitation.

De plus, les valeurs des coefficients d'amortissement croisés b_{xy} et b_{yx} varient l'un de l'autre significativement.

On peut dire que la fréquence d'excitation affecte significativement les coefficients dynamiques des paliers aérodynamiques à feuilles, et tous les coefficients d'amortissement diminuent et tendent vers une valeur nulle pour des fréquences d'excitation tendent vers l'infini $\gamma \rightarrow +\infty$.

On observe aussi que la déformation élastique des feuilles affecte significativement les coefficients de raideur et d'amortissement qui sont en fonction de la fréquence d'excitation, et cet effet est plus significatif quand la déformation dynamique est prise en considération avec la déformation stationnaire.

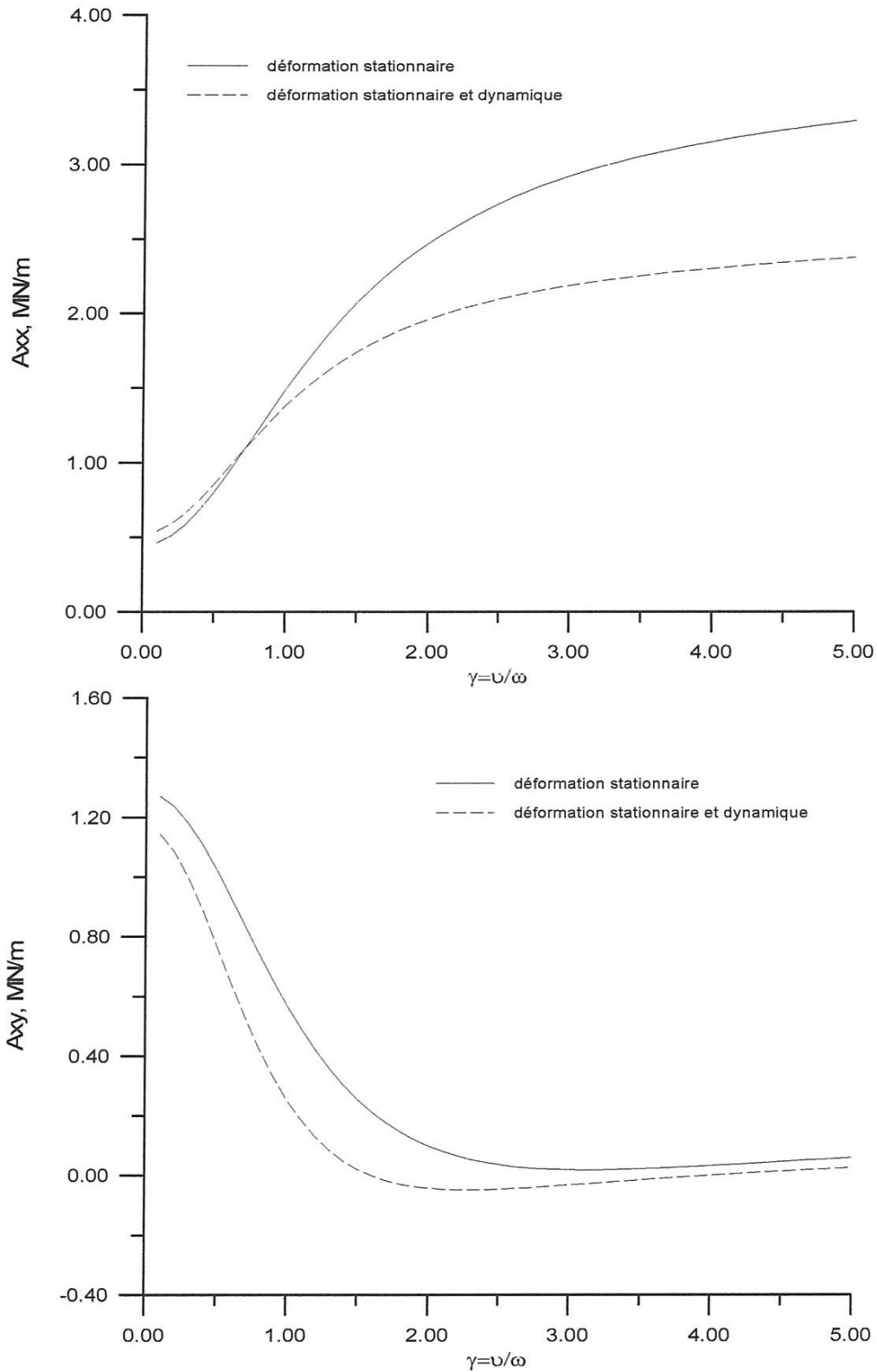


Fig. IV.7. Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.1$ $A=1,26$ et $\alpha = 0.4$

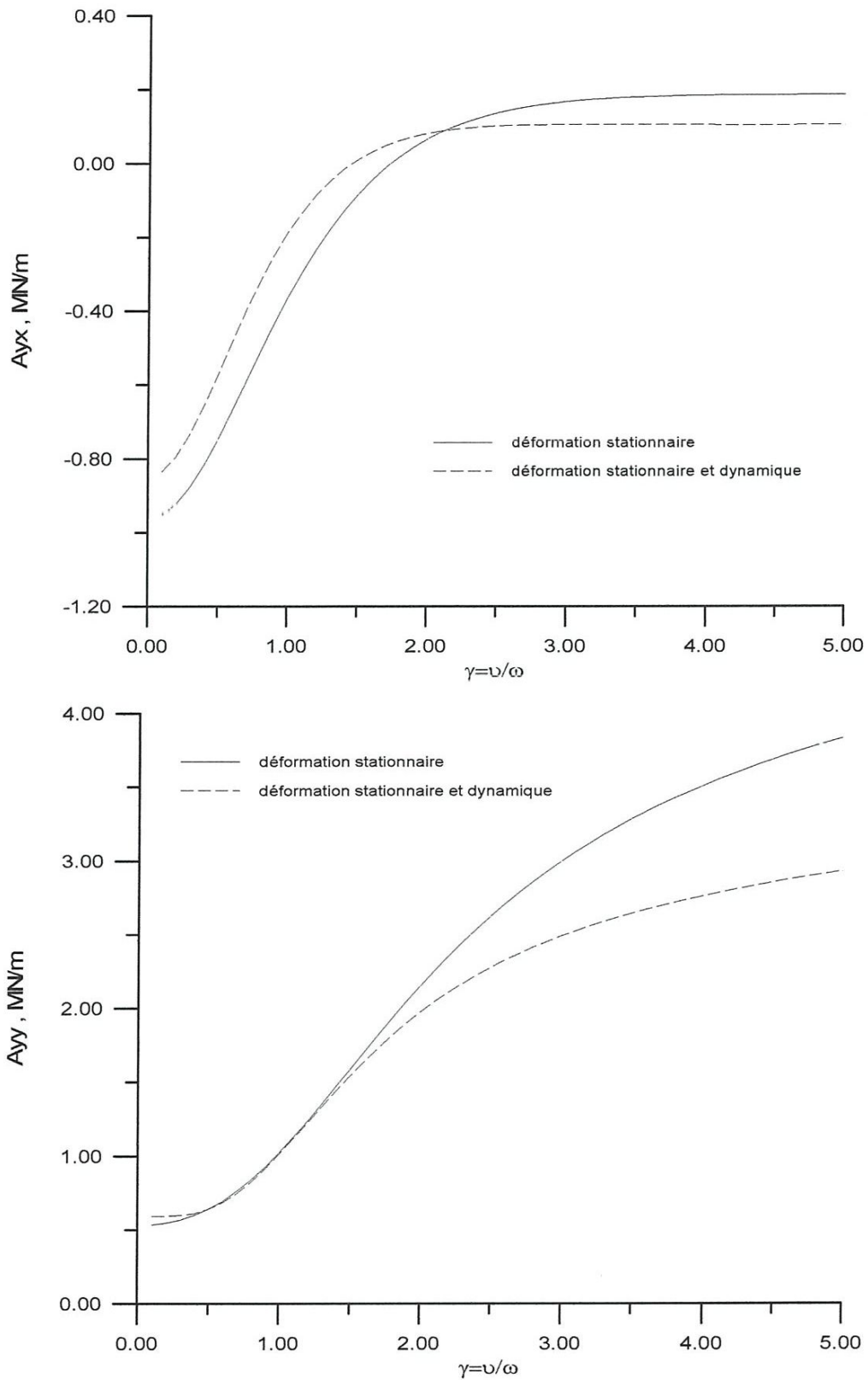


Fig. IV.8. Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.1$ $\Lambda = 1,26$ et $\alpha = 0.4$

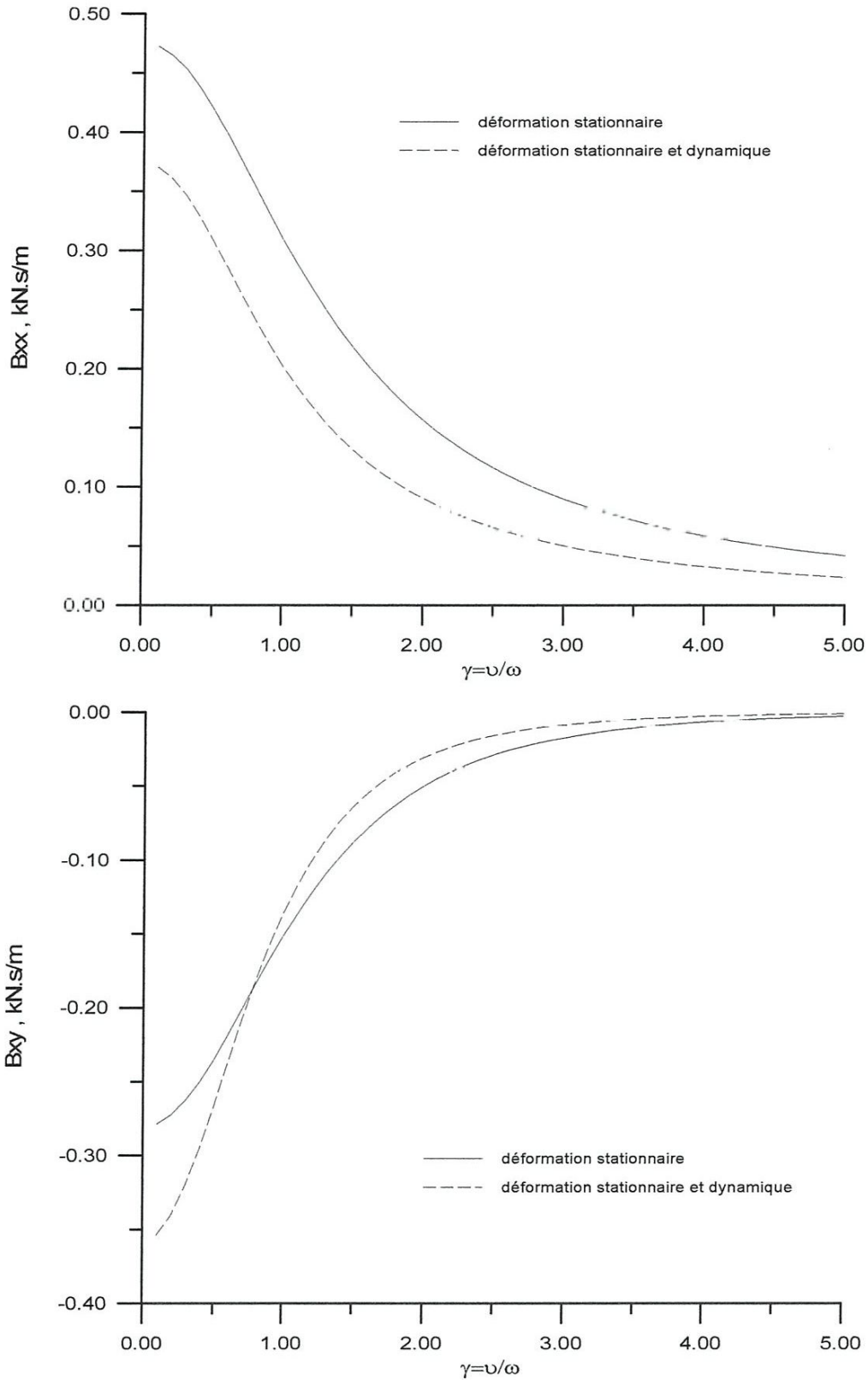


Fig. IV.9. Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.1$ $A=1,26$ et $\alpha = 0.4$

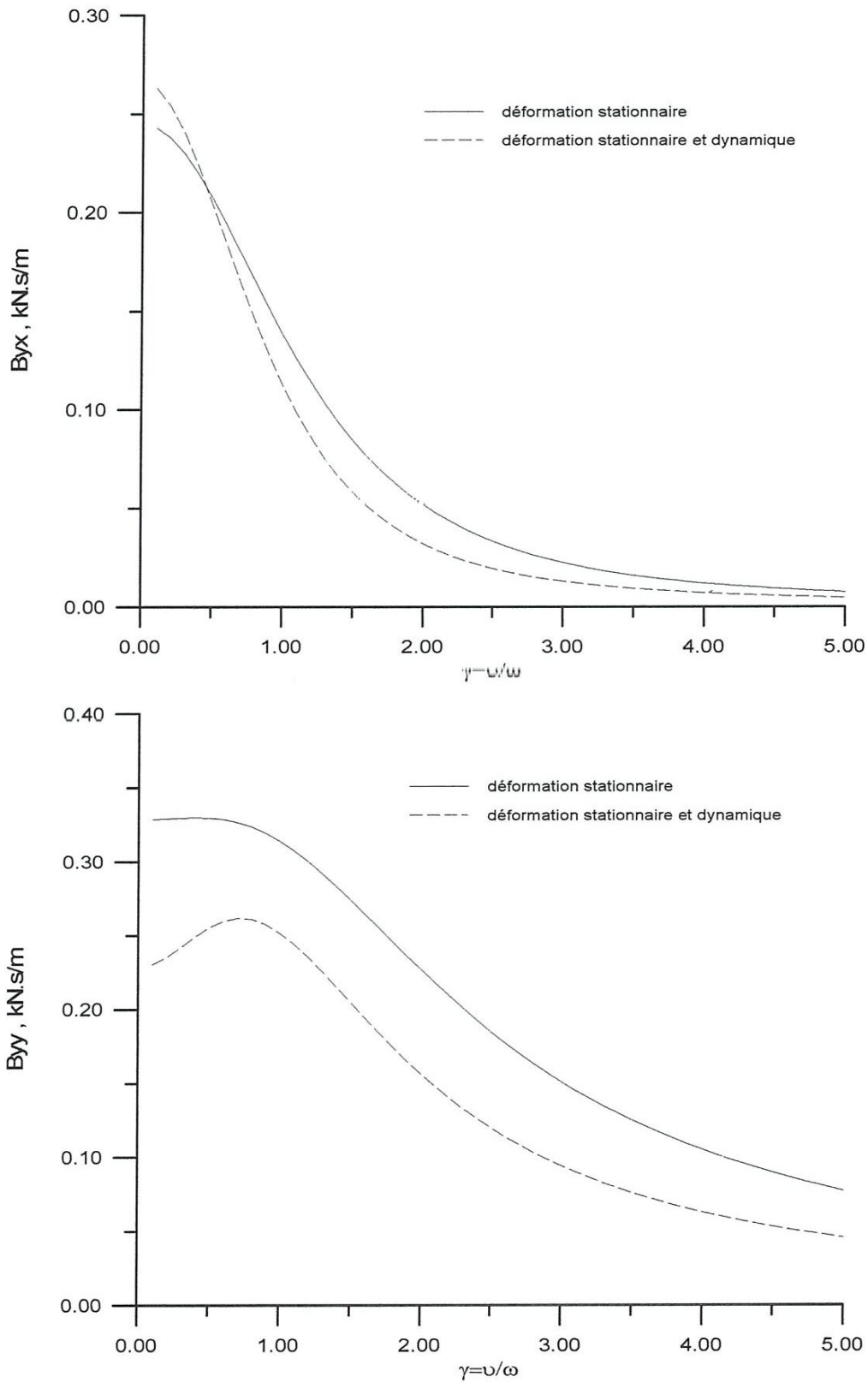


Fig. IV.10. Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.1$ $A=1,26$ et $\alpha = 0.4$

Sur les figures (IV.11) et (IV.14), les coefficients dynamiques de raideurs et d'amortissements pour un palier aérodynamique compliant ont été tracés en fonction de la fréquence d'excitation.

La vitesse de rotation est de 45 krpm et l'excentricité statique est de $\varepsilon_0 = 0.5$ qui correspond à un palier modérément chargé.

Même constatation enregistré pour le cas d'une excentricité relative de $\varepsilon_0 = 0.1$, avec un écart plus important entre les huit coefficients dynamiques là où on prend en considération la déformation dynamique.

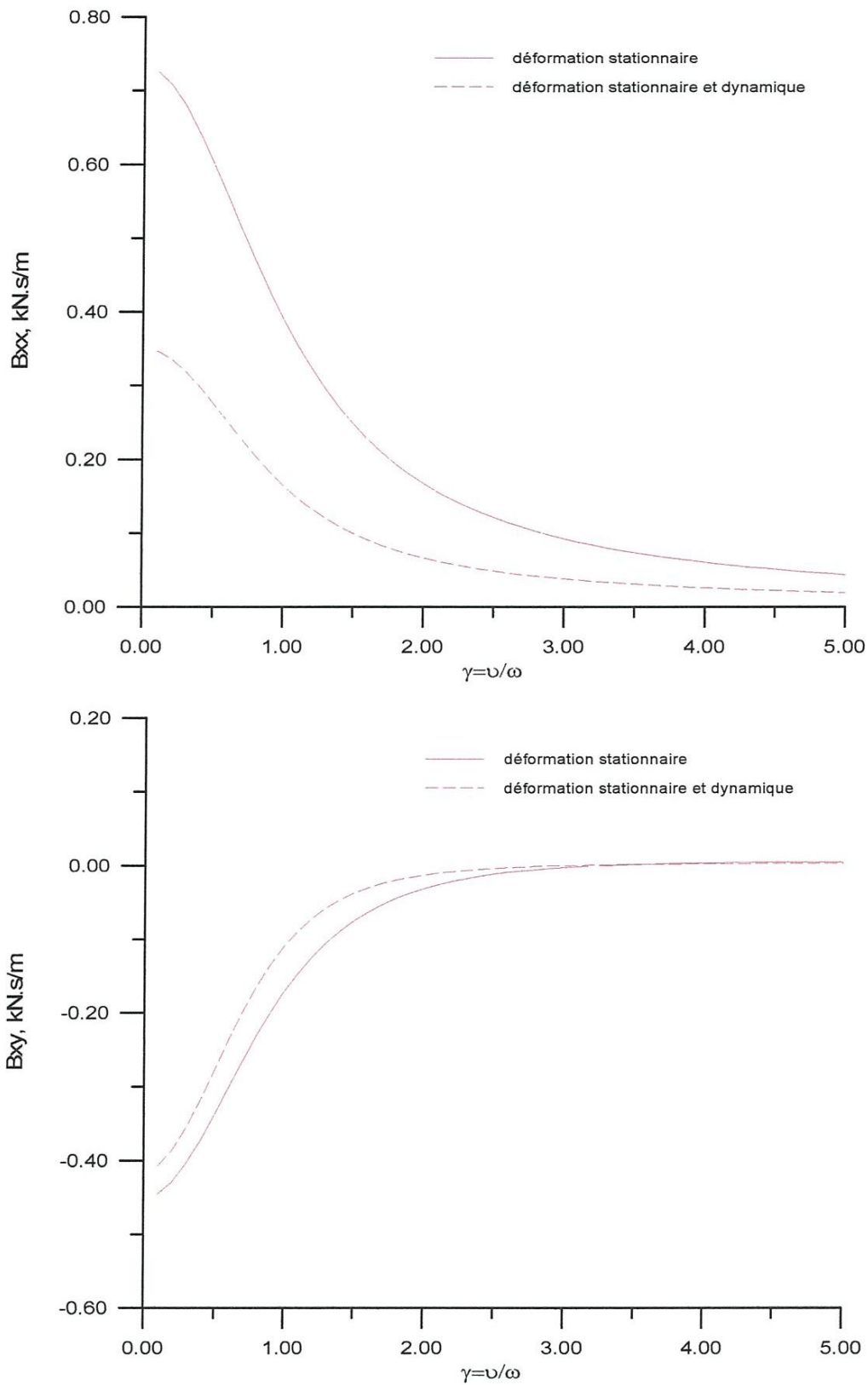


Fig. IV.13. Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.5$ $A=1,26$ et $\alpha = 0.4$

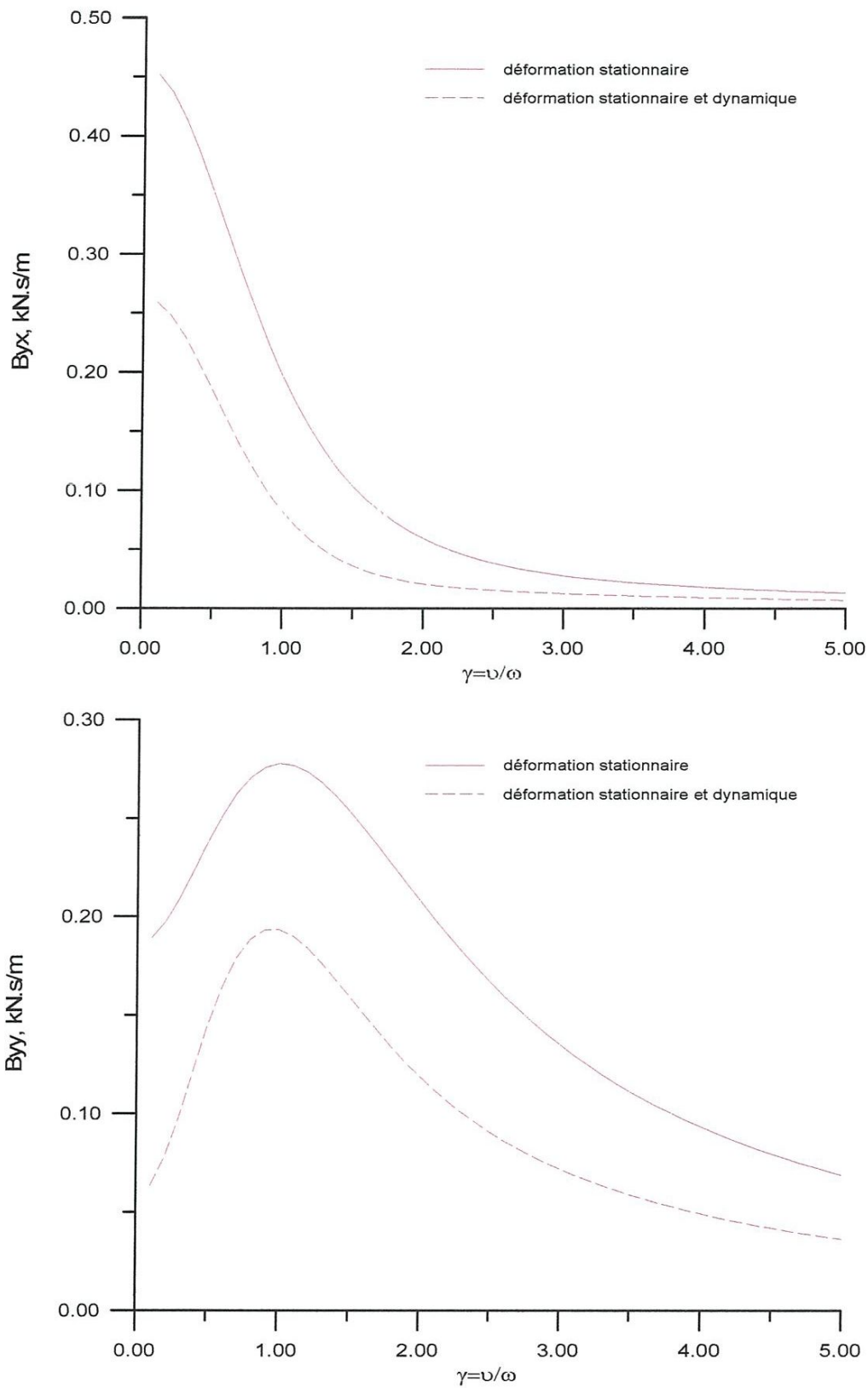


Fig. IV.14. Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.5$ $A=1,26$ et $\alpha = 0.4$

Sur les figures (IV.15) à (IV.18), les coefficients dynamiques de raideurs et d'amortissements pour un palier aérodynamique compliant à feuilles ont été tracés en fonction de la fréquence d'excitation.

La vitesse de rotation est de 45 krpm qui correspond à un nombre de compressibilité $A=1,26$ et l'excentricité statique est de $\varepsilon_0 = 0.9$ qui correspond à un palier lourdement chargé.

Même constatation enregistré pour le cas d'une excentricité relative pour les deux calculs précédents $\varepsilon_0 = 0.1$ et $\varepsilon_0 = 0.5$, avec un écart aussi plus important entre le tracé des huit coefficients dynamiques, cet écart est dû principalement à la prise en considération des déformations dynamiques des feuilles qui corrige les résultats et donne plus de précision aux calculs.

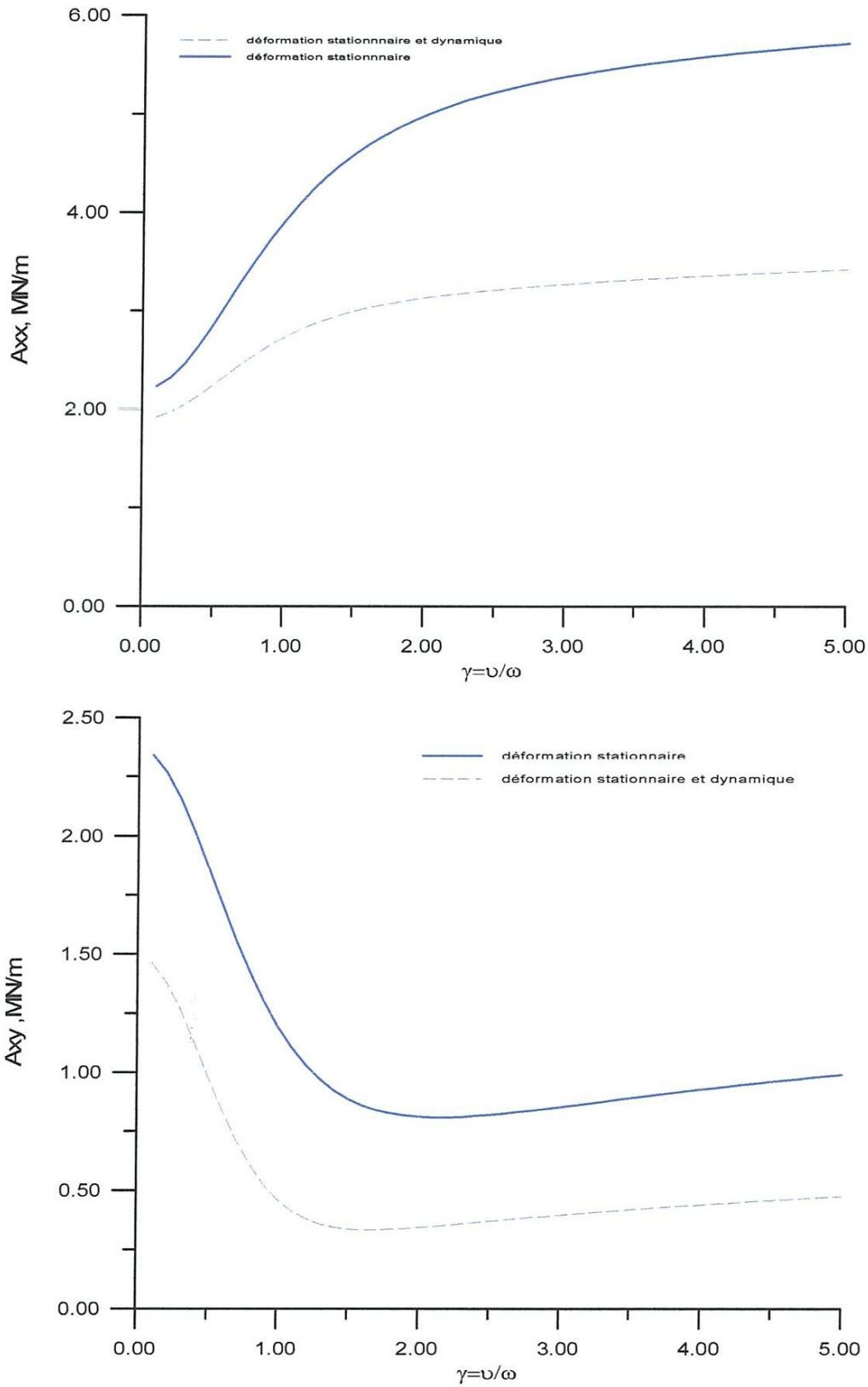


Fig. IV.15. Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.9$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$

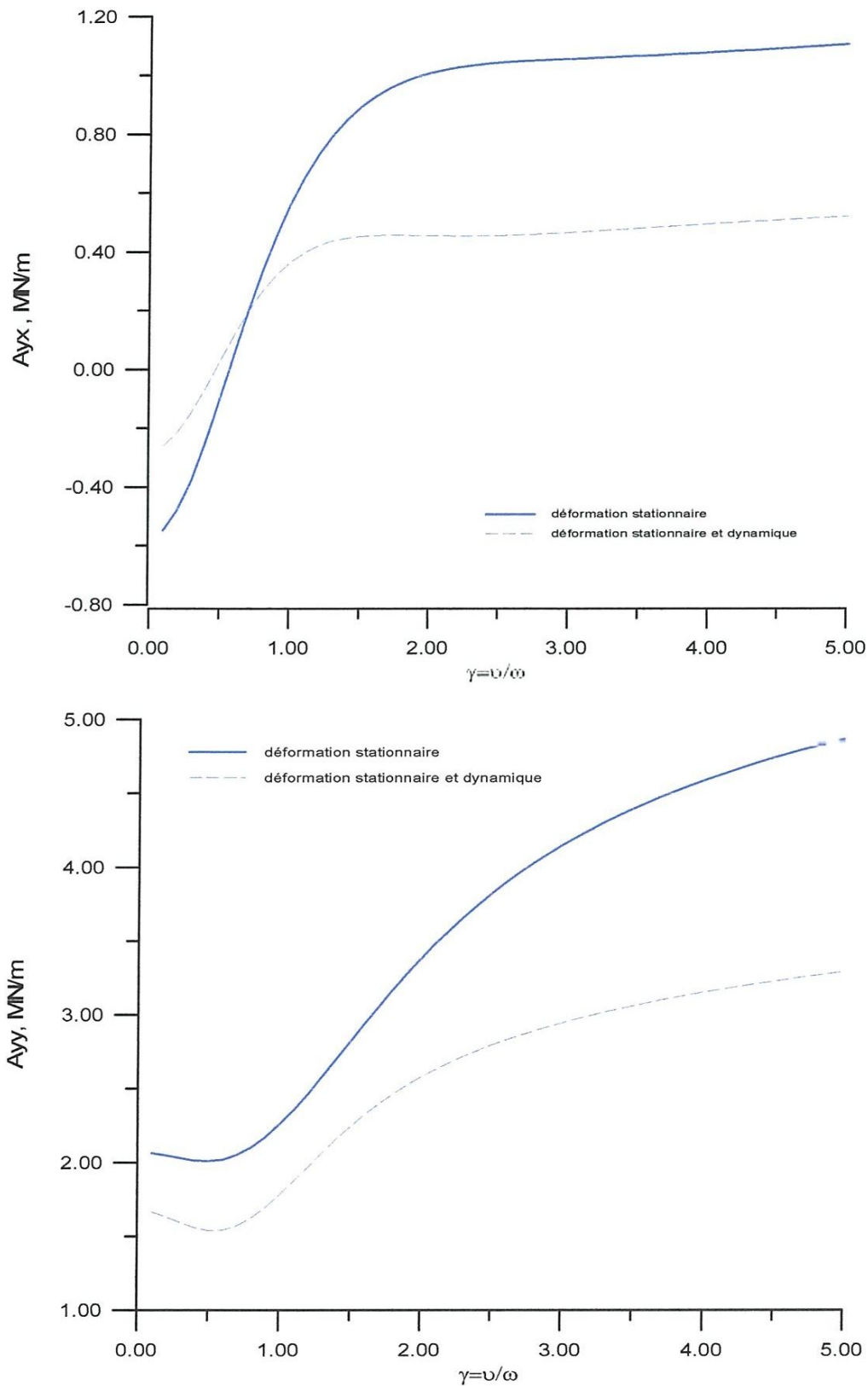


Fig. IV.16. Coefficient de raideurs pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.9$ $\Lambda=1,26$ et $\alpha = 0.4$

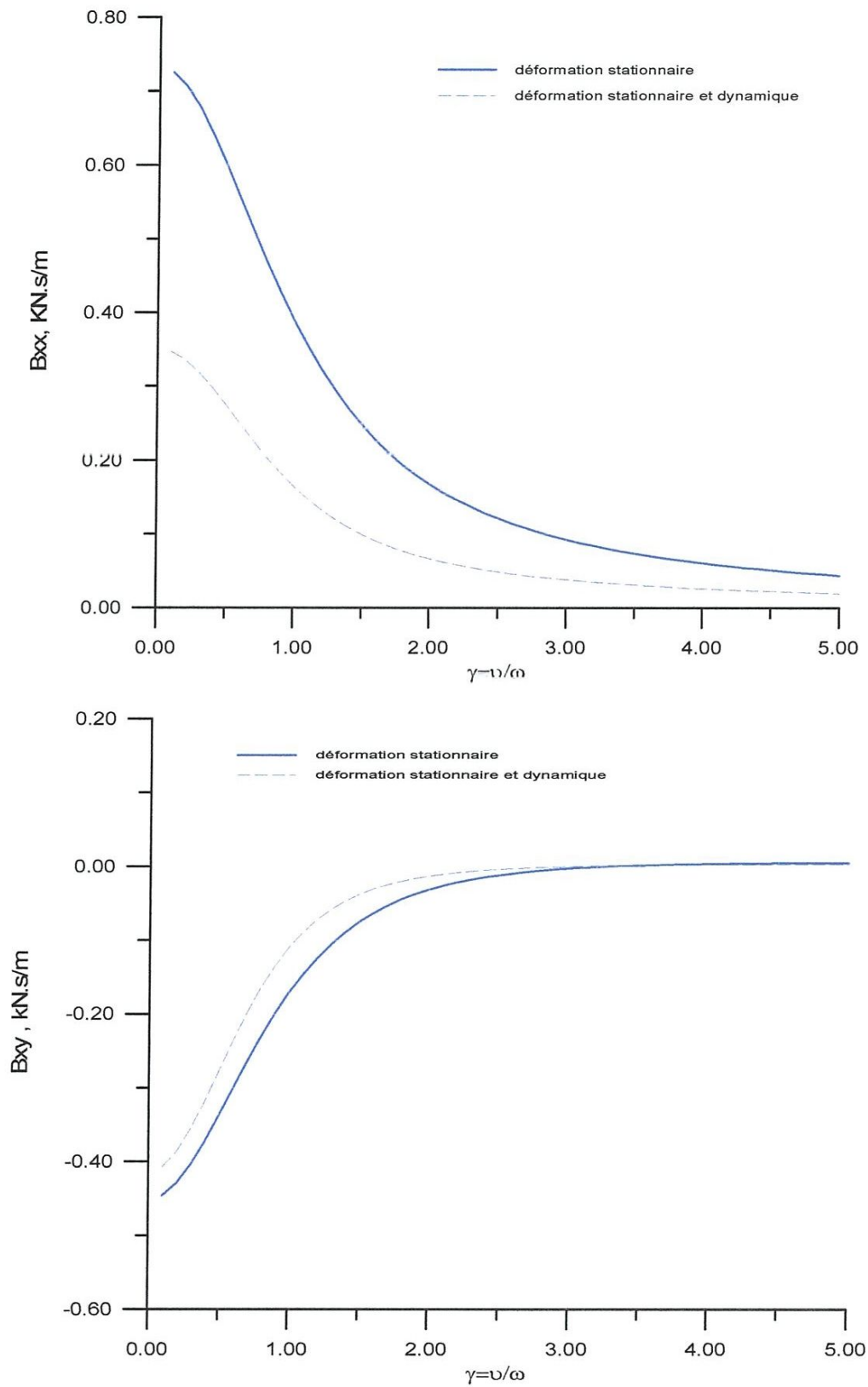


Fig. IV.17. Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.9$ $\Lambda = 1,26$ et $\alpha = 0.4$

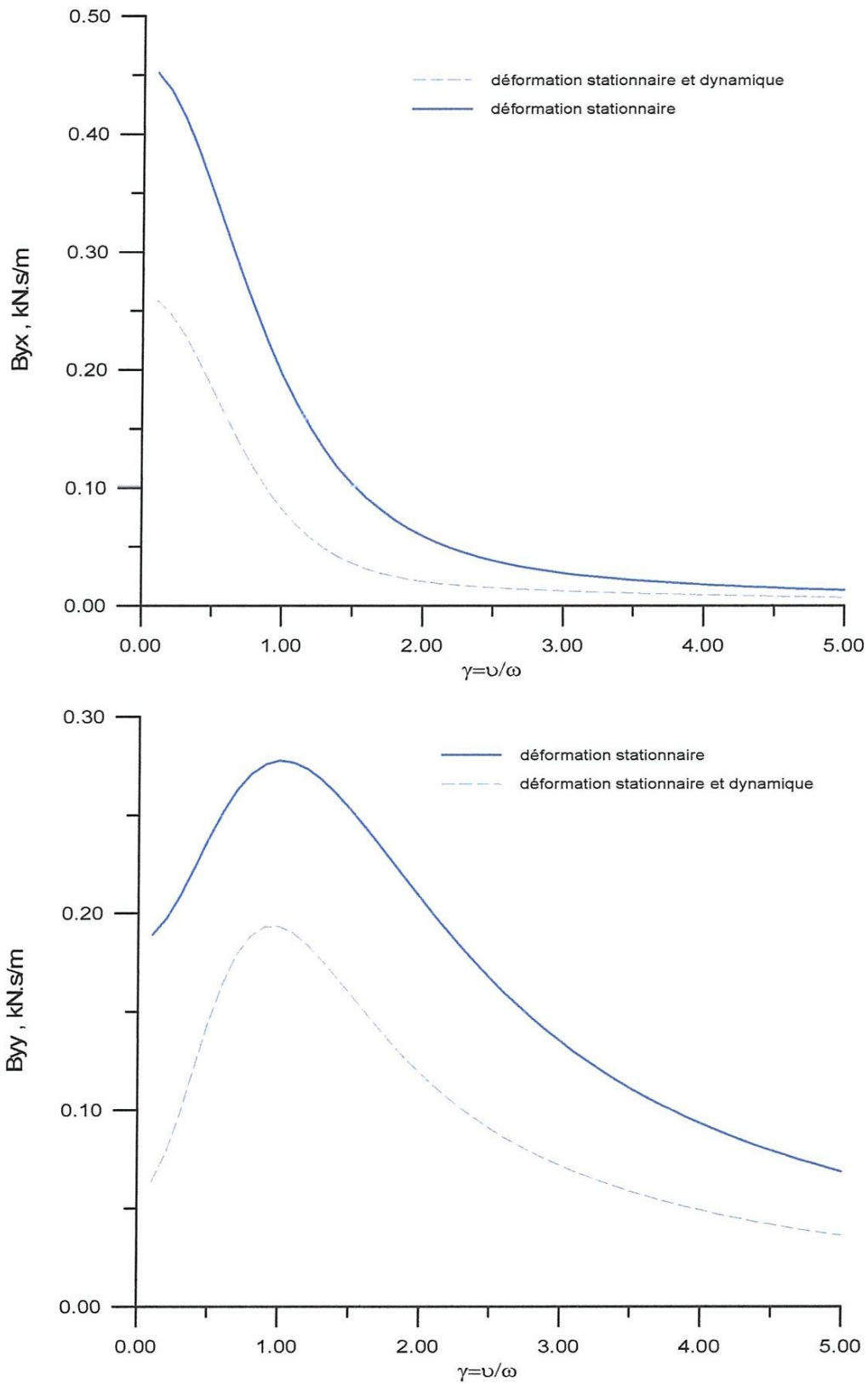
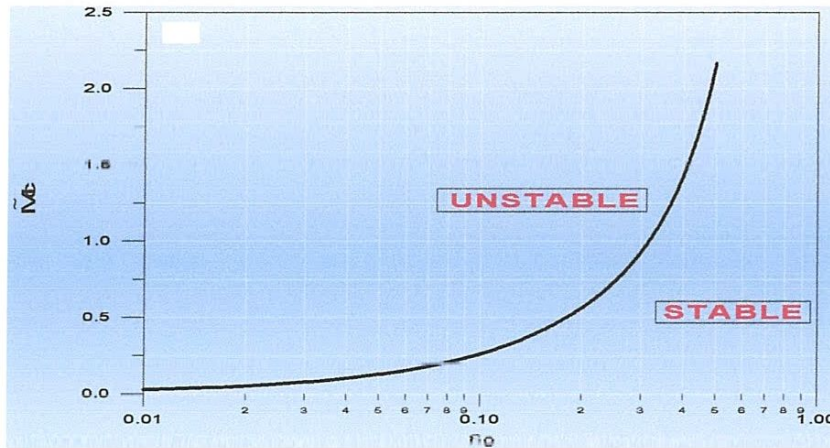


Fig. IV.18. Coefficient d'amortissements pour un palier aérodynamique feuilles en fonction de la fréquence d'excitation $\varepsilon_0 = 0.9$ $\Lambda = 1,26$ et $\alpha = 0.4$

IV.8.4 Effets de la déformation dynamique les paramètres de stabilité :

La carte de stabilité du palier est illustrée sur la figure (IV.19) en utilisant le critère de stabilité de Lund [12] pour les deux cas avec et sans déformation dynamique des feuilles, on remarque une diminution de la limite d'instabilité c'est-à-dire l'augmentation de la stabilité du palier, dans le cas ou l'effet de la déformation stationnaire et dynamique sont prises en compte à la fois.

Déformation statique ($\alpha=0.4$), Position de stabilité à $\varepsilon_0 \geq 0.55$



Déformation statique et dynamique ($\alpha=0.4$), position de stabilité à $\varepsilon_0 \geq 0.38$

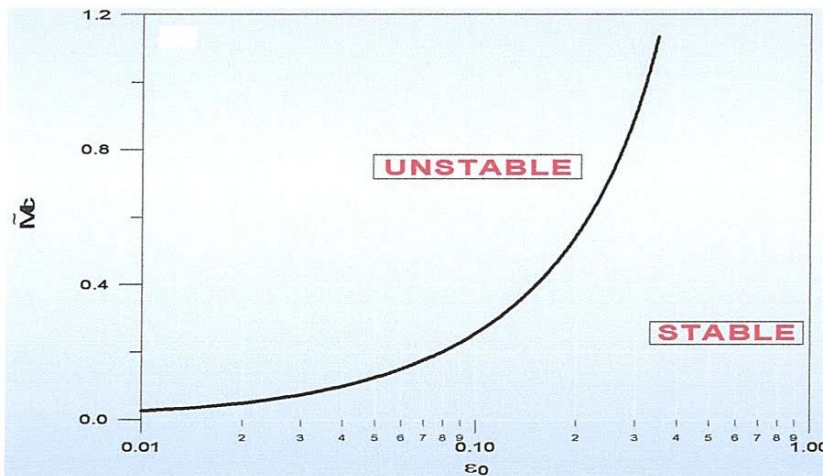


Fig. IV.19. Carte de stabilité pour un palier rigide et déformable.

Conclusion générale

Nous nous sommes intéressés dans cette étude aux paliers aérodynamiques à feuilles à géométrie déformable (*compliant*) dont l'objectif était de développer un programme de calcul et de simulation pour la prédiction du comportement dynamique de ces paliers, à savoir le champ de pression dynamique, les coefficients dynamiques et la carte de stabilité.

Dans un premier temps nous avons choisi de travailler sur le comportement dynamique, l'objectif était de trouver une plage de fonctionnement stable en fonction de la l'excentricité relative de fonctionnement du palier et cela en introduisant la déformation dynamique des feuilles pour une précision sur les calculs.

Des profils de pressions dynamiques ont été tracés dans les deux cas, avec et sans déformation dynamique, notre réflexion sur la définition des profils déformables initiaux a permis de mettre en place une méthodologie basée sur des profil rigides

Le traitement numérique du problème d'interaction fluide-structure en lubrification aérodynamique a nécessité l'utilisation de la formulation en différences finies et l'application de la technique de perturbation pour trouver les huit coefficients dynamiques, l'algorithme de sur relaxation (S.O.R) a été utilisé pour résoudre les équations perturbées d'ordre un.

On a adopté le modèle élastique de *Heshmat*, ce dernier qui est un modèle dérivé des élasticités des matériaux (R.D.M.) ce distingue par sa simplicité à être implémenté dans un code de calcul numérique.

Les résultats obtenus par le programme de calcul développé ont montré que la compliance des feuilles doit être prise en considération dans le cas d'une étude dynamique des paliers à air surtout lorsqu'ils fonctionnent à des excentricités très élevées (*lourdement chargés*). Il convient de souligner que l'addition de la déformation dynamique des feuilles entraîne :

- Une diminution du pic des pressions dynamiques.
- Une diminution de l'intensité des huit coefficients dynamiques en fonction de la fréquence d'excitation.
- Une augmentation de la stabilité du palier.

Références bibliographiques

- [1] Hirn G., 1854, Sur les principaux phénomènes qui présentent les frottements médiats, *Bulletins Société Industrielle de Mulhouse*, 26, 188-277.
- [2] Reynolds O., 1886, on the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp Tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 177, 157-234.
- [3] Ausman J. S., 1959, Theory and design of self-acting gas-lubricated journal bearings including misalignment effect, *Proceedings, First International Symposium on Gas-Lubricated Bearings*, U. S. Government Printing Office, ACR-49, 161-192.
- [4] Raimondi A. A., 1961, A numerical solution for the gas-lubricated full journal bearing of finite length, *ASLE Transactions*, 4, 131-155.
- [5] Sternlicht B., 1959, Elastic and damping properties of cylindrical journal bearings, *Journal of Basic Engineering, Trans. ASME*, Vol. 81, 101-108.
- [6] Ausman J. S., 1963, Linearized *ph* stability theory for translatory half-speed whirl of long, self acting gas-lubricated journal bearings, *ASME J. Basic Eng.*, 85, 4, 611-619.
- [7] Lund J. W., 1967, A theoretical analysis of whirl instability and pneumatic Hammer for a rigid rotor in pressurized gas journal bearings, *ASME J. Lubrication Technology*, 89, 2, 154-163.
- [8] Lund J. W., 1968, Calculation of stiffness and damping properties of gas bearings, *ASME J. Lubrication Technology*, 90, 793-803.
- [9] Lund J. W., 1976, Linear transient response of a flexible rotor supported in gas-lubricated bearings, *ASME J. Lubrication Technology*, 98, 1, 57-65.
- [10] Heshmat H., Walowit J. A., Pinkus O., 1983, Analysis of gas-lubricated compliant foil journal bearings, *Journal of Lubrication Technology, Trans. ASME*, Vol. 105, 647-655.
- [11] Peng J. P., Carpino M., 1993, Calculation of stiffness and damping coefficients for elastically supported gas foil bearings, *Journal of Tribology, Trans. of the ASME*, Vol. 115, 20-27.
- [12] Lund J. W., 1987, Review of the concept of dynamic coefficients for fluid film journal bearings, *Journal of Lubrication Technology, Trans. ASME*, Vol. 109, 37-41.
- [13] Peng J. P., Carpino M., 1994, Coulomb friction damping effects in elastically supported gas foil bearings, *STLE Tribology Transactions*, Vol. 37, 1, 91-98.
- [14] Matta P., 2009, Analyse expérimentale des paliers aérodynamiques, Thèse de Doctorat, Poitiers University, France.
- [15] Matta P., Arghir M., Bonneau O., 2010, Experimental analysis of cylindrical air-bearing dynamic coefficients, *Tribology Transactions*, 53, 329-339.
- [16] Paulsen B. T., Morosi S., Santos I. F., 2011, Static, dynamic, and thermal properties of compressible fluid film journal bearings, *Tribology Transactions*, 54, 282-299.
- [17] Peng, Z.-C., and Khonsari, M. M., 2004, "On the Limiting Load-Carrying

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that every entry should be supported by a valid receipt or invoice. This ensures transparency and accountability in the financial reporting process.

2. The second part of the document outlines the procedures for handling discrepancies. It states that any variance between the recorded amounts and the actual amounts should be investigated immediately. The responsible personnel should identify the cause of the error and take corrective action to prevent recurrence.

3. The third part of the document details the requirements for the annual financial statement. It specifies that the statement must be prepared in accordance with the relevant accounting standards and regulations. All assets and liabilities must be accurately valued, and the net profit or loss must be clearly stated.

4. The fourth part of the document discusses the role of the auditor. It explains that the auditor's primary responsibility is to provide an independent opinion on the fairness and accuracy of the financial statements. The auditor should conduct a thorough examination of the records and provide a detailed report of their findings.

5. The fifth part of the document concludes with a summary of the key points. It reiterates the importance of honesty and integrity in financial reporting and encourages all stakeholders to adhere to the highest standards of ethical conduct.